Etude des flux turbulents à l'interface air-mer à partir de données de la plateforme OCARINA

Rémi Cambra

▶ **To cite this version:**

Rémi Cambra. Etude des flux turbulents à l'interface air-mer à partir de données de la plateforme OCARINA. Sciences de la Terre. Université Paris Saclay (COmUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLV024 . tel-01401019v2

HAL Id: tel-01401019
https://insu.hal.science/tel-01401019v2

Submitted on 4 Jan 2017

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.

NNT : 2015SACLV024

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE VERSAILLES SAINT-QUENTIN EN YVELINES

ÉCOLE DOCTORALE N°129
Sciences de l'Environnement d'Ile de France

Spécialité de doctorat : Météorologie, Océanographie, Physique de l'Environnement

Par

M. Rémi Cambra

Etude des flux turbulents à l'interface air-mer à partir de données de la plateforme OCARINA

Thèse présentée et soutenue à Guyancourt, le 4 décembre 2015 :

Composition du Jury :

M. Philippe BOUSQUET, Professeur, UVSQ, Président
Mme Marie-Noëlle BOUIN, Chercheur, Météo France, Rapporteur
M. Pierre DURAND, Directeur de Recherche, LA, Rapporteur
M. Boris DEWITTE, Directeur de Recherche, LEGOS, Examinateur
Mme Danièle HAUSER, Directeur de Recherche, LATMOS, Directeur de thèse
M. Denis BOURRAS, Chargé de Recherche, MIO, Co-Encadrant de thèse

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

Titre : Etude des flux turbulents à l'interface air-mer à partir de données de la plateforme OCARINA

Mots clés : OCARINA , flux turbulents, interface océan-atmosphère, plateforme de mesure, méthode des covariances, méthode spectrale, méthode bulk

Les échanges de chaleur et de quantité de mouvement à l'interface-océan atmosphère jouent un rôle majeur dans la formation et la dynamique des masses d'air et d'eau. Malgré des décennies de recherche, nous avons encore besoin d'améliorer nos connaissances sur ces échanges, et plus spécifiquement nos connaissances sur les flux turbulents, qui sont des variables clés dans les modèles météorologiques et de climat. Dans ces modèles, les processus turbulents sont des processus sous-maille, non-résolus explicitement, ainsi les flux turbulents doivent être modélisés, au travers de paramétrisations, qui sont pour la plupart réalisées à partir de la théorie des similitudes de Monin-Obukhov [1954]. Cependant, d'une part, l'utilisation d'un modèle implique que les coefficients doivent être ajustés. D'autre part, le modèle lui-même peut demander des améliorations. Malheureusement, l'obtention d'estimations de flux avec une bonne précision est un gros défi, à cause des effets intrusifs de la plate-forme sur la mesure, de la précision limité des instruments et des capacités d'échantillonnages propres de chaque instrument.

Notre étude porte sur l'estimation des flux turbulents en mer à partir de mesures réalisées avec la nouvelle plate-forme OCARINA (trimaran autonome) lors des campagnes STRASSE 2012 et AMOP 2014. Nous analysons les caractéristiques de la turbulence dans la couche limite de surface, nous estimons les flux turbulents par différentes méthodes, et nous comparons les valeurs des flux en fonction des conditions environnementales, en prenant en compte l'état de mer.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

Title : Analysis of Turbulent fluxes based on data from the OCARINA platform

Keywords : OCARINA , turbulent fluxes, air-sea interface, measure platform, eddy-correlation method, inertio-dissipative method, bulk method

Exchanges of heat and momentum at the air-sea interface play a major role in the formation and the dynamics of water and air masses. In spite of decades of research, we still need to improve our knowledge of these exchanges, and more specifically our knowledge of turbulent fluxes, which are key variables in meteorological and climate models. In these models, sub-grid turbulent processes, thus turbulent fluxes also have to be modeled, which is mostly done with the Monin-Obukhov (1954, MOS hereafter) similarity theory. However, on the one hand, the use of a model implies that coefficients have to be adjusted. On the other hand, the model itself may require improvements. Unfortunately, obtaining flux estimates that have a good accuracy is a challenging effort, because of the intrusive effect of the platform, the limited accuracy the instruments, and because the instruments have their own sampling volume.

Our study focuses on the estimation of turbulent fluxes at sea from measurements made with the new OCARINA platform (autonomous trimaran) during two campaigns : STRASSE 2012 and AMOP 2014. We analyze the characteristics of turbulence in the surface boundary layer, we estimate the turbulent fluxes by different methods, and compare the values of fluxes depending on environmental conditions, taking into account the sea state.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

Remerciements

Au delà des données, des courbes et des tableaux, cette thèse est le fruit de rencontres que je tiens à remercier.

Je remercie toutes les personnes, collègues et collaborateurs, que j'ai pu côtoyer durant ces trois années de thèse qui m'ont chacune aidées à leur manière sans peut-être sans rendre compte, à mener à bout ce travail de recherche.

Je remercie tout d'abord les deux personnes sans qui je n'aurai pas un diplôme de docteur (en sciences) entre les mains aujourd'hui. J'ai nommé mes directeurs de recherches, Denis Bourras et Danièle Hauser. Je vous remercie pour la confiance que vous m'avez accordée en m'offrant la chance de travailler sur un sujet de thèse aussi intéressant. Vous m'avez formé et m'avez transmis à la fois vos connaissances scientifiques ainsi que votre goût pour la recherche. J'ai été honoré de vous avoir côtoyé et d'avoir travaillé avec vous d'égal à égal durant ces trois années. Je remercie aussi particulièrement Denis Bourras pour m'avoir confié son « bébé », la vraie héroïne de ce travail, la plateforme OCARINA.

Je remercie Lauriane et Sophie avec qui j'ai pu partager tous les aléas, angoisses, stress et doutes liés à la thèse. J'ai apprécié les moments que nous avons passé ensemble.

Je remercie Luccio de l'aide précieuse qu'il a pu m'apporter pour le dépouillement des données ainsi que pour les problèmes informatiques en tout genre.

Je remercie Christophe Caudoux, pour m'avoir formé sur le maniement d'OCARINA et pour tous les moments de rigolades que nous avons eu lors de nos interventions marseillaises, ainsi que pour pour les agréables pauses café ensemble.

Je remercie Bruno Lansard pour toutes nos discussions très enrichissantes et pour son aide lors de moments de doute.

Je remercie Gille Reverdin pour ces conseils et les données qu'il m'a permis d'exploiter.

Je remercie Alain Weill pour son immense expérience sur la turbulence qu'il m'a fait partager.

Je remercie Jean-Luc Redelsperger et Guylaine Canut d'avoir accepté de participer à mon comité de thèse et d'avoir suivi l'avancée de mon travail.

Je remercie tous les collègues de l'équipe ESTER pour les pauses déjeuner et café : René, Chiraz, Eric, Philippe … Et je remercie plus globalement tous les membres du LATMOS et de l'Université St-Quentin-en-Yvelines avec qui j'ai pu rentrer en contact, qui m'ont notamment

aidé pour préparer mes TD et TP, et pour mes premiers pas dans le monde de la recherche universitaire.

Je remercie tous les membres de l'équipe qui ont participé à la campagne AMOP, et qui m'ont fait passé de bons moments durant ce mois en mer.

Je remercie mon jury de thèse pour l'attention avec laquelle ils ont lu mon travail et l'intérêt qu'ils y ont porté.

Je remercie mes amis, ma famille et ma belle famille qui m'ont soutenu, donné des conseils, et m'ont fait partager leur expérience.

Je remercie en particulier mes parents, mon frère Lucas et sa petite famille et mes grands-parents, que je n'ai pas pu voir très souvent. Si j'en suis arrivé là, c'est grâce à vous. Je remercie mes parents d'avoir pu se libérer pour venir assister à ma soutenance à Paris et d'avoir préparer le pot de thèse.

Et enfin un remerciement tout particulier à Hélène, ma compagne. En plus de m'avoir supporté durant ces trois années de thèse, tous les jours, surtout les derniers mois durant lesquels je n'étais quasiment jamais disponible et pas très agréable à vivre, elle m'a aidé à corriger mon manuscrit de thèse : je te remercie d'être toujours là.

Table des matières

Chapitre 1: Introduction.....1

Chapitre 2: La turbulence et les vagues dans la Couche Limite de Surface.....9
2.1.Introduction.....11
2.2.Les flux turbulents à l'interface océan-atmosphère.....12
2.2.1.La couche limite atmosphérique.....12
2.2.2.Flux cinématiques.....15
2.2.3.Décomposition de Reynolds.....16
2.2.4.Les flux turbulents dans l'atmosphère.....16
2.2.5.Équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente.....17
2.2.6.Théorie de la similitude de Monin-Obukhov.....18
2.2.7. Formules et paramètres bulk.....21
2.3.La surface de l'océan : les vagues.....23
2.3.1.La surface de l'océan.....23
2.3.2.Point de vue spectral.....25
2.3.3.La fréquence pic.....27
2.3.4.Formation et évolution des vagues.....27
2.3.5.Age des vagues.....27
2.3.6. Mer du vent et Houle.....28
2.3.7.Rétroaction des vagues sur le vent.....29
2.4.La paramétrisation des flux turbulents et les interactions entre l'état de mer et les flux turbulents.....29
2.5.Les plate-formes de mesures des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère.....32
2.5.1.Les plate-formes fixes.....32
2.5.2.Les plate-formes tractées.....33
2.5.3.Les navires de recherches.....34
2.5.4.Les bouées.....36
2.5.5.La conception d'une nouvelle plate-forme.....37
2.6.Conclusion.....39

Chapitre 3: Dispositif expérimental, conditions de mesure.....41
3.1.Introduction.....43
3.2.Plate-forme et Instruments.....44
3.2.1.OCARINA.....44
3.2.2.Navire et mât flux.....52
3.3.Traitement de base des données.....55
3.3.1.OCARINA.....55
3.3.2.Traitement de base des données « du mât flux ».....59
3.4.Les campagnes de mesures.....60
3.4.1.STRASSE.....60
la plate-forme OCARINA durant la campagne STRASSE.....71
3.4.2.AMOP.....72
3.4.3.Comparaison entre les deux campagnes.....82
3.5.Estimation des quantités turbulentes.....82

3.5.1.Méthodes des covariances ou eddy-correlation (ECM).....82
3.5.2.Méthode spectrale ou méthode Inertio-dissipative (IDM).....84
3.5.3.Méthode Bulk.....86
3.5.4.Méthode des profils.....87
3.6.Conclusion.....88

Chapitre 4 : Propriétés turbulentes de la couche limite de surface.....89
4.1 Introduction.....91
4.2 Théorie de Kolmogorov.....92
4.2.1 Cascade de Kolmogorov.....92
4.2.2 Isotropie.....94
4.2.3 Fonction de structures.....96
4.2.4 Taux de dissipation.....97
4.2.5 La constante de Kolmogorov.....101
4.2.6 La constante de Corrsin.....103
4.3 Cospectres des fluctuations.....105
4.3.1 Introduction.....105
4.3.2 Méthodologie.....106
4.3.3 Cas instables.....108
4.3.4 Cas stables.....114
4.4 Conclusion.....117

Chapitre 5 : Comparaison des flux turbulents estimés avec les méthodes de référence.....121
5.1 Introduction.....123
5.2 Rappel sur les configurations de référence.....124
5.3 Vu générale entre les estimations des flux.....125
5.4 Comparaison entre les méthode EC et ID.....128
5.4.1 Vitesse de frottement.....128
5.4.2 Flux de flottabilité.....129
5.4.3 Stabilité.....130
5.5 Comparaison entre les méthodes bulk et EC.....131
5.5.1 Vitesse de Frottement.....131
5.5.2 Flux de flottabilité.....132
5.5.3 Stabilité.....133
5.6 Comparaison entre les méthodes bulk et ID.....134
5.6.1 Vitesse de frottement.....134
5.6.2 Flux de flottabilité.....135
5.6.3 Stabilité.....136
5.7 Bilan pour u_*, Hs_v et z/L.....137
5.7.1 Vitesse de frottement.....137
5.7.2 Flux de flottabilité.....138
5.7.3 Stabilité.....138
5.8 Coefficient d'échanges.....139
5.8.1 CD.....139
5.8.2 CH.....142

5.9 Méthode des profils.....145
5.10 Campagne STRASSE : mât flux.....147
5.11 Conclusion.....148

Chapitre 6 : Configurations des méthodes EC et ID rapprochant les estimations de flux.....151
6.1 Introduction.....153
6.2 Influence du filtrage des basse fréquences dans la méthode EC.....155
6.2.1 Recherche d'un minimum spectral par analyser multi-résolution.....155
6.2.2 L'analyse multi-résolution (MR).....156
6.2.3 Détection du trou spectral.....157
6.3 Conditions d'application de IDM permettant de réconcilier les résultats des méthode ID et EC.....161
6.4 Conditions permettant de réconcilier les résultats des méthodes ID, EC, et bulk.....166
6.4.1 Choix de la paramétrisation bulk.....166
6.4.2 Choix de la fréquence de coupure dans la méthode EC.....168
6.5 Conclusion.....171

Chapitre 7 : Analyse de la sensibilité des méthodes aux paramètres d'entrées.....173
7.1 Introduction.....175
7.2 Méthodologie.....176
7.3 Sensibilité de la méthode spectrale (ID).....173
7.3.1 Variation de la fréquence dans $S_u(f)$.....178
7.3.2 Variation de la fréquence pour St(f).....181
7.3.3 Variation du terme d'imbalance dépendant de z/L.....183
7.3.4 Variation du terme d'imbalance indépendant de z/L.....185
7.4 Sensibilité de la méthode bulk.....188
7.5 Sensibilité de la méthode des covariances (EC).....194
7.6 Sensibilité de la méthode des profils.....198
7.6.2 Variation de α.....200
7.6.3 Variation de β dans $\psi_m(z/L)$.....201
7.7 Conclusion.....201

Chapitre 8: Interactions avec l'état de mer.....205
8.1.Introduction.....207
8.2.État de mer.....207
8.3.Analyse vent-vague : cohérence spectrale.....216
8.4.Impact de l'état de mer sur les flux turbulents.....224
8.4.1.Rappels sur l'impact possible des vagues sur le flux de quantité de mouvement224
8.4.2.Étude avec les données OCARINA durant STRASSE et AMOP.....226
8.5.Conclusion.....243

Chapitre 9 : Conclusions et perspectives.....247
9.1 Principaux résultats.....249
9.2 Perspectives.....256

Annexe : Conclusions et perspectives.....259
Annexe 1 261
Annexe 2 271
Annexe 3 285
Annexe 4 309

Références Bibliographiques.....313

Chapitre 1 : Introduction

Depuis la préhistoire, le climat et la météorologie ont toujours été une préoccupation pour l'homme, car sa survie en dépend. Encore aujourd'hui, les prévisions météorologiques sont scrutées quotidiennement par la plupart d'entre nous. Les estimations du « temps qu'il fera demain» sont devenues une information indispensable pour tout un chacun. De nombreux secteurs économiques dépendent aussi de la météorologie, qu'il s'agisse de l'agriculture,des transports … ou de nombreux autres domaines. Mais le plus important est que la météorologie affecte au plus profond la vie des hommes, et dans les cas les plus graves, elle constitue une menace pour eux. Prévenir les populations des situations météorologiques potentiellement dangereuses tels que cyclones, tornades, raz de marées et autres aléas est devenu incontournable.

Il s'avère aujourd'hui que le réchauffement climatique s'accentue et que l'homme y contribue pour une large part. Les conséquences sont catastrophiques pour la biodiversité, et pour l'espèce humaine. Il est donc primordial de connaître et de prévoir l'évolution des enveloppes fluides de la Terre où se déroulent les phénomènes météorologiques.

L'amélioration des prévisions météorologiques implique une meilleure compréhension des mécanismes physiques et des processus physico-chimiques et biologiques qui régissent notre climat.

La planète bleue, comme on aime l'appeler, tient son nom du fait que sa surface est recouverte d'eau à 70 %. L'eau contenue dans les océans est le premier corps en terme de surface qui est en contact avec l'atmosphère et le premier à recevoir l'énergie provenant du soleil. Grâce à leur forte capacité thermique, les océans régulent notre climat.

L'océan et l'atmosphère échangent des composés divers (eau, sel, composés volatiles organiques, …) ainsi que de l'énergie mécanique et de la chaleur. Une part non négligeable de ces échanges s'effectue par des mouvements turbulents, que l'on quantifie sous la forme de flux turbulents. Dans les modèles météorologiques et de climat, les flux turbulents sont estimés au moyen de modèles mathématiques qu'on nomme paramétrisations. Les paramétrisations, peuvent être empiriques, théoriques, ou semi-empiriques. La qualité des prévisions dépend de la précision de l'estimation des flux dans les modèles. Par exemple, une surestimation du flux de chaleur latente peut entraîner un surplus de nébulosité et modifier le bilan radiatif de la région considérée. Autre exemple, une surestimation du flux de quantité de mouvement, qui rend compte du frottement du vent sur la surface, peut se traduire par la

minimisation de l'impact d'un cyclone sur une région donnée. Il convient donc d'approfondir la compréhension de ces mécanismes, et d'en améliorer les paramétrisations.

On appelle paramétrisation des flux, la relation mathématique qui lie les flux à des variables environnementales tels que le vent proche de la surface et la température de la mer. La paramétrisation des flux est un modèle physique basé sur des théories (Kolmogrov, 1941 ; Monin et Obukhov, 1954). Notons que ces théories font intervenir des relations empiriques, dont la détermination implique d'effectuer des mesures sur la mer. L'estimation expérimentale de ces relations reste un enjeu en raison de notre difficulté à obtenir des mesures fiables en mer par tous types de conditions.

L'aérodynamique et l'encombrement des plateformes de mesure, influent sur la précision des estimations de flux recueillies. Ainsi, ces dernières peuvent différer selon qu'on effectue des mesures par bouée ou à bord d'un navire océanographique de quatre-vingts mètres de long.

Les flux peuvent être estimés par différentes méthodes indépendantes, dont les résultats ne sont pas toujours cohérents, suivant les conditions environnementales. Ainsi, les paramétrisations que l'on ajuste aux données recueillies ne sont pas aussi universelles qu'on le souhaiterait. Par exemple, la relation entre le flux de surface et l'état de mer est une question ouverte, notamment pour le flux de quantité de mouvement. Les paramétrisations existantes ne convergent pas complètement.

C'est pour tenter de répondre à ces différentes questions qu'une nouvelle plateforme de mesure conçue par le LATMOS a été développée. Elle nous permet de remédier à un grand nombre de défauts des plateformes existantes et elle y apporte plusieurs améliorations, en réduisant par exemple l'impact de la distorsion aérodynamique au point que l'emploi de fonctions de correction est maintenant inutile. La plateforme développée suit au plus près le mouvement de la surface et nous fournit des mesures de turbulence atmosphérique à 1.5 m de haut, ce qui nous permet d'étudier avec précision non seulement les flux turbulents à l'interface, mais aussi les relations à petite échelle entre vent et mouvements verticaux de la surface.

C'est sur la mise en œuvre et l'étude des données de cette nouvelle plateforme que porte ma thèse. Les travaux présentés dans ce manuscrit concernent l'étude des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère à partir des données recueillies par la plateforme OCARINA

(Océan Couplé à l'Atmosphère : Recherche Instrumentale sur Navire Annexe) durant les campagnes STRASSE 2012 et AMOP 2014. Mon approche de l'estimation des flux turbulents est donc essentiellement expérimentale. Plusieurs points seront abordés, comme la validation des hypothèses de la turbulence, l'évaluation de la précision des estimations des flux par quatre méthodes indépendantes, leur adaptation optimale pour les faire converger, et l'impact de la surface de l'océan sur les flux.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons l'état actuel de nos connaissances sur la turbulence dans la couche limite de surface atmosphérique. Nous introduirons la théorie de similitude de Monin-Obukhov, et les principes de l'estimation des flux turbulents. Nous décrirons le comportement de la surface de l'océan, notamment les vagues, à travers leurs formation, leur évolution, et leur interaction avec l'atmosphère. Puis nous présenterons une revue des études sur la paramétrisation des flux turbulents en lien avec l'état de mer. Enfin, nous effectuerons un état des lieux des différentes plateformes existantes pour la mesure des échanges turbulents air-mer, et nous listerons leurs avantages et leurs limites expérimentales, qui nous ont amenés à la conception de la nouvelle plateforme OCARINA.

Dans le chapitre 3, nous nous intéresserons au dispositif expérimental mis en place durant les deux campagnes de mesure et aux conditions de mesure. Nous présenterons en détail la plateforme OCARINA, notamment ses principaux avantages, comme sa non sensibilité à la distorsion de l'écoulement de l'air, et le fait qu'elle nous permette d'obtenir des estimations de plusieurs caractéristiques des vagues. Nous présenterons brièvement le système de mesure présent habituellement sur les navires de recherche, souvent nommé « mât flux » par notre communauté. Nous détaillerons le traitement effectué sur les données, ainsi que les différentes corrections à apporter, comme le calcul du vent vrai relatif à la surface, avant de pouvoir utiliser les mesures. Comme indiqué précédemment, une des particularités de la plateforme OCARINA est de suivre les vagues. Ainsi, l'estimation des caractéristiques des vagues à partir des mesures d'OCARINA sera explicitée. Nous présenterons les campagnes de mesures STRASSE 2012 et AMOP 2014, leur contexte et leurs différents objectifs. Nous décrirons les principales conditions météorologiques rencontrées pendant les campagnes. Nous terminerons par la présentation des méthodes d'estimation des flux turbulents que nous avons utilisées, EC, ID, bulk et méthode des profils.

Dans la quatrième partie, nous analyserons les propriétés turbulentes de la couche limite de surface pour les deux campagnes. Nous vérifierons que les hypothèses de la théorie

de *Monin-Obukhov* sont respectées avant d'appliquer les différentes méthodes d'estimation des flux. Nous étudierons en particulier l'isotropie locale et les lois de *Kolmogorov*. Grâce au calcul des taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente à partir des spectres de fluctuations turbulentes et à partir des fonctions de structure d'ordre deux et trois, nous donnerons de nouvelles estimations des constantes de *Corrsin* et de *Kolmogorov*. Enfin, nous étudierons le comportement des cospectres des fluctuations turbulentes car ils sont directement liés à l'estimation des flux par la méthode des covariances.

Dans le *Chapitre 5*, nous comparerons les flux turbulents estimés avec les quatre méthodes dans leur configuration de référence, à savoir les méthodes EC, ID, bulk, et la méthode des profils. Nous présenterons les divergences et les accords entre les différentes méthodes pour la vitesse de friction, le flux de flottabilité, le paramètre de stabilité atmosphérique et les coefficients d'échange pour le vent et la température.

Dans le *Chapitre 6*, nous rechercherons les configurations des méthodes EC et ID qui nous permettront de faire converger nos estimations de flux. Nous étudierons l'influence du filtrage des basses fréquences pour la méthode des covariances (EC), en recherchant la fréquence basse de la fin du domaine de production turbulente, qu'on nomme souvent spectral gap ou « trou » spectral. L'objectif est de retirer les mouvements de méso-échelle de notre calcul de flux par la méthode EC. Puis nous explorerons les conditions d'application de la méthode spectrale (ID), par l'ajout d'un terme d'imbalance, de manière à réconcilier les résultats de la méthode ID avec ceux de la méthode EC. Enfin, par une approche empirique, nous présenterons les configurations des méthodes de calcul pour lesquelles les flux estimés par les trois méthodes sont les plus cohérents.

Le septième chapitre est une analyse de la sensibilité des méthodes à leurs paramètres d'entrée. Pour chacune des quatre méthodes (méthode des profils comprise), nous sélectionnerons plusieurs paramètres d'entrée, comme la fréquence de coupure pour la méthode EC, la paramétrisation de la rugosité pour la méthode bulk, ou encore la sélection de la bande spectrale que nous utilisons pour estimer le taux de dissipation, pour la méthode ID. Enfin, nous ferons varier ces paramètres afin d'évaluer leur impact sur la vitesse de frottement et le flux de flottabilité estimés.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous aborderons les interactions entre flux et état de mer. Les différents états de mer et les principales caractéristiques de la surface océanique durant les deux campagnes d'étude seront décrits. Puis, nous réaliserons une analyse de la

cohérence spectrale entre les mesures rapides de la vitesse du vent et les mouvements de la surface. Enfin, nous analyserons l'impact de la surface, donc des vagues et notamment de la houle, sur la tension de vent et sur les estimations de la vitesse de friction (u_*) par les méthodes EC et ID.

Chapitre 2 : La turbulence et les vagues dans la Couche Limite de Surface

2.1. Introduction

Un des objectifs de cette thèse est d'étudier les flux turbulents à l'interface entre l'océan et l'atmosphère, durant deux campagnes de mesures. La première campagne, STRASSE 2012, s'est terminée le mois précédant mon début de thèse. J'ai eu la chance de participer à la seconde campagne, AMOP 2014, durant ma thèse, ce qui m'a permis d'aller moi-même au contact de mon sujet d'étude, et de comprendre les contraintes des mesures en mer. L'intérêt particulier de ces deux campagnes, et donc de cette thèse, est que les mesures in-situ des différentes variables météorologiques ont été réalisées à l'aide d'une nouvelle plateforme de mesures, qu'on nomme OCARINA (pour « Océan Couplé à l'Atmosphère : Recherche instrumentale sur Navire Annexe »). Cette plateforme est dédiée à l'estimation des flux turbulents à l'interface air-mer, elle a été développée par mon codirecteur de thèse, Denis Bourras, en collaboration avec des équipes du LOCEAN, de l'Ifremer, et de la DT-INSU. STRASSE2012 et AMOP 2014 sont les deux premières campagnes de mesures en océan ouvert pendant lesquelles OCARINA a été déployée. Chaque campagne a duré environ un mois, ce qui représente environ cent heures de données OCARINA par campagne. La plateforme OCARINA avait déjà été utilisée pendant la campagne FROMVAR 2011, en mer d'Iroise [*Bourras et al., 2014*], mais du fait de la courte durée de la campagne, seulement une dizaine d'heures de données avait pu être obtenue.

Dans ce document, je commencerai par définir la couche limite de surface et les flux turbulents, qui sont les quantités qui nous permettent de quantifier les échanges de quantité de mouvement et de chaleur à l'interface air-mer. L'estimation précise des flux turbulents dépend non seulement de la qualité et du choix des instruments de mesure, mais aussi de la plateforme utilisée. Je présenterai donc les différentes contraintes de la mesure des flux, et dresserai un comparatif des plateformes existantes, leurs avantages et leurs inconvénients, avant de présenter les critères qui ont permis de définir la plateforme OCARINA. Ensuite, je présenterai les méthodes de calcul des flux turbulents, les avantages et les inconvénients de chacune d'entre elles, le fait que certaines méthodes dépendent les unes des autres, et la manière la plus raisonnable pour arriver à une estimation précise des flux. Comme leur nom l'indique, nous étudions ici des processus turbulents qui se déroulent dans l'atmosphère. Les

données que nous utilisons ont été prélevées sur le milieu mouvant qu'est la surface de la mer, qui interagit avec l'atmosphère. Il nous est donc indispensable de décrire mathématiquement les mouvements de la surface. Ainsi, je présenterai les caractéristiques des vagues, la manière de définir l'état de mer, et ce que nous connaissons de la relation entre les vagues et les flux turbulents, en dressant un panorama des études qui ont été faites sur ce sujet.

2.2. Les flux turbulents à l'interface océan-atmosphère

Les interactions entre les océans et l'atmosphère se caractérisent par des échanges de différentes natures : échanges de chaleur, d'énergie mécanique, et de matière. Chaque type d'échange peut s'effectuer dans les deux sens : de l'océan vers l'atmosphère, ou le contraire. Aussi, dans les modèles de prévision météorologique et de climat, qui sont devenus des outils indispensables aujourd'hui pour nos sociétés, il est important de paramétrer aussi précisément que possible les processus physiques qui constituent ces échanges. Ces échanges sont quantifiés en terme de flux de masse (échange de matière), de flux turbulents de quantité de mouvement induit par le frottement de l'air à la surface de l'océan, de chaleur latente, de chaleur sensible, et de flux d'énergie radiative.

2.2.1. La couche limite atmosphérique

On définit la couche limite atmosphérique comme la partie basse de l'atmosphère dont les propriétés physiques et dynamiques ainsi que ses constituants sont influencés par la présence de la surface terrestre. La couche limite est surmontée par une partie de la troposphère qu'on nomme atmosphère libre, et qui -elle- est soumise à l'équilibre géostrophique (aux latitudes moyennes). La couche limite s'adapte en général assez rapidement à une modification des flux de surface, soit avec une constante de temps de l'ordre de l'heure ou moins. Cette couche a en général une épaisseur comprise entre 100 m et 2000 m. Elle présente des variations diurnes de plusieurs variables qui la caractérisent, comme la vitesse du vent, la température ou l'humidité. Dans le cas de la couche limite diurne, c'est à dire lorsque le soleil chauffe la surface, et que cette dernière réchauffe la couche limite en retour, les propriétés de la couche limite varient en réponse aux flux de surface. Le nombre de Reynolds étant très élevé dans l'atmosphère ($R_e = 10^8 - 10^9$), les mouvements engendrés par

les flux sont de nature turbulente. Ces mouvements correspondent à une échelle de temps entre quelques secondes et quelques minutes que l'on appelle échelle de production turbulente. D'une part ces échanges rapides influencent la couche limite à des échelles plus grandes (échelle synoptique, de l'ordre de 30 minutes, voire moins s'il existe des phénomènes de circulations secondaires), et d'autre part l'énergie produite va aussi se transférer vers des échelles encore plus petites (de 1 sec, à 10^{-4} sec), ce que l'on appelle le domaine inertiel, jusqu'à se dissiper finalement en chaleur, à l'échelle visqueuse (0.1 mm). Ainsi, la turbulence atmosphérique induit des modifications des propriétés de la couche limite qui résultent de la superposition de mouvements tourbillonnaires d'échelles spatiales et temporelles très diverses, allant des plus grandes structures turbulentes qui définissent la hauteur de la couche limite, jusqu'à de petits tourbillons qui sont dissipés et qui transfèrent leur énergie en chaleur, par exemple pour le vent, où la viscosité moléculaire a une influence comparable aux effets inertiels (le nombre de Reynolds local y est très petit).

La couche limite atmosphérique diurne (ou convective) peut être divisée en deux sous-couches principales. La couche de mélange, où la turbulence a pour effet d'homogénéiser les différentes variables, ce qui conduit à ce que les variables moyennes comme le vent ou la température varient peu avec l'altitude. Au-dessous de cette couche, il y a la couche qui est directement en contact avec la surface, que l'on nomme la couche limite de surface atmosphérique (qui varie entre 10 et 30 m de hauteur au dessus de l'eau). C'est dans cette couche que nous effectuons des mesures. La couche de surface représente environ 5 à 10 % de la couche limite atmosphérique totale, en hauteur. Les flux turbulents y varient peu. La hauteur de la CLS est définie par la variation maximum des flux entre la surface et le sommet de la CLS, soit 10 % d'après *Tennekes et Lumley* [*1973*].

La variabilité des propriétés de la couche limite atmosphérique résulte de la superposition de mouvements de différentes échelles. Ainsi, l'écoulement atmosphérique peut être analysé en terme de trois échelles. On parlera d'échelle synoptique, de la méso-échelle, et de la petite échelle, la turbulence. Les tourbillons sont advectés par les vents moyens. En *1938*, *Taylor* a émis l'hypothèse que sous certaines conditions, la turbulence peut-être considérée comme gelée dans l'écoulement. Il suppose que l'advection due aux circulations turbulentes elles-mêmes est faible et que l'advection d'un champ turbulent qui passe au-dessus d'un point fixe peut être considérée comme entièrement due à l'écoulement moyen : c'est

l'hypothèse de la turbulence gelée de Taylor. Cela n'est valable que si l'intensité de la turbulence est faible, soit si u/U << 1, avec U la vitesse moyenne et u la fluctuation. Ainsi, les propriétés observées en un point fixe en fonction du temps décrivent les propriétés spatiales des fluctuations. En pratique, si une propriété A (comme la température ou l'humidité) d'un tourbillon advecté par le vent, n'évolue pas lorsqu'il passe au dessus d'un point d'observation, cela se traduit par :

$$\frac{dA}{dt}=0 \Leftrightarrow -U\frac{\partial A}{\partial x}=\frac{\partial A}{\partial t} \tag{2.1}$$

On trace par exemple le spectre de l'énergie de la composante longitudinale du vent mesuré près du sol (*Figure 2.1*, tirée du cours de *Richard Wilson*, « Une introduction à la physique de la couche limite planétaire »).

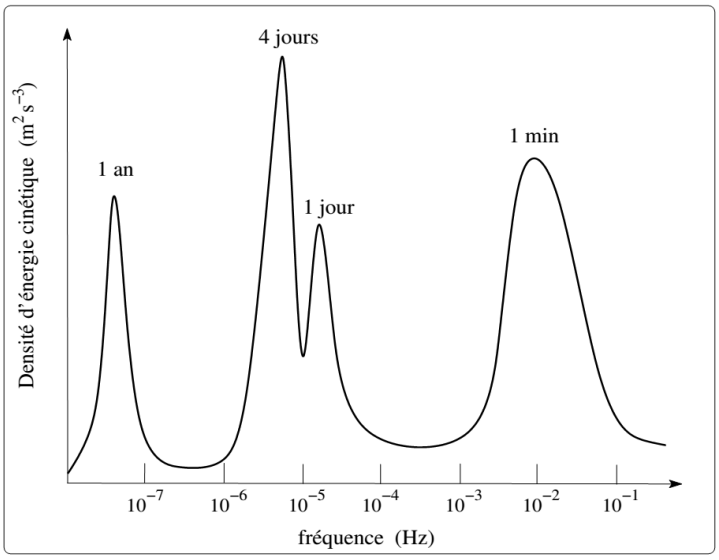

Figure 2.1: Spectre théorique de l'énergie du vent mesuré près du sol (d'après Wilson, communication personnelle).

Cette figure montre l'intensité relative des mouvements aux différentes échelles mentionnées plus haut. En abscisse, on présente la fréquence des fluctuations (en Hz), et en ordonnée, la densité d'énergie cinétique en fonction de la fréquence (m^2s^{-2}/Hz). Moyennant l'hypothèse de Taylor, les fluctuations associées à un intervalle de fréquence donné sont

caractéristiques d'une échelle spatiale. Le pic de période d'environ 4 jours est associé aux variations synoptiques. Le pic suivant (période 24 h) est associé aux variations diurnes. Le pic suivant décrit l'énergie des tourbillons ayant des périodes comprises entre 10 sec et 15 min. Ces tourbillons sont la signature de la turbulence à petite échelle. Il apparaît sur le spectre un «trou» correspondant à une faible variabilité du vent pour des périodes de l'ordre de 30 minutes à 1 heure. Il existerait donc une claire séparation d'échelles en fluctuations turbulentes d'une part, et d'autre part variations de plus basses fréquences, les mouvements de méso-échelle.

Ainsi, l'étude de l'écoulement dans la couche limite atmosphérique, et de la turbulence plus particulièrement, repose de manière classique sur une méthode de séparation de l'écoulement, c'est à dire la décomposition de Reynolds [*Reynolds, 1894*], où l'écoulement est décomposé en une composante moyenne et une composante fluctuante. Pour une composante u du vent, on aura : $u=\bar{u}+u'$, où $\bar{u}$ est la vitesse moyenne, et u' est la fluctuation définie comme la différence entre la vitesse mesurée et la vitesse moyenne, et dont la moyenne est nulle. Il existe cependant plusieurs types de moyennes, la moyenne temporelle, la moyenne spatiale et la moyenne d'ensemble. En pratique, on suppose que ces moyennes sont équivalentes, par nécessité expérimentale. C'est l'hypothèse d'ergodicité. Enfin, pour l'étude de la couche limite de surface, on suppose aussi que les champs sont stationnaires et homogènes. .

2.2.2. Flux cinématiques

Le flux F_C d'un constituant à travers une surface S est égal à la quantité de ce constituant qui a traversé la surface pendant un temps T donné. Soit $\vec{V}$ la vitesse de déplacement de ce constituant et C sa concentration, alors le flux est :

$$F_C=\iint_{TS} C\vec{V}.\vec{S}\,dS\,dt \qquad (2.2)$$

A travers une surface horizontale, le flux est donné par le produit de la concentration C par la vitesse verticale W de transport de ce constituant : $F_C=W.C$

2.2.3. Décomposition de Reynolds

Comme nous l'avons vu précédemment avec la présence d'un trou spectral entre la méso-échelle et l'échelle de la turbulence, l'analyse de la turbulence repose sur la décomposition de Reynolds qui consiste à décomposer chacune des variables géophysiques du système en une valeur moyenne variant lentement ($\overline{w}$ et $\overline{c}$), et en une fluctuation instantanée (dite turbulente) autour de cette moyenne (w' et c'). On réalise cette décomposition sur des durées qui doivent être supérieures aux variations turbulentes, mais autant que possible inférieures aux variations méso-échelles, soit avec un ordre de grandeur correspondant à celui du « trou » spectral, autour de 30 minutes qui correspond à une valeur communément admise. Pour nos études, la décomposition sera effectuée sur des durées d'environ 20 minutes. Après décomposition, le calcul du flux devient :

$$F_C = \overline{W.C} = \overline{w}.\overline{c} + \overline{w'c'} \qquad (2.3)$$

Lorsque l'on est proche de la surface, on fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de composantes synoptiques moyennes, convergentes ou divergentes (le fait de prendre en compte le flux moyen est connu sous le nom de correction de Webb, 1980).

Ainsi, la vitesse verticale moyenne est supposée nulle. Le flux se réduit donc au dernier terme.

2.2.4. Les flux turbulents dans l'atmosphère

Dans l'atmosphère, on définit trois flux turbulents qui caractérisent respectivement les échanges d'énergie cinétique, de chaleur sensible et de chaleur latente [*Taylor, 2000*] :

- Le flux turbulent vertical de quantité de mouvement qui caractérise les échanges d'énergie mécanique entre l'atmosphère et l'océan, et qui rend compte du frottement de l'air sur la surface de l'eau :

$$\frac{|\tau|}{\rho} = \left[\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2\right]^{1/2} = u_*^2 \qquad (2.4)$$

où τ est la tension de vent, ρ désigne la masse volumique de l'air atmosphérique, u' et v' les fluctuations horizontale du vent, w' les fluctuations verticales, et u_* la vitesse de frottement ou de friction. La contribution de $\overline{v'w'}$ est faible devant $\overline{u'w'}$ et est par conséquent souvent

négligée. u , v et w sont définis dans le trièdre direct, avec u dans le sens de l'écoulement moyen.

Le flux de chaleur sensible :

$$H_s = \rho . C_p \overline{w'T'} \tag{2.5}$$

où T' désigne la fluctuation de la température, et C_p la chaleur massique de l'air à pression constante.

- Le flux turbulent vertical d'humidité spécifique, ou flux de chaleur latente :

$$L_E = \rho . L_v \overline{w'q'} \tag{2.6}$$

où q' désigne les fluctuations de l'humidité spécifique et L_v la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($L_v = 2.45\,x\,10^6 J.kg^{-1}$). L'unité usuelle de H_s et L_E est le $W.m^{-2}$, et de τ le $N.m^{-2}$.

2.2.5. Équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente

S'il n'y a pas de vent, la stabilité statique de l'atmosphère est déterminée par le gradient de température. Prenons une parcelle d'air qui se trouve en position stable. Sans vent, si on lui fait subir un déplacement adiabatique vers le haut, alors la parcelle d'air va regagner sa position d'origine, en oscillant selon la fréquence de Brunt-Vaïsala. Lorsqu'elle est en position stable, la particule d'air subit deux forces qui se compensent : la poussée d'Archimède et la force de gravité. Son mouvement n'est contrôlé que par les forces de flottabilité. Si l'on est en présence de vent, l'équilibre est perturbé. Les mouvements de la particule d'air sont alors décrits par les équations de Navier-Stokes dans un référentiel Eulérien en rotation. Ces équations conduisent à l'équation bilan de l'énergie cinétique turbulente, qui décrit l'énergie cinétique liée aux fluctuations de vitesse.

L'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente (en anglais Turbulent Kinetic Energy ou TKE), pour les cas stationnaires et de couche surfacique homogène horizontalement, se décompose en plusieurs termes (voir *équation 2.7*) : un terme de production mécanique P dû aux contraintes de cisaillement, un terme de flottabilité B lié aux gradients de température (θ_v), un terme de divergence verticale du transport turbulent D_t qui décrit la diffusion turbulente de l'énergie cinétique turbulente elle-même, soit l'homogénéisation selon la verticale, la divergence verticale de pression D_p , et le taux de

dissipation visqueuse ε qui traduit la fin de la cascade énergétique correspondant à la dissipation visqueuse. L'équation bilan de TKE présente l'avantage de réunir tous les termes de production/destruction/redistribution à différentes échelles.

$$P+B-D_t+D_p=\varepsilon \text{ ou } u_*^2\frac{\partial \bar{u}'}{\partial z}+g\frac{\overline{w'\theta_v'}}{\theta_v}-\frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z}+\frac{1}{\rho}\partial\frac{\overline{w'p'}}{\partial z}=\varepsilon \qquad (2.7)$$

où $e=\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2}$, p' est la fluctuation de pression et θ_v est la température potentielle virtuelle.

Pour réaliser la fermeture du système, on utilise donc des relations supplémentaires, telles que celles de la théorie de la similitude de *Monin-Obukhov*. Cette théorie est basée sur l'adimensionnement des variables et permet de déterminer le bilan à partir de paramètres de stabilité adimensionnels.

2.2.6. Théorie de la similitude de Monin-Obukhov

Le principe de la similitude est de créer à partir des variables caractéristiques du phénomène physique des variables adimensionnelles qui permettent d'analyser les dépendances entre des termes sans dimension. En *1954*, *Monin et Obukhov* définissent la théorie de la similitude appliquée à la couche limite de surface.

2.2.6.1. Couche limite de surface à flux constants

Dans cette couche, on peut considérer que les flux sont constants. En fait, ils varient de moins de 10 % en amplitude en fonction de l'altitude. Dans le cas de couche à flux constants, tous les flux peuvent être caractérisés en se plaçant à une altitude de référence située dans cette couche. En normalisant l'équation de conservation de l'énergie cinétique par le paramètre d'échelle de *Monin-Obukhov,* $\kappa z/u_*^3$, où $\kappa\approx 0.4$ désigne la constante de *von Karman* et z l'altitude, on obtient :

$$\Phi_m(z/L)-z/L-\Phi_t+\Phi_p=\frac{\varepsilon.\kappa.z}{u_*^3}=\Phi_\varepsilon \qquad (2.8)$$

où chaque profil adimensionnel (Φ_m, Φ_t, Φ_p et Φ_ε) est une fonction universelle dépendante de l'altitude et de la stabilité à travers le paramètre $\zeta=z/L$, avec L la longueur de *Monin-Obukhov* [*Stull, 1988*].

2.2.6.2. Longueur de Monin-Obukhov

Elle caractérise la stabilité de la couche limite surfacique et est définie par :

$$L = \frac{-u_*^3 \theta_v}{g . \kappa \overline{\theta_v' w'}} \tag{2.9}$$

La stratification de la couche de surface est stable lorsque le flux de flottabilité est descendant. Pour ζ positif, la couche est stable, pour ζ négatif, la couche est instable, et pour ζ voisin de 0, la stratification est neutre.

En conditions instables, -L est l'altitude à laquelle la production d'énergie cinétique turbulente par flottabilité égale celle par cisaillement du vent.

2.2.6.3. Relations flux profils

Les fonctions profils de l'énergie cinétique, de la chaleur sensible et de la chaleur latente (Φ_m , Φ_t , Φ_q) sont définies comme suit :

$$\Phi_m = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \tag{2.10}$$

$$\Phi_t = \frac{\kappa z}{t_*} \frac{\partial \bar{t}}{\partial z} \tag{2.11}$$

$$\Phi_q = \frac{\kappa z}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \tag{2.12}$$

Les variables relatives au flux sont :

$$u_*^2 = -\overline{u' w'} = \frac{\tau}{\rho} \tag{2.13}$$

$$-u_* t_* = \overline{t' w'} = \frac{H_s}{\rho C_p} \tag{2.14}$$

$$-u_* q_* = \overline{q' w'} = \frac{L_E}{\rho L_v} \tag{2.15}$$

2.2.6.4. Fonction de stabilité

- Pour la quantité de mouvement

Les fonctions de stabilité ont été déterminées par expérimentation. La fonction de stabilité pour la quantité de mouvement Φ_m prend par exemple la forme [*Large et Pond, 1982*]:

$$\Phi_m = (1 - \alpha.\zeta)^{-\beta} \text{ pour } \zeta < 0 \text{ ; } \alpha = 16 \text{ , } \beta = 1/4$$

$$\Phi_m = 1 + \gamma.\zeta \text{ pour } \zeta > 0 \text{ ; } \gamma = 7$$

- En convection libre

Dans le cas de vent faible, on se retrouve en convection libre, et la théorie de la similitude de Monin-Obukhov n'est plus applicable telle quelle. L'énergie cinétique turbulente perdue par convection n'est pas compensée par l'apport d'énergie dû aux forces de cisaillement. Il faut alors tenir compte d'un terme lié aux rafales de vent qui représente le transfert d'énergie de la composante verticale du vent à la composante horizontale. Le terme lié à la convection libre est pris en compte directement dans la fonction de stabilité [*Dyer, 1974 ; Fairall et al., 1996, Dupuis et al., 1997*] :

$$\Phi_m = (1-d).(1-\alpha\zeta)^{-\beta} + d.(1-\alpha\zeta)^{-\delta} \tag{2.16}$$

Pour $\zeta \leq 0$, $\alpha = 16$, $\beta = 1/4$, $\delta = 1/3$, où d est défini par :

$$1 - d = \frac{1}{1 + |\zeta|} \tag{2.17}$$

et tend vers 1 en cas d'instabilité et vers 0 pour les cas neutres.

Plusieurs auteurs ont proposé différentes paramétrisations des fonctions de stabilité, avec des valeurs différentes pour les paramètres α , γ β , et δ . On peut en citer quelques un :

Smith 1988 : $\alpha = 16$, $\beta = 1/4$, $\delta = 1/3$, $\gamma = 5$

Edson et al.,1991 : $\alpha = 20$, $\beta = 1/4$, $\delta = 1/3$, $\gamma = 8$

Yelland et Taylor 1995 : $\alpha = 20$, $\beta = 1/4$, $\delta = 1/3$, $\gamma = 5$

- Fonction de non-équilibre ou terme d'imbalance

En principe, les termes liés à la divergence verticale, le transport Φ_t et la pression Φ_p , devraient s'équilibrer [*Large, 1979*]. Cependant de nombreuses études prouvent que cet équilibre n'est pas atteint, et *Dupuis* [*1997*] fait intervenir un terme de non-équilibre (terme d'imbalance) Φ_{imb} égal à la différence des termes utilisés précédemment. Une analyse adimensionnelle montre que ce terme devrait être une fonction de $\zeta = z/L$.

2.2.6.5. Profil logarithmique du vent

En intégrant la relation flux-profil, et en considérant les flux constants en fonction de l'altitude, on obtient le profil logarithmique du vent :

$$u_z = u_0 + u_* \frac{1}{\kappa}\left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m\left(\frac{z}{L}\right) + \Psi_m\left(\frac{z_0}{L}\right)\right) \tag{2.18}$$

où u_z est le vent moyen à l'altitude z , u_0 est le courant de surface, u_* la vitesse de frottement, z_0 définit la longueur de rugosité aérodynamique, elle correspond à l'altitude pour laquelle le vent est égal au courant de surface, et Ψ_m est une fonction qui caractérise l'écart au profil logarithmique, et qui dépend de la stabilité de la couche de surface. Avec OCARINA, nous n'avons pas d'estimation du courant u_0 , ainsi nous le supposons nul.

2.2.6.6. Obtention du flux de quantité de mouvement

Grâce à l'introduction des fonctions profils, la fermeture du système d'équation contrôlant l'énergie est réalisée. En supposant connus les termes de gauche de l'équation adimensionnelle de conservation de l'énergie cinétique turbulente (*équation 2.8*), on peut alors déterminer la vitesse de frottement à partir du spectre d'énergie cinétique turbulente de la composante longitudinale du vent $S_u(f)$:

$$u_* = \left[\frac{f \,.\, S_u(f)}{\alpha_k}\right]^{1/2}\left[\frac{2\pi}{U_{rel}}\frac{\kappa \,.\, z \,.\, f}{\left(\Phi_m - \zeta - \Phi_t + \Phi_p\right)}\right]^{1/3} \tag{2.19}$$

2.2.7. Formules et paramètres bulk

2.2.7.1. Méthode aérodynamique d'ensemble, dite « Bulk »

La méthode aérodynamique d'ensemble consiste à calculer les flux de quantité de mouvement, de chaleur sensible ou latente, à partir de variables météorologiques classiques qui dominent le comportement de ces flux, vitesse du vent, température de l'air, de l'eau, humidité spécifique, par une simple paramétrisation de la forme : $F \propto v_z C_z \Delta S_z$, où F est le flux, C_z le coefficient d'échange, v_z le vent mesuré à l'altitude z , et ΔS_z la différence de valeurs de la variable S à considérer pour ce flux entre la surface et l'altitude z . A partir de

premières estimations des flux, les coefficients d'échanges C_z des relations empiriques entre les flux mesurés et les paramètres moyens ont été estimés [*Large et Pond, 1981 ; Smith 1980, 1988*]. Les formules utilisées sont issues des relations flux-profils déterminées par la théorie de la similitude de Monin-Obukhov.

2.2.7.2. Paramètres bulk

A partir des relations flux-profils, on définit la formule Bulk reliant le flux de quantité de mouvement au vent comme :

$$\left|\frac{\vec{\tau}}{\rho}\right| = u_*^2 = C_D (u_z - u_0)^2 \tag{2.20}$$

En utilisant l'équation du profil logarithmique du vent, on trouve que le coefficient de traînée C_D est une fonction de la stabilité, de l'altitude z et de la longueur de rugosité z_0 :

$$C_D = \kappa^2 \left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m \right)^{-2} \tag{2.21}$$

Le coefficient de traînée est en général représenté par sa valeur neutre à $10\,m$ C_{D10n} définie ainsi pour se référer à des conditions similaires pour toutes les mesures de flux effectuées en les ramenant en condition de la stabilité neutre et à une altitude standard de 10 mètres :

$$C_{D10n} = \kappa^2 \ln\left(\frac{10}{z_0}\right)^{-2} \tag{2.22}$$

On procède de manière analogue pour définir les coefficients d'échange pour la température C_{H10n} et l'humidité C_{E10n}, en condition de la stabilité neutre et à une altitude standard de 10 mètres, comme:

$$C_{H10n} = \kappa C_{D10n}^{1/2} \ln\left(\frac{10}{z_{0t}}\right)^{-1} \tag{2.23}$$

$$C_{E10n} = \kappa C_{D10n}^{1/2} \ln\left(\frac{10}{z_{0q}}\right)^{-1} \tag{2.24}$$

avec z_{0t} et z_{0q} les longueurs de rugosité respectivement pour la température et l'humidité.

2.3. La surface de l'océan : les vagues

L'état de mer est la description de la surface de la mer, qui varie suivant différents paramètres, et notamment avec le vent. L'état de mer n'est jamais figé mais varie en continu. De nombreux processus physiques interviennent dans la formation des vagues. On retrouve les processus liés à la mécanique des vagues, comme le degré de développement des vagues et le déferlement, ainsi que les processus qui caractérisent les échanges turbulents à l'interface océan-atmosphère, comme la force et la direction du vent. On présentera ici la description mathématique de la surface de l'océan et des vagues, que nous utiliserons pour caractériser les différents états de mer rencontrés lors des campagnes étudiées, ainsi que pour analyser les impacts des états de mer sur les flux turbulents.

2.3.1. La surface de l'océan

La surface de l'océan est constituée d'une superposition de vagues caractérisées par leur longueur d'onde, leur direction de propagation et leur amplitude. Ces différentes vagues vont interagir entre elles, formant une surface irrégulière que l'on peut considérer comme une surface aléatoire. Ainsi, il n'est pas possible de déterminer toutes les ondes monochromatiques qui composent les vagues naturelles. Par conséquent, la représentation de la surface océanique est réalisée par une approche statistique. On décrit donc l'élévation de la surface de la mer en un point local en fonction du temps $\eta(\vec{x},t)$, par la somme d'un grand nombre (i) d'ondes monochromatiques, avec une phase aléatoire φ_i, une amplitude a_i et une pulsation ω_i de la forme :

$$\eta(\vec{x},t)=\sum_i a_i \cos(\omega_i.t+\varphi_i) \tag{2.25}$$

Les propriétés de l'océan varient lentement dans l'espace et le temps. On considère que les ondes sur la mer sont stationnaires et homogènes. Les vagues peuvent être caractérisées par différents paramètres. Le vecteur d'onde $\vec{k}=(k_x,k_y)$ et la pulsation de l'onde ω sont définis par :

$$\vec{k}=\vec{\nabla}\varphi \text{ et } \omega=-\frac{\partial\varphi}{\partial t} \tag{2.26}$$

La vitesse de phase $\overrightarrow{C_p}$ de l'onde est la vitesse des points de phase φ constante. Elle est donc donnée par :

$$\frac{d\varphi}{dt}=\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\overrightarrow{C_p}.\vec{\nabla}\varphi=0 \tag{2.27}$$

Ainsi, en utilisant les définitions du vecteur d'onde et de la pulsation, la relation précédente peut prendre la forme : $-\omega+\overrightarrow{C_p}.\vec{k}=0$, ce qui donne une vitesse de phase égale à :

$$|\overrightarrow{C_p}|=\frac{\omega}{k} \tag{2.28}$$

avec $\overrightarrow{C_p}$ et $\vec{k}$ parallèles et de même sens.

Chaque onde prend la forme d'une onde monochromatique progressive :

$$\zeta=a\cos(\vec{k}.\vec{x}-\omega t) \tag{2.29}$$

On considère les mouvements à la surface de l'océan comme l'écoulement d'un fluide incompressible et irrotationnel. Si la pression à l'interface océan-atmosphère est à l'équilibre, et que la profondeur est constante D , alors on peut lier la pulsation de l'onde ω au nombre d'onde k par la relation de dispersion [*Phillips 1977*]:

$$\omega^2=gk\left[1+\frac{\gamma_w k^2}{g}\right]\tanh(k.D) \tag{2.30}$$

où $\tanh(k.D)$ décrit l'effet de la profondeur, le terme $\gamma_w k^2/g$ est lié à la tension superficielle T_s avec $\gamma_w=T_s/\rho_e$. ρ_e est la densité de l'eau de mer.

Si on est en eau profonde, soit à partir de $k.D>\pi/2$, ce qui est notre cas durant les deux campagnes étudiées, la relation de dispersion se simplifie :

$$\omega^2=gk\left[1+\frac{\gamma_w k^2}{g}\right] \tag{2.31}$$

Ainsi, en introduisant la longueur λ avec $k=2\pi/\lambda$, la vitesse de phase des vagues C_p varie en fonction de leur longueur d'onde, suivant la loi :

$$C_p=\sqrt{\frac{g}{2\pi}.\lambda+\frac{2\pi.T_s}{\rho_e}.\frac{1}{\lambda}} \tag{2.32}$$

On trouve que la vitesse de phase passe par un minimum lorsque la longueur d'onde augmente. Ce minimum est atteint pour une longueur d'onde égale à :

$$\lambda_{min} = 2\pi\sqrt{\frac{T_s}{\rho_e \cdot g}} \tag{2.33}$$

soit $\lambda_{min} = 1.725\,cm$, ce qui correspond à une vitesse de phase égale à $23.2\,cm.s^{-1}$. Ce minimum correspond à l'égalité entre le terme lié à la gravité et celui lié à la tension superficielle. A partir de cette longueur d'onde λ_{min}, on peut séparer les vagues en trois catégories.

- les vagues capillaires : $\lambda < \lambda_{min}/3$ soit inférieure à 0.57 cm
- les vagues de transition capillarité-gravité : $\lambda_{min}/3 < \lambda < 3\lambda_{min}$
- les vagues de gravité : $3\lambda_{min} < \lambda$ soit supérieure à 5.19 cm.

Les vagues que nous considérons dans la thèse sont des vagues de gravité. Elles sont les seules mesurables par la plateforme OCARINA, qui peut mesurer les paramètres des vagues pour des longueurs d'onde supérieures à 2 m. Lorsque l'on considère des vagues de gravité, le terme lié aux effets de la tension superficielle peut être négligé, ce qui simplifie la relation de dispersion :

$$\omega^2 = g\,k \tag{2.34}$$

et la vitesse de phase, avec f_p la fréquence pic (voir *section 2.3.3*) :

$$C_p = \frac{\omega}{k} = \frac{g}{2\pi f_p} \tag{2.35}$$

On peut aussi déduire la vitesse de groupe C_g :

$$C_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{g}{4\pi f_p} \tag{2.36}$$

2.3.2. Point de vue spectral

Le spectre directionnel des hauteurs de vagues est relié à la distribution de l'énergie en fonction des fréquences ou nombre d'onde et de la direction. Toute variation qui apparaît dans le champ de vagues est traduite en variation du spectre des vagues. Ainsi, tous les phénomènes comme la génération, la dissipation ou la propagation des vagues sont exprimés en terme de modifications du spectre d'énergie.

On définit le spectre des hauteurs des vagues $F(\vec{k},\omega)$ comme la Transformée de Fourier de la fonction de corrélation spatio-temporelle des élévations $C(\vec{x},\vec{r},t,\tau)=\overline{\boldsymbol{\eta}(\vec{x},t).\boldsymbol{\eta}(\vec{x}+\vec{r},t+\tau)}$, [*Phillips 1977 ; Burgers 1990*]. Pour chaque position $\vec{x}$ et instant t, on a :

$$F(\vec{k},\omega)=\frac{1}{(2\pi)^3}\iint_{\vec{r}\,\tau} C(\vec{x},\vec{r},t,\tau).e^{-i(\vec{k}.\vec{r}-\omega t)}\,d\vec{r}\,d\tau \tag{2.37}$$

La variance du spectre des hauteurs de la surface est définie par :

$$\overline{\zeta}^2=\iint_{\vec{k}\,\omega} F(\vec{k},\omega)\,d\vec{k}\,d\omega \tag{2.38}$$

La composante $F(\vec{k},\omega)$ représente la contribution à la variance de l'élévation de la surface apportée par les oscillations dont le vecteur d'onde $\vec{k}$ et la pulsation ω sont compris entre $(\vec{k};\vec{k}+d\vec{k})$ et $(\omega;\omega+d\omega)$. Cette variance est, à un facteur près, l'énergie potentielle du champs de vagues, ce qui permet de relier les propriétés statistiques aux propriétés physiques des vagues. L'équation de dispersion permet de réduire la dimension de l'intégration de la variance du spectre des hauteurs, qui devient alors :

$$\overline{\zeta}^2=\iint_{\vec{k}\,\omega} F(\vec{k},\omega)\,d\vec{k}\,d\omega=\int_{\vec{k}} G(\vec{k})\,d\vec{k} \tag{2.39}$$

La fréquence f, avec $\omega=2\pi f$ et la direction de propagation φ sont fréquemment utilisées à la place du vecteur d'onde $\vec{k}$. La direction du vecteur d'onde définit la direction de propagation, et la fréquence f se déduit de la valeur k par la relation de dispersion des vagues de gravité.

On définit le spectre omnidirectionnel ou spectre intégré $E(f)$, par

$$E(f)=\int_0^{2\pi} E(f,\varphi)\,d\varphi \tag{2.40}$$

L'énergie totale E_T est donnée par :

$$E_T=\rho g\iint_{0\,0}^{\infty\,2\pi} E(f,\varphi)\,df\,d\varphi=\rho g\int_0^{\infty} E(f)\,df \tag{2.41}$$

L'énergie totale est souvent caractérisée par la hauteur significative des vagues, notée H_s. On peut relier par les lois de la probabilité, l'énergie totale E_T qui est proportionnelle à la variance des hauteurs, et la hauteur significative H_s [*Longuet-Higgins, 1952*]. Cette hauteur significative est égale à quatre fois l'écart-type des élévations de la surface et est couramment utilisée pour décrire l'état de la surface. On l'assimile également à la hauteur $H_{1/3}$ qui est la

moyenne de l'élévation du tiers des vagues les plus hautes, soit le tiers supérieur de la distribution totale des élévations.

$$H_s = 4\sqrt{\frac{\overline{E_T}}{\rho . g}} \approx H_{1/3} \tag{2.42}$$

2.3.3. La fréquence pic

On définit la fréquence pic f_p du spectre bidimensionnel comme la fréquence f pour laquelle $E(f,\varphi)$ est maximum. De la même façon on associe une fréquence pic à un spectre omnidirectionnel.

2.3.4. Formation et évolution des vagues

Les vagues sont formées principalement par l'action du vent. On considère une surface de mer sans vent, et sans mouvement, totalement au repos. Lorsque le vent commence à souffler, des vagues de capillarité vont se former. Si le vent souffle de façon constante et toujours dans la même direction, les vagues qui se propagent dans sa direction vont grossir très rapidement sous l'effet des fluctuations de pression de l'air qu'il introduit au sommet de leur crête [*Miles, 1957*]. Une partie de l'énergie apportée par le vent est perdue par dissipation quand les vagues se brisent. L'énergie augmente jusqu'à une valeur limite : il y a saturation de l'énergie dans les petites longueurs d'ondes. L'énergie reçue par l'action du vent est transférée vers les plus grandes longueurs d'ondes par des interactions non-linéaires [*Hasselmann et al., 1973*]. L'arrêt du vent stoppe la croissance des vagues. L'énergie se dissipe lorsque les vagues déferlent. Ce processus de déferlement est contrôlé par une valeur limite de la cambrure des vagues ou pente des vagues (rapport de la hauteur sur la longueur d'onde). Sans l'action du vent et avec la dissipation, l'énergie des vagues diminue et les vagues s'aplatissent.

2.3.5. Age des vagues

On peut considérer trois phases dans le développement des vagues. On parle de mer jeune, mer en développement, et mer développée. Peu après que le vent a commencé à souffler sur une distance courte, le spectre des vagues est caractérisé par une faible énergie concentrée autour d'une fréquence élevée. La vitesse de phase correspondant au pic d'énergie

est encore très inférieure à la vitesse du vent. On a alors une « mer jeune ». Lorsque le vent souffle depuis plus longtemps, l'énergie des vagues de plus basses fréquences augmente et la fréquence des vagues dominantes diminue, la vitesse de phase c_p des vagues augmente. Il s'agit d'une mer moyennement développée. Le spectre des vagues d'une mer en développement est limité par la durée ou la distance sur laquelle le vent a soufflé (durée ou distance « fetch »). Quand un vent constant souffle assez longtemps sur une longue distance, les vagues atteignent leur plein développement, et le spectre des hauteurs de la surface océanique atteint un état d'équilibre qui ne dépend plus que du vent. On dit dans ce cas que la mer est bien développée. Le stade de mer bien développée est atteint lorsque la vitesse de phase correspondant à la fréquence du pic d'énergie est supérieure à 1.2 fois la vitesse du vent [*Donelan et Hui, 1990*].

L'âge des vagues est défini comme le rapport entre la vitesse de phase correspondant au pic d'énergie c_p et la vitesse du vent U projeté dans la direction de propagation des vagues, avec θ l'angle entre la direction du vent et des vagues, soit :

$$\alpha = \frac{c_p}{U \cos\theta} \tag{2.43}$$

2.3.6. Mer du vent et Houle

On a vu que la vitesse de phase d'une vague est liée à sa longueur d'onde. Pour les vagues de gravité, du fait de leur caractère dispersif, celles de plus grandes longueurs s'éloignent de la zone de génération par le vent plus rapidement que les vagues courtes. Tant que le spectre des vagues est modifié sous l'action du vent (augmentation de l'énergie et de la longueur d'onde), et plus spécialement dans les courtes longueurs d'onde, il s'agit d'une mer en développement. Lorsque les vagues se propagent hors de la zone de génération, elles forment la houle. Toute la partie du spectre des vagues qui est affectée par l'action du vent, est appelée « mer du vent » par opposition à la « houle », qui évolue uniquement sous l'action de la dissipation et des interaction non-linéaires et non sous l'action du vent.

Le critère généralement utilisé pour distinguer houle et mer du vent est basé sur l'âge des vagues. On considère que les vagues se sont pleinement développées quand leur âge est supérieur à 1.2 [*Donelan et al., 1985*].

2.3.7. Rétroaction des vagues sur le vent

Les vagues contribuent à la rugosité de la surface de l'océan et de ce fait tendent à freiner le vent. Cet effet est plus ou moins important selon l'état de développement des vagues [*Janssen, 2001*]. Comme le profil de vent au-dessus de la surface résulte de l'équilibre entre le flux de quantité de mouvement turbulent dans l'air et dans l'eau, on peut s'attendre à une modification du profil du vent due à la présence des vagues et à leur évolution. Les vagues influencent donc elles-mêmes leur taux de croissance. De ce fait, il existe bien un couplage entre le vent et les vagues. A petite échelle, il existe également des effets de turbulences différentielles entre creux et crête des vagues ou des effets d'accélération du vent.

2.4. La paramétrisation des flux turbulents et les interactions entre l'état de mer et les flux turbulents

Les flux air-mer de quantité de mouvement et de chaleur, la turbulence dans la couche limite de surface atmosphérique et les interactions vent-vagues sont des éléments clés pour améliorer les modèles dynamiques d'atmosphère, d'océan et de vagues.

Il reste un élément dont on a besoin, celui de mieux paramétrer les relations de flux-frottement (flux-état de mer) comme des fonctions de l'état de mer [*Donelan et al, 1993, Donelan et al, 1997*] et améliorer les théories de *Kolmogorov* [*1941*] et Monin-Obukhov [*1954*] dans des couches limites stables [*Weill et al., 2003*] ou en présence de houle [*Smedman et al., 2009*].

Les trois méthodes principales pour estimer les flux turbulents air-mer, qui sont la méthode d'eddy-correlation (ECM) [*Katsaros et al., 1993, Anctil et al, 1994, Edson et al., 1998*], la méthode spectrale (IDM) [*Edson et al., 1991*], et la méthode des similarités ou méthode Bulk [*Liu et al., 1979, Fairall et al., 2003*] restent à améliorer pour quantifier les flux.

Un des principaux atouts de la plateforme OCARINA est sa capacité à mesurer à haute fréquence simultanément les paramètres turbulents de l'atmosphère et certaines caractéristiques de l'état de mer, dont la hauteur significative des vagues et la période temporelle des vagues dominantes. De plus, comparée aux autres plateformes du même type,

comme les bouées existantes, OCARINA suit les vagues. Cela nous a permis d'étudier les interactions entre l'état de mer et les flux turbulents, et plus précisément l'impact des vagues sur le flux turbulent de quantité de mouvement.

L'un des objectifs de cette thèse était de valider les paramétrisations existantes ou bien d'en proposer de nouvelles. Ces paramétrisations sont importantes car elles sont intégrées dans la méthode Bulk et permettent d'estimer les flux à partir de variables météorologiques moyennes facilement accessibles. Ces relations sont aussi bien utilisées dans les modèles météorologiques de prévision numérique, que pour estimer les flux à partir de variables mesurées in situ ou par télédétection. Il est donc important d'établir au mieux ces paramétrisations et de déterminer si l'état de mer joue un rôle sur ces coefficients d'échanges.

La paramétrisation la plus courante de C_{D10n} est une fonction linéaire du vent à $10\,m$ [*Large et Pond, 1981, 1982 ; Smith 1980, 1988*] pour des vents moyens à forts, et une constante à vent faible (inférieur à $5\,m.s^{-1}$). Mais il existe encore des incertitudes, notamment lors de conditions de stratifications stables, à vents faibles et forts. Les différentes paramétrisations proposées ne s'accordent pas car la dispersion entre les différents jeux de données est importante. Les raisons de cette dispersion ne sont pas claires : est-elle due à des erreurs instrumentales ou de méthodologie ? Ou bien existe-t-il une autre dépendance que celle du vent, comme l'influence de l'état de mer ?

Plusieurs études ont montré que la présence de houle pouvait modifier la direction et l'amplitude de la tension de vent sur l'océan. Certains travaux suggèrent que la direction de propagation de la houle par rapport à la direction du vent a notamment des effets sur la tension de vent. D'autres ont montré que le flux turbulent de quantité de mouvement peut être augmenté si la houle se propage dans la direction opposée à celle du vent, on parle alors de « houle à contre », et si la houle se propage dans la même direction que le vent, cela peut induire une diminution du flux turbulent de quantité de mouvement, et on parle dans ce cas de « houle suiveuse » [*Drennan et al. ,2003*]. Ces observations ont été faites sur une large gamme de conditions de vent, des conditions de vents faibles jusqu'à des conditions de vents forts (supérieurs à 20 m/s). Cependant, les effets ne sont pas les mêmes. A vent faible, il est supposé [*Donelan et al., 1997*] que la houle augmente le frottement en interagissant

directement avec l'écoulement de l'air, alors qu'en vent très fort (>30 m/s), le frottement réduit à cause d'un supposé « lissage » de la surface par les effets d'arrachement conduisant aux embruns.

Sur l'océan, on s'attend à ce que la longueur de rugosité de surface z_0 soit reliée à la rugosité physique de la surface, c'est-à-dire les vagues. Par conséquent, il est commun de discuter du transfert turbulent de quantité de mouvement entre la surface de l'océan et l'atmosphère en terme de z_0 et de coefficient d'échange ou de traînée C_D .

Plusieurs études ont montré une dépendance du coefficient de traînée de la mer avec le degré de développement des vagues de vent (mer du vent) et ont proposé des paramétrisations de z_0 en terme d'âge des vagues C_p/U_{10} , ou alternativement C_p/u_* [*Donelan, 1990 ; Drennan et al. ,2003*]. Ces formules semblent bien décrire le stress du vent dans des conditions de mer du vent pure, mais il a été montré qu'en présence de houle, la relation entre la rugosité et l'âge des vagues n'est plus aussi évidente [*Drennan et al., 2005*]. *Donelan et al.* [*1997*] ont observé une augmentation du coefficient de traînée, jusqu'à trois fois, à vent léger et dans des conditions de houle à contre, en comparaison avec des données en pure mer du vent. De plus, *Drennan et al.*, [*1999*] ont observé une diminution, et même des valeurs négatives du coefficient de traînée dans des conditions de houle suiveuse. *Guo-Larsen et al.*, [*2003*] ont aussi trouvé que la houle de travers (perpendiculaire au vent) augmente l'amplitude du coefficient de traînée. *Kudryavtsev et Makin* [*2004*], ont reproduit qualitativement et quantitativement les principales constatations expérimentales pour l'effet de la houle sur le coefficient de traînée, en utilisant un modèle qui prend en compte l'impact de la houle sur la couche limite atmosphérique marine.

Plus récemment, *Pan et al., 2005*, ont trouvé des variations dans l'estimation du coefficient de traînée, qu'ils ont attribuées à la présence de houle en comparant des mesures directes obtenues à partir de IDM et ECM. Ils ont montré que la méthode IDM était incapable de détecter les effets induits de la houle sur le frottement du vent [*Drennan et al., 1999*]. Ils ont aussi montré que le coefficient de traînée en condition de houle est proportionnel à la cambrure de la houle et inversement proportionnel au rapport de la vitesse du vent et de la vitesse de phase de la houle.

Enfin, il a été observé que la houle se propageant avec un angle par rapport à la direction du vent cause des déviations dans la direction du stress, et cette déviation peut être d'une telle ampleur que la tension du vent peut s'opposer à l'écoulement moyen de l'air [*Geernaert et al., 1993 ; Rieder et al., 1994 ; Grachev et al., 2003*].

2.5. Les plateformes de mesures des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère

Les flux turbulents ne sont pas directement mesurés à l'interface océan-atmosphère. On mesure différents paramètres météorologiques de l'atmosphère et de l'océan qui permettent ensuite leur calcul. Les mesures relevées sont d'autant plus précises et fiables qu'elles ont été effectuées suffisamment près de la surface de la mer et que l'ensemble des instruments de mesure, ainsi que la plateforme ou l'objet qui les transporte a un impact faible sur celles-ci, et en particulier sur l'écoulement de l'air.

Il existe différents types de plateformes utilisées pour la prise de mesures : des plateformes fixes, des plateformes tractées à l'arrière d'un bateau [*Edson et al., 1998*], et des plateformes flottantes [*Anctil et al., 1994, Weller et al., 2012, Graber et al., 2000*]. Certaines mesures sont même réalisées directement sur de grands navires de recherche par l'intermédiaire d'un mât instrumenté [*Katsaros et al., 1993, Christensen et al., 2013*]. Ces différentes plateformes ont chacune des atouts et des inconvénients, qu'on exposera afin d'expliquer les particularités de la plateforme OCARINA.

2.5.1. Les plateformes fixes

Les deux plateformes fixes les plus célèbres sont la plateforme ASIT (Air-Sea Interaction Tower), utilisée sur les côtes de l'île Martha's Vineyard dans l'Atlantique nord (*Figure 2.3*) [*Edson et al., 2007*], développé à l'Institut Océanographique Woods Hole (WHOI), et la plateforme de l'Institut Hydrophysique Marine sur la Mer Noire (*Figure 2.2)* [*Soloviev et Kudryavtsev, 2010*]. Ce type de plateforme a l'avantage de pouvoir échantillonner les paramètres atmosphériques et océaniques au même endroit pour de très longues périodes de temps (de quelques jours à plusieurs années). L'inconvénient est que du fait de la configuration de la plateforme et de l'encombrement des instruments, les mesures sont

soumises à de la distorsion aérodynamique, notamment sur la mesure de vent, très variable en fonction de la direction du vent moyen. Pour limiter les distorsions de l'écoulement de l'air, la mesure du vent doit être réalisée lorsque le vent a une direction privilégiée, ce qui réduit la quantité des données exploitables et oblige à l'utilisation de fonctions pour corriger la distorsion. De plus, ces plateformes doivent être fixées sur une socle rocheux (sous la mer), et donc dans une zone peu profonde. Ainsi, elle ne se retrouvent jamais en conditions d'océan ouvert, et les études réalisées à partir de ces plateformes sont souvent spécifiques à la région de mesures.

Figure 2.2: plateforme de l'Institut Hydophysique Marine sur la Mer Noire

2.5.2. Les plateformes tractées

Les plateformes tractée par bateaux permettent d'échantillonner les variations de petites échelles de certains paramètres océaniques, comme la température et la salinité de surface de la mer. Cependant, les mesures sont perturbées du fait du sillage du bateau,

l'écoulement de l'air y est modifié, et la plateforme est ballottée par les vagues créées par la proue de bateau.

Ainsi, des mesures propres des paramètres turbulents de l'atmosphère, des vagues ou des flux radiatifs (réflexion de la coque du bateau), qui sont pourtant indispensables à l'estimation des flux turbulents, sont quasiment impossibles.

Figure 2.3: plateforme ASIT (Air-Sea Interaction Tower)

2.5.3. Les navires de recherches

Les navires de recherche équipés d'un mât flux instrumenté peuvent collecter des données de bonne qualité pour l'estimation des flux turbulents air-mer. C'est le moyen le plus utilisé actuellement pour étudier les échanges océan-atmosphère. Les navires de recherches permettent de naviguer en océan ouvert durant de longues périodes (jusqu'à plusieurs mois) et

d'embarquer d'autres plateformes pour la mesure des flux air-mer, comme les bouées instrumentées, qui seront présentées plus tard. Mais l'inconvénient des navires de recherche est le coût élevé pour les affréter, rendant les campagnes de recherche en mer chères et donc moins fréquentes qu'on le souhaiterait. En matière de fiabilité et de précision des mesures de flux, l'encombrement important des navires, qui font plus de 60 mètres (*Figure 2.4*), perturbe l'écoulement de l'air et les mesures des quantités moyennes et turbulentes [*Bourras et al., 2009*], affectées par la distorsion aérodynamique. De plus, la coque des navires étant le plus souvent en métal, elle peut absorber et réfléchir le rayonnement, et ainsi modifier les données par des effets thermiques notamment [*Berry et al., 2009*]. De nombreux paramètres sont à prendre en compte pour corriger et minimiser ces effets, comme la forme du navire, l'emplacement du mât instrumenté sur le navire et l'angle relatif entre la direction du navire et la direction du vent [*Yelland et al., 2002*], qui peuvent perturber la mesure de vent. En outre, les bateaux de recherche ont des mouvements propres dans des bandes spectrales qui sont les mêmes que celles des vagues et de la zone de production de la turbulence (0.01-1 Hz), ce qui rend difficile l'estimation des flux turbulents avec la méthode des covariances (ECM), qui tient compte notamment des paramètres turbulents dans cette gamme spectrale (voir *Chapitre 3*). Enfin, l'emplacement des instruments de mesure par rapport au centre de gravité du bateau ainsi que leur hauteur, qui varie souvent de 7 m à 17 m pour les mesures atmosphériques, et jusqu'à 3 m sous le niveau de la mer pour les mesures océaniques, affectent les mesures et peuvent poser problème. La question, notamment, de la hauteur de déplacement, due à ces variations de hauteurs de mesures, peut se poser [*Brut et al., 2005; Popinet, Smith, et Stevens, 2004*].

Figure 2.4: Navire de recherche "Atalante"

2.5.4. Les bouées

Une des bouées les plus connues dédiée à la mesure des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère est la bouée ASIS (Air-Sea Interaction Spar) développée à la Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science (RSMAS), [*Graber et al., 2000*]. La bouée ASIS, une des meilleures dans son genre, présente de nombreux avantages. Elle a une faible distorsion aérodynamique et peut être équipée d'une large gamme d'instruments, allant de la mesures des quantités turbulentes à la mesure des paramètres océaniques, en passant par la mesure des flux radiatifs et des échanges de gaz. Elle est relativement stable grâce à ces cinq pieds immergés. Mais on peut trouver quelques limites à ce type de plateforme.

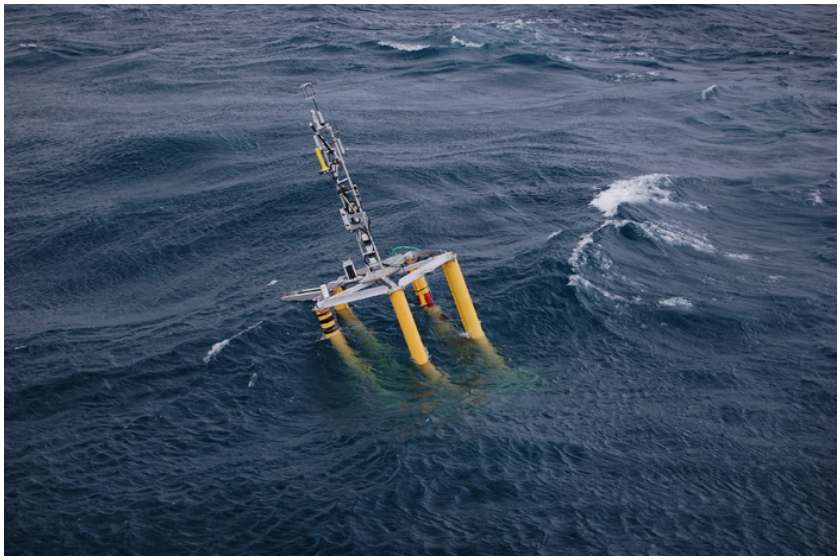

Figure 2.5: Bouée instrumentée ASIS déployée par vent forts [Fairall et al. 2003]

La première est qu'elles dépendent d'un bateau hôte pour être déployées, récupérées et entretenues. En outre, dans des conditions de vents forts, la bouée peut s'incliner par rapport à la verticale durant de longues périodes, ce qui rend l'estimation des flux très difficile (*Figure 2.5*) [*Howdeb et al., 2008*].

De plus, la grande capacité de charge utile de la plateforme rend celle-ci assez lourde et volumineuse et la rend plus difficile à manœuvrer sur les navires hôtes, ce qui peut limiter son nombre de déploiement lors d'une campagne de recherche en mer. Enfin, les instruments de mesure des paramètres turbulents sont situés à deux hauteurs différentes, à 3.5 m et 4.5 m au-dessus de la surface, ce qui est mieux que pour un mât flux installé sur un navire de recherche, mais les instruments ne sont pas à une hauteur constante au-dessus de la surface de la mer, car la bouée s'enfonce. Ainsi, l'étude des interactions vent-vagues pourrait nécessiter d'avoir des mesures encore plus proches et à une altitude constante au-dessus de la surface.

2.5.5. La conception d'une nouvelle plateforme

Cette revue des différentes plateforme disponibles et l'analyse de leurs différents points forts et points faibles nous permettent de comprendre quelles ont été les motivations à la réalisation d'une nouvelle plateforme. Les différentes limites des plateformes présentées

précédemment ont permis de dégager les critères de la conception de la nouvelle plateforme qui vise à surmonter les limites de ces dispositifs existants.

Aussi, les instruments de mesure sur la nouvelle plateforme doivent pouvoir réaliser des mesures à hauteur constante au-dessus de la surface, c'est-à-dire que la plateforme doit pouvoir suivre les vagues pour estimer leurs paramètres caractéristiques, permettant par exemple d'étudier la relation vent/vagues instantanée. Les différents éléments pouvant perturber la mesure, comme la distorsion de l'écoulement et les effets thermiques, doivent être réduits au minimum. Évidemment, comme pour la bouée ASIS, les mesures des paramètres turbulents (vent, température, humidité) doivent pouvoir être réalisés à deux hauteurs différentes, mais très proches de la surface, à une hauteur au moins inférieure à 3 mètres pour qu'il y ait une amélioration notable et être dans la zone de courbure maximum du profil logarithmique du vent. Enfin, afin de multiplier au maximum les déploiements de la plateforme durant une campagne de mesure en mer, elle doit être très facile à manœuvrer pour les mises-à-l'eau et les récupérations et pouvoir s'éloigner suffisamment du bateau hôte de manière à ce que les mesures ne soient pas perturbées par celui-ci.

C'est à partir de ce cahier des charges que la nouvelle plateforme de mesure des échanges d'énergie à l'interface océan-atmosphère, OCARINA, a été conçue (*Figure 2.6*). La plateforme elle-même sera présentée dans le chapitre 3.

Figure 2.6: Nouvelle plateforme de mesure OCARINA

2.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les principaux concepts théoriques des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère, principalement dans la couche limite de surface (CLS), qui est notre zone d'étude. Les méthodes d'estimations des flux turbulents ont été légèrement entrevues et seront présentés plus en détails dans le *Chapitre 3,* avec les configurations que nous avons utilisées pour notre étude. Nous décrirons la turbulence dans la CLS rencontrée durant les campagnes de mesures STRASSE et AMOP à partir des mesures effectuées par la plateforme OCARINA dans le *Chapitre 4*.

Nous avons présenté les caractéristiques de la surface de l'océan sur laquelle évolue notre plateforme d'étude, avec les mécanismes de formation et de propagation des vagues. Les différents états de mer rencontrés durant les campagnes seront décrits dans le *Chapitre 8*, ainsi qu'une étude de leur impact sur les flux.

Nous avons réalisée une brève compilation de la littérature concernant la paramétrisation des flux turbulents et des interactions entre les états de mer et les flux turbulents. Les flux turbulents estimés durant les campagnes STRASSE et AMOP seront discutés dans le *Chapitre 5*. Nous analyserons les impacts de la surface de l'océan sur le vent et les calculs de flux dans le *Chapitre 8*.

Enfin, nous avons listé les principales plateformes de mesures des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère existantes, avec leurs avantages et leurs inconvénients, et qui justifient la conception de la nouvelle plateforme de mesure OCARINA, qui sera présentée en détails dans le *Chapitre 3*.

Chapitre 3 : Dispositif expérimental, conditions de mesure

3.1. Introduction

L'objet de cette thèse est d'étudier les propriétés turbulentes de l'atmosphère et l'estimation des flux turbulents à l'interface océan/atmosphère à partir de données acquises par un système de mesure nouveau optimisé pour cet objectif. Il s'agit de la plateforme de mesures OCARINA, développée et instrumentée par le LATMOS [*Bourras et al., 2014*]. Cette plateforme constituée d'un trimaran de petite taille, instrumenté pour des mesures de turbulence proche de la surface, a été conçue pour être déployée en pleine mer de façon répétée depuis un navire (navire de recherche en particulier) et laissé en fonctionnement autonome pendant une dizaine d'heures à distance du navire hôte. *Bourras et al.* [*2014*] ont décrit en détail le système et validé les toutes premières estimations de flux à partir d'un jeu de données limité dans le temps, obtenu pendant la campagne FROMVAR en mer d'Iroise en 2011. Suite aux bonnes performances constatées, OCARINA a été proposée et sélectionnée pour participer à différents projets et campagnes océanographiques et fournir des données précises pour l'estimation des bilans d'énergie à l'interface air-mer.

L'objectif de ma thèse était d'une part de valider sur un plus grand ensemble de situations les mesures de turbulence issues du système OCARINA et de progresser sur la paramétrisation des flux turbulents dans les conditions où les paramétrisations sont encore insuffisamment validées.

Mon travail a porté sur l'étude de données recueillies par OCARINA durant deux campagnes de mesures, l'une en 2012, dans l'océan Atlantique, la campagne STRASSE, et l'autre en 2014, dans l'océan Pacifique, la campagne AMOP. En complément, des données ont été recueillies sur les navires de recherche « hôte » à partir d'un système plus classique appelé « mât flux » et qui dérive du système développé et mis en œuvre depuis les années 1990 par le CETP, le CNRM et la DT-INSU [*Eymard et al., 1999*].

Ce chapitre décrit donc ces plateformes et l'instrumentation qui leur est associée, le traitement des données, les campagnes de mesures STRASSE et AMOP (contexte des campagnes et situations météorologiques et de surface), le principe des méthodes d'estimation des flux turbulents et les choix effectués pour les conditions d'application de ces méthodes. Ma contribution personnelle a porté principalement sur cette dernière partie.

3.2. Plateforme et Instruments

3.2.1. OCARINA

3.2.1.1 La plateforme

La nouvelle plateforme OCARINA a été déployée pour étudier les échanges océan-atmosphère et les caractéristiques de la turbulence atmosphérique dans la couche limite de surface durant les campagnes STRASSE et AMOP. Ce sont les deuxièmes et troisièmes campagnes durant lesquelles OCARINA a été déployée, après la campagne de 2011, EPIGRAM/FROMVAR, en mer d'Iroise. Durant FROMVAR, il a été montré que la plateforme OCARINA remplissait les exigences pour obtenir des estimations fiables des flux air-mer, en dépit d'un petit nombre de données [*Bourras et al., 2014*]. Sur la *Figure 3.1*, on peut voir la plateforme OCARINA en opération sur l'eau durant la campagne STRASSE 2012.

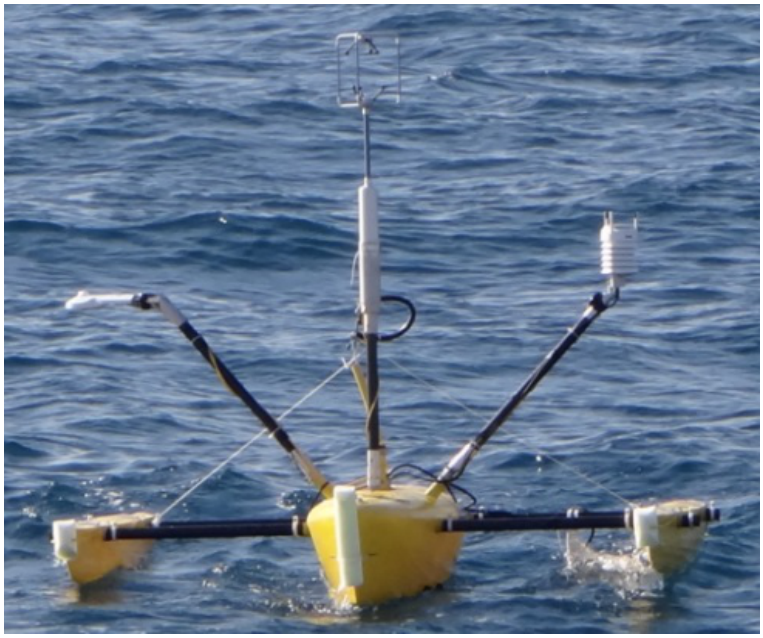

Figure 3.1: La plateforme OCARINA en action durant la campagne STRASSE 2012.

La plateforme OCARINA est un trimaran de deux mètres sur deux mètres qui pèse environ 35 kg. Elle a été conçue pour avoir une forme profilée avec une faible prise au vent. Ainsi, elle est très peu affectée par la distorsion aérodynamique quelle que soit la direction du vent. La plateforme est motorisée par une petit moteur placé sous le flotteur principal, qui peut être contrôlé par un pilote automatique et une télécommande. On peut donc utiliser la plateforme selon différentes configurations. Elle peut être contrôlée pour suivre une route particulière, dériver comme une bouée ou maintenir sa position. Pour la navigation, la communication mais aussi pour faire fonctionner les instruments de mesure et assurer le stockage des données, la plateforme comporte deux batteries indépendantes de type Lithium-Polymère de 5 000 mAh, composées chacune de cinq cellules de 4.2 Volts qui assurent un fonctionnement d'environ une douzaine d'heures. Lorsque le moteur est en fonctionnement, la durée de vie de la batterie est d'environ 3 heures à faible vitesse (1.5 nœuds). La durée limitée de l'autonomie implique que la plateforme OCARINA doit être récupérée sur le bateau hôte au moins deux fois par jour, car la charge des batteries et les manœuvres de préparation d'OCARINA prennent environ deux heures aux opérateurs. A cette occasion, les données sont également sauvegardées (transférer le contenu des cartes mémoires vers un PC).

La forme de trimaran a été spécifiquement choisie pour permettre de réduire fortement les mouvements de roulis propres par rapport à une conception de type monocoque. De plus, cette configuration permet de rassembler toute la charge dans le flotteur central. Cependant, comme tout trimaran, OCARINA a tendance à avoir de petites mouvements de précession, mais ceux-ci n'influent pas sur les mesures, aux fréquences que nous utilisons.

Le poids a été maintenu aussi faible que possible pour faciliter le transport et les déploiements. Mais surtout, son poids faible couplé au positionnement des instruments de mesures des paramètres turbulents sur le flotteur central, en haut d'un mât, permet d'éviter les mouvements verticaux relativement à la surface de la mer. Ainsi, il a été vérifié que la plateforme ne s'enfonce pas ni ne rebondit sur la surface. Enfin, OCARINA possède une grande surface horizontale projetée qui, alliée à son faible poids, permet à la plateforme de suivre naturellement les vagues. Il est donc possible, pour des vagues de longueur d'onde supérieure à quatre mètres, de déduire les caractéristiques des vagues, notamment à partir des accélérations verticales enregistrées par la plateforme inertielle embarquée.

Le petit gabarit de la plateforme offre l'avantage de pouvoir participer à de nombreuses campagnes en mer, car elle peut être transportée sur tous types de bateau, y compris sur un semi-rigide comme le zodiac, et permet de pouvoir se faire accepter facilement sur différentes expériences scientifiques.

OCARINA est équipé d'un système de pilotage automatique préprogrammé. Quatre modes d'opérations sont possibles sur l'océan. Si le mode suivi de route est activé, OCARINA suit une route pré-définie. Le mode « dérive puis retour » laisse la plateforme dériver durant trente minutes, puis celle-ci revient au moteur, à sa position initiale. Un autre mode permet à OCARINA de suivre une route enregistrée, puis de revenir à sa position initiale. Enfin, OCARINA peut-être dirigée par une télécommande en mode manuel, dont la portée est d'environ 400 m sur l'océan. Ce mode est utilisé pour les mises à l'eau et les récupérations de la plateforme.

La plateforme communique par satellite grâce au système Iridium. C'est grâce à ce système que l'on obtient la position d'OCARINA pour procéder à sa récupération. Mais on peut aussi contrôler la plateforme par satellite, en lui transmettant des trajets à suivre.

Durant les campagne STRASSE et AMOP, la plateforme a été laissée à la dérive après les déploiements pour effectuer les mesures, puis a été récupérée par le bateau hôte. Pendant les deux campagnes, nous avons constaté qu'OCARINA dérivait typiquement de 10 km durant 10 heures de fonctionnement, dans un vent de ~5 m/s.

3.2.1.2 L'instrumentation

Malgré la légèreté de la plateforme et ses petites dimensions, OCARINA embarque un jeu complet d'instruments permettant l'estimation des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère. Les instruments de mesures sont répartis à cinq endroits différents. Les instruments pour la mesure des paramètres atmosphériques sont placés sur trois mâts, positionnés sur le flotteur central. Les variables océaniques sont échantillonnées à l'aide d'un capteur Seabird SBE-37 SI qui mesure la température de surface de la mer (SST) et la salinité de surface (SSS) et qui est positionné sur un des tubes en carbone reliant le flotteur central à une des coques latérales. Finalement, la mesure des mouvements de la plateforme est réalisée par une plateforme inertielle Xsens MTI-G, positionnée dans le flotteur central au centre d'OCARINA, au niveau de la ligne de flottaison. La plateforme inertielle comporte trois

magnétomètres, trois accéléromètres, trois gyroscopes, un GPS et un baromètre, dont les données sont mesurées à une fréquence de 50 Hz.

Le mât central, positionné sur le flotteur principal, abrite les capteurs dédiés à la mesure des paramètres turbulents de l'atmosphère. On pourra le nommer par la suite « mât turbulent ». Il comporte, montés à 1.5 m au-dessus de la surface de l'océan, un anémomètre sonique Gill Co. R3-50, qui mesure les trois composantes du vent relatif ainsi que la vitesse du son dans l'air, ce qui nous permet de retrouver la température sonique de l'air. Le système d'acquisition échantillonne les données des instruments du mât à une fréquence de 50 Hz.

Une station météorologique Vaïsala WXT-520 est positionnée sur le mât bâbord. Elle permet de mesurer la température de l'air, l'humidité, la pression, la pluie et le vent, à une fréquence de 1 Hz, à 1 m au-dessus de la surface.

Un capteur de flux radiatif Kipp & Zonen CNR-4 est placé sur le troisième mât, sur le côté tribord. Il mesure les flux radiatifs montants et descendants, dans les longues (infrarouge) et courtes longueurs d'ondes (visible), échantillonnées à 1 Hz et à 1 m au-dessus de la surface de la mer. Une représentation 3D de la plateforme OCARINA est visible *Figure 3.2* avec tous ses instruments [*d'après Bourras et al., 2014*]. Au total, une cinquantaine de variables sont enregistrées par la plateforme. Celles-ci sont résumées dans le *Tableau 1*.

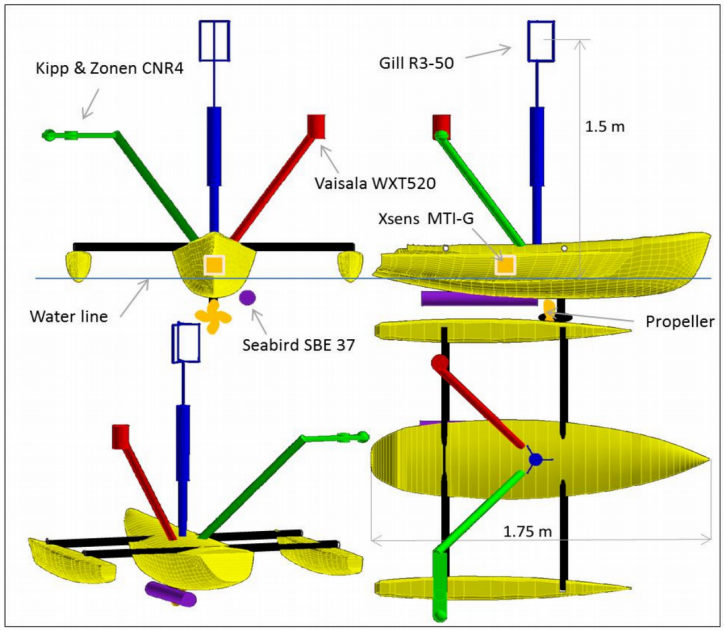

Figure 3.2: Représentation 3D de la plateforme OCARINA avec ses instruments de mesures. D'après Bourras et al., 2014.

Fabricant	**Instrument**	**Variable mesurée**	**Unité**	**Fréquence d'échantillonnage**	**Emplacement sur OCARINA**	**Précision**
Vaisala	WXT-520	Vitesse du vent Température de l'air Pression de l'air Humidité Relative Précipitation	$m.s^{-1}$ K hPa % mm	1 Hz	Mât Bâbord	0.3 m/s 0.3°C 0.5 hPa 3 % 0.01mm
Kipp & Zonnen	CNR4	Flux radiatif descendant Visible Flux radiatif descendant Infrarouge Flux radiatif montant Visible Flux radiatif montant Infrarouge	$W.m^{-2}$ $W.m^{-2}$ $W.m^{-2}$ $W.m^{-2}$	1 Hz	Mât Tribord	~10 %
Gill co.	R3-50	Vecteur vent 3D (u, w, v) Température sonique	$m.s^{-1}$ K	50 Hz	Mât central	<1% rms < 0.5 %
Xsens	MTI-G	Longitude Latitude Altitude Vitesse angulaire 3D Angle 3D Vitesse linéaire 3D Accélération 3D Compas 3D	Degré Degré m $rad.s^{-1}$ rad $m.s^{-1}$ $m.s^{-2}$ sans	50 Hz	Flotteur central	La précision varie en fonction de la qualité du signal GPS reçu et de la fréquence considérée, car les signaux des différents capteurs sont assimilés dans un filtre de Kalman
Seabird	SBE-37	Température de surface de la mer Salinité de surface de la mer	K psu	1 Hz	Entre deux flotteurs	0.002 K 0.003 mS/cm

Tableau 1: Récapitulatif des instruments installés sur OCARINA durant les campagnes STRASSE et AMOP et leurs emplacements avec les principales variables enregistrées.

3.2.1.3 L'acquisition des données

L'acquisition des données sur la plateforme OCARINA est réalisée grâce à une carte électronique à FPGA (Field Programmable Gate Array), qui a été spécialement conçue. Ce type de carte est le meilleur compromis qui a été trouvé, car c'est un matériel fiable, léger, qui consomme très peu d'énergie, et surtout qui nous permet de bien maîtriser la datation des données. Le traitement des données est asynchrone, ce qui implique que chaque donnée a sa propre datation. Les données sont stockées et dupliquées sur deux cartes mémoire SD, pour plus de sécurité. La datation est effectuée à partir d'une horloge interne, qui est périodiquement synchronisée avec le signal d'horloge du GPS. La déviation du temps est très faible, inférieure à 0.01 millisecondes, ce qui est négligeable comparé à la fréquence d'échantillonnage des mesures, qui est de 50 Hz, soit 20 millisecondes.

3.2.1.4 La distorsion de l'écoulement

La distorsion aérodynamique de la plateforme a été évaluée par des simulations numériques. En situation la plus défavorable, lorsque le vent vient en travers de la plateforme, la distorsion verticale au plus haut de la plateforme, à 1.5 m, est d'environ 3°, soit moitié moins que sur un navire de recherche de 50 à 80 m de long, où la distorsion verticale du vent est de 7 à 10° lorsque le vent vient de face [*Bourras et al., 2009*]. Pour OCARINA, lorsque le vent vient d'une autre direction, la distorsion est inférieure à 3°, ce qui est à nouveau mieux que sur un navire de recherche, où la valeur minimale trouvée est de 6° (ex : Atalante). Sur les navires de recherche, la distorsion augmente avec l'angle relatif entre l'axe du bateau et le direction du vent, à tel point que lorsque l'angle est supérieur à environ 40°, les données ne sont plus exploitées.

En pratique, il a été trouvé sur FROMVAR 2011 que les angles de distorsion sont encore plus faibles que dans les simulations, avec un angle moyen de 1.27°. Dans un cas idéal, la vitesse verticale moyenne devrait être nulle pour l'estimation des flux turbulents. Elle est assez faible sur OCARINA, environ dix fois plus petite que sur un navire de recherche (0.12 $m.s^{-1}$ comparé à 1 $m.s^{-1}$ respectivement, pour un vent moyen de 5 m/s). Ainsi, la suppression de la valeur moyenne de la composante verticale du vent, par rotation de la matrice de vent dans la direction du vent moyen, a un impact très limité sur le calcul des flux.

Il n'est donc pas nécessaire d'appliquer de correction de la distorsion sur les données de la plateforme OCARINA.

La distorsion de l'écoulement de l'air au niveau des instruments de mesures, et notamment de l'anémomètre sonique sur le mât principal de la plateforme OCARINA, peut-être caractérisée par l'angle de la vitesse verticale du vent apparent. Pour la campagne STRASSE, l'angle de la vitesse verticale du vent est de $2.23 \pm 0.28°$, *Figure 3.3*. Sur AMOP, *Figure 3.4*, il est quasiment identique, soit de $2.22 \pm 0.24°$. Cela confirme que la distorsion est assez faible sur OCARINA. Nous avons trouvé que son impact sur le calcul des flux n'était pas significatif. Ainsi, la distorsion n'a pas besoin d'être corrigée. Les vitesses verticales ont aussi été observées (*Figure 3.5 et Figure 3.6*), et on trouve respectivement pour STRASSE et AMOP, des vitesses verticales moyennes très faibles de $0.16\ m.s^{-1} \pm 0.06$ et $0.17\ m.s^{-1} \pm 0.07$, qui ne nécessitent pas de corrections supplémentaires pour les rendre nulles.

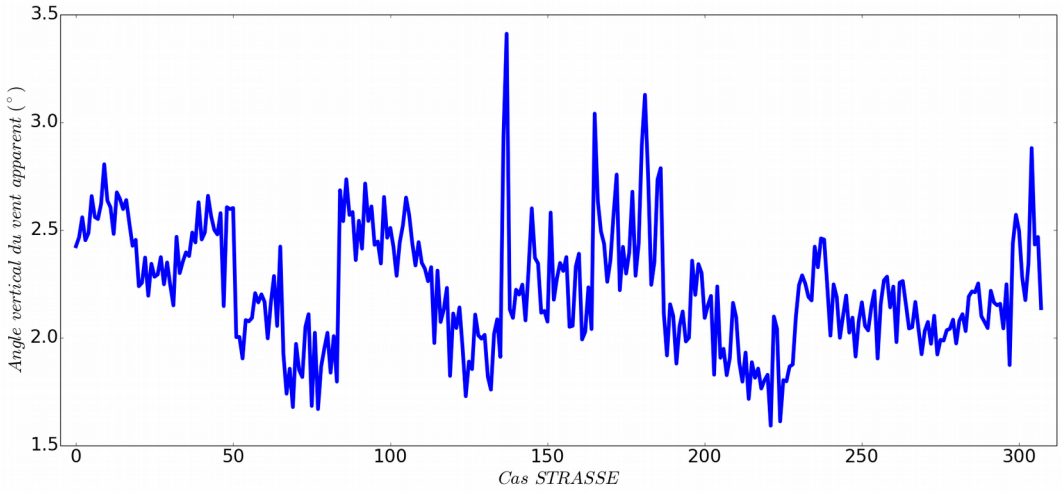

Figure 3.3: Angle vertical du vent apparent durant la campagne STRASSE

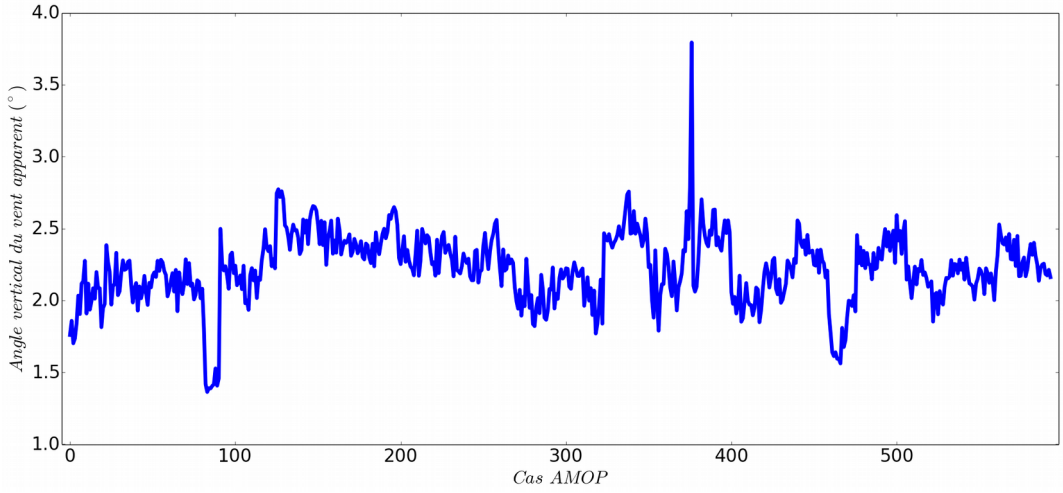

Figure 3.4: Angle vertical du vent apparent durant la campagne AMOP

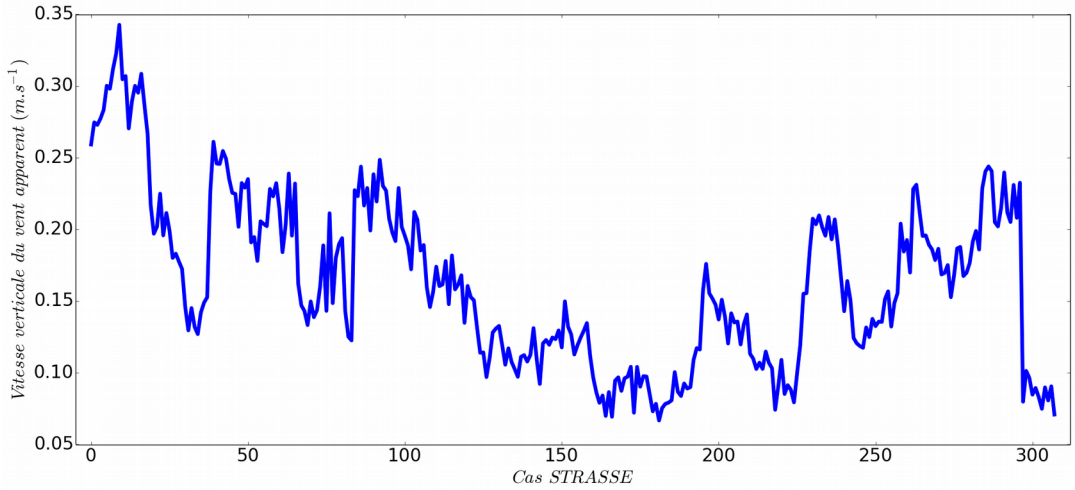

Figure 3.5: Vitesse verticale du vent apparent durant la campagne STRASSE

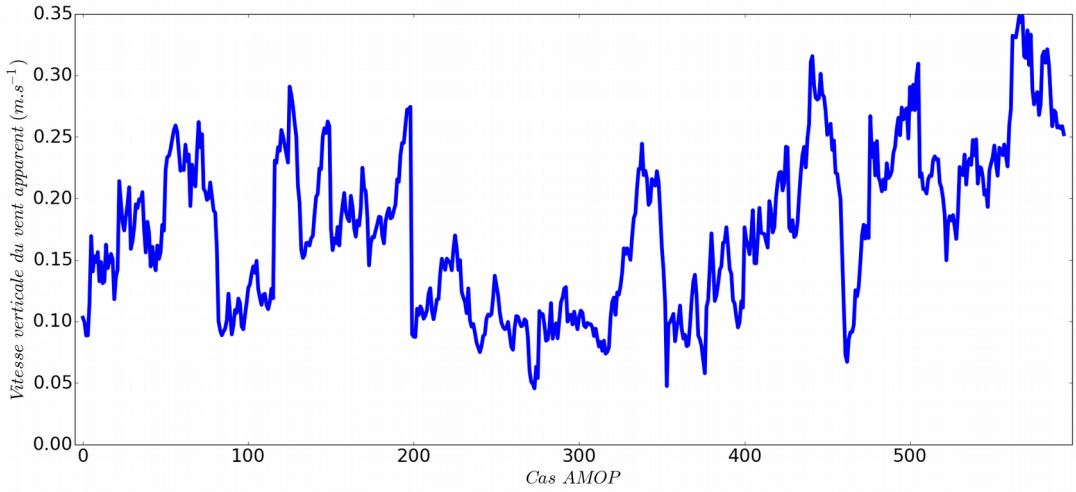

Figure 3.6: Vitesse verticale du vent apparent durant la campagne AMOP

3.2.2. Navire et mât flux

En parallèle des mesures de la plateforme OCARINA, des mesures ont été effectuées avec un mât instrumenté installé sur le navire hôte de chaque campagne. Durant la campagne STRASSE, les instruments de mesures du mât flux instrumenté sur le navire de recherche le Thalassa ont cessé de fonctionner à la fin du mois d'août 2012, lorsque les déploiements de la plateforme OCARINA ont été plus fréquents. Ainsi, peu de données ont pu être utilisées pour réaliser des comparaisons entre les deux plateformes. Sur les *Figure 3.7* et *Figure 3.8*, on peut voir deux photos prises durant la campagne AMOP.

Figure 3.7: Mât flux instrumenté sur l'Atalante durant AMOP 2014

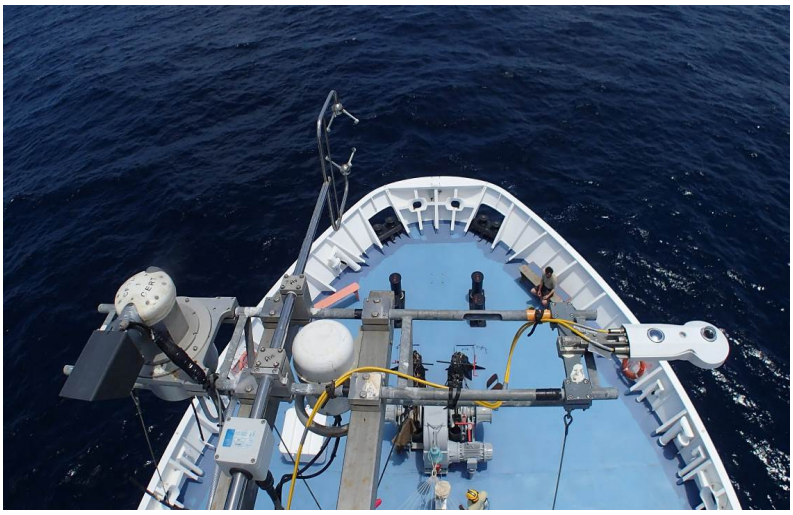

Figure 3.8: Vue de dessus des instruments du mât flux sur l'Atalante durant AMOP 2014

3.2.2.1 Conception

La configuration du système de mesure du mât instrumenté a évolué au cours des campagnes successives. C'est notamment à l'occasion de la campagne dans le golfe de Guinée, en Afrique de l'ouest, AMMA, en 2006, que le système de mesure du mât flux que nous avons utilisé sur STRASSE et AMOP, a été utilisé pour la première fois et a subi ses

dernières améliorations significatives. L'ancienne configuration avait été utilisée lors de nombreuses campagnes, SEMAPHORE, FETCH, CATCH-FASTEX [*Eymard et al., 1999*], EQUALANT [*Brut et al., 2005*], et il avait été noté que des modifications étaient souhaitables pour améliorer la qualité des mesures et l'estimation des flux turbulents. L'amélioration du système de mesure du mât flux, a été initié en 2004, par le travail conjoint d'ingénieurs et de chercheurs du LATMOS (anciennement CETP), de la DT-INSU, du CNRM et du LOCEAN.

Le nouveau système devait pouvoir résoudre les différents problèmes rencontrés lors des campagnes précédentes. Il était spécifiquement nécessaire de travailler sur les deux points suivants qui affectaient les mesures de vent : la mauvaise aérodynamique de la plateforme et ses modes de vibrations propres, qui étaient compris dans la gamme de fréquences [0-25 Hz]. Pour augmenter le nombre de mesures en mer et participer à un plus grand nombre de campagnes, le nouveau système devait être facilement transportable et polyvalent pour pouvoir être adaptable sur la plupart des navires de recherches, avec la même configuration d'instruments, la même position et le même espacement entre eux, pour assurer une base commune dans les mesures et ainsi faciliter les comparaisons de données entre les différentes campagnes. Le but étant que les différences constatées entre les campagnes ne soient plus justifiables par l'instrumentation.

Le système actuel a été utilisé pour la première fois lors de la campagne AMMA 2006, dont le navire de recherche était l'Atalante (que l'on a réutilisé pour la campagne AMOP). L'emplacement du système sur ce navire a été minutieusement étudié, particulièrement avec un modèle de simulation numérique d'écoulements fluides (Fluent), pour quantifier et minimiser les effets de distorsions aérodynamiques qui sont attendus sur ce type de navire de 85 m de long [*Bourras et al., 2009*]. La *Figure 3.7* représente le mât flux sur toute sa hauteur et la *Figure 3.8* montre les instruments de mesures rapides du mât flux (voir section suivante). On peut observer que le mât flux n'est pas à la proue du navire de recherche, mais en retrait sur le pont.

3.2.2.2 Les instruments et les mesures

Le mât instrumenté ou « mât flux » est dédié à la mesure des paramètres turbulents de l'atmosphère pour l'estimation des flux turbulents. Le calcul des flux turbulents nécessite un enregistrement rapide des données, c'est-à-dire à des fréquences comprises entre 20 et 50 Hz.

Cela concerne les trois composantes du vent, l'humidité, la température de l'air et six accélérations (trois angulaires et trois linéaires). Le mât flux utilisé lors des campagnes STRASSE et AMOP est composé de quatre instruments : un anémomètre sonique 3D (pour les trois composantes du vent) HS-50 Gill, qui fournit les composantes du vent et la température sonique de l'air, un capteur de mesure des fluctuations d'humidité Licor LI-7500, une plateforme inertielle BEI Motion Pack pour la mesure des mouvements, composée de trois accéléromètres et de trois gyroscopes, et un réfractomètre micro-onde [*Brut et al.,2005*] pour une seconde mesure de l'humidité rapide. Cet instrument a été développé conjointement par le CETP (ancien LATMOS) et la DT-INSU, initialement pour les mesures aéroportées. Cela fait donc deux instruments pour la mesure d'humidité rapide, le Licor et le réfractomètre. Cette double mesure est utile pour la validation des données d'humidité, plus difficiles à mesurer, et améliore les données exploitables. En effet, les données du réfractomètre sont sensibles aux fluctuations d'humidité et de température [*Delahaye et al., 2001*].

Le données de l'anémomètre sonique (vent et température), du réfractomètre (humidité) et de la plateforme inertielle sont mesurées à une cadence de 50 Hz. Les données du Licor (humidité), sont mesurées à une fréquence de 20 Hz, puis sont ré-échantillonnées à 50 Hz pour que toutes les données soit enregistrées simultanément sur PC. L'estimation des flux turbulents nécessite d'autres données météorologiques, fournies par des instruments dit « lents », dont la fréquence d'échantillonnage est comprise entre 1 et 10 secondes. De chaque côté du mât sont disposés deux thermo-hygromètres (mesure de l'humidité relative et de la température) Vaisala HMP233, dont la mesure est protégée de la perturbation des flux radiatifs par deux abris ventilés, ainsi que deux anémomètres Young Propeller 05106. La température de surface de la mer (SST) est fournie par le thermo-salinographe du navire hôte, à une profondeur d'environ 4 m, pour la SST bulk, et la SST skin est fournie par un radiomètre. L'ensemble de ces données est échantillonné à la cadence de 1 Hz. Enfin, les données de navigation du bateau sont fournies par trois compas, deux GPS et un Electromagnetic log et Doppler log pour la vitesse du bateau. Ces dernières données seront nécessaires pour calculer la vitesse du vent vrai, qui est la vitesse du vent par rapport à la surface de la mer, contrairement à la vitesse du vent relatif au bateau.

3.3. Traitement de base des données

3.3.1. OCARINA

3.3.1.1 Préparation des données

Après que les données ont été récupérées, en laboratoire, les données turbulentes (le vent et la température provenant de l'anémomètre sonique à 1.5 mètre au-dessus de la surface de la mer) et les données de la plateforme inertielle sont ré-échantillonnées à 32 Hz, alors que toutes les autres données météorologiques telles que les flux radiatifs ou la température de surface de la mer, sont ré-échantillonnées à 1 Hz à la seconde ronde. Les données qui en résultent, que l'on nomme « données synchronisées » par la suite, sont ensuite stockées par blocs de 1 100 secondes dans une base de données. Cet intervalle, dont la valeur est modifiable dans le logiciel de traitement, a été choisie suite au traitement des données de flux des campagnes depuis 2006, pour lesquelles il avait été constaté que la zone spectrale de production turbulente s'arrêtait à environ 20 minutes. Dans toute la thèse, lorsque cela n'est pas précisé, chaque estimation des quantités turbulentes ou chaque variable météorologique, telles que la température de l'air ou l'humidité, correspondent donc à une moyenne sur 1 100 secondes.

Après traitement et nettoyage des données, notamment en enlevant les périodes pour lesquelles une des variables indispensables au calcul des flux n'a pu être enregistrée correctement ou dont les valeurs nous paraissaient erronées, et après calibration entre les différents instruments, nous avons obtenu un jeu de données exploitables pour chaque campagne. Il y a donc une réduction en volume horaire entre la quantité de données brutes récoltées lors des campagnes et les données finalement exploitables après traitement en laboratoire.

3.3.1.2 Calcul du vent vrai

On verra plus loin que, selon la méthode d'estimation des flux turbulents choisie, il est nécessaire d'estimer le vent vrai, soit la vitesse du vent par rapport à la vitesse de la surface de l'eau, à partir de la mesure de vent apparent, donnée par l'anémomètre. En effet, pour la méthode des covariances, la partie du spectre qui est utilisée englobe les fréquences des

mouvements des plateformes. Or le vent mesuré est perturbé par les mouvements de la plateforme, que ce soient les mouvements du navire de recherche pour le mât flux ou ceux d'OCARINA. Le calcul de la vitesse du vent par rapport à la surface permet de corriger la vitesse du vent des mouvements propres de la plateforme.

Nous avons pour cela utilisé la méthode décrite dans *Pedreros et al. [2003]*. Elle est basée sur une technique proposé par *Axford* [*1968*] pour les mesures en avions, qui a été adaptée pour les bateaux par *Fujitani* [*1985*]. *Anctil et al. [1994] et Edson et al. [1998]* ont utilisé des variantes de cette méthode pour corriger les mouvements de bouées. Nous avons utilisé leur approche pour nos calculs. Nous utilisons un système de coordonnées avec un axe OX qui pointe vers la proue du bateau ou l'avant de la plateforme, l'axe OY pointe à bâbord (à gauche), et l'axe OZ pointe vers le haut. L'angle de roulis ϕ est positif (mouvement de rotation autour de l'axe OX, Roll) lorsque la plateforme s'incline à tribord (à droite), l'angle de tangage (mouvement de rotation autour de l'axe OY, Pitch) θ est positif lorsque la proue de la plateforme s'enfonce (l'avant descend), et l'angle d'embardé (mouvement de rotation autour de l'axe OZ, Yaw) ψ est positif lorsque l'avant de la plateforme tourne dans le sens anti-horaire (*Figure 3.9*).

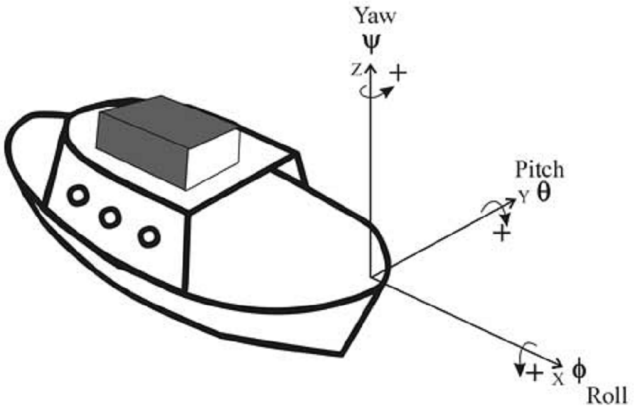

Figure 3.9: Système de coordonnées utilisé pour le calcul du vent vrai (d'après Pedreros et al., 2003).

Le vecteur de vent corrigé, ou vecteur du vent vrai peut s'exprimer comme :

$$\vec{V}_{vrai} = T.\vec{V}_{obs} + \vec{\Omega} \times T.\vec{L} + \vec{V}_{mot} \tag{3.1}$$

où $\vec{V}_{vrai}$ est le vecteur vent corrigé, qui est la vitesse du vent par rapport à la surface moyenne de la mer (repère « terrestre »), T est la matrice de transformation de coordonnées du repère de la plateforme au repère de la surface de la mer, $\vec{V}_{obs}$ est le vecteur vitesse du vent relatif au repère de la plateforme, $\vec{\Omega}$ est le vecteur vitesse angulaire par rapport au système de coordonnées de la plateforme, $\vec{L}$ est le vecteur position de l'anémomètre sonique (qui mesure la vitesse du vent) par rapport à la plateforme inertielle et $\vec{V}_{mot}$ est le vecteur de vitesse de translation de la plateforme par rapport au système de coordonnées de la surface de la mer (repère terrestre). Les trois rotations dans T peuvent être réalisées dans n'importe quel ordre en utilisant l'hypothèse « des petits angles ». La matrice T peut prendre la forme suivante [*Goldstein, 1950 ; Anctil et al., 1994*] :

$$T = \begin{bmatrix} \cos(\theta)\cos(\psi) & \sin(\theta)\sin(\phi)\cos(\psi) - \cos(\phi)\sin(\psi) & \cos(\phi)\sin(\theta)\cos(\psi) + \sin(\phi \\ \cos(\theta)\sin(\psi) & \sin(\phi)\sin(\theta)\sin(\psi) + \cos(\phi)\cos(\psi) & \cos(\phi)\sin(\theta)\sin(\psi) - \sin(\phi \\ -\sin(\theta) & \sin(\phi)\cos(\theta) & \cos(\phi)\cos(\theta) \end{bmatrix} \tag{3.2}$$

Le vecteur vitesse angulaire $\vec{\Omega}$ est défini dans notre système de coordonnées décrit précédemment par :

$$\vec{\Omega} = \begin{bmatrix} -\dot{\theta}\sin(\psi) + \dot{\phi}\cos(\theta)\cos(\psi) \\ \dot{\theta}\cos(\psi) + \dot{\phi}\cos(\theta)\sin(\psi) \\ \dot{\psi} - \dot{\phi}\sin(\theta) \end{bmatrix} \tag{3.3}$$

où les points sur les angles indiquent que l'on utilise la dérivée temporelle des angles d'Euler. Sur le mât flux, le vecteur position $\vec{L}$ de l'anémomètre sonique par rapport à la plateforme inertielle vaut (1, 0, 0), et sur OCARINA, il vaut (0.135, 0.137, 1.45), en mètres.

Finalement, les vitesses du vent vrai sont calculées par rapport au système de coordonnées de la plateforme. Ainsi, comme cela avait été montré dans *Bourras et al., 2014*, la vitesse du vent vrai n'est plus affectée par les mouvements propres de la plateforme. Si on compare le spectre de puissance de la composante longitudinale du vent vrai avec celui de la vitesse relative non corrigée (*Figure 3.10)* pour une série temporelle de 1 100 s choisie au hasard parmi les données de STRASSE et *Figure 3.11* d'AMOP, on peut voir que le pic principal dans les fréquences correspondant au mouvement propre d'OCARINA dans le

spectre du vent relatif, disparaît dans le spectre du vent vrai. Nous retrouvons la même observation pour les composantes du vent verticales et en travers du vent. Il est à noter qu'il reste un léger pic dans le spectre du vent vrai vers 0.1 Hz, mais celui-ci est physique et non dû aux mouvements propres d'OCARINA. Nous en discuterons dans les *Chapitres 6 et 8*.

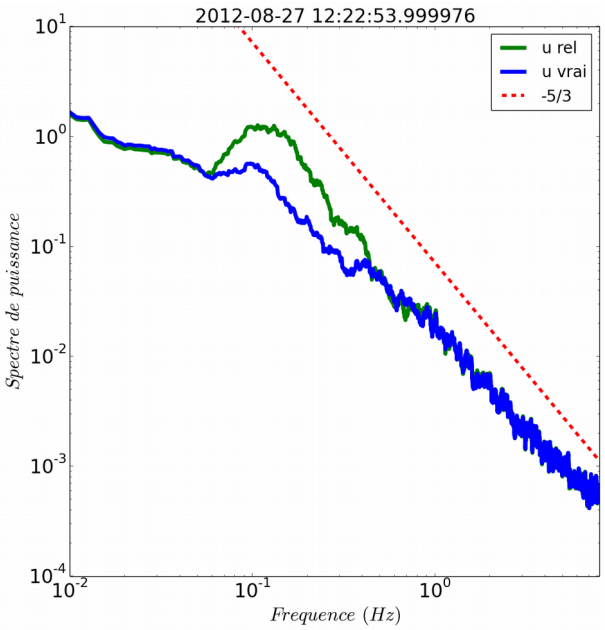

Figure 3.10: Spectre de puissance de la composante longitudinale (dans l'axe du vecteur vent moyen) du vent relatif (trait plein vert) et du vent vrai (trait plein bleu). En pointillé rouge, la pente en -5/3. Le 27/08/2012 à 12h22 durant STRASSE.

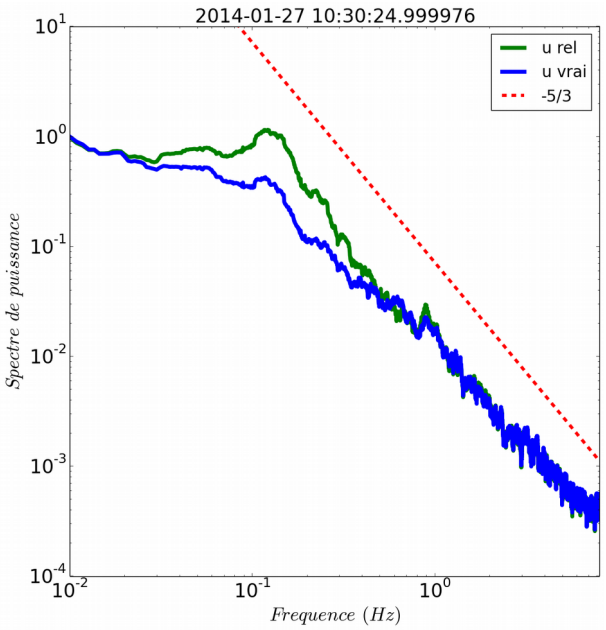

Figure 3.11: Spectre de puissance de la composante longitudinale du vent relatif (trait plein vert) et du vent vrai (trait plein bleu). En pointillé rouge, la pente en -5/3. Le 27/01/2014 à 10h30 durant AMOP.

3.3.1.3 Estimation des paramètres des vagues à partir de la centrale à inertie de OCARINA

L'élévation de surface de la mer, η, est aussi une variable que l'on peut déduire des données d'OCARINA, en intégrant deux fois les données d'accélérations verticale. Les constantes d'intégration et le bruit des accéléromètres nous imposent de filtrer les données calculées, par un filtre passe-haut. La fréquence de coupure choisie est 0.033 Hz. Elle

correspond à la limite au-delà de laquelle le bruit des accéléromètres dépasse le signal à mesurer, après deux intégrations. Sur la *Figure 3.12,* nous avons représenté un exemple de l'évolution temporelle de l'élévation de la mer η d'un échantillon de la campagne STRASSE, avec en bleu, η avant filtrage, et en rouge, après filtrage des basses fréquences. On constate que le filtrage est significatif, notamment pour les calculs des paramètres des vagues.

Après filtrage, nous obtenons la série temporelle de η, dont nous déduisons deux caractéristiques principales des vagues, la hauteur significative Hs_{wave} et leur fréquence caractéristique f_p. Hs_{wave} est définie comme quatre fois l'écart-type de l'élévation de la surface de la mer. On l'assimile à $Hs_{1/3}$, qui est la moyenne des hauteurs du tiers des plus fortes vagues, mesurées entre la crête et le creux de la vague, qui était facilement estimable visuellement par un observateur. Ainsi, on a :

$$Hs_{wave} = 4\,\sigma_\eta \tag{3.4}$$

avec σ_η l'écart-type de η. La fréquence pic des vagues, qui nous permet de calculer par la suite différentes variables des vagues, comme par exemple la vitesse de phase des vagues, est déduite du spectre de puissance de l'élévation, comme la fréquence de la plus haute valeur du spectre.

3.3.2. Traitement de base des données « du mât flux »

Nous réalisons le même traitement avec les données du mât flux que pour celles d'OCARINA, sauf que nous corrigeons les données de vent en prenant en compte la distorsion et notamment l'angle vertical du vent apparent. Les paramètres des vagues ne sont pas calculés car non mesuré par le système mât flux.

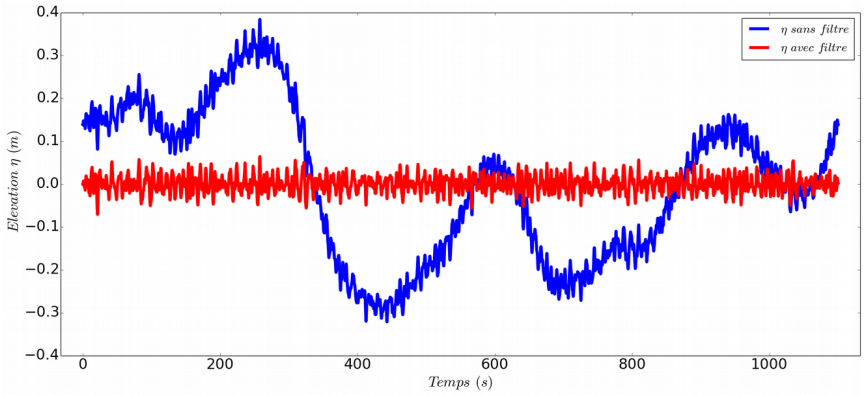

Figure 3.12: Élévation de la surface de la mer sur 1 100 seconde, mesuré par OCARINA. Non filtré en bleu, et après filtrage en rouge.

3.4. Les campagnes de mesures

3.4.1. STRASSE

3.4.1.1 Présentation de la campagne

STRASSE est l'acronyme de « Subtropical Atlantic Surface Salinity Experiment ». C'est la première campagne de mesures en mer du programme international SPURS (Salinity Processes in the Upper ocean Regional Study). La campagne a eu lieu du 14 août au 15 septembre 2012 dans la partie subtropicale de l'Atlantique Nord. La région d'étude s'étend de 25° Nord à 28° Nord, et de 36° Ouest à 16° Ouest, comme indiqué sur la *Figure 3.13*. La zone d'étude se situe au sud des Açores et à l'ouest du Maroc, comme on peut le voir sur la *Figure 3.13*.

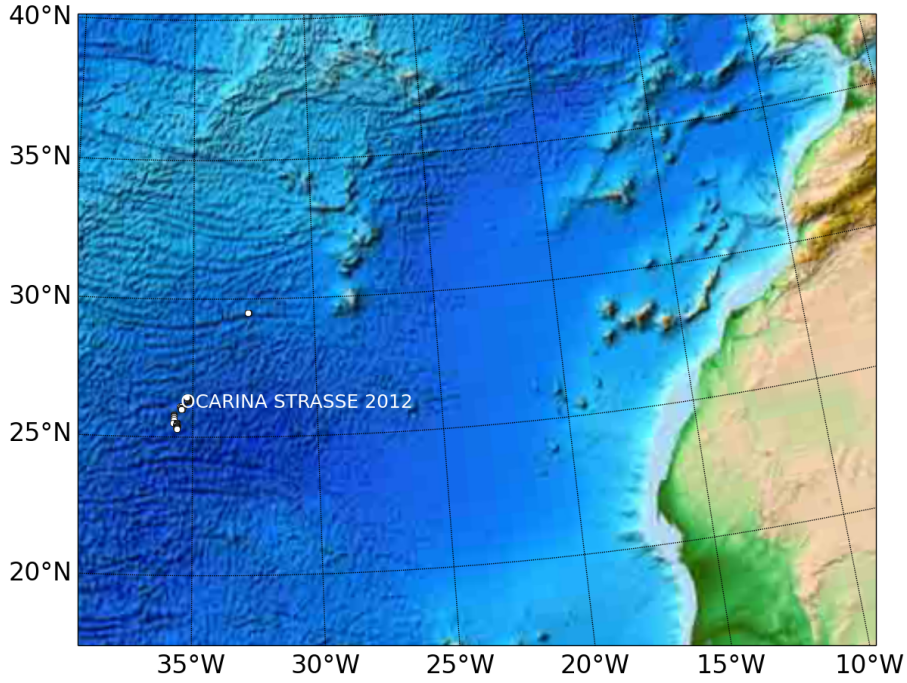

Figure 3.13: Lieux de déploiement de la plateforme OCARINA durant la campagne STRASSE (points blancs).

Le programme SPURS, dont fait partie la campagne STRASSE, a été développé pour mieux comprendre le rôle de l'océan dans le cycle de l'eau global. La campagne STRASSE, quant à elle, était dédiée à la documentation de la région de maximum de salinité de l'océan

Atlantique. Cette campagne a été conduite dans le gyre subtropical de l'Atlantique Nord. Elle était coordonnée par le laboratoire de recherche LOCEAN (Laboratoire d'Océanographie et du Climat : Expérimentations et Approches Numériques), situé à l'UPMC, à Jussieu à Paris.

L'exploration de la zone de recherche a été effectuée à bord du navire de recherche de l'IFREMER, le *Thalassa*. En lien avec les objectifs scientifiques de STRASSE, les différentes équipes de recherche avaient spécifié des besoins de mesures sur l'échantillonnage de la dynamique océanique à méso-échelle, les propriétés de l'océan profond, les caractéristiques météorologiques et des échanges océan/atmosphère. Différentes équipes de chercheurs étaient présentes à bord du navire de recherche et ont participé aux mesures physiques, chimiques et biologiques de l'océan et aux mesures météorologiques. La mesure des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère était une composante importante de la campagne. C'est dans ce cadre que le LATMOS a été impliqué. L'équipe ESTER du LATMOS pu mettre en œuvre la nouvelle plateforme de recherche OCARINA en océan ouvert. Durant la campagne de recherche, plusieurs équipes de scientifiques doivent se partager le temps que nécessite des opérations particulières du navire et qui requiert le soutien de l'équipage. La mise à l'eau et la récupération de OCARINA font partie de ces opérations qui sont donc programmées par l'équipage en tenant compte de sa disponibilité et de l'ensemble des priorités de la mission.

Durant la campagne STRASSE, OCARINA a été mise à l'eau à plusieurs reprises dans les zones illustrées en *Figure 3.15*. Après traitement de premier niveau, on a pu extraire un ensemble de 95 heures de données exploitables pour l'estimation des flux. Les périodes de données disponibles sont présentées *Figure 3.14*. Chaque barre verticale correspond à 1 100 secondes de données disponibles. La période de données exploitables va du 27 août 2012 au 10 septembre 2012, avec une meilleure couverture temporelle, grâce à des mises à l'eau plus fréquentes, du 5 au 10 septembre 2012, au moment où les instruments du mât flux du Thalassa ont cessé de fonctionner. Les points blancs en *Figure 3.15* représentent les positions d'OCARINA correspondant aux données exploitables.

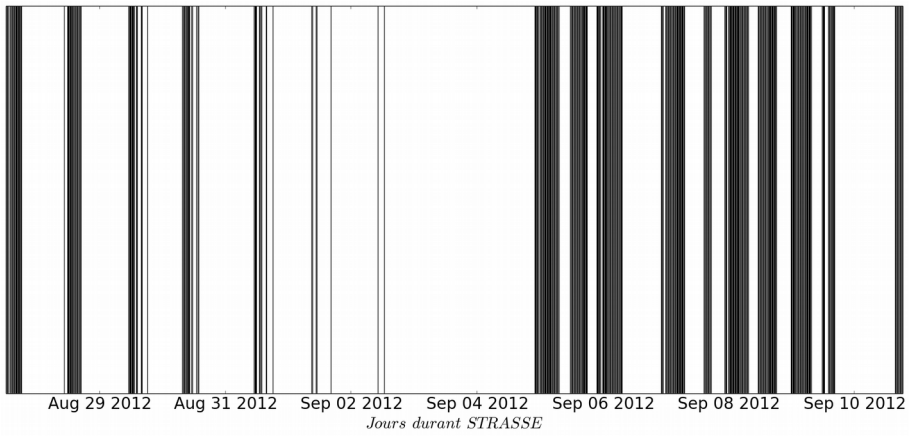

Figure 3.14: Dates durant lesquelles les données de la plateforme OCARINA sont disponibles durant la campagne STRASSE.

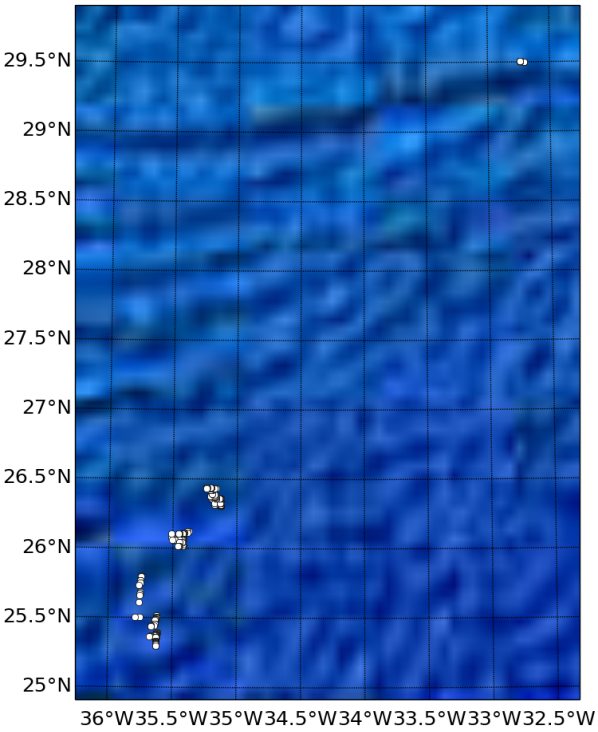

Figure 3.15: Zoom sur la zone de déploiement de la plateforme OCARINA (points blancs) durant STRASSE.

3.4.1.2 Situation météorologique

Les conditions météorologiques et de surface de la mer mesurées par OCARINA pendant la campagne STRASSE sont résumées dans les *Figures 3.16 à 3.26* . Les différentes variables sont représentées en fonction du temps pour les 308 blocs de données moyennés sur 1100 secondes.

Les conditions météorologiques ont été assez clémentes durant la campagne. La vitesse du vent à 1.5 m au-dessus de la surface de la mer était assez faible, d'environ 4.4 $m.s^{-1}$ en moyenne sur toute la campagne. Les conditions de vent ont varié, de vent faible à vent modéré, comme on peut le voir à la *Figure 3.16*. Le maximum de vent a été d'environ 7.6 $m.s^{-1}$ au commencement des mesures et des premiers déploiements, autour du 27 août, alors que le minimum de vent rencontré durant la campagne, est apparu le 6 septembre, avec une vitesse de vent de 1.4 $m.s^{-1}$. L'acquisition des données a été la plus continue du 5 septembre au 10 septembre, lorsque les mises à l'eau ont été plus fréquentes et pendant des durées de plus en plus importantes (jusqu'à 12 heures d'affilées). Durant cette période, le vent a diminué durant deux jours, passant de 6 $m.s^{-1}$ à 1.5 $m.s^{-1}$, alors qu'il a progressivement forci jusqu'à 7 $m.s^{-1}$ durant les quatre jours suivants.

En moyenne, l'humidité relative de l'air à 1 m au dessus de la surface était de 73 % durant la campagne. Jusqu'au 1er septembre 2012, l'humidité était assez importante, supérieure à 80 %. Elle est descendue en dessous de 70 % entre le 5 et le 9 septembre (*Figure 3.17*), avec un minimum de 63 % le 7 septembre.

La température de surface de la mer (SST) et la température de l'air (TA) à 1 m au-dessus de la surface sont représentées à la *Figure 3.18*, respectivement en bleu et rouge. La SST a très peu varié durant la campagne avec une moyenne de 27.2° et un amplitude maximale de 0.8°. Elle a oscillé entre 26.8°C et 27.6°C, avec le minimum atteint en début de campagne, autour du 28 août. La série temporelle de la SST laisse apparaître une augmentation journalière régulière au cours du mois de septembre, ce qui n'est pas forcément dû à un phénomène saisonnier car la plateforme a été déployée à différents endroits de la région STRASSE.

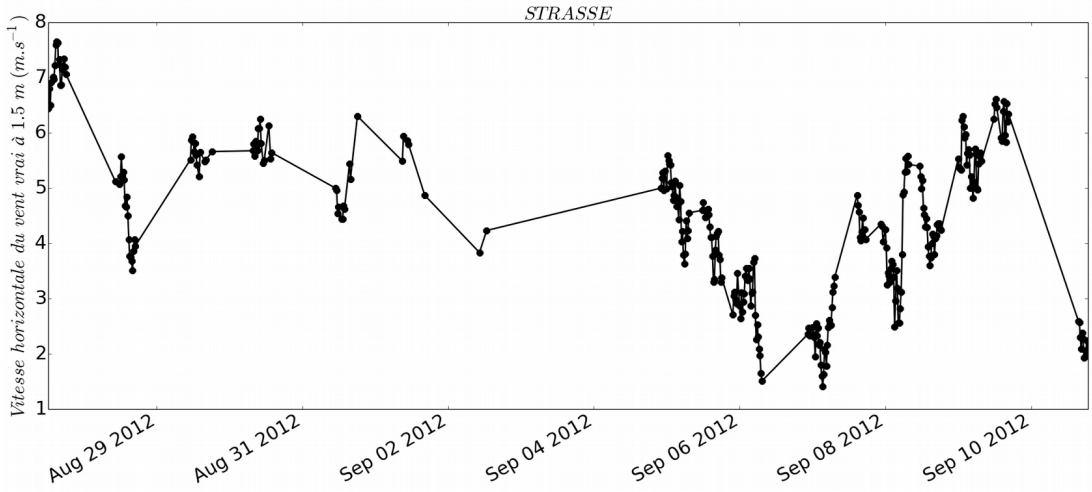

Figure 3.16: Vent vrai horizontal à 1.5 m durant la campagne STRASSE.

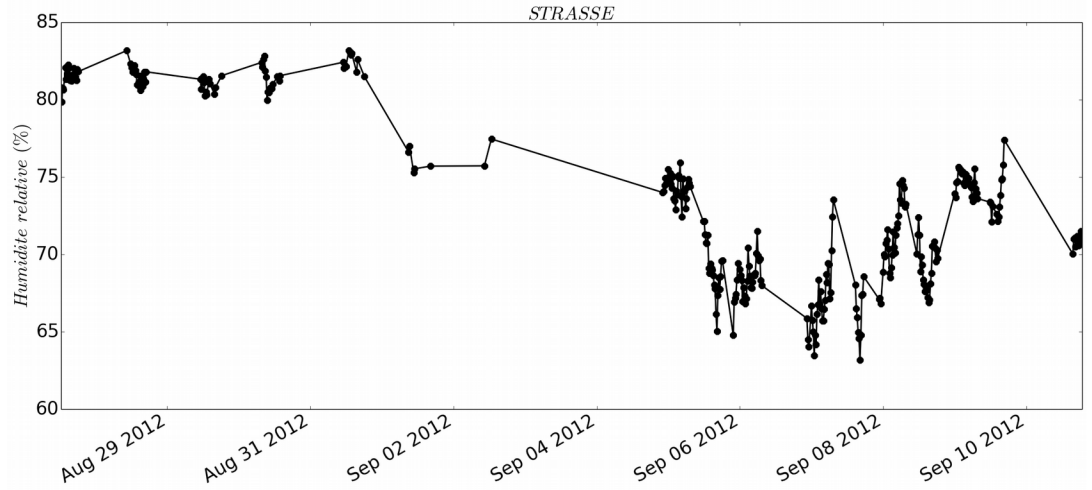

Figure 3.17: Humidité relative durant la campagne STRASSE.

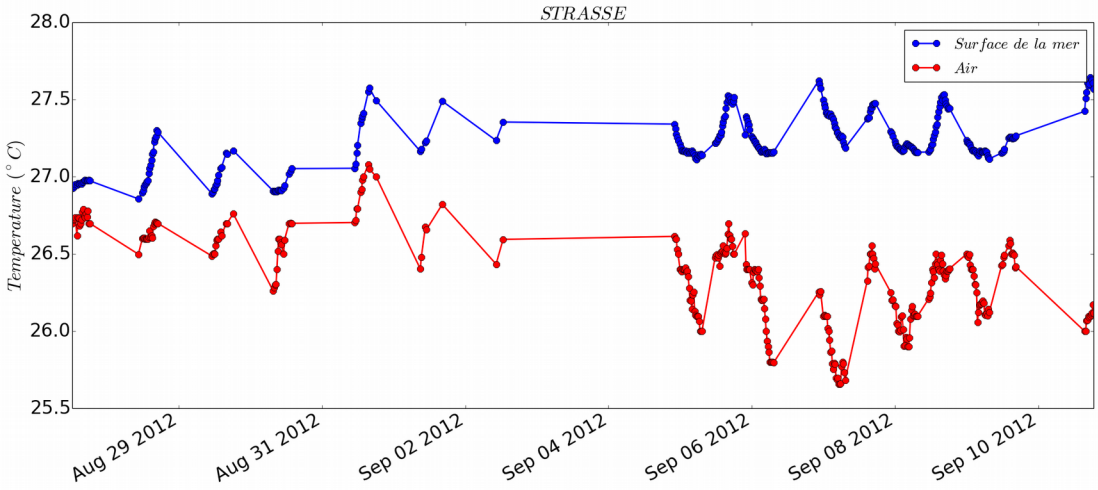

Figure 3.18: Température de surface de la mer (bleu) et température de l'air (rouge) durant la campagne STRASSE.

On peut remarquer que des variations cycliques ont été enregistrées dans les données de SST pour cinq jours consécutifs, du 5 au 10 septembre. Bien que la SST n'ait pas été échantillonnée en continu, on peut conclure que ces variations sont des cycles diurnes de SST, caractérisés par une amplitude maximale de 0.4° C, avec un maximum autour de 15 heures (heure locale) chaque jour, et un minimum vers 4 heures du matin.

Contrairement à la SST, la température de l'air (TA) a graduellement diminué, avec un maximum de 27.1°C le 31 août, puis une baisse à partir de septembre, avec un minimum de 25.6°C le 7 septembre, soit une amplitude de variation sur toute la campagne supérieure à celle de la SST, de 1.5°C. Des cycles diurnes peuvent également être mis en évidence pour la TA, même s'ils sont moins bien définis que ceux de la SST, mais cependant avec une plus grande variabilité à l'échelle de quelques heures.

Sur la *Figure 3.19*, on a tracé la différence $SST - T_a$ qui représente la stabilité thermique de la couche limite de surface. Pendant toute la campagne, la température de la mer excède la température de l'air à 1 m. L'atmosphère est donc instable thermiquement. En moyenne sur la campagne, $SST - T_a$ est d'environ 0.9°C. L'instabilité était moins forte durant les premiers jours de campagne (différence $SST - T_a$ inférieure à 1°C jusqu'au 5 septembre, avec un minimum à 0.2°C). Les derniers jours, l'instabilité était plus forte, avec $SST - T_a$ dépassant le degré, avec un maximum à 1.6°C.

Les conditions étaient anticycloniques pendant les mesures, avec une pression atmosphérique moyenne de 1019 hPa. La pression a diminué jusqu'au 7 septembre, passant de 1022 hPa à 1016 hPa, puis a ré-augmenté en fin de campagne jusqu'à 1022,3 hPa. L'évolution de la pression atmosphérique de surface à 1 m, *Figure 3.20*, montre des variations cycliques caractéristiques des marées atmosphériques, de périodes d'environ 12 heures avec des amplitudes pouvant atteindre 2 hPa.

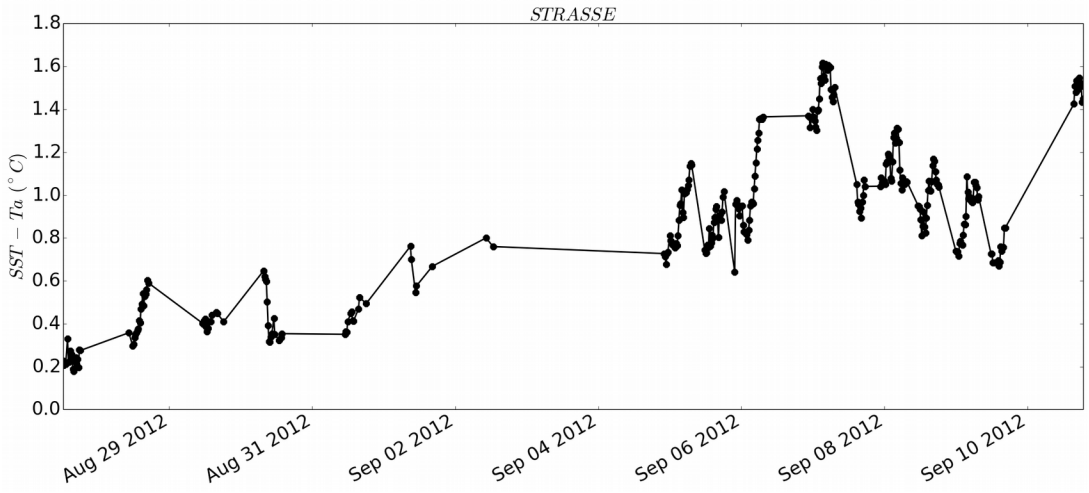

Figure 3.19: SST moins Ta durant la campagne STRASSE.

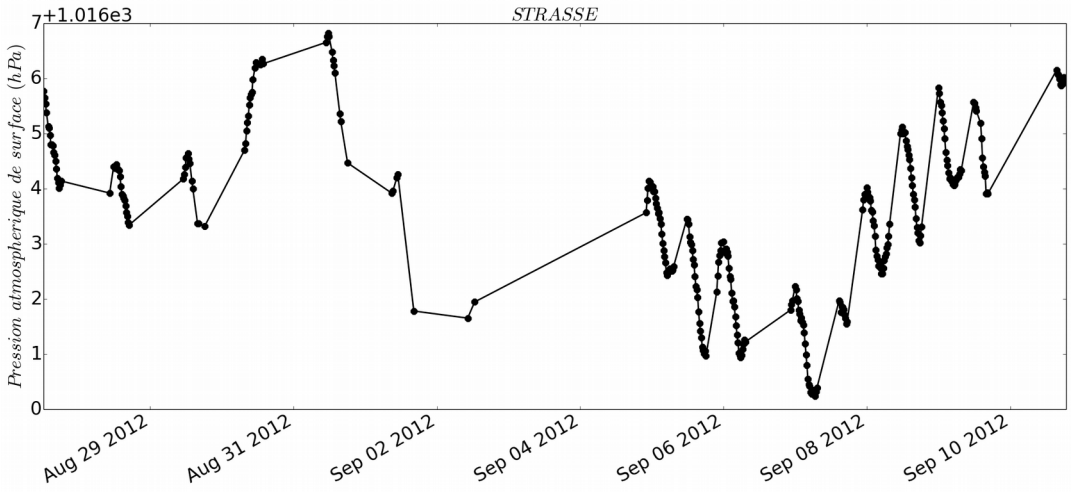

Figure 3.20: Pression atmosphérique de surface durant la campagne STRASSE.

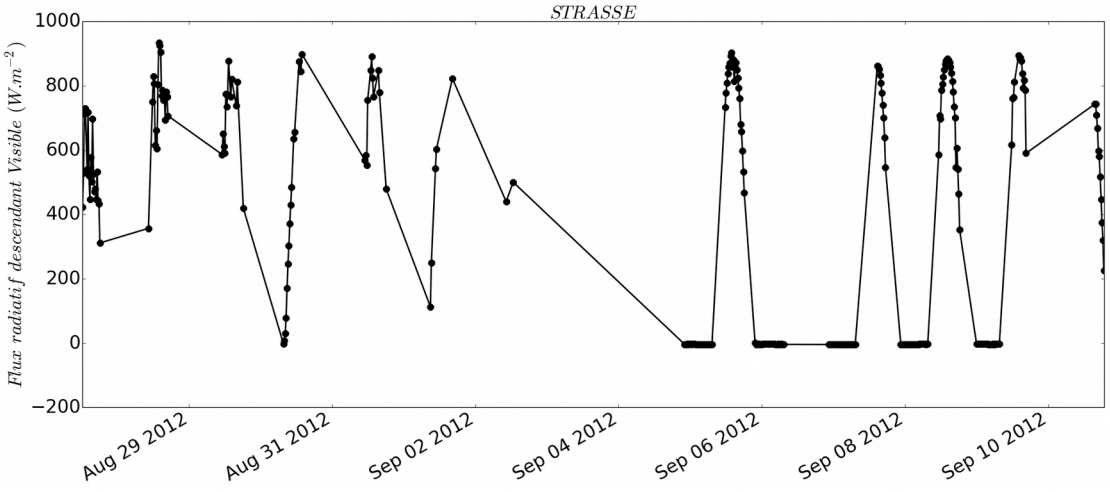

Figure 3.21: Flux radiatif descendant dans le visible durant la campagne STRASSE.

Sur les *Figure 3.21*, *3.22* et *3.24*, on a représenté le flux radiatif descendant dans les courtes longueurs d'onde (300-2800 nm), (SWD, pour Short Wave Down), le flux dans l'infrarouge thermique (4200-4500 nm), (LWD, pour Long Wave Down), et le flux radiatif total net (Rnet), qui est la somme des flux nets dans le visible et l'infrarouge, eux-mêmes les différences entre les flux montants (émis et réfléchis par la surface de l'océan) et les flux descendants. Rnet est compté positivement lorsque le flux tend à réchauffer l'océan. Les flux descendants dans le visible nous permettent de bien visualiser les cycles diurnes, notamment entre le 5 et le 10 septembre, sur le *Figure 3.21*. Le flux SWD est maximum vers 14h chaque jour, et dépasse en moyenne 800 $W.m^{-2}$, avec un maximum à 934 $W.m^{-2}$; il est évidemment nul la nuit. Le flux infrarouge descendant LWD a diminué jusqu'au 7 septembre, passant de 440 $W.m^{-2}$ à 380 $W.m^{-2}$ en moyenne, puis a ré-augmenté en restant en dessous de 420$W.m^{-2}$. Le flux total net est négatif la nuit, la surface de l'océan se refroidissant, en rayonnant vers l'espace. En journée, la surface de l'océan est réchauffée par les flux radiatifs, donc le flux total net est positif.

Afin de mieux caractériser la stratification de la couche limite de surface, nous choisissons de calculer le nombre de Richardson bulk R_b . Il présente l'avantage de se calculer sans utiliser des variables provenant des méthodes d'estimations des flux turbulents, comme le paramètre z/L qui fait intervenir les flux turbulents, et donc dépend de la méthode de calcul utilisée, ou le nombre de Richardson classique. Le nombre de Richardson bulk R_b est défini comme :

$$R_b = \frac{(TA_z - SST)\, g\, z}{TA_z\, U_z} \tag{3.5}$$

où U est le module du vecteur vent moyen horizontal (par rapport à la surface), g est l'accélération gravitationnelle, TA est la température de l'air, et z est l'altitude de mesure. On interprète R_b comme suit : lorsque $R_b > 0$, l'atmosphère est thermodynamiquement stable, lorsque $R_b < 0$, elle est instable et lorsque $R_b = 0$, la CLS est neutre. Comme on peut le voir sur la *Figure 3.23*, tous les cas rencontrés durant la campagne STRASSE correspondent à une atmosphère légèrement instable, R_b est toujours négatif, avec une valeur moyenne de -0.05. L'amplitude des nombres de *Richardson* bulk est assez faible, elle est comprise entre 0 et -0.5 .

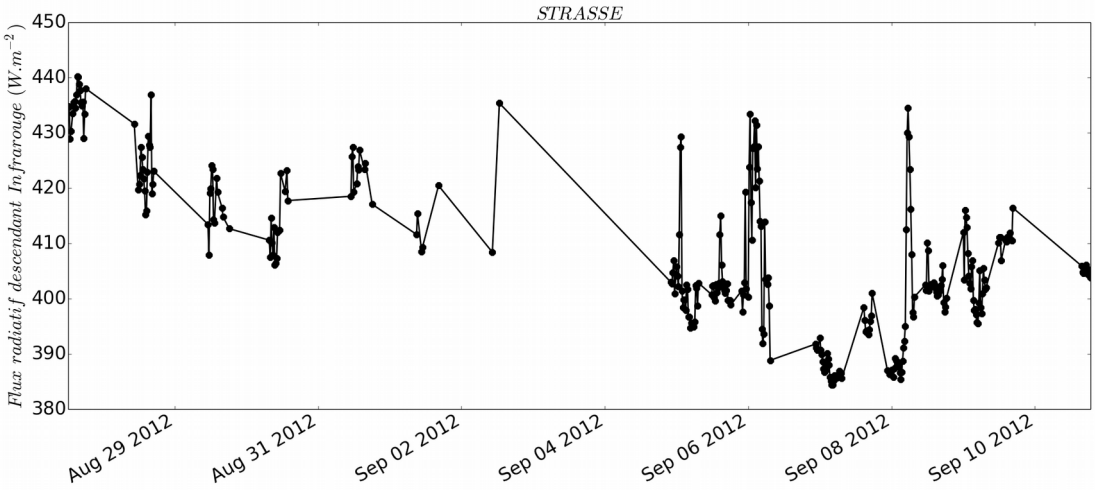

Figure 3.22: Flux radiatif descendant dans l'infrarouge durant la campagne STRASSE.

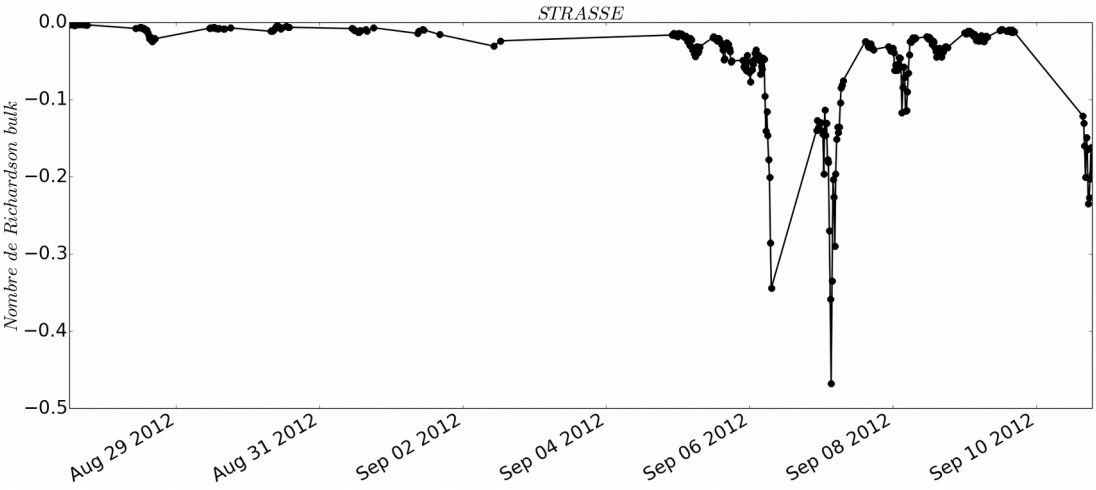

Figure 3.23: Nombre de Richardson Bulk durant la campagne STRASSE.

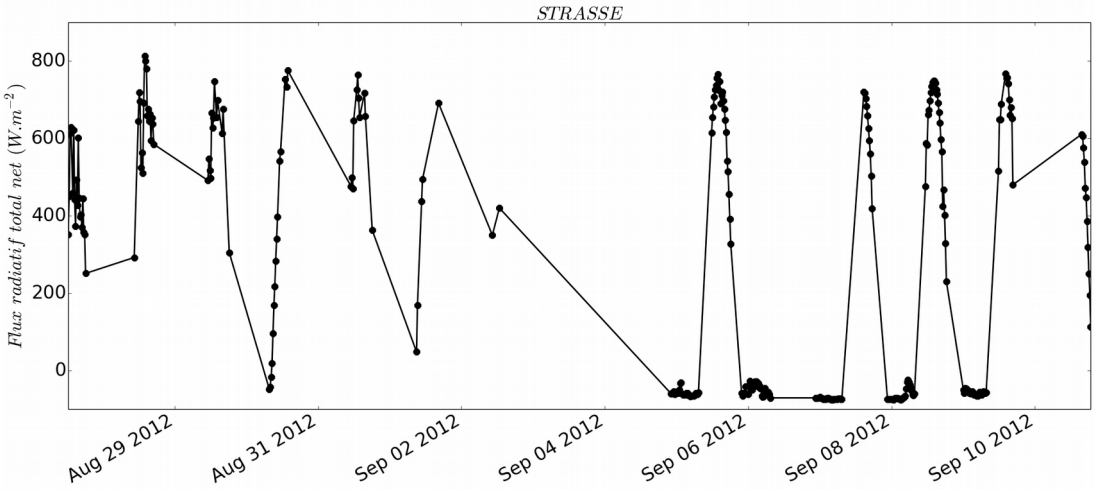

Figure 3.24: Flux radiatif total net durant la campagne STRASSE.

Toutefois, dans 65 % des cas, R_b est compris entre 0 et -0.05 . Les plus fortes instabilités (R_b < -0.1) ont été rencontrées en fin de campagne, les 7, 8 et 10 septembre.

Les caractéristiques dynamiques d'OCARINA et les mesures de la plateforme inertielle nous ont permis de produire des estimations de la hauteur significative des vagues Hs_{wave} et de la fréquence pic des vagues dominantes f_p . Les données sont présentées en *Figure 3.25* et *Figure 3.26* respectivement.

La hauteur significative des vagues varie de 1 mètre à 1.8 mètres durant la campagne STRASSE, ce qui signifie des conditions de mer calmes. On peut noter que durant la période du 5 au 10 septembre, la hauteur significative des vagues était plus variable que dans le reste de la campagne. La fréquence pic varie de 0.06 Hz à 0.16 Hz, qui correspond à des périodes pic comprises entre 6 et 16 secondes. Nous décrirons plus en détails l'état de mer dans le *Chapitre 8*. Quelques statistiques des différentes variables que nous venons de décrire sont regroupées dans le *Tableau 2.*

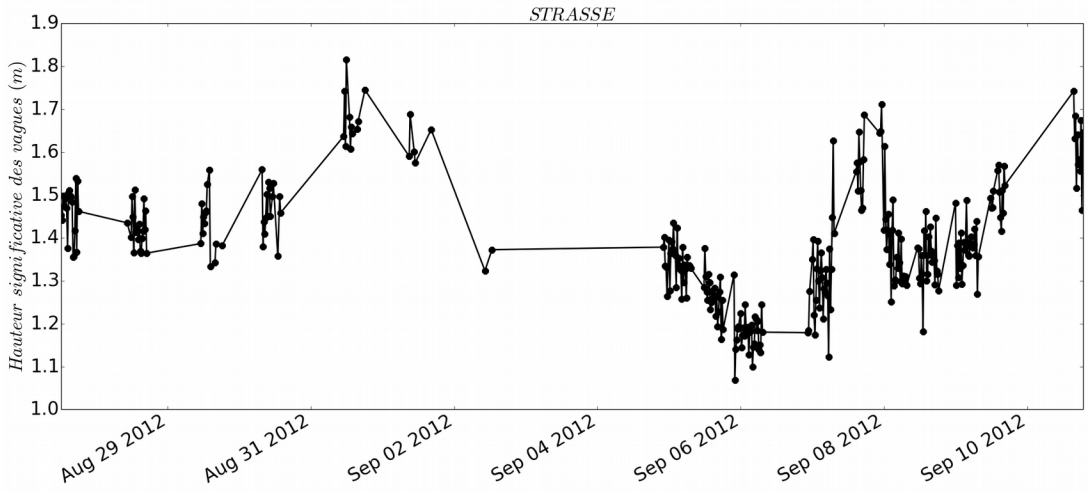

Figure 3.25: Hauteur significative des vagues durant la campagne STRASSE.

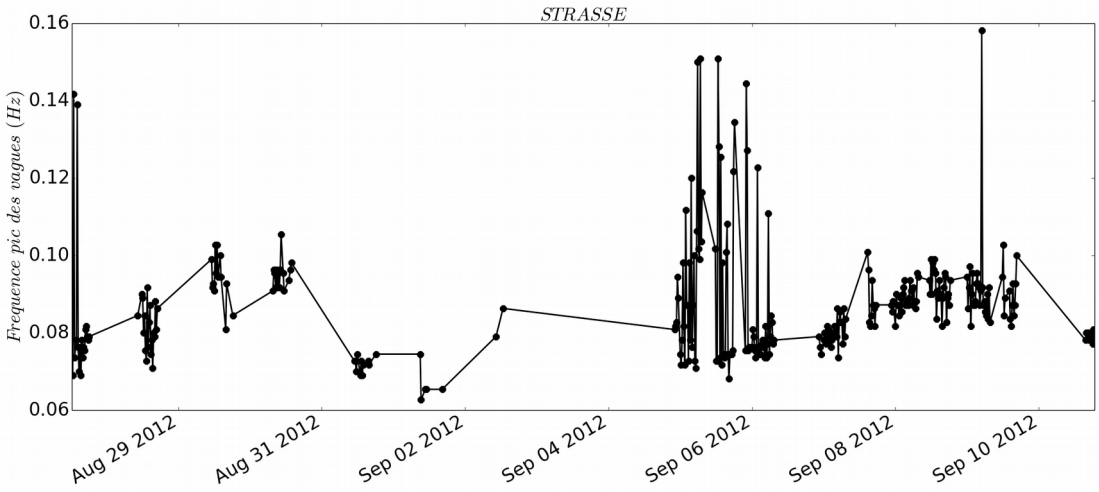

Figure 3.26: Fréquence pic des vagues dominantes durant la campagne STRASSE.

Campagne STRASSE 2012					
Variable	**Unité**	**Minimum**	**Maximum**	**Moyenne**	**Écart-type**
Angle vertical du vent apparent	Degré	1.59	3.41	2.23	0.28
Vitesse verticale du vent apparent	$m.s^{-1}$	0.07	0.34	0.16	0.06
Vent vrai horizontal à 1.5 m	$m.s^{-1}$	1.41	7.65	4.44	1.41
Humidité relative	%	63.21	83.20	73.47	5.49
Température de surface de la mer (SST)	° C	26.86	27.64	27.22	0.18
Température de l'air (Ta)	° C	25.66	27.08	26.35	0.29
SST - Ta	° C	0.18	1.62	0.87	0.37
Pression atmosphérique de surface	hPa	1016.25	1022.83	1019.55	1.54
Flux radiatif descendant Visible	$W.m^{-2}$	0	934.73	353.82	365.92
Flux radiatif descendant Infrarouge	$W.m^{-2}$	384.44	440.22	407.28	13.97
Flux net total	$W.m^{-2}$	-74.93	813.14	266.22	334.35
Nombre de Richardson Bulk	Sans unité	-0.468	-0.002	-0.049	0.066
Hauteur significative des vagues	m	1.07	1.82	1.39	0.14
Fréquence pic des vagues dominantes	Hz	0.063	0.158	0.087	0.014

Tableau 2: Paramètres météorologiques principaux enregistrés par la plateforme OCARINA durant la campagne STRASSE.

3.4.2. AMOP

3.4.2.1 Présentation de la campagne

La campagne AMOP, dont l'acronyme signifie « Activités de recherche dédiées au Minimum d'Oxygène du Pacifique Est », est une campagne de recherche en mer dont le but était d'étudier une des principales zones de minimum d'oxygène dans l'océan, qui se situe au large des côtes du Pérou. Une des conséquences du réchauffement climatique est la diminution du contenu en oxygène des océans. Il existe des zones dans l'océan où la désoxygénation est encore plus importante, et où le taux d'oxygène est proche de zéro, ce sont les « zones de minimum d'oxygène » (ZMO). Le changement climatique induit un réchauffement des eaux qui diminue la solubilité de l'oxygène dans l'eau, et modifie la stratification et la circulation océanique, ce qui va réduire l'apport de l'oxygène au sein de l'océan. L'autre phénomène qui joue un rôle dans la régulation et la concentration en oxygène des océans est l'activité biogéochimique, très consommatrice d'oxygène. Cette réduction en oxygène a des impacts importants sur les écosystèmes marins et donc sur les ressources marines des pays qui bordent ces régions de minimum d'oxygène. AMOP s'inscrivait dans les activités du programme international SOLAS (Surface Ocean-Lower Atmosphere Study).

La campagne AMOP s'est déroulée du 22 janvier au 20 février 2014 au large des côtés du Pérou (*Figure 3.27*). Nous étions une trentaine de scientifiques à embarquer à bord du navire de recherche « Atalante ». Le projet étant pluridisciplinaire, des laboratoires de recherche de différents pays en biologie, chimie et physique de l'océan et de l'atmosphère ont participé à la campagne. Ont participé, des instituts de recherche de plusieurs unités scientifiques et services techniques français et européens (LEGOS, LOMIC, MIO, LATMOS, LEMAR, DT-INSU, US IMAGO, OMP, Université d'Aarhus) ainsi que des instituts latino-américains (IMARPE, IGP, CICESE, Université Autonome de Baja California, etc..) .

La campagne en mer AMOP était focalisée sur neuf stations fixes de 54 heures, réparties sur trois radiales au Nord (7°S), au Centre (12°S) et au Sud (14°S), dans la zone de minimum d'oxygène. Différents instruments (CTD, Free Rising CTD, lignes dérivantes, flotteurs Argo) et capteurs (IODA,..) ont été déployés afin de mesurer les concentrations de l'oxygène dissous dans les eaux océaniques. Ces données océaniques ont été complétées par

des mesures des conditions atmosphériques et des flux air-mer à la surface de l'eau (avec notamment le déploiement de la plateforme OCARINA, mais aussi des lâchers de ballons atmosphériques et des mesures continues depuis le mât instrumenté à bord de l'Atalante).

Lors d'AMOP j'ai eu l'opportunité d'être présent à bord du navire de recherche « Atalante » et ai été responsable des opérations la plateforme OCARINA durant un mois. 31 mises à l'eau ont été effectuées, et environ 250 heures de données brutes ont été acquises (le nombre d'heures exploitables étant inférieur). Comme dans le cas de STRASSE, le nombre et la durée des mises à l'eau d'OCARINA étaient contraints par le plan d'opérations à réaliser pour l'ensemble des partenaires (notamment déploiement de CTD toutes les trois heures en stations fixes non compatibles avec les déploiements d'OCARINA aux mêmes périodes).

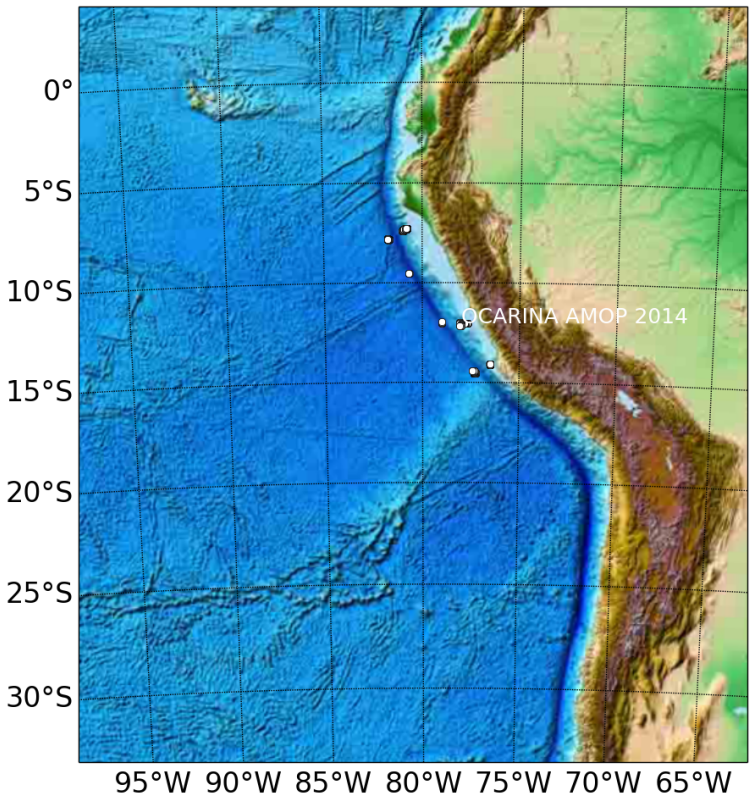

Figure 3.27: Lieux de déploiement de la plateforme OCARINA durant la campagne AMOP (points blancs).

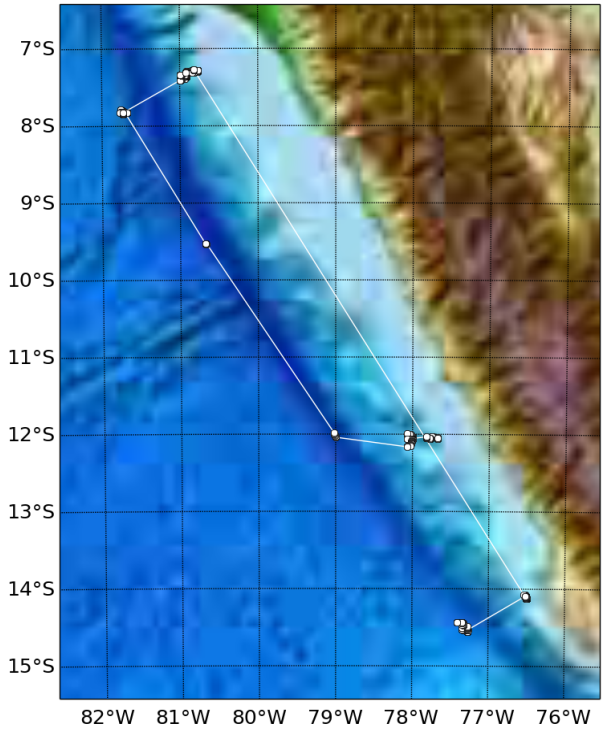

Figure 3.28: Zoom sur la zone de déploiement de la plateforme OCARINA (points blancs) durant AMOP.

3.4.2.2 Données OCARINA disponibles

Durant la campagne AMOP, un peu plus de 180 heures de données exploitables ont pu être recueillies, soit un taux de retour de données de 72%, ce qui est très positif. Les périodes de données disponibles provenant d'OCARINA durant AMOP sont présentées *Figure 3.29*. Chaque barre verticale correspond à 1 100 secondes de données.

Les premières données exploitables commencent le 27 janvier 2014 et se terminent le 19 février 2014. Les mises à l'eau ont pu être assez régulières durant la campagne, avec toutefois un vide entre le 13 et le 15 février. Les lieux de déploiements d'OCARINA sont représentés par des points blancs dans le zoom de la zone de recherche (*Figure 3.28*).

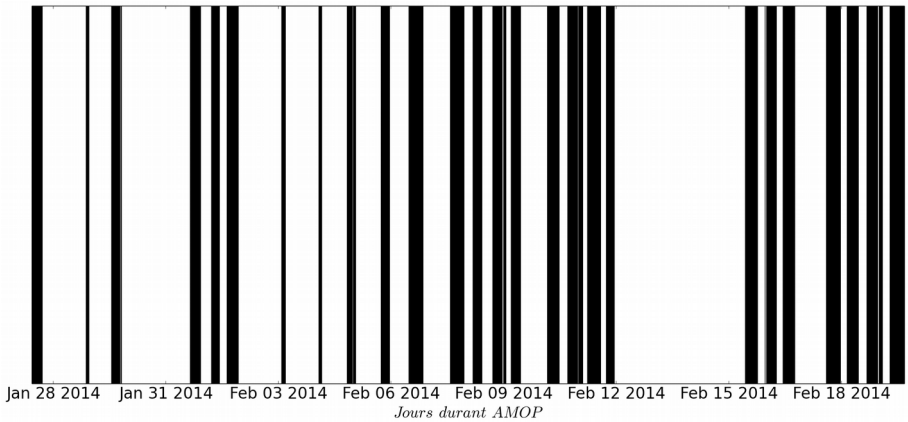

Figure 3.29: Dates durant lesquelles les données de la plateforme OCARINA sont disponibles durant la campagne AMOP. Chaque barre verticale représente 1 100 secondes de données disponibles.

3.4.2.3 Situation météorologique

Les *Figures 3.30 à 3.40* résument les conditions météorologiques et de surface de la mer mesurées par OCARINA et rencontrées durant la campagne AMOP. Les différentes variables sont représentées en fonction du temps pour les 594 segments de données.

Les conditions météorologiques ont été assez clémentes durant la campagne. La vitesse du vent a été assez faible, d'environ 4.7 $m.s^{-1}$ en moyenne sur toute la campagne. Les conditions de vent ont varié de vent faible à vent modéré, comme pour STRASSE, comme on peut le vérifier *Figure 3.30*. Le maximum de vent a été de ~9 $m.s^{-1}$, que nous avons observé lors du dernier déploiement, le 19 février. Quant au minimum de vent, nous l'avons observé le 9 février (1.6 $m.s^{-1}$). Du 3 au 9 février, le vent a sensiblement diminué durant six jours consécutifs, passant de 7.3 $m.s^{-1}$ à 1.6 $m.s^{-1}$, avant qu'il forcisse progressivement jusqu'à la fin de la campagne.

Proche de l'équateur, l'humidité relative de l'air est évidemment importante. L'humidité relative dépassait 92 %, en milieu de campagne, du 8 au 12 février. En moyenne sur toute la campagne, elle a été de 87 %. L'humidité a diminué significativement en fin de campagne, avec un épisode particulier de quatre jours, où elle est passée de 91 % à 80 % (*Figure 3.31*).

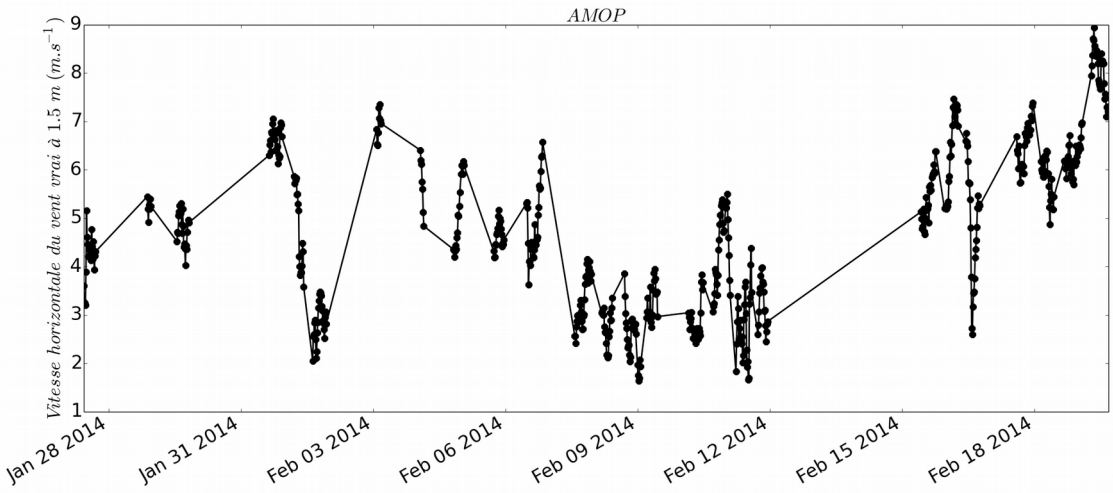

Figure 3.30: Vent vrai horizontal à 1.5 m durant la campagne AMOP.

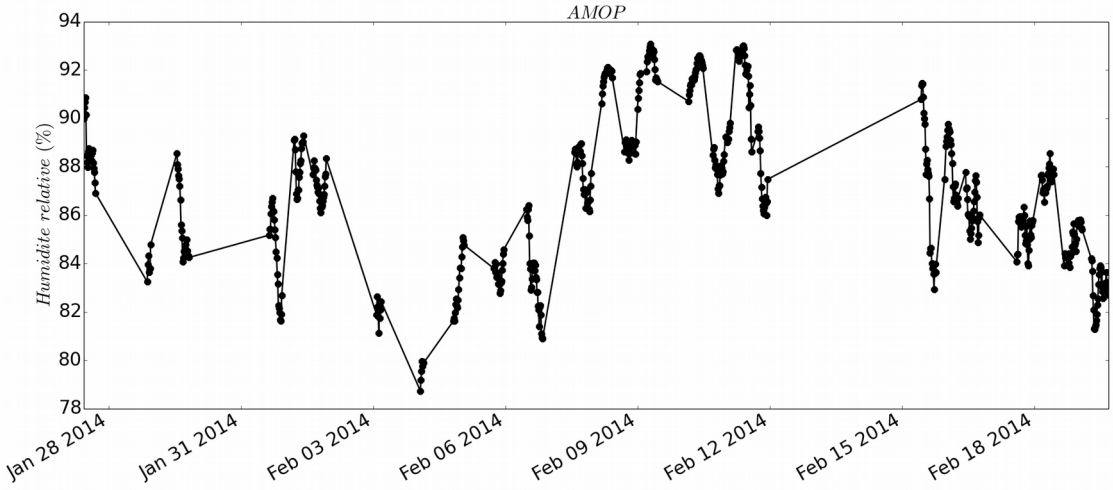

Figure 3.31: Humidité relative durant la campagne AMOP.

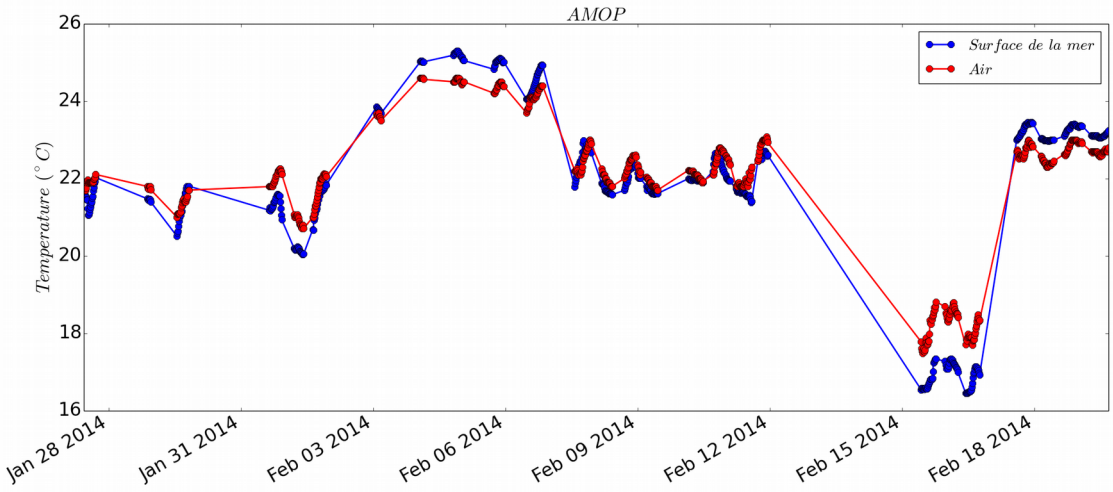

Figure 3.32: Température de surface de la mer (bleu) et température de l'air (rouge) durant la campagne AMOP.

La température de surface de la mer (SST) et la température de l'air (TA) sont représentées sur la *Figure 3.32*, respectivement en bleu et rouge. La SST et TA ont suivi à peu près les mêmes tendances durant toute la campagne. Les moyennes sont assez proches, avec une SST moyenne de 21.8°C, et une TA moyenne légèrement supérieure, de 22°C. On peut distinguer cinq phases dans leur évolution, ou cinq « plateaux » de température. Du 27 janvier au 1er février, les températures sont comprises entre 21 et 22°C en moyenne. Puis elles augmentent, dépassant les 24 °C, du 3 au 6 février, pour diminuer et atteindre 22°C entre le 7 et le 12 février. Les 15 et 16 février, les températures ont fortement chuté, descendant en dessous de 19°, avec une SST minimum de 16.5°C et de 17.5° pour TA, pour remonter autour de 23°C en fin de campagne. La valeur maximale pour la SST enregistrée est de 25.3°C, et de 24.5°C pour TA. La SST et TA n'ont pas été échantillonnées en continu durant des journées entières, mais certains jours comportent suffisamment de données pour que des cycles diurnes soient identifiables, avec des amplitudes supérieures au degré sur une journée.

Sur la *Figure 3.33*, on a tracé la stabilité thermique de l'atmosphère. Sur toute la campagne, il y a eu des conditions stables et instables. Par exemple, la mer était plus chaude que l'air du 3 au 6 février et du 17 au 19 février, avec une différence maximale de 0.8°C. En revanche, l'air était plus chaud les 15 et 16 février, jusqu'à 1.6°C plus chaud que la mer. En moyenne sur la campagne, $SST - T_a$ a été de -0.14°C.

Les conditions étaient légèrement cycloniques (< 1013 hPa) pendant les mesures, avec une pression moyenne de 1011 hPa et une amplitude maximale de 5.5 hPa. L'évolution de la pression atmosphérique de surface, *Figure 3.34*, montre des variations semi-diurnes caractéristiques des marées atmosphériques, de périodes d'environ 12h avec des amplitudes pouvant atteindre les 4 hPa.

Sur les *Figures 3.35*, *3.36* et *3.38*, on peut observer respectivement le flux radiatif SWD, LWD, et Rnet. Le maximum de SWD en journée diminue jusqu'au 11 février, passant de plus de 900 $W.m^{-2}$ à 500$W.m^{-2}$. Le flux LWD est en moyenne de 390$W.m^{-2}$, et connaît une forte baisse les 15 et 16 février, avec un minimum de 355 $W.m^{-2}$.

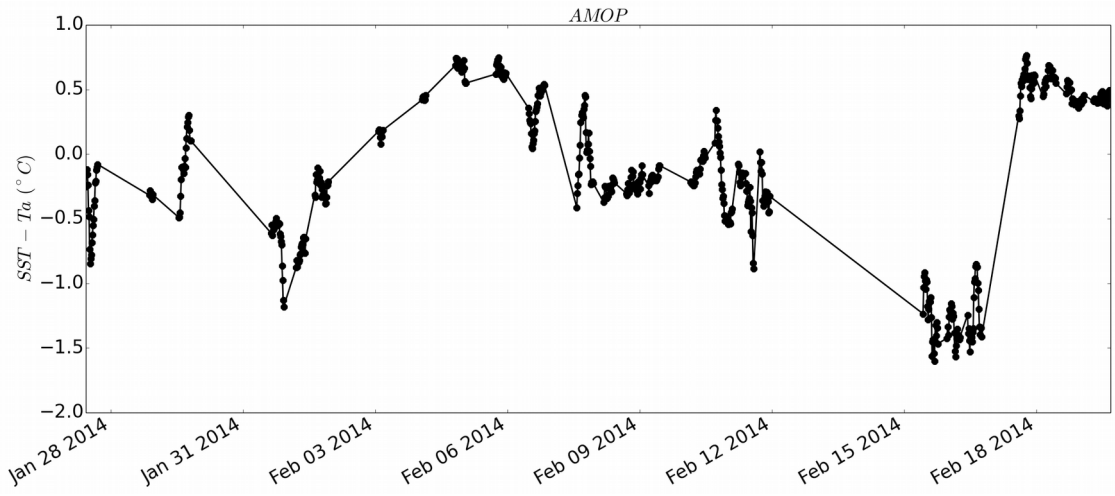

Figure 3.33: SST moins Ta durant la campagne AMOP.

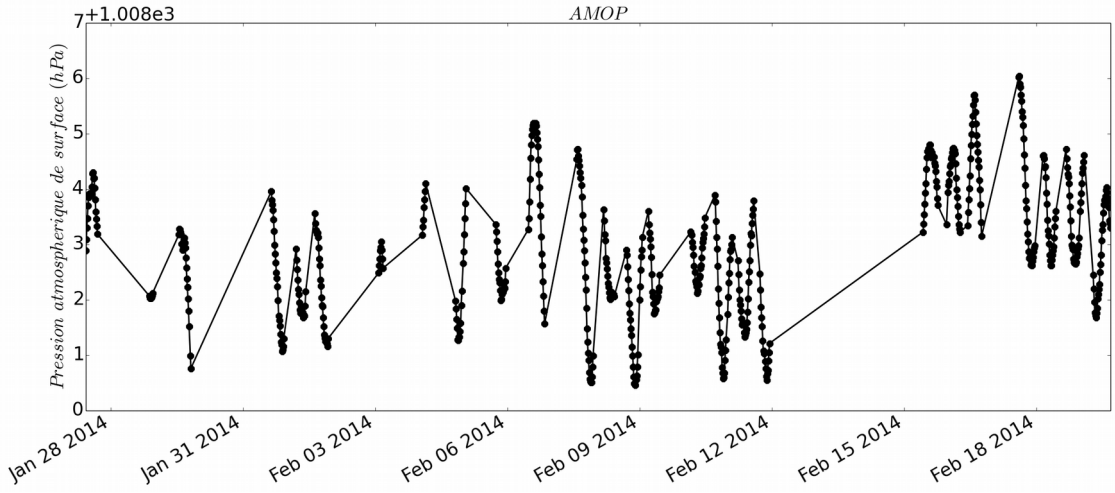

Figure 3.34: Pression atmosphérique de surface durant la campagne AMOP.

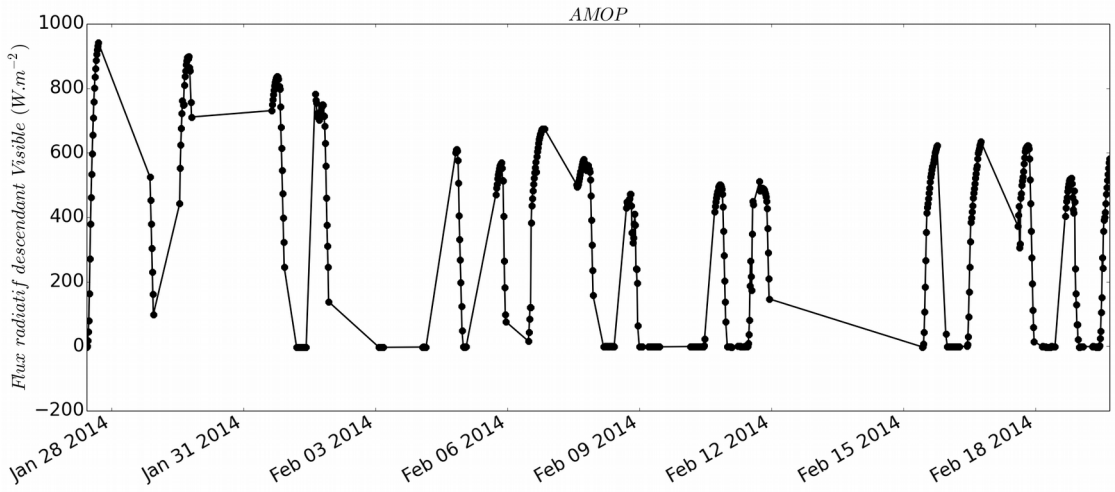

Figure 3.35: Flux radiatif descendant dans le visible durant la campagne AMOP.

Le nombre de Richardson bulk (*Figure 3.37*) varie de -0.04 (conditions instables) à 0.14 (conditions stables). Em moyenne sur toute la campagne, l'atmosphère est légèrement stable ($R_b = 0.009$).

Les données de Hs_{wave} et f_p sont présentées sur les *Figures 3.39 et 3.40* respectivement. Les hauteurs significatives des vagues varient de 1.18 m à 2.3 m, ce qui signifie des conditions de mer calme. On peut noter une croissance de Hs_{wave} durant les trois derniers jours (du 17 au 19 février), la hauteur significative passant de 1.4 m à 2.1 m. La fréquence pic varie de 0.04 Hz à 0.14 Hz, ce qui implique que les vagues rencontrées durant la campagne ont des périodes comprises entre 7 et 25 secondes.

Quelques statistiques des différentes variables que je viens de décrire sont regroupées dans le *Tableau 3*.

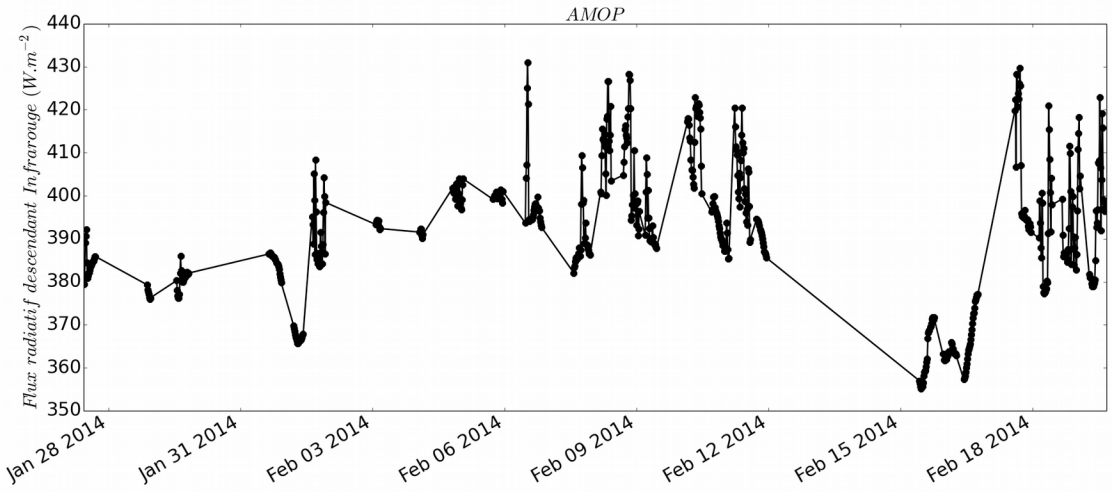

Figure 3.36: Flux radiatif descendant dans l'infrarouge durant la campagne AMOP.

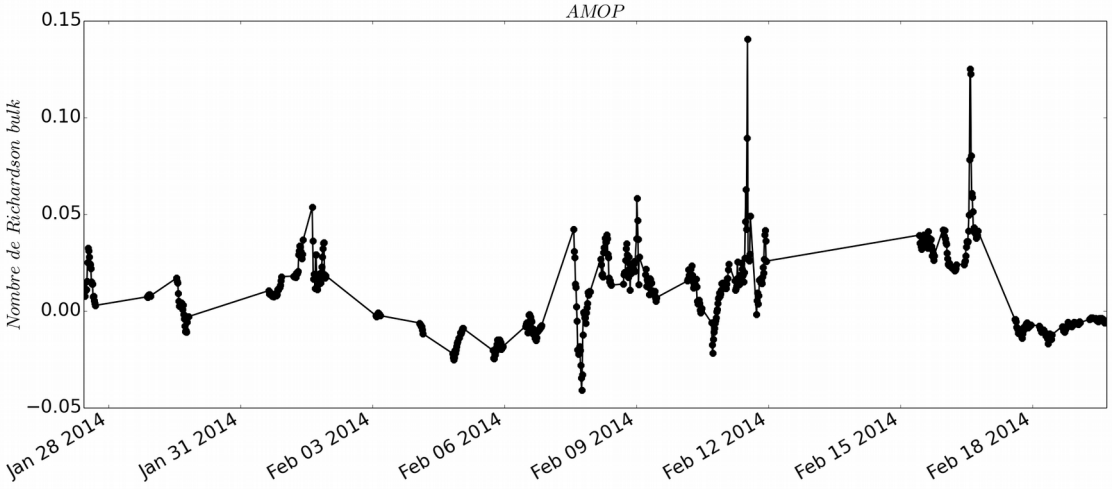

Figure 3.37: Nombre de Richardson Bulk durant la campagne AMOP.

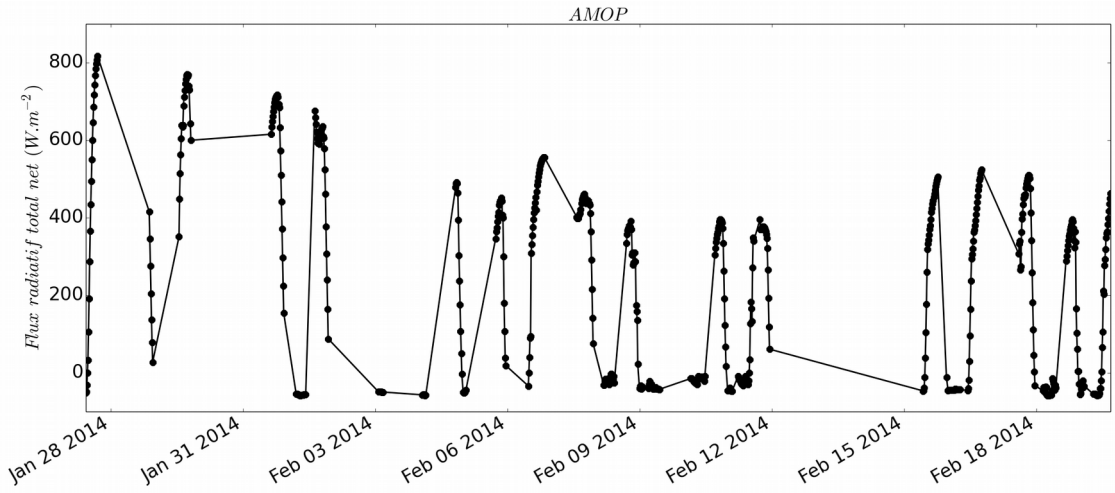

Figure 3.38: Flux radiatif total net durant la campagne AMOP.

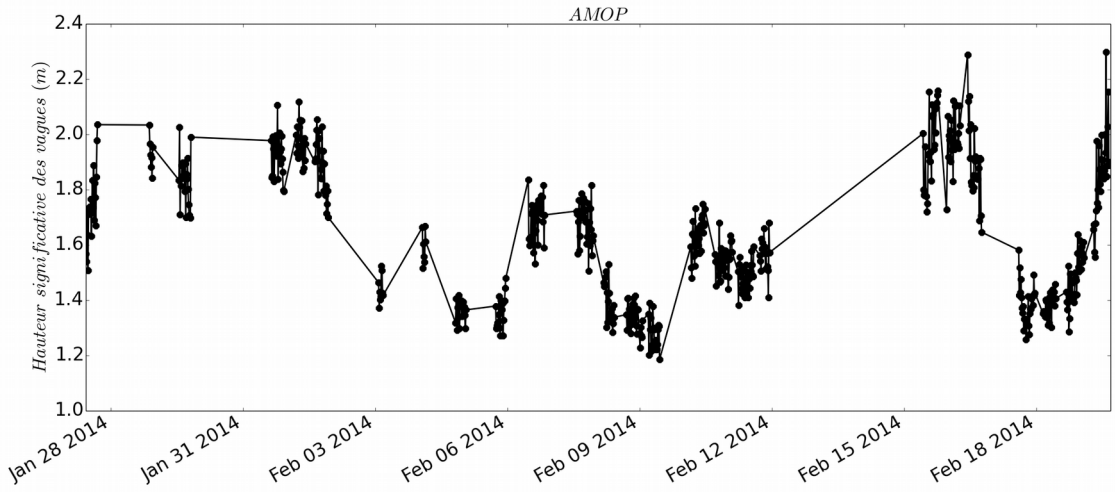

Figure 3.39: Hauteur significative des vagues durant la campagne AMOP.

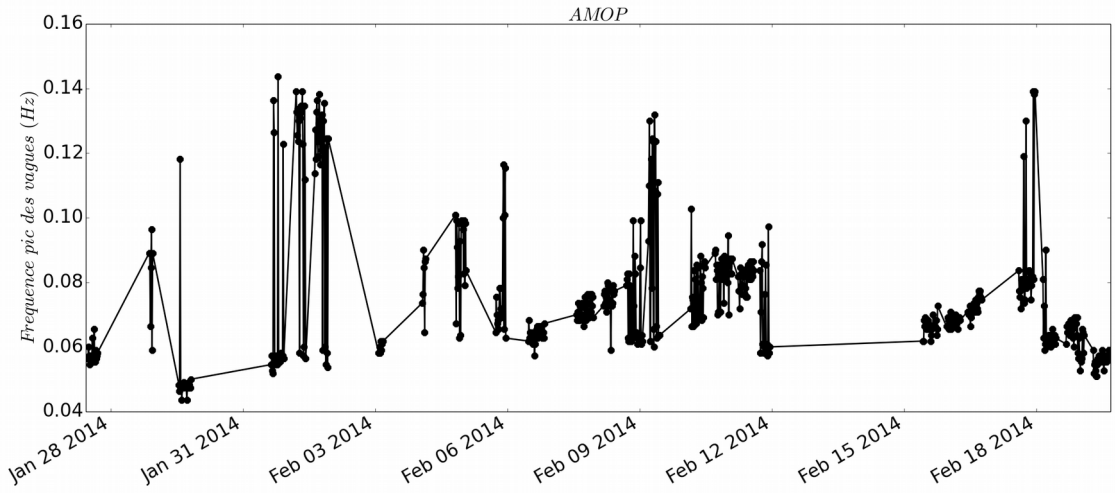

Figure 3.40: Fréquence pic des vagues dominantes durant la campagne AMOP.

Campagne AMOP 2014					
Variable	**Unité**	**Minimum**	**Maximum**	**Moyenne**	**Écart-type**
Angle vertical du vent apparent	Degré	1.36	3.79	2.22	0.24
Vitesse verticale du vent apparent	$m.s^{-1}$	0.05	0.35	0.17	0.07
Vent vrai horizontal à 1.5 m	$m.s^{-1}$	1.64	8.94	4.74	1.65
Humidité relative	%	78.73	93.07	86.99	3.19
Température de surface de la mer (SST)	° C	16.46	25.30	21.83	2.21
Température de l'air (Ta)	° C	17.49	24.60	21.98	1.69
SST - Ta	° C	-1.60	0.76	-0.14	0.60
Pression atmosphérique de surface	hPa	1008.46	1014.04	1010.91	1.21
Flux radiatif descendant Visible	$W.m^{-2}$	0	941.49	308.09	287.79
Flux radiatif descendant Infrarouge	$W.m^{-2}$	355.09	430.93	391.20	16.00
Flux net total	$W.m^{-2}$	-58.86	817.35	231.13	254.29
Nombre de Richardson Bulk	Sans unité	-0.041	0.141	0.009	0.021
Hauteur significative des vagues	m	1.19	2.30	1.64	0.24
Fréquence pic des vagues dominantes	Hz	0.044	0.144	0.075	0.020

Tableau 3: Paramètres météorologiques principaux enregistrés par la plateforme OCARINA durant la campagne AMOP.

3.4.3. Comparaison entre les deux campagnes

Les conditions atmosphériques et de mer sont assez semblables dans l'ensemble entre la campagne AMOP et la campagne STRASSE, même si l'on peut noter quelques différences significatives. Les conditions de vent vont de faibles à modérées dans les deux campagnes, mais des vitesses de vent supérieures à STRASSE ont été rencontrées durant AMOP avec un maximum de vent de 9 $m.s^{-1}$ (comparé à 7.6$m.s^{-1}$ pour STRASSE). La hauteur significative des vagues a atteint des valeurs sensiblement plus élevées pour AMOP que pour STRASSE (2.3 m contre 1.8 m), mais surtout, l'amplitude sur toute la campagne est légèrement plus élevée dans le cas d'AMOP (1.1 m contre 0.8 m). La différence la plus notable, et qui est la plus intéressante, rendant ces deux campagnes complémentaires, concerne les conditions de stabilité. Que l'on regarde le paramètre $SST-T_a$ ou R_b , la campagne STRASSE n'a connu que des conditions d'instabilité, alors que la campagne AMOP présente aussi des conditions instables, mais surtout des cas stables, ce qui est très intéressant car c'est en condition stable que la théorie de similitude *Monin-Obukhov* peut présenter des limites et est moins bien vérifiée.

3.5. Estimation des quantités turbulentes

Dans la thèse, nous avons appliqué quatre méthodes pour estimer les flux turbulents à l'interface océan-atmosphère. La plateforme OCARINA ne comporte pas pour l'instant d'instrument pour mesurer les fluctuations turbulentes d'humidité, et n'en avait donc pas durant les deux campagnes qui sont étudiées ici, STRASSE et AMOP. Ainsi, le champ d'investigation a été limité au flux turbulent de quantité de mouvement et au flux de flottabilité que l'on définit ci-après.

3.5.1. Méthodes des covariances ou eddy-correlation (ECM)

La méthode de calcul des flux turbulents, dite méthode des covariances ou méthode eddy-correlation (ECM), est la mesure la plus directe des flux car elle ne fait intervenir aucune relation empirique et est basée sur la décomposition de Reynolds du flux en une quantité moyenne et une quantité turbulente. L'estimation des flux est effectuée à partir des

covariances des séries temporelles des quantités turbulentes mesurées. Les corrélations des fluctuations du vent dans trois directions orthogonales sont mesurées (longitudinale, verticale et perpendiculaire au vent) et nous permettent de déduire l'intensité et la direction de la composante horizontale du tenseur de frottement $\vec{\tau}$ par rapport au vent moyen.

On applique d'abord la décomposition de Reynolds des séries temporelles de u , v , w et T_{son} pour chaque segment de données de 1 100 secondes, comme suit:

$$u = u' + \overline{u} \tag{3.6}$$

$$v = v' + \overline{v} \tag{3.7}$$

$$w = w' + \overline{w} \tag{3.8}$$

$$T_{son} = T_{son}' + \overline{T_{son}} \tag{3.9}$$

où u' et v' sont les vitesses turbulentes horizontales, dans la direction et en travers du vent, respectivement, w' la vitesse turbulente verticale et T_{son}' est la fluctuation de la température sonique de l'air. La température sonique de l'air est la température de l'air déduite de la mesure de la vitesse du son dans l'air C_{son} par l'anémomètre sonique, avec :

$$T_{son} = \frac{C_{son}^{\ 2}}{401.79} \tag{3.10}$$

$\overline{u}$, $\overline{v}$, $\overline{w}$ et $\overline{T_{son}}$ sont les moyennes temporelles.

On effectue ensuite l'application directe de la définition des flux turbulents, qui selon la théorie des similitudes de *Monin-Obukhov* [*1954*], s'écrit pour le flux turbulent de quantité de mouvement τ/ρ et le flux de flottabilité $Hs_v/\rho C_p$ comme :

$$\frac{\tau}{\rho} = \left(\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2\right)^{1/2} = u_*^2 \tag{3.11}$$

$$\frac{Hs_v}{\rho C_p} = -\overline{\theta_v' w'} \tag{3.12}$$

où τ est la tension du vent, Hs_v le flux de flottabilité, ρ est la densité de l'air et C_p est la chaleur spécifique à pression constante. θ_v' est la fluctuation de température virtuelle de l'air et u_* est la vitesse de frottement. Avec les données OCARINA, $\overline{\theta_v' w'}$ est remplacé par $\overline{T_{son}' w'}$. Nous avons vérifié analytiquement que dans le pire des cas, la différence entre les deux flux était inférieure à 0.3 $W.m^{-2}$, ce qui correspond à seulement 3 % de la valeur du flux pour $Hs_v = 10\, W.m^{-2}$.

Dans la suite de la thèse, on nommera « ECM référence », la méthode d'estimation de flux par la méthode des covariances en utilisant un segment de données complet de 1 100 secondes, c'est à dire que la moyenne temporelle $\overline{x}$ est faite sur 1 100 secondes, et les fluctuations x' sont utilisées sans filtrage pour calculer les covariances.

Au-dessus de la mer, les flux turbulents obtenus par la méthode EC ne sont pas toujours précis, spécialement pour le flux de quantité de mouvement, parce que les données de vent peuvent être contaminées par la distorsion de l'écoulement due à la plateforme de mesure, distorsion qui induit notamment une composante verticale du vent non représentative de l'atmosphère non perturbée. Par conséquent, les données de vent doivent être corrigées de cet effet de distorsion avant d'être utilisées. Cependant, pour la plateforme OCARINA, aucune correction n'est requise en raison de son faible poids et de sa grande surface de projection horizontale, qui élimine pratiquement la vitesse verticale de la plateforme par rapport à la hauteur instantanée de la surface de la mer, comme cela est décrit dans *Bourras et al., 2014*.

3.5.2. Méthode spectrale ou méthode Inertio-dissipative (IDM)

La méthode de calcul des flux, dite méthode spectrale ou méthode inertio-dissipative (IDM), est une méthode moins directe que la méthode EC. Elle est très répandue pour la mesure locale des flux turbulents, notamment sur les navires de recherche. Seulement la partie haute fréquence du spectre des fluctuations est utilisée (la partie du spectre qui correspond au sous-domaine inertiel) pour estimer les flux. Cette partie du spectre a l'avantage de ne pas être affectée par les mouvements des capteurs et de la plateforme. Cette méthode est basée sur les caractéristiques spectrales des paramètres. Lorsqu'on examine le spectre de puissance d'une quantité turbulente dans le domaine inertiel, la théorie de la cascade de *Kolmogorov* prévoit que la densité spectrale décroît avec une pente connue ($-5/3$). Le transfert d'énergie d'une échelle (taille d'un tourbillon, ou longueur d'onde de la turbulence) à une autre ne dépend pas de l'échelle à laquelle on se place, mais il est le même quelle que soit l'échelle. De plus, cette théorie prévoit que le taux de dissipation visqueux de l'énergie cinétique turbulente ε (énergie dissipée par unité de temps et de masse) est relié au spectre d'énergie $S_u(k)$ de la composante longitudinale du vent *u* selon l'équation :

$$S_u(k) = c\,\varepsilon_u^{2/3} k^{-5/3} \tag{3.13}$$

où k est le nombre d'onde et où $c = 0.55$ est la constante de *Kolmogorov*.

Cette relation est valide lorsque la turbulence est homogène et isotrope localement. En utilisant l'hypothèse de Taylor, qui relie le nombre d'onde à la fréquence, l'équation devient :

$$S(f) = c\,\varepsilon_u^{\frac{2}{3}} \left(\frac{2\pi}{\overline{U}}\right)^{-\frac{2}{3}} f^{-\frac{5}{3}} \tag{3.14}$$

où $\overline{U}$ est le vent relatif (vent par rapport à la plateforme OCARINA, et non par rapport au sol) horizontal moyen, f est la fréquence et $S(f)$ est la densité spectrale d'énergie de u . Ainsi le taux de dissipation peut-être calculé comme la valeur moyenne du spectre d'énergie multiplié par la fréquence élevée à la puissance $5/3$ dans un intervalle de fréquences approprié.

Comme rappelé au *Chapitre 2* , en utilisant l'équation de l'énergie cinétique turbulente on peut retrouver la vitesse de frottement :

$$u_* = \left(\frac{\kappa\, z\, \epsilon_u}{\Phi_m(z/L) - z/L - \Phi_{imb}(z/L)} \right)^{1/3} \tag{3.15}$$

où Φ_m est la fonction de similitude du gradient de vent, z est la hauteur de la mesure (soit 1.5 m pour l'anémomètre sonique sur OCARINA), κ est la constante de *Von Karman*, ε_u est le taux de dissipation du vent et Φ_{imb} est le terme d'imbalance, qui est la somme des termes de pression et de diffusions présents dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente. L est la longueur d'échelle de *Monin-Obukhov*, qui dépend elle-même de la vitesse de frottement. On a ainsi la vitesse de frottement qui dépend du terme de stabilité z/L , qui dépend lui même de u_* .

On utilise donc une méthode itérative, qui est initialisée par les estimations de flux réalisées par la méthode bulk. La méthode spectrale n'est pas une méthode directe et est moins directe que la méthode EC, parce que des hypothèses sont faites dans l'équation TKE. Dans la suite de la thèse, on désignera par « IDM référence », lorsque l'estimation des flux par la méthode spectrale est réalisée en posant que le terme d'imbalance Φ_{imb} est nul, dans le calcul de la vitesse de frottement u_* . Les taux de dissipation pour le vent et la température sont calculés respectivement dans les plages de fréquence 4-6 Hz et 3-4 Hz, dans les spectres d'énergie des perturbations. Ces choix seront justifiés et validés au *Chapitre 4*.

3.5.3. Méthode Bulk

La méthode bulk est l'application directe de la théorie des similitudes de *Monin-Obukhov*. C'est la méthode qui est largement utilisée dans les modèles océanographiques et atmosphériques, car elle implique seulement des quantités moyennes, comparé aux quantités turbulentes sur lesquelles sont basées les méthodes ID et EC. Dans cette thèse, on compare les flux estimés par la méthode bulk au flux des autres méthodes. Plus spécifiquement, les résultats sont comparés à ceux issus de l'algorithms COARE 3.0 de *Fairall et al.* [*2003*], qui est considéré comme une référence en la matière. La méthode bulk fournit des flux turbulents à partir des quantités moyennes des variables météorologiques grâce aux relations empiriques de la théorie de similitude de *Monin-Obukhov*, de la forme : $F = C_z \Delta S U_z$, où F désigne le flux, C_z le coefficient d'échange, U_z le vent horizontal moyen mesuré à l'altitude z et ΔS est la valeur de la différence de la variable S entre la surface de l'océan et l'altitude z .

La méthode bulk qui est utilisée dans la thèse est l'algorithme COARE3.0. Dans cet algorithme, la longueur de rugosité de surface z_o peut être estimée à partir de trois paramétrisation intégrant ou non les caractéristiques de l'état de mer :

- *Smith* [*1988*], $jwave = 0$:

$$z_o = \alpha_{ch} u_*^2 / g + 0.11 \nu / u_* \tag{3.16}$$

- *Oost* [*2002*], $jwave = 1$:

$$z_o = \frac{50}{2\pi} g \frac{T_{wave}^2}{2\pi} \left(\frac{u_* 2\pi}{g T_{wave}} \right)^{4.5} + 0.11 \nu / u_* \tag{3.17}$$

- *Taylor* [*2001*], $jwave = 2$:

$$z_o = 1200\, Hs_{wave} \left(\frac{Hs_{wave} 2\pi}{g T_{wave}^2} \right)^{4.5} + 0.11 \nu / u_* \tag{3.18}$$

où α_{ch} est le paramètre de *Charnock* (*1955*), égal à 0.011 pour U < 10 m.s^{-1}), Hs_{wave} est la hauteur significative des vagues, T_{wave} est la période temporelle des vagues dominantes et ν est la viscosité cinématique de l'air.

La paramétrisation de Smith($jwave = 0$) ne tient pas compte explicitement des caractéristiques de l'état de mer. Les deux autre paramétrisation, de Oost et Taylor, ($jwave = 1$ et $jwave = 2$), prennent directement en compte les caractéristiques des vagues, au

travers de deux paramètres, la hauteur significative des vagues Hs_{wave} et la période des vagues dominantes T_{wave} . Pour ces deux paramétrisations, les paramètres de l'état de mer peuvent être déduits de relations empiriques dépendantes principalement du vent moyen. Cependant, la plateforme OCARINA permet de déduire Hs_{wave} et T_{wave} à partir des données de la plateforme inertielle. Nous pourrons donc rajouter des paramétrisations supplémentaires dans la méthode bulk, en utilisant ou non les paramètres de mer provenant de la plateforme OCARINA. Dans la suite de la thèse, on désignera les flux estimés par la méthode bulk, dite « bulk référence », lorsque l'algorithme COARE3.0 est initialisé avec la paramétrisation de Smith pour le calcul de la longueur de rugosité de surface z_o , $jwave=0$.

3.5.4. Méthode des profils

Dans la théorie de similitude de *Monin-Obukhov*, les profils verticaux du vent et de la température sont fonctions de l'altitude au-dessus de la surface de la mer. Par conséquent, il est possible de déduire la vitesse de frottement u_* et le flux de flottabilité à partir des mesures de vent et de température moyennes à deux altitudes différentes. Durant la campagne pendant laquelle OCARINA a été utilisée pour la première fois, FROMVAR 2011, il a été montré que les données de la plateforme OCARINA étaient assez précises pour fournir des estimations de flux de bonnes qualités. Deux anémomètres soniques sont disponibles sur OCARINA, un à 1.5 mètre, et l'autre à 1 mètre (dans la station météorologique), donc il est possible de déduire la vitesse de friction avec la formule :

$$u_*=\frac{\kappa}{\left(\ln(1.5)-\Psi_m(\frac{1.5}{L})+\Psi_m(\frac{1}{L})\right)}(U_{1.5}-U_1) \tag{3.19}$$

où κ est la constante de *Von Karman*, égale à 0.4, L est la longueur de *Monin-Obukhov*, et Ψ_m est la fonction d'après *Smith* [*1988*] pour le vent. Il est possible d'utiliser la méthode des profils car les mesures effectuées par OCARINA sont très proches de la surface de la mer, ainsi les variations des valeurs de vent entre les deux mesures du vent sont assez significatives car elles sont situées au début du profil logarithmique du vent. Nous avons aussi :

$$t_*=\frac{\kappa}{\left(\ln(1.5)-\Psi_t(\frac{1.5}{L})+\Psi_t(\frac{1}{L})\right)}(T_{1.5}-T_1) \tag{3.20}$$

où Ψ_t est la fonction de stabilité pour la température.

Notons cependant que cette méthode nécessite de calculer aussi la longueur de *Monin-Obukhov*. On peut l'approcher de différente manière, notamment à partir du nombre de Richardson bulk. Dans ce travail, nous nous avons fait le choix d'utiliser la longueur de *Monin-Obukhov* fourni par les trois méthodes (IDM, ECM et bulk), étant donné qu'il s'agit plus d'un test de faisabilité que d'une méthode de calcul à part entière à ce stade.

Dans la thèse, nous utilisons l'estimation des flux par la méthode des covariances (ECM) comme référence, et les méthodes ID et EC sont utilisées pour vérifier la validité des théories de *Kolomogorov* et *Monin-Obukhov*. La méthode des profils vient ensuite compléter ces comparaisons.

3.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les plateformes utilisées, et notamment OCARINA. Nous avons vu qu'OCARINA disposait d'un jeu d'instruments assez complet pour la mesure et l'estimation des flux turbulents à l'interface air-mer. De par sa conception, elle n'est pas sensible à la distorsion aérodynamique de l'écoulement de l'air, et ses mesures ne nécessitent pas de corrections de distorsion. De plus, OCARINA nous permet de suivre les vagues et donc nous pouvons déduire certaines caractéristiques des vagues.

Nous avons présenté les deux campagnes de mesures auxquelles OCARINA a participé, STRASSE 2012 dans l'Océan Atlantique Tropical, et AMOP 2014, dans l'Océan Pacifique, au large du Pérou, durant laquelle j'ai moi même mis en œuvre la plateforme. Les deux campagnes présentent des conditions météorologiques semblables, avec des conditions de vent faible à modéré (< 9 m.s^{-1} à 1.5 m de la surface) et des états de mer plutôt calmes avec des hauteurs significatives des vagues inférieures à 2 m.

Enfin, nous avons présenté les quatre méthodes d'estimations des flux turbulents que nous allons étudier par la suite, qui sont la méthode des covariances (ECM), la méthode spectrale (IDM), la méthode bulk et la méthode des profils. Dans le chapitre suivant, nous analyserons les caractéristiques de la turbulence dans la CLS pour vérifier certaines hypothèses sur lesquelles se basent ces méthodes.

Chapitre 4 : Propriétés turbulentes de la couche limite de surface

4.1 Introduction

Comme nous l'avons vu au *Chapitre 2*, l'estimation des flux turbulents dans la couche limite de surface repose sur un certain nombre d'hypothèses de départ. Avant de présenter le résultat du calcul des flux turbulents dans la couche limite de surface à l'interface océan-atmosphère, il convient donc de vérifier si certaines des hypothèses de base de la théorie de *Monin-Obukhov* sont respectées, durant les deux campagnes de mesures en mer, en 2012 dans l'océan Atlantique, durant la campagne STRASSE, et dans l'océan Pacifique, durant la campagne AMOP en 2014. Seules certaines hypothèses peuvent être vérifiées, avec le dispositif expérimental utilisé (comme avec la plupart d'autres dispositifs). En effet, la collecte d'un ensemble complet de données, dans le temps et l'espace, sur une surface suffisamment grande, est actuellement impossible à réaliser. Par exemple, ni l'hypothèse d'homogénéité horizontale de l'écoulement, ni l'hypothèse de flux constants ne peuvent être évaluées. Cependant, il est possible de vérifier l'isotropie de la turbulence, de calculer les constantes de *Kolmogorov* [*1955*] et de *Corrsin* [*1951*], et de vérifier si les taux de dissipation calculés avec les fonctions de structure et avec l'équation de l'énergie cinétique turbulente (TKE) se comparent bien, pour vérifier si plusieurs des termes omis habituellement dans l'équation TKE, tels que le terme d'advection ou le terme de tendance de la TKE sont effectivement négligeables.

De plus, les auteurs de précédents travaux, tel que *Kaimal et al.* [*1972*], ont déjà proposé un modèle empirique des spectres de puissance en fréquence des variances et covariances des fluctuations de la vitesse du vent et de la température de l'air, qu'il est donc possible de comparer avec les données de la plateforme OCARINA.

Pour analyser la turbulence dans la couche limite de surface, il n'est pas absolument nécessaire de réaliser des mesures en un point fixe, à condition de se ramener à des vitesses de vent « vrai » (c'est à dire corrigées du mouvement de la plateforme). La plateforme OCARINA a été utilisée durant les campagnes de mesures STRASSE et AMOP (ainsi que FROMVAR) comme une plateforme dérivante. La vitesse de dérive ainsi que la route suivie par OCARINA dépendent des courants de surface de l'océan et de la vitesse du vent. Les vitesses de dérive d'OCARINA peuvent être assez importantes, de 0.03 $m.s^{-1}$ à 0.73 $m.s^{-1}$ durant STRASSE, avec une moyenne de 0.28 $m.s^{-1}$, et entre 0.04 $m.s^{-1}$ et 1.07 $m.s^{-1}$ durant

AMOP, soit une dérive moyenne de 0.35 $m.s^{-1}$ (*Annexe 1, Figures 1 et 2*). La mesure des courants de surface de l'océan ne nous est pas accessible car la plateforme n'est pas équipée de capteurs pour obtenir cette donnée. Par conséquent, le calcul de la vitesse du vent vrai ou toutes les données qui devraient être calculées en prenant comme référence la surface de la mer sont données par rapport à une surface fixe. C'est une limitation du jeu de données analysé dans cette thèse.

4.2 Théorie de Kolmogorov

Comme cela a déjà été fait avec succès pour les données AMMA [*Bourras et al., 2009*], il est possible de calculer la constante de *Kolmogorov* à partir de deux estimations du taux de dissipation.

Dans un premier temps, nous avons comparé les taux de dissipation des fluctuations de vent ε_u et de température $\varepsilon_{t_{son}}$ obtenus à partir des spectres de puissances des fluctuations et des fonctions de structure à l'ordre trois, comme précisé en section 4.2.1 ci-après.

4.2.1 Cascade de Kolmogorov

Lorsqu'on examine le spectre de puissance d'une quantité turbulente dans le sous-domaine inertiel, la théorie de *Kolmogorov* prévoit que la densité spectrale décroît avec une pente connue en −5/3. L'énergie cascade des grandes échelles vers les échelles plus petites à taux constant, sans apport ni perte d'énergie (*équation 4.1*).

Le spectre de puissance des fluctuations de la composante longitudinale du vent, u', est relié à la fréquence f et au taux de dissipation de u', ε_u, par la relation :

$$S_u(f) = c_\alpha \varepsilon_u^{\frac{2}{3}} \left(\frac{2\pi}{\overline{U}}\right)^{-\frac{2}{3}} f^{-\frac{5}{3}} \qquad (4.1)$$

où c_α est la constante de *Kolmogorov* (il est communément admis dans la littérature que $c_\alpha = 0.55$), $\overline{U}$ est le vent relatif (relatif à la plateforme et non au sol) horizontal moyen, f est la fréquence et $S_u(f)$ est la densité d'énergie spectrale de u'.

De manière identique, le spectre de puissance des fluctuations de température sonique, t_{son}, est relié à la fréquence f et au taux de dissipation (ce terme est utilisé dans un souci de simplicité, mais on devrait le nommer « taux de destruction de la demi-variance de

température », car on l'identifie dans l'équation de variance de température) de t_{son} , $\varepsilon_{t_{son}}$, par la loi de *Kolomogorov* :

$$S_{t_{son}}(f)=c_\theta \varepsilon_{t_{son}} \varepsilon_u^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2\pi}{\overline{U}}\right)^{-\frac{2}{3}} f^{-\frac{5}{3}} \tag{4.2}$$

où c_θ est la constante de *Corrsin* (dont la valeur admise dans la littérature est $c_\theta = 0.80$) et $S_{t_{son}}(f)$ est la densité d'énergie spectrale de t_{son} .

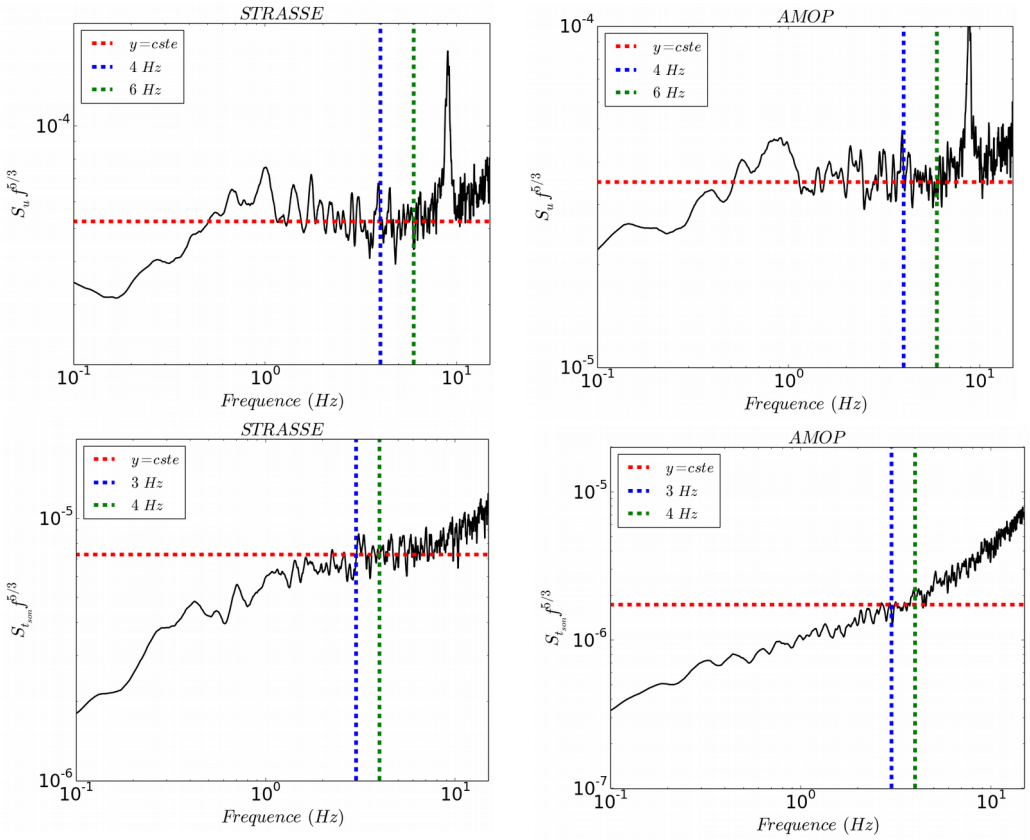

Figure 4.1: Spectre moyen de la composante longitudinale du vent (u) (en haut) et de la température sonique (en bas) durant STRASSE (à gauche) et AMOP (à droite), multiplié par la fréquence à la puissance 5/3. Les traits verticaux délimitent la bande spectrale dans le sous-domaine inertiel utilisée pour le calcul du taux de dissipation par la méthode spectrale (IDM). L'unité de Su(f) est m²/s² / Hz ou encore m².s^{-1} et l'unité de St(f) est K²/Hz ou K².s. Donc l'unité de Su(f).f$^{5/3}$ est m².s$^{-8/3}$ et l'unité de St(f).f$^{5/3}$ est K².s$^{-2/3}$

C'est sur la théorie de *Kolmogorov* qu'est basée la méthode spectrale (IDM) d'estimation des flux turbulents. Les taux de dissipation ε_u et $\varepsilon_{t_{son}}$ sont calculés à partir des spectres de puissance des fluctuations de vent et de la température, dans la partie du spectre correspondant au sous-domaine inertiel. Le sous-domaine inertiel est la partie haute fréquence du spectre où la pente est proche de -5/3 (respectant la forme des équations *4.1 et 4.2*). Pour

le calcul des taux de dissipation et des flux turbulents par IDM, nous avons sélectionné seulement les cas qui ont un écart maximum de 50 % entre la pente des spectres et la pente en -5/3. Nous avons calculé les taux de dissipation dans les plages de fréquence [4-6 Hz] pour $S_u(f)$ et [3-4 Hz] pour $S_{t_{son}}(f)$, pour les deux campagnes étudiées.

Nous avons tracé les spectres de puissances pour la composante longitudinale du vent et pour la température (*Figure 4.1*) , moyennés sur toute la campagne STRASSE et AMOP. Les spectres ont été multipliés par la fréquence à la puissance 5/3, pour mieux visualiser la loi de *Kolmogorov* (sous-domaine inertiel proportionnel à -5/3). Le sous-domaine inertiel devrait être caractérisé par une portion horizontale du spectre pour chaque graphe, que l'on a matérialisé sur les figures par un trait tireté rouge. Les droites verticales délimitent les bandes spectrales utilisées pour le calcul des flux.

On constate bien la présence d'un plateau dans les spectres du vent (*Figure 4.1 haut*), pour les deux campagnes, entre 1 Hz et 9 Hz, qui traduisent que la loi de *Kolmogorov* est bien suivie par le vent, et notre sélection de la plage [4-6 Hz] correspond bien à une partie du spectre proportionnelle à $f^{-5/3}$. Dans cette gamme de fréquences, la théorie est respectée, et cela nous donne une première confirmation de la validité du calcul du flux de quantité de mouvement par IDM.

Concernant la température (*Figure 4.1 bas*), la loi de *Kolmogorov* n'est pas respectée, surtout avec les données AMOP. Le spectre moyen ne présente pas de plateau caractéristique du sous-domaine inertiel, à part dans une gamme étroite de fréquences, que nous prendrons par défaut comme référence pour nos calculs ([3-4 Hz]).

Une partie de l'écart des spectres à la loi de *Kolmogorov* peut-être liée aux limites instrumentales, notamment aux bruits hautes fréquences liés aux vibrations des instruments, ou au bruit de quantification de l'anémomètre sonique (vitesse du son données avec deux décimales seulement par l'anémomètre Gill R3-50). Toutefois, il est aussi possible que les données correspondent à la réalité, c'est-à-dire que la pente pour la température ne soit simplement pas égale à -5/3 dans le domaine inertiel.

4.2.2 Isotropie

Une des hypothèses de la turbulence dans la couche limite de surface que l'on peut vérifier à partir des données OCARINA est l'hypothèse d'isotropie locale de la turbulence. La turbulence isotrope se caractérise par l'impossibilité de détecter une direction privilégiée de

l'organisation de la turbulence. En pratique, on peut vérifier l'isotropie verticale et horizontale grâce aux spectres de puissance des fluctuations des trois composantes du vent, u', v' et w'. Nous notons $S_w(f)$, $S_u(f)$ et $S_v(f)$, les spectre d'énergie en fréquence des composantes turbulentes du vent, et f la fréquence. Si le rapport des spectres des composantes verticales et longitudinale du vent, $S_w(f)/S_u(f)$ est proche de la valeur 4/3 dans la zone du sous-domaine inertiel, alors l'isotropie verticale de la turbulence est vérifiée [*Frisch, 1995*]. De même, si le rapport des spectres des composantes perpendiculaires et longitudinales du vent, $S_v(f)/S_u(f)$ se rapprochent de 4/3, toujours dans la plage de fréquence du sous-domaine inertiel, alors la turbulence est isotrope horizontalement.

Sur la *Figure 4.2*, nous avons représenté les rapports des énergies spectrales des composantes du vent, dans la page de fréquence sélectionnée pour le calcul des taux de dissipations, [4-6 Hz], durant la campagne STRASSE. La ligne rouge horizontale représente la valeur 4/3. Pour STRASSE, le rapport $S_w(f)/S_u(f)$ est en moyenne sur toute la campagne de 1.29 ± 0.07, et de 1.41 ± 0.06 pour $S_v(f)/S_u(f)$, soit 3.25 % inférieur et 5.75 % supérieur à 4/3, respectivement. On peut donc conclure que la turbulence est isotrope durant la campagne STRASSE. Pour AMOP (*Annexe 1, Figures 3*), les rapports sont sensiblement les mêmes, de 1.29 ± 0.08 pour $S_w(f)/S_u(f)$, et de 1.43 ± 0.07 pour $S_v(f)/S_u(f)$, soit 3.25 % inférieur et 7.25 % supérieur à 4/3, respectivement. L'écart à 4/3 est le plus important pour l'isotropie horizontale. Ces valeurs ont été obtenues dans la bande spectrale [4-6 Hz].

Sur la *Figure 4.3*, on peut voir les rapports des spectres du vent en fonction de la fréquence, moyennés sur toute la campagne AMOP, dans la zone du sous-domaine inertiel. On observe que les rapports évoluent avec la fréquence, et qu'ils sont plus proches de la valeur 4/3 entre 3 Hz et 8 Hz. La zone définie pour le calcul des flux IDM, [4-6 Hz], est la plage où la turbulence dans la couche de surface est quasiment isotrope. On retrouve quasiment la même tendance sur les données STRASSE (*Annexe 1, Figure 4*).

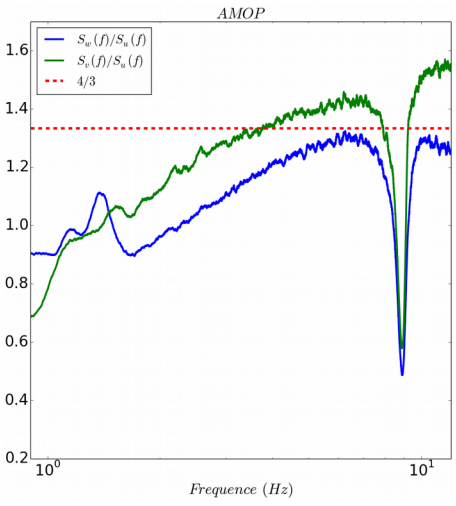

Figure 4.3: Rapport horizontal et vertical des spectre de puissance du vent. Les tirets horizontaux représentent la valeur 4/3. Campagne AMOP.

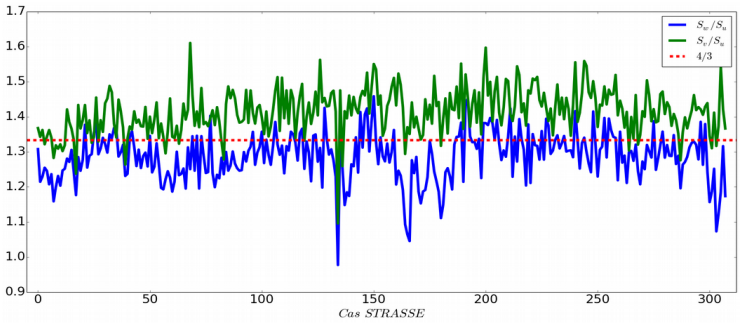

Figure 4.2: Rapport entre les densités spectrales des composantes verticale et longitudinale du vent apparent (bleu), et des composantes horizontales (vert), durant STRASSE, moyenné sur 1 100 secondes, dans la bande [4-6 Hz].

4.2.3 Fonction de structures

En faisant les hypothèses d'homogénéité horizontale des écoulements moyens et turbulents, de stationnarité et d'isotropie locale pour une turbulence pleinement développée, *Kolmogorov* a dérivé des équations permettant de relier les fonctions de structure spatiale d'ordre trois de la composante longitudinale du vent, et de la température, aux taux de dissipation ε_u et $\varepsilon_{t_{son}}$. Ces équations, définies comme la troisième loi de *Kolmogorov,* s'expriment ainsi, pour le vent [*Frisch, 1995*] :

$$\overline{(u(l+dl)-u(l))^3} = -\frac{4}{5}\varepsilon_u dl \qquad (4.3)$$

où *l* est la distance. *dl* est l'incrément de distance et la barre horizontale indique une opération de moyenne. La troisième loi de *Kolmogorov* présente la caractéristique d'être démontrable et de ne pas faire intervenir de coefficient à ajuster (comme la constante de *Kolmogorov*, pour la fonction de structure d'ordre deux). Le coefficient -4/3 de l'*équation 4.3* est prédit par la théorie. En utilisant l'hypothèse de turbulence gelée disponible pour de petits incréments de temps (ce qui est équivalent à des incréments spatiaux dans le sous-domaine inertiel), une fonction de structure en temps peut être déduite comme :

$$\overline{(u(t+dt)-u(t))^3} = -\frac{4}{5} U \varepsilon_u dt \tag{4.4}$$

De même pour la température, le taux de dissipation est relié à une fonction de structure d'ordre trois au taux de dissipation, de la forme [*Frisch, 1995*] :

$$\overline{(t_{son}(t+dt)-t_{son}(t))^2 (u(t+dt)-u(t))} = -\frac{4}{3} U \varepsilon_{t_{son}} dt \tag{4.5}$$

avec t le temps, et dt le pas de temps.

Comme les *équations 4.4* et 4.5 dépendent du pas de temps dt , et sont seulement valides dans le sous-domaine inertiel du spectre du vent et de température, nous avons calculée ε_u comme la moyenne spectrale entre 4 Hz et 6 Hz, où la valeur trouvée pour ε_u est stable et compatible avec la plage de fréquence du sous-domaine inertiel. Ce calcul peut-être considéré comme une vérification supplémentaire de la plage de fréquence qui délimite le sous-domaine inertiel, par rapport à ce qui se passe à l'ordre 2 (*Figure 4.1*). Nous avons réalisé la même chose pour $\varepsilon_{t_{son}}$, dans la plage 3-4 Hz.

4.2.4 Taux de dissipation

Ainsi, deux méthodes sont disponibles pour calculer chaque taux de dissipation, que ce soit pour le vent ε_u et pour la température $\varepsilon_{t_{son}}$. L'une à partir de la fonction de structure à l'ordre trois (*équations 4.4 et 4.5*) et l'autre à partir de l'expression de *Kolmogorov* des spectres des fluctuations (*équations 4.1 et 4.2*), en utilisant les constantes de *Kolmogorov* et *Corrsin* aux valeurs standards de la littérature. Les taux de dissipation provenant des fonctions de structures (*équations 4.4 et 4.5*) seront désignés par ε_{3u} pour le vent, et $\varepsilon_{3t_{son}}$ pour la température. Ceux extraits du spectre de puissance (*équations 4.1 et 4.2*), seront notés ε_{2u} et $\varepsilon_{2t_{son}}$ respectivement. A la *Figure 4.4*, nous avons représenté les taux de dissipation pour le vent (à gauche) et la température (à droite), calculés à partir des deux méthodes, moyennés sur la campagne STRASSE, en fonction de la fréquence. Nous avons centré les graphes sur la zone du spectre correspondant au sous-domaine inertiel (entre 1 Hz et 10 Hz). Les tendances sont sensiblement les mêmes avec les données AMOP (voir *Annexe 1, Figures 5 et 6*).

Pour ε_{2u} , on observe un palier entre 2 Hz et 7 Hz, ce qui implique que ε_{2u} est stable dans cet intervalle et est quasiment constant. Par contre, ε_{3u} possède un large pic centré autour de 3 Hz. La valeur de ε_{3u} n'est pas constante dans le sous-domaine inertiel, et croise par deux fois la courbe de ε_{2u} , à 1.8 Hz et 6.5 Hz. En ces deux points, $\varepsilon_{2u} = \varepsilon_{3u}$. La même conclusion est obtenue à partir des données provenant des deux campagnes.

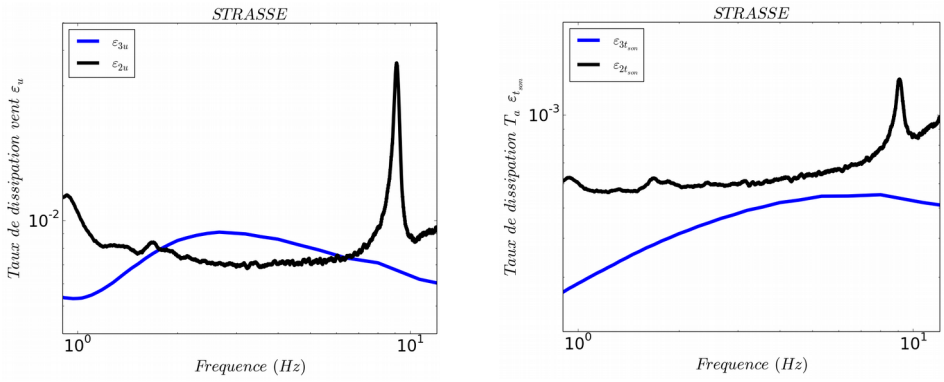

Figure 4.4: Taux de dissipation de la composante longitudinale du vent (à gauche) et de la température sonique (à droite) en fonction de l'incrément de temps, calculé à partir du spectre de puissance (noir) et de la fonction de structure (bleu), moyenné sur toute la campagne STRASSE. [unités : à gauche m² /s³ et à droite K² /s]

Pour $\varepsilon_{3t_{son}}$ et $\varepsilon_{2t_{son}}$, on ne retrouve pas de palier aussi marqué lorsque l'on fait varier les taux de dissipation avec la fréquence, dans le sous-domaine inertiel. $\varepsilon_{3t_{son}}$ et $\varepsilon_{2t_{son}}$ ne se croisent jamais, et sont les plus proches entre 3 et 6 Hz. Ainsi les taux de dissipation connaissent une variabilité en fonction de la fréquence, même dans la zone inertielle.

Nous avons calculé les taux de dissipation en moyennant leurs valeurs sur différentes bandes spectrales. Puis nous avons comparé leurs moyennes, pour la même bande, entre les deux méthodes, pour tous les segments de 1100 s de données des deux campagnes. A chaque comparaison, nous avons calculé la corrélation, l'écart-type, le biais, et la pente de la régression linéaire entre les deux méthodes. Tous les résultats pour ε_u et $\varepsilon_{t_{son}}$ pour les deux campagnes sont regroupés dans les *Tableaux 1 à 4* en *Annexe 1*. Les taux de dissipation ont été moyennés sur des intervalles de 1 à 2 Hz, dans la bande 1-8 Hz.

Durant STRASSE, ε_{2u} varie de $6.99.10^{-3}$ à $8.41.10^{-3}$ m².s^{-3}, soit une variation de 20 % suivant la bande spectrale choisie, et ε_{3u} connaît une variation plus forte, de 35 %, entre $6.6.10^{-3}$ et $8.95.10^{-3}$ m².s^{-3}. Pour la température, $\varepsilon_{2t_{son}}$ varie de 24 % et $\varepsilon_{3t_{son}}$ de 62 %. La variabilité est plus forte avec les fonctions de structures d'ordre 3. En effet, plus l'ordre est élevé, et plus le bruit est fort et induit de la dispersion. Pour les données AMOP, ε_{3u} varie plus que ε_{2u} (39 % contre 16%), par contre, pour la température, avec la fonction de structure, la variabilité est moins importante (83 % contre 173%). Globalement, les taux de dissipation du vent sont plus stables que ceux de la température. Les bandes spectrales que nous avons sélectionnées pour l'estimation des flux par la méthode IDM (3-4 Hz pour le spectre de t_{son} et 4-6 Hz pour les spectres des composantes du vent) offrent les meilleures comparaisons des

taux de dissipation entre les deux méthodes, pour les deux campagnes, notamment pour les taux de dissipation du vent.

Sur la *Figure 4.5*, on peut voir la comparaison entre ε_{3u} et ε_{2u}, calculé en moyennant les taux de dissipation sur l'intervalle 4-6 Hz, pour les données STRASSE à gauche, et AMOP à droite. La corrélation est de 0.97, l'écart-type est de 0.2×10^{-2}, et le biais de 0.1×10^{-2}. La droite en noir tireté est la droite de régression linéaire d'ordre 1 entre les deux méthodes. Sa pente est de 1.06, ce qui signifie que ε_{3u} est légèrement supérieur à ε_{2u} et cette différence augmente lorsque l'on va vers les hautes valeurs de taux de dissipation. En moyenne sur les données STRASSE, ε_{3u} est 12.6 % supérieur à ε_{2u}. La dispersion est globalement assez faible et confirme la validité du taux de dissipation calculé dans la méthode spectral (IDM), à partir du spectre de puissance de la fluctuation de la composante longitudinale du vent, durant STRASSE.

Pour les données AMOP, la corrélation est de 0.98, l'écart-type est de 0.2×10^{-2}, et le biais de 0.1×10^{-2}. La pente de la régression linéaire est de 1.03, ce qui signifie que ε_{3u} est légèrement supérieur à ε_{2u} et cette différence augmente avec le taux de dissipation. En moyenne sur les données AMOP, ε_{3u} est 9.2 % supérieur à ε_{3u}. La dispersion est globalement assez faible, presque autant que pour les données STRASSE, ce qui confirme à nouveau la validité du taux de dissipation calculé par la méthode spectral (IDM), durant AMOP. Ces résultats sont très encourageants quand à la fiabilité de nos estimations des flux turbulents par la méthode IDM.

Concernant les taux de dissipation de la température sonique, les comparaisons sont moins bonnes, pour les deux campagnes. Sur la *Figure 4.6*, on peut voir les comparaisons entre $\varepsilon_{3t_{son}}$ et $\varepsilon_{2t_{son}}$, pour STRASSE à gauche et AMOP à droite, calculés en moyennant les taux de dissipation sur l'intervalle 3-4 Hz. Pour STRASSE, la corrélation est de 0.82, l'écart-type est de 0.1×10^{-3}, le biais de -0.1×10^{-1} et la pente de 0.70. $\varepsilon_{3t_{son}}$ est sous-estimé par rapport à $\varepsilon_{2t_{son}}$ et la sous-estimation augmente avec le taux de dissipation. En moyenne sur toutes les données de la campagne, $\varepsilon_{2t_{son}}$ est 20 % supérieur à $\varepsilon_{3t_{son}}$. Pour AMOP, la corrélation est de 0.87, l'écart-type est de 0.2×10^{-3}, le biais de -0.1×10^{-1} et la pente de 0.56. $\varepsilon_{3t_{son}}$ est à nouveau inférieur par rapport à $\varepsilon_{2t_{son}}$ et l'écart augmente avec le taux de dissipation. Cependant, comparé à STRASSE, l'écart moyen est beaucoup plus important. En moyenne sur toutes les données de la campagne, $\varepsilon_{2t_{son}}$ est 74 % supérieur à $\varepsilon_{3t_{son}}$. Cette différence avec STRASSE peut s'expliquer par le fait que durant AMOP, il y avait des cas stables, et pas sur STRASSE. La

stabilité semble augmenter l'écart entre les deux méthodes de calcul du taux de dissipation. La dispersion est globalement assez grande, d'environ 40 % par rapport à la moyenne.

Les taux de dissipation calculés avec les deux méthodes s'accordent moins bien pour la température que pour le vent. Plusieurs hypothèses pourraient expliquer le mauvais accord entre les estimations de $\varepsilon_{2t_{son}}$ et $\varepsilon_{3t_{son}}$. Soit l'erreur vient du calcul de $\varepsilon_{3t_{son}}$ (1), soit de $\varepsilon_{2t_{son}}$ (2). Pour (1), la fonction de structure est à l'ordre 3, alors que l'estimation $\varepsilon_{2t_{son}}$ est à l'ordre 2. Ainsi, une erreur de mesure sur le vent ou la température a un impact plus important sur l'incertitude de $\varepsilon_{3t_{son}}$. Pour (2), comme nous l'avons vu plus haut, les spectres de température ne suivent pas la loi de *Kolmogorov* en -5/3, ce qui impacte le calcul des taux de dissipation et comme nous le verrons au *Chapitre 7*, la précision du flux de flottabilité que l'on calculera par la méthode IDM. Cela peut donc être lié aux limites instrumentales, notamment à l'effet de quantification de l'anémomètre sonique. Cependant, les comparaisons des estimations des taux de dissipation du vent sont très bonnes. Si le problème venait des bruits liées à l'instrumentation, nous devrions le voir dans le vent, sauf si bien sûr le problème vient d'un défaut de la mesure de la vitesse du son. La différence est peut-être liée à un désaccord entre la théorie et les observations. La relation de Kolmogorov en -5/3 n'est pas respectée pour la température car elle n'est peut-être pas valide dans notre cas.

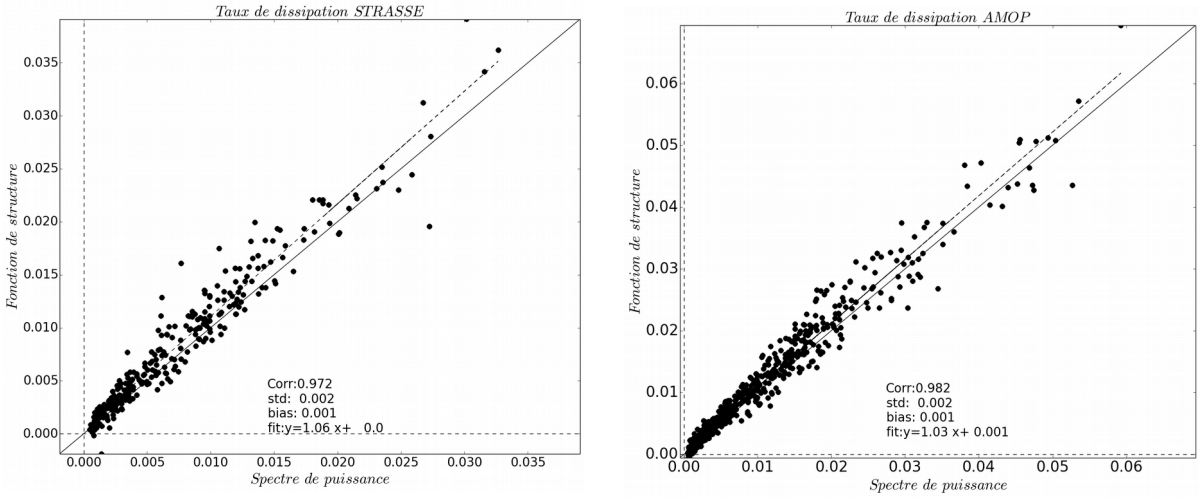

Figure 4.5: Comparaison entre les taux de dissipation calculé à partir des fonctions de structure à l'ordre 3 et à partir du spectre, pour la composante longitudinale du vent, durant STRASSE à gauche, et AMOP à droite. Chaque point est calculé sur 1 100 secondes. La droite en trait plein est la droite de parfaite correspondance. La droite en tireté représente la droite de régression.

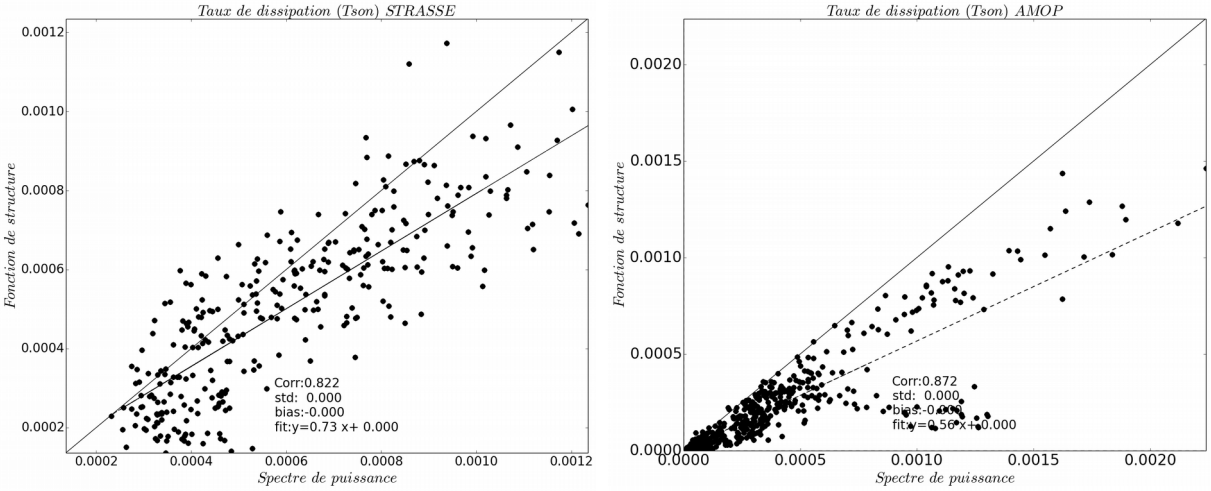

Figure 4.6: Comparaison entre les taux de dissipation calculé à partir des fonctions de structure à l'ordre 3 et à partir du spectre, pour la température sonique, durant STRASSE à gauche et AMOP à droite. Chaque point est calculé sur 1 100 secondes.

4.2.5 La constante de Kolmogorov

A partir de la relation de *Kolmogorov* et la fonction de structure temporelle à l'ordre trois , on peut estimer la constante de *Kolmogorov* :

$$c_\alpha = 0.55\left(\frac{\varepsilon_{2u}}{\varepsilon_{3u}}\right)^{\frac{2}{3}} \qquad (2.5.1)$$

La constante de *Kolmogorov* a été calculée pour les 308 cas de la campagne STRASSE avec la plateforme OCARINA. Les valeurs sont représentées *Figure 4.7*. Notons que les taux de dissipation correspondent à des moyennes sur l'intervalle 4-6 Hz. A partir des données de STRASSE, la valeur moyenne de la constante de *Kolmogorov* est de 0.52 , et l'écart-type est de 0.12 . Ce résultat correspond assez bien à la valeur communément acceptée de 0.55 [*Champagne, 1978*]. La faible dispersion parmi les valeurs trouvées indique que les incertitudes de mesure sont particulièrement faibles avec la plateforme OCARINA, d'environ 10 %. Comme nous l'avons vu précédemment, les taux de dissipation ne sont pas totalement stables dans la zone inertielle, et ils varient avec la fréquence. Nous avons donc calculé différentes valeurs de la constante de *Kolmogorov* avec les différentes valeurs que peut prendre ε_u . Les différentes valeurs de c_α sont regroupées par campagne dans les *Tableaux 1 et 3* en *Annexe 1*. Suivant la fréquence utilisée pour le calcul des taux de dissipation, c_α varie de 0.48, si on utilise la bande spectre 3-4 Hz, jusqu'à 1.21 pour la bande 1-2 Hz. L'amplitude de variation de la constante suivant la fréquence est assez importante, avec un variation de plus de 150 %. La constante trouvée est très sensible au choix de la banque spectrale utilisée dans les spectres de puissance.

Pour les 594 cas de la campagne AMOP (*Annexe 1, Figure 7*), nous trouvons une valeur moyenne de la constante de *Kolmogorov* de 0.526 ± 0.124 . L'amplitude de variation de la constante suivant la fréquence est là aussi assez importante. Les valeurs extrêmes que peut prendre c_α sont 0.509 pour la bande 3-4 Hz, et 0.926 pour la bande 1-2 Hz. La variation est de 82 %. Elle est inférieure à celle de la campagne STRASSE, mais toujours significative.

Avec nos hypothèses de départ, nous obtenons des valeurs de la constante de *Kolmogorov* pour les deux campagnes qui sont cohérentes avec les valeurs communément admises. Cela confirme notre choix de la bande spectrale pour le calcul des taux de dissipation pour le vent. Nous notons que ce choix est très important est impacte très significativement la valeur de la constante. Pour la suite, nous garderons la valeur de 0.55 pour c_α notamment pour l'estimation des flux par la méthode ID.

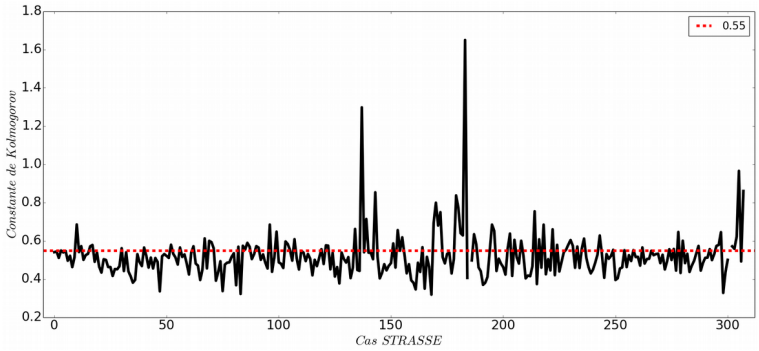

Figure 4.7: Constante de Kolmogorov durant STRASSE, moyenné sur 1 100 secondes. En rouge, y=0.55.

4.2.6 La constante de Corrsin

Grâce aux calculs de $\varepsilon_{3t_{son}}$ et $\varepsilon_{2t_{son}}$, il est aussi possible de calculer la constante de *Corrsin*, d'après la relation :

$$c_\theta = 0.80 \frac{\varepsilon_{2t_{son}}}{\varepsilon_{3t_{son}}} \tag{4.6}$$

La dispersion des valeurs de c_θ est plus importante que pour la constante de *Kolmogorov* (*Figures 8* et *9*, *Annexe 1*). Pour STRASSE, la valeur moyenne de la constante de *Corrsin* est de 1.03 ± 0.33, pour des taux de dissipation calculés dans l'intervalle 3-4 Hz, ce qui est supérieur de 23 % à la valeur souvent admise dans la littérature, qui est de 0.80 . De plus, si on calcule $\varepsilon_{t_{son}}$ sur différents intervalles de fréquences, toujours dans le domaine inertiel (*Annexe 1, Tableaux 2 et 4*), c_θ peut monter jusqu'à une valeur de 1.45 dans la bande 1-2 Hz.

La dispersion des c_θ est plus élevée encore avec les données AMOP. Dans la bande 3-4 Hz, la moyenne est de 2.72 avec un écart-type de 7.75, ce qui signifie que la valeur moyenne trouvée n'est pas significative. Lorsque $\varepsilon_{t_{son}}$ est calculé entre 7-8 Hz, on atteint la valeur extrême de 8.54. Le minimum de 1.78 est atteint entre 1 et 2 Hz.

Ainsi, il peut sembler difficile de donner une valeur de c_θ tant la dispersion est importante, même dans l'intervalle 3-4 Hz sélectionné. Nous avons donc cherché s'il existait un lien entre c_θ et un des paramètres météorologiques. Nous avons trouvé une relation entre c_θ et la stabilité R_b. Il apparaît que la constante de *Corrsin* est dépendante de la stabilité, comme on peut le voir dans la *Figure 4.8* pour STRASSE (haut) et AMOP (bas), où nous avons tracé la constante en fonction de R_b. Nous pouvons voir que c_θ tend vers des valeurs aberrantes, du moins non décrites dans la littérature, lorsque R_b tend vers zéro. Mais lorsque l'on s'éloigne de la neutralité, la valeur de c_θ devient plus stable et tend vers une constante.

Avec les données AMOP, où nous avons des cas de stratification stables et instables, nous pouvons noter que la convergence vers une constante n'est pas symétrique de part et d'autre de la neutralité (R_b=0). c_θ converge pour un $|R_b|$ plus grand dans les cas stables. Cela contredit certains auteurs comme *Kaimal et al.* [*1972*] et *Bradley et al.* [*1981*] qui avaient montré à partir de leurs jeux de données que les effets de stabilité sur c_θ étaient négligeables, même s'ils ne présentent pas explicitement dans leurs études de données et de cas dans nos gammes de stabilité, c'est à dire très proche de la neutralité, entre -0.05 et 0.05. Ainsi, lorsque l'atmosphère se rapproche de conditions de stabilité neutres, la constante de *Corrsin* est très variable et tend vers de très grandes valeurs lorsque R_b (ou z/L) tend vers 0.

Par contre nous n'avons trouvé aucune dépendance de la constante de *Kolmogorov* avec la stabilité ou tout autre paramètre.

Finalement, nous pouvons donner une valeur de la constante de *Corrsin* avec une dispersion acceptable, défini comme la moyenne des valeurs de c_θ où c_θ tend vers une valeur constante, pour un certains intervalle de R_b. Pour STRASSE, c_θ vaut 0.79 ± 0.16 lorsque R_b < -0.04. Avec les données AMOP, pour R_b > 0.04 et R_b < -0.023, c_θ vaut 0.97 ± 0.27. C'est résultats sont cohérents avec la littérature.

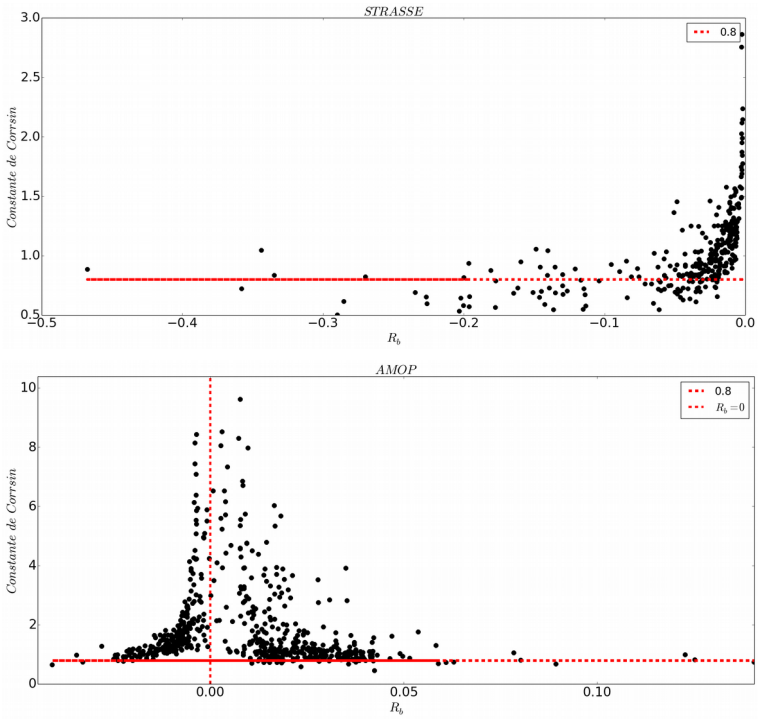

Figure 4.8: Constante de Corrsin en fonction de R_b pour la campagne STRASSE en haut, et AMOP en bas. La ligne horizontale rouge correspond à la valeur C_θ=0.8, et verticale à R_b=0.

4.3 Cospectres des fluctuations

4.3.1 Introduction

Comme nous l'avons vu au *Chapitre 2*, sous les hypothèses notamment de stationnarité et d'homogénéité horizontale, on peut définir les flux turbulents comme des covariances entre les fluctuations temporelles de la composante verticale de la vitesse w'(t) et les fluctuations temporelles d'une autre variable s'(t) (*Chapitre 2 Section 2.2.4*), comme $\overline{w's'}$, où s vaut alternativement u, v et t_{son}.

Il est courant de décrire la répartition en fréquence du produit des fluctuations de w et de s par l'analyse des cospectres. Le cospectre est la partie réelle du spectre croisé de deux variables, dans ce cas w' et s'. La raison pour laquelle le cospectre est utilisé est que la somme sur les fréquences (f) de toutes les densités cospectrales $C_{ws}(f)$ est égale à la covariance de w et s [*Stull, 1988 ; Kaimal and Finnigan, 1994*] :

$$\overline{w's'} = \int_0^\infty C_{ws}(f)\,df \tag{4.7}$$

Par rapport à l'utilisation des covariances dans le domaine temporel, le cospectre nous renseigne en plus, sur la contribution de chaque gamme de fréquence (ou échelle spatiale) à la covariance totale (donc au flux turbulent). L'analyse des cospectres est donc une étape importante car d'une part, cela nous renseigne sur le contenu en information des mesures (limites liées au bruit de mesures ou défauts instrumentaux) et d'autre part, cela nous permet de déterminer les échelles spatiales ou temporelles qui contribuent majoritairement aux flux.

Cette approche est inspirée des travaux d'autres auteurs [*Miyake et al., 1979 ; Wyngaard, O.R. Coté, 1972*], en particulier ceux de *Kaimal* [*1972*] qui analyse en détail les cospectres de fluctuations de vent et de température à partir des données de la campagne *Kansas* (*1968*) dédiée à l'étude de la turbulence dans la couche limite continentale et dans des conditions de stratifications stables et instables. Bien que les conditions de nos campagnes de mesures soient très différentes, nous avons comparé nos résultats des cospectres avec ceux proposés par *Kaimal*, en analysant comme ce dernier, les résultats par conditions de stabilité. Nous utilisons le modèle de *Kaimal* comme une base, sachant que la campagne *Kansas* a eu lieu sur la terre, en plein champs de blé, dans des plages de stabilité z/L beaucoup plus importantes que les nôtres, variant de -2.1 à 3.3 et que les mesures ont été réalisées à différentes hauteurs, de 2 m à 32 m. Dans la suite de cette section nous présentons donc une

analyse des cospectres pour les deux campagnes en fonction des conditions de stabilité et comparons nos résultats à ceux obtenus par *Kaimal*.

4.3.2 Méthodologie

Nous considérons les cospectres de fluctuations entre les composantes verticales et longitudinale du vent, C_{uw} , et entre les fluctuations de la composante verticale du vent et de la température sonique, $C_{t_{son}w}$.

Comme proposé par *Kaimal*, nous avons analysé le résultat de ces cospectres en les référençant à la variable adimensionnelle $f\,z/\overline{U}$ appelée également « fréquence normalisée» où f est la fréquence, z est l'altitude de mesure (1.5 m pour OCARINA) et $\overline{U}$ est la vitesse du vent apparent, et en multipliant la densité spectrale par le rapport entre fréquence et covariance totale.

Pour analyser les résultats en fonction des conditions de stabilité, nous avons utilisé le nombre de *Richardson* bulk R_b , qui a l'intérêt de pouvoir être estimé à partir des paramètres moyens au contraire du paramètre z/L défini par la longueur de *Monin-Obukhov* (cf. *Chapitre 3*). On rappelle que lorsque $R_b>0$, l'atmosphère est thermodynamiquement stable, tandis que lorsque $R_b<0$, elle est instable et les conditions sont neutres rencontrées pour $R_b=0$. Pour chacune des deux campagnes, nous avons analysé les résultats à partir des cospectres moyens estimé par gamme de valeurs de R_b.

A partir des observations de la campagne *Kansas 1868*, *Kaimal et al. (1972)* ont établi un modèle empirique pour différentes conditions de stabilité qu'il a définies à partir de la variable z/L. Ce modèle est donné par les *équations* ci-dessous :

$$\frac{f\,C_{uw}(f)}{\overline{u'w'}}=\frac{0.88\left((f\,z/\overline{U})/f_{0uw}\right)}{1+1.5\left((f\,z/\overline{U})/f_{0uw}\right)^{2.1}} \tag{4.8}$$

où $\overline{u'w'}$ est la covariance du flux de quantité de mouvement dans l'axe du vent et $f_{0uw}=0.10\left[G(z/L)\right]^{3/4}$, avec :

$$G(z/L)=\begin{Bmatrix} 1, & -2\leqslant z/L\leqslant 0 \\ 1+7.9\,z/L & 0\leqslant z/L\leqslant +2 \end{Bmatrix} \tag{4.9}$$

On remarque que pour les conditions instables, le modèle empirique de *Kaimal* est indépendant de la valeur du paramètre de stabilité.

Pour $C_{t_{son}w}$, le modèle de *Kaimal* prévoit :

$$\frac{f\,C_{t_{son}w}(f)}{\overline{t_{son}'w'}} = \frac{0.88\left((f\,z/\overline{U})/f_{0t_{son}w}\right)}{1+1.5\left((f\,z/\overline{U})/f_{0t_{son}w}\right)^{2.1}} \tag{4.10}$$

où $\overline{t_{son}'w'}$ est la covariance du flux de flottabilité et, $f_{0t_{son}w} = 0.23\left[H(z/L)\right]^{3/4}$ avec :

$$H(z/L) = \begin{cases} 1, & -2 \leqslant z/L \leqslant 0 \\ 1+6.4\,z/L & 0 \leqslant z/L \leqslant +2 \end{cases} \tag{4.11}$$

On remarque à nouveau une indépendance du modèle aux conditions de stabilité, dans les cas instables.

On rappelle que durant la campagne STRASSE, la couche de surface était instable ou proche de la neutralité. La *Figure 4.9* (à gauche) contient l'histogramme des différentes valeurs de *Richardson* bulk où 76 % des cas sont compris entre 0 et -0.05 . Cet histogramme nous révèle donc l'existence d'une majorité de situations très faiblement instables. Nous avons moyenné les cospectres en sept plages de stabilité suivant R_b, comme décrit dans le *Tableau 4.1*.

Durant la campagne AMOP, nous avons eu la chance de rencontrer des conditions à la fois stables et instables, malgré une amplitude relativement faible des R_b , comprise entre -0.04 et 0.14, comme on peut le voir dans l'histogramme des R_b , *Figure 4.9*. Nous avons effectué une moyenne des cospectres en huit intervalles de stabilité suivant R_b, trois pour les cas instables, et cinq pour les cas stables, comme décrit dans les *Tableaux 4.2 et 4.3*.

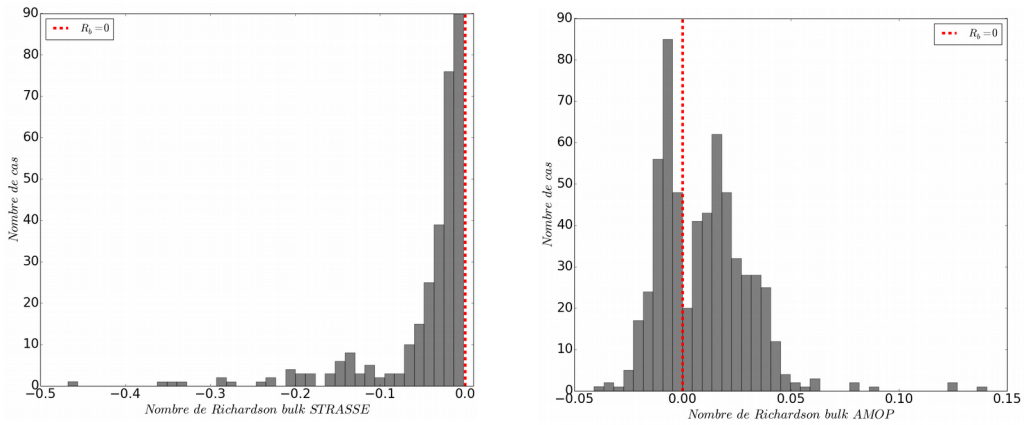

Figure 4.9: Histogramme des nombres de Richardson bulk durant STRASSE à gauche et AMOP à droite.

Campagne STRASSE : conditions instables							
Plage	0>Rb> -0.005	-0.005>Rb>-0.01	-0.01>Rb>-0.02	-0.02>Rb>-0.03	-0.03>Rb>-0.04	-0.04>Rb>-0.1	-0.1>Rb
Nombre	23	43	64	48	35	49	46

Tableau 4.1: Répartition des segments de 1100 sec par plage de stabilité (R_b) durant STRASSE.

Campagne AMOP : conditions instables			
Plage	0>Rb> -0.01	-0.01>Rb>-0.02	-0.02>Rb
Nombre	147	70	22

Tableau 4.2: Répartition des segments de 1100 sec par plage de stabilité (R_b), pour les cas instables, durant AMOP.

Campagne AMOP : conditions stables					
Plage	0<Rb< 0.02	0.02<Rb<0.04	0.04<Rb<0.06	0.06<Rb<0.1	Rb>0.1
Nombre	192	134	21	5	3

Tableau 4.3: Répartition des segments de 1100 sec par plage de stabilité (R_b), pour les cas stables, durant AMOP.

4.3.3 Cas instables

4.3.3.1 Cospectres C_{uw}

Les cospectres pour la composante longitudinale de la fluctuation du vent C_{uw} sont montrés *Figure 4.10* . Les sept cospectres sont classés par plage de stabilité avec différentes couleurs. La courbe en pointillés noirs correspond aux cospectres du modèle proposé par *Kaimal* pour tous les cas instables. *Figure 4.11* (*Figures de a. à g.*), les cospectres des observations sont aussi représentés individuellement avec le modèle.

Les cospectres ont une forme générale de 'cloche' avec un pic qui se déplace et qui change d'amplitude en fonction de la stabilité. Le pic est la bande de fréquence dans laquelle le cospectre comporte le maximum d'énergie, donc celle qui influe le plus sur la valeur finale du flux calculé. Sa position caractérise l'échelle à laquelle intervient le maximum de corrélation entre les fluctuation de u' et w'.

Comme attendu, dans le sous-domaine inertiel, aux hautes fréquences, lorsque $f\,z/\overline{U} > 2$, les données et le modèle se rejoignent bien et ne dépendent plus de la stabilité. La corrélation entre les fluctuations des composantes verticales et longitudinales tend vers zéro. Aux basses fréquences, pour $f\,z/\overline{U} < 0.01$, même si le nombre de points d'observation est

faible et que le résultat est plus sujet à des erreurs dues au lissage, on note que l'énergie du cospectre du modèle *Kaimal* tend vers zéro, ce qui n'est pas le cas dans nos observations, où de l'énergie est toujours présente aux basses fréquences.

Comme prévu, il n'y a qu'une courbe pour le modèle de *Kaimal* car il ne prévoit pas de dépendance à la stabilité dans les cas instables (*équations 4.8* et *4.9*), c'est la grosse différence avec nos cospectres. Le jeu de données enregistré par OCARINA montre que le pic principal des cospectres a tendance à se déplacer vers les hautes fréquences lorsque la couche limite atmosphérique de surface devient plus instable.

Concernant l'amplitude du pic principal, elle décroît légèrement avec l'augmentation de l'instabilité pour les cospectres moyennés dans l'intervalle de stabilité $0 > Rb > -0.03$ (faiblement instable), alors que pour les cospectres moyennés selon une stabilité $Rb < -0.03$, le valeur du maximum du pic principal augmente lorsque l'instabilité augmente ($Rb \rightarrow -\infty$) et se décale vers les plus grandes valeurs de fz/U. Mais globalement, la tendance est à une augmentation de la valeur du maximum du pic avec $|R_b|$.

Si on compare avec le modèle de *Kaimal*, on peut observer que pour les cas les plus proches de la neutralité (R_b>-0.02), les cospectres des observations se comparent assez bien avec le modèle et suivent assez bien la courbe du modèle. Par contre, lorsque l'instabilité augmente, contrairement au modèle, le pic se déplace vers les hautes valeurs de la fréquence normalisé, c'est à dire que dans nos résultats, il y a beaucoup plus d'énergie présente dans les cospectres du vent, dans la plage [0.15-2], que dans les résultats du modèle de *Kaimal*.

Dans les données AMOP, nous n'avons pas exactement la même bande de stabilité, mais pour les gammes similaires, nous retrouvons les mêmes observations. Les figures sont visibles en *Annexe 1, Figures 10 et 11*.

Il faut donc retenir que contrairement au modèle de *Kaimal*, en conditions instables, C_{uw} dépend de la stabilité. La bande de fréquence dans laquelle le cospectre comporte le maximum d'énergie (le pic), qui est donc celle qui influe le plus sur la valeur finale du flux calculé, se décale vers les hautes fréquences normalisées. De plus, nous notons qu'aux basses valeurs de $f\,z/\overline{U}$, à la descente de la 'branche gauche' du pic, nous observons un minimum local, qui semble s'accentuer à mesure que l'instabilité augmente (*Figure 4.11*), et pourrait être la signature d'un changement d'échelle analogue au 'trou spectral' qui existerait entre l'écoulement moyen et les mouvement turbulents, et serait ici l'échelle de séparation entre la turbulence pure et les mouvements de la méso-échelle.

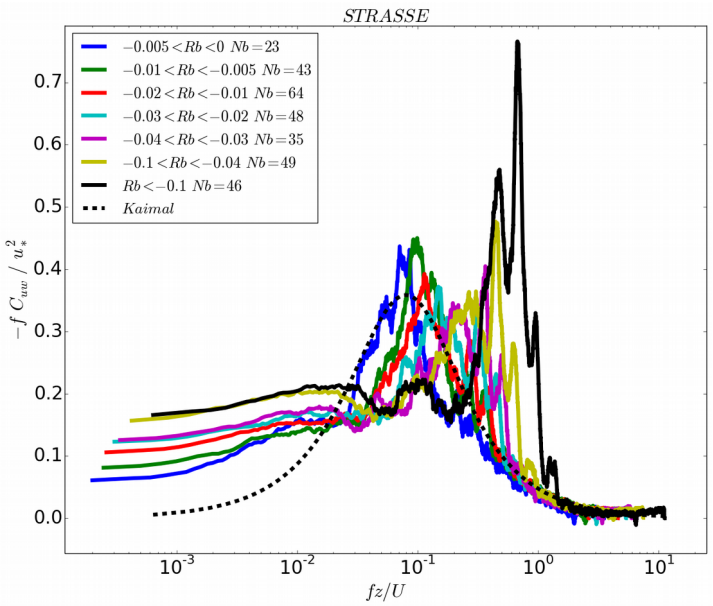

Figure 4.10: Cospectres pour uw en fonction de la fréquence, moyennés par bins de R_b, cas instables (R_b <0). La courbe en tirets noirs est le modèle de Kaimal [1972]. Les cospectres et la fréquence sont normalisés. Campagne STRASSE.

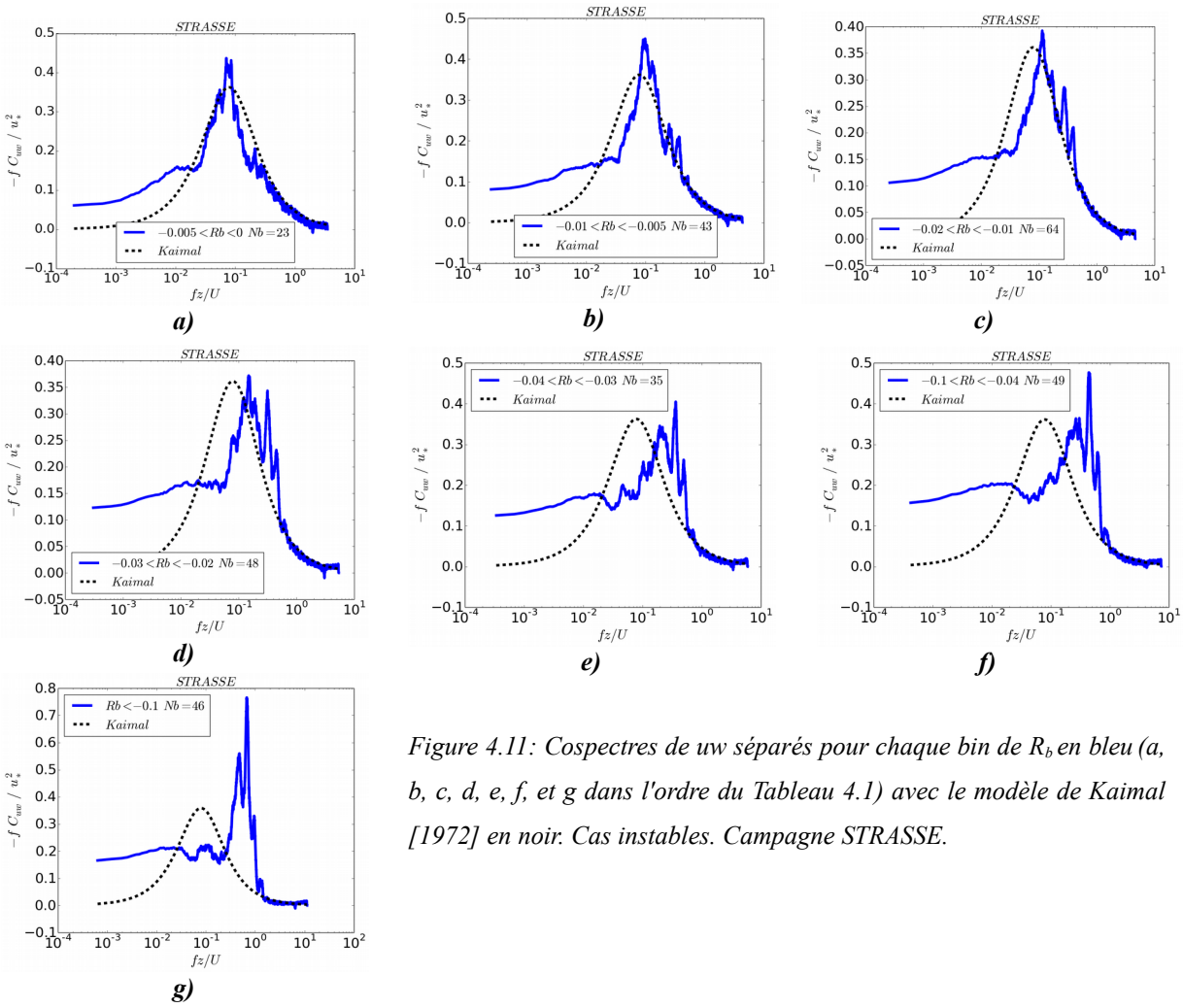

Figure 4.11: Cospectres de uw séparés pour chaque bin de R_b en bleu (a, b, c, d, e, f, et g dans l'ordre du Tableau 4.1) avec le modèle de Kaimal [1972] en noir. Cas instables. Campagne STRASSE.

Mais cette hypothèse est à prendre avec précaution, car nous observons des moyennes de cospectres, donc cette 'anomalie' n'est peut être pas physique. Nous éclaircirons ce point dans le *Chapitre 6* en tentant d'améliorer la méthode EC. Nous appliquerons un filtre passe-bas aux fluctuations pour justement enlever la composante possiblement présente dans les basses fréquences du calcul du flux, qui ne seraient pas des mouvements turbulents purs.

4.3.3.2 Cospectres $Ct_{son}w$

Les cospectres des fluctuations de température $C_{t_{son}w}$ des données OCARINA pour STRASSE et AMOP en conditions instables sont présentés *Figure 4.12, 4.13 et 4.14*. Cette fois nous montrons les cospectres des deux campagnes, car il y a une différence de comportement, notamment pour les cas les plus proches de la neutralité.

Pour les deux campagnes, contrairement à C_{uw} , les pics principaux des cospectres de température ne semblent pas se décaler en fréquence lorsque l'instabilité augmente. Il n'y pas de dépendance de la fréquence du pic avec la stabilité, ce qui rejoint les prédictions du modèle, qui à nouveau, comme décrit dans les *équations 4.10* et *4.11*, est indépendant de la stabilité. Enfin, la fréquence du pic des observations, qui contribuent le plus au flux final, est en accord avec les résultats de *Kaimal*.

Par contre, nous notons une grande dépendance de l'amplitude des pics avec la stabilité. En effet, l'amplitude du pic principal des cospectres diminue lorsque l'instabilité augmente (plus visible avec les données STRASSE), et globalement, l'amplitude de tous les cospectres des observations est plus élevée que le modèle.

Dans les deux campagnes, comme pour C_{uw} , il n'y a plus d'énergie aux hautes fréquences, les cospectres convergent et tendent vers zéro. Et à nouveau, aux basses fréquences normalisées ($f\,z/\overline{U} < 0.02$), le modèle de *Kaimal* ne prévoit plus d'énergie, alors que dans nos observations ce n'est pas le cas. En effet, il reste de l'énergie, et celle-ci pourrait contribuer au flux. On observe même un minimum local puis une ré-augmentation lorsqu'on se déplace vers les basses fréquences (*Figure 4.12 gauche*), comme la signature d'un changement d'échelle. Pour les cas les plus instables, qui sont présentés *Figure 4.13 f.)*, la cohérence aux basses fréquences augmente même jusqu'à dépasser la valeur du pic principal. Cependant, les conclusions concernant le tendances aux faibles valeurs de $f\,z/\overline{U}$ sont à prendre avec précaution, car comme nous l'avons déjà évoqué, elles peuvent être non

physiques et liées au couplage de la faible densité de points de mesures aux basses fréquences et des moyennes effectuées sur les cospectres.

La principale différence entre les deux campagnes, concerne les cas les moins instables. Pour STRASSE, dans les deux gammes de R_b les plus proches de la neutralité (courbes bleue et verte *Figure 4.12* gauche et *Figure 4.13 a. et b.*), on peut observer un minimum local très marqué. Pour $0.06 < f\,z/\overline{U} < 0.09$, $C_{t_{son}w}$ chute à zéro. Pour AMOP, *Figure 4.14 a.*, l'allure du cas le plus proche de la neutralité ($0 > R_b > -0.01$) diffère grandement des deux autres cas. Le cospectre des observations est très variable. Il suit assez bien le modèle aux basses fréquences, pour $f\,z/\overline{U} < 0.003$, et aux hautes fréquences, pour $f\,z/\overline{U} > 0.4$. Mais entre les deux, l'amplitude des observations est inférieures à celle du modèle, comparée aux deux autres cas.

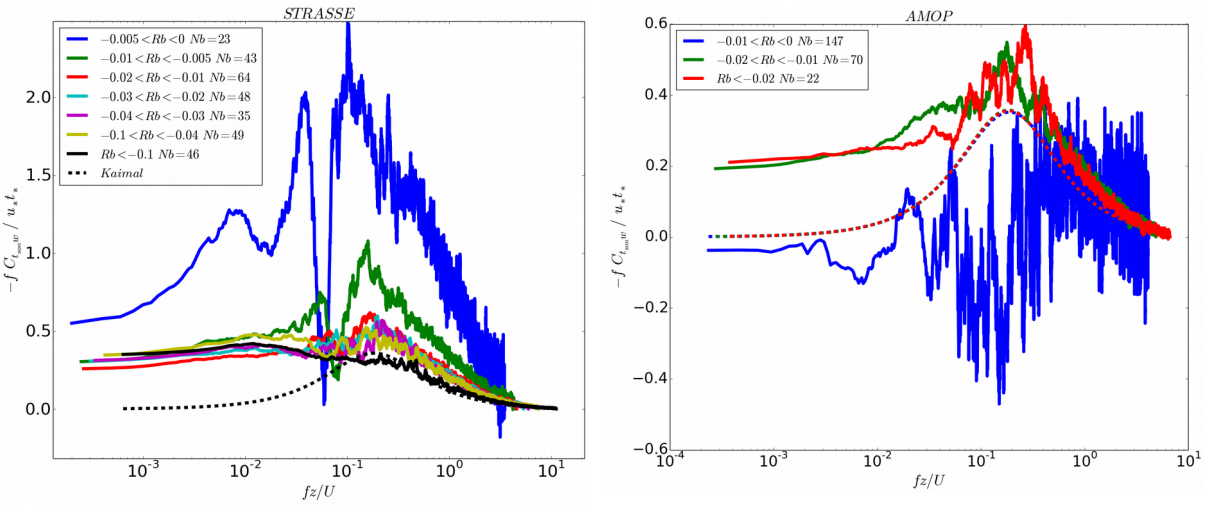

Figure 4.12: Cospectres pour $t_{son}w$ en fonction de la fréquence, moyennés par bins de R_b, pour les cas instables (R_b <0). La courbe en tirets noirs est le modèle de Kaimal [1972]. Les cospectres et la fréquence sont normalisés. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite.

Finalement, en conditions instables, la fréquence du pic des cospectres de température ne dépend pas de la stabilité, contrairement aux spectre du vent, en accord avec le modèle de *Kaimal*. Par contre, globalement, l'amplitude diminue avec l'augmentation de la stabilité. Nous remarquons à nouveau une potentielle signature d'une séparation d'échelle aux basses fréquences.

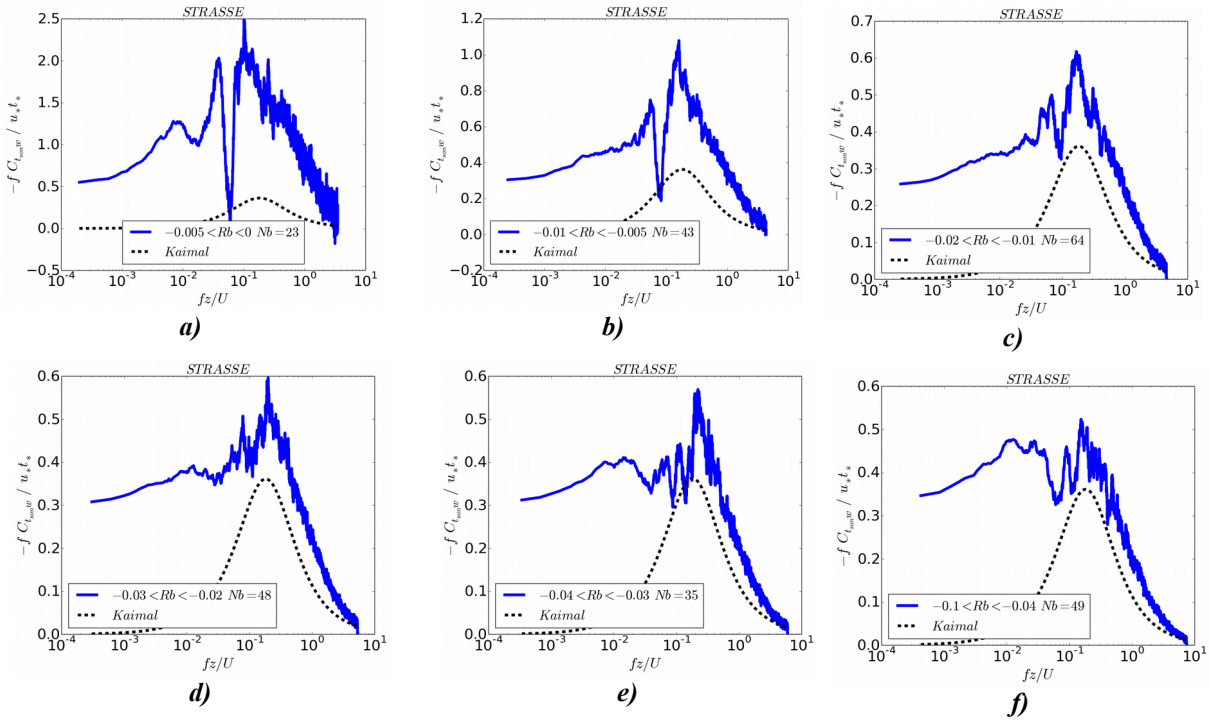

Figure 4.13: Cospectres de $t_{son}w$ séparés pour chaque bin de R_b, en bleu (a, b, c, d, e, f, et g dans l'ordre du Tableau 4.1) avec le modèle de Kaimal [1972] en noir. Cas instables. Campagne STRASSE.

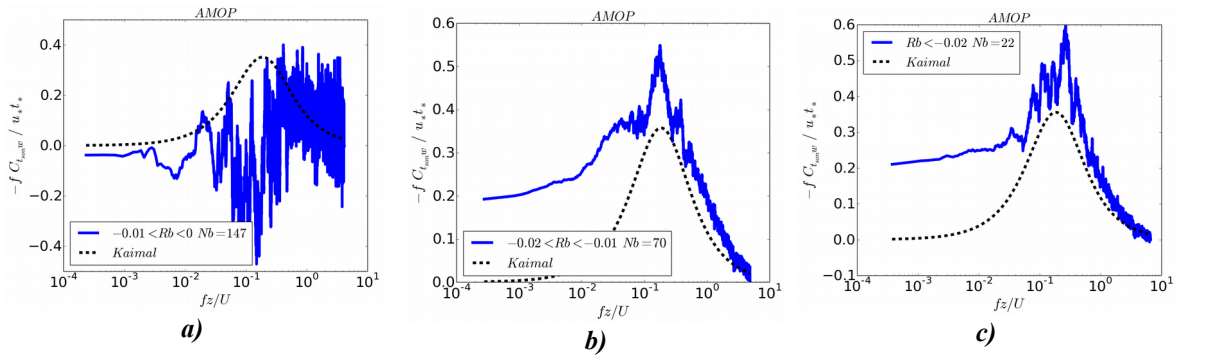

Figure 4.14: Cospectres de $t_{son}w$ séparés pour chaque bin de R_b, en bleu (a, b, c dans l'ordre du Tableau 4.2) avec le modèle de Kaimal [1972] en noir. Cas instables. Campagne AMOP.

4.3.4 Cas stables

N'ayant pas rencontré des cas de stratification stables durant la campagne STRASSE, les cas suivants proviennent essentiellement de la campagne AMOP.

4.3.4.1 Cospectres C_{uw}

Les cinq cospectres de C_{uw} pour les cas stables sont présentés *Figures 4.15 et 4.16 (a. à e.)*. Nous retrouvons des tendances similaires aux cas instables. Les cospectres ont des formes de gaussienne, ils convergent et tendent vers zéro aux hautes fréquences, ce qui n'est pas le cas aux basses fréquences, où il semble rester toujours un peu d'énergie. Un minimum local est encore visible aux basses fréquences. L'amplitude des cospectres augmente avec la stabilité et est toujours supérieure à celle prédite par le modèle de *Kaimal*. Enfin, le pic des cospectres qui contribue le plus au flux se déplace légèrement vers les hautes fréquences avec la stabilité. Ce dernier point est prévu dans le modèle de *Kaimal*, contrairement aux conditions instables, mais il est moins marqué que dans nos observations. Mais à part pour le cas de plus forte stabilité (*Figure 4.16 e.*) où R_b >0.1, l'énergie dans les cospectres est centré à des valeurs de fréquences normalisées $f\,z/\overline{U}$ plus élevées que prévu par le modèle de *Kaimal*.

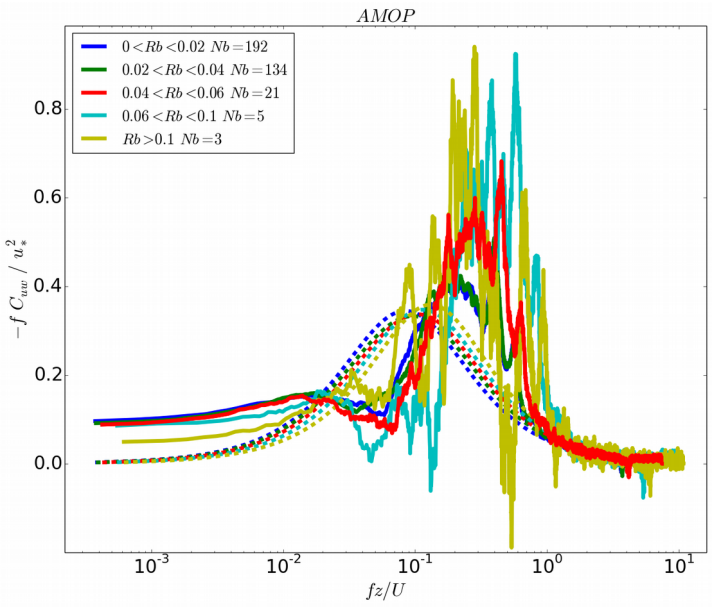

Figure 4.15: Cospectres pour uw en fonction de la fréquence, moyennés par bins de R_b, pour les cas stables (R_b > 0). Les courbes en tirets sont celles du modèle de Kaimal [1972]. Les cospectres et la fréquence sont normalisés. Campagne AMOP.

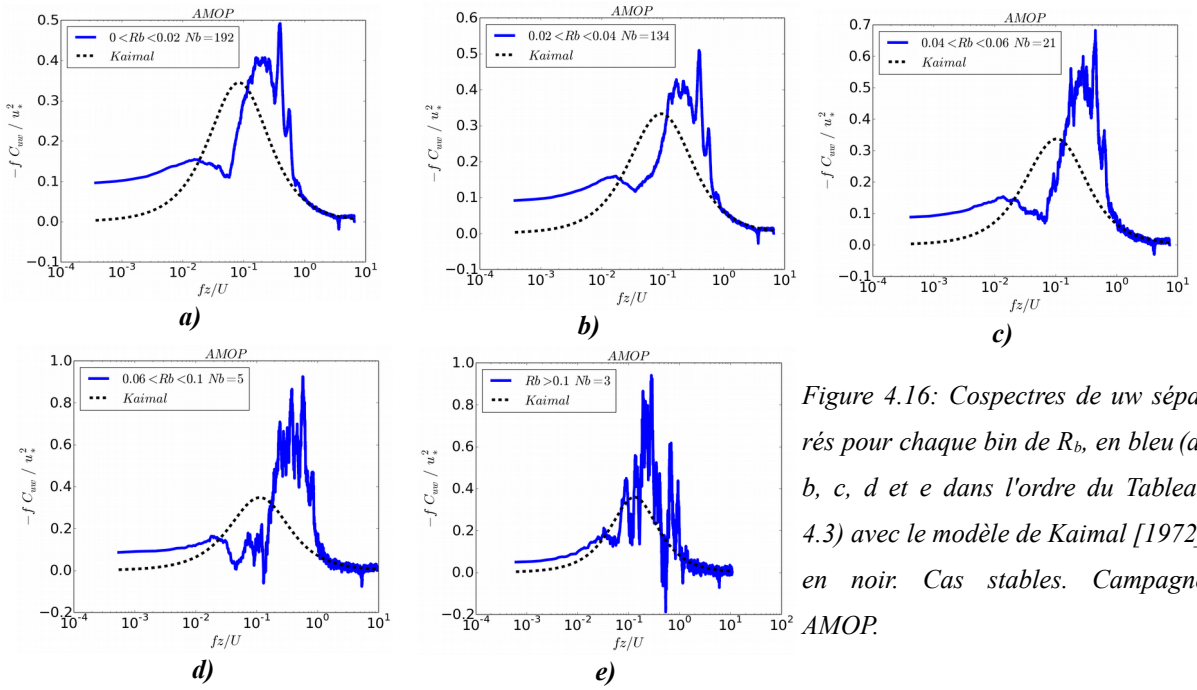

Figure 4.16: Cospectres de uw séparés pour chaque bin de R_b, en bleu (a, b, c, d et e dans l'ordre du Tableau 4.3) avec le modèle de Kaimal [1972] en noir. Cas stables. Campagne AMOP.

4.3.4.2 Cospectres $Ct_{son}w$

Les cospectre $C_{t_{son}w}$ en conditions stables sont visibles *Figures 4.17 et 4.18*. Globalement, les cospectres sont très proches du modèle. Les fréquences du pic augmentent légèrement avec la stabilité, comme prévu par le modèle. Mais contrairement à toutes les autres situations présentées jusqu'à maintenant, l'énergie des cospectres est inférieure à celle du modèle. Le modèle prévoit des flux plus importants que les observations. Mais comme pour les cospectres $C_{t_{son}w}$ en conditions instables, l'énergie du cospectre des observations est dépendante de la stabilité. Plus précisément, l'énergie augmente avec la stabilité.

La forme du pic en 'cloche' est moins bien définie et montre une forte variabilité autour de sa valeur maximale. Le minimum local observé précédemment est plus difficilement identifiable, mais nous constatons encore que la covariance n'est pas nulle au basse fréquences. On peut noter que comme dans les cas stables de C_{uw} , pour le cas le plus stable (R_b >0.1, *Figure 4.18 e.*), le modèle et les observations sont très proches.

Ainsi, comme nous pouvions le prévoir du fait des différences de conditions expérimentales entre nos campagnes et l'expérience *Kansas* à la base des travaux de *Kaimal*, nos cospectres normalisés présentent des divergences avec le modèle de *Kaimal*, sauf pour $C_{t_{son}w}$ en conditions stables.

Nous retenons donc que quelles que soient les conditions de stabilité, le pic de maximum d'énergie des cospectres de la composante longitudinale du vent C_{uw} , qui contribue le plus aux flux finaux calculés par la méthode EC, est très dépendant de la stabilité. La fréquence du pic augmente avec |Rb|. Ce n'est pas le cas pour $C_{t_{son}w}$. De plus, nous retrouvons toujours un peu d'énergie dans les basses fréquences. Ceci pourrait contribuer au flux, séparé du pic principal par un minimum local, que l'on observe surtout dans les cospectres C_{uw} . Ces deux observations nous amènent à penser que deux échelles distinctes caractéristiques de mouvements de natures différentes pourraient être présentes dans les segments de 1100 sec que l'on utilise pour estimer les flux. Le pic principal dans les cospectres serait la signature des mouvements turbulents purs, et l'énergie aux basses fréquences, séparée par le minimum local, serait la signature de mouvements méso-échelles, que l'on ne devrait pas prendre en compte dans le calcul des flux turbulents. Ce raisonnement nous a poussé à tenter d'améliorer les conditions d'application de la méthode EC en filtrant les basses fréquences des fluctuations. Nous présenterons cette amélioration de la méthode EC dans le *Chapitre 6*.

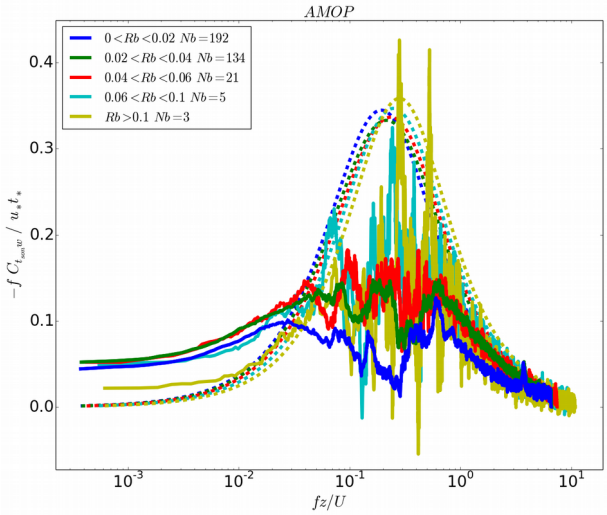

Figure 4.17: Cospectres pour tsonw en fonction de la fréquence, moyennés par bins de R_b, pour les cas stables (R_b > 0). Les courbes en tirets sont celle du modèle de Kaimal [1972]. Les cospectres et la fréquence sont normalisés. Campagne AMOP.

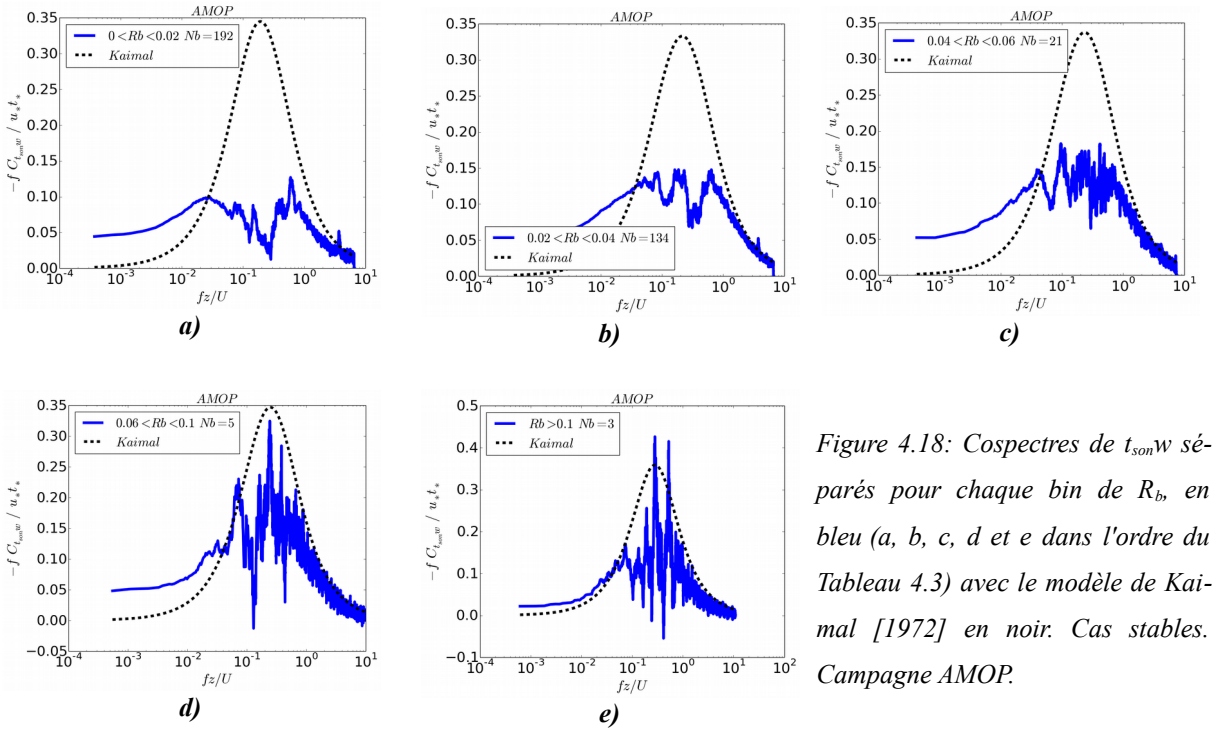

Figure 4.18: Cospectres de $t_{son}w$ séparés pour chaque bin de R_b, en bleu (a, b, c, d et e dans l'ordre du Tableau 4.3) avec le modèle de Kaimal [1972] en noir. Cas stables. Campagne AMOP.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé les hypothèses de base de la turbulence afin de vérifier les conditions d'applicabilité des méthodes de calcul des flux à nos jeux de données des campagnes STRASSE et AMOP. Puis nous avons réalisé une étude sur les cospectres des fluctuations afin d'analyser les échelles qui contribuent aux flux. Nous avons comparé eau modèle analytique de cospectres normalisés proposé par *Kaimal et al.* [*1972*] pour des mesures en zone continentale.

Les conclusions principales sont les suivantes :

Nous avons vérifié que la loi de *Kolmogorov* qui prévoit une décroissante du spectre des fluctuations de vents avec la fréquence à la puissance -5/3 est bien vérifiée dans la gamme de fréquence [3-8 Hz]. En revanche, les spectres de température issus de nos données ne respectent pas cette loi, que ce soit pour la campane AMOP ou la campagne STRASSE. Nous n'avons pas trouvé l'explication à ce phénomène. Mais comme la loi de *Kolmogorov* est vérifiée pour le vent mais pas la température, et que c'est le même instrument qui mesure les deux paramètres, nous privilégions une potentielle mauvaise estimation de la décroissance du spectre par la théorie : la pente du spectre de température n'est peut-être pas égale à -5/3.

Un deuxième résultat sur les propriétés de la turbulence concerne l'isotropie: Nous avons vérifié que la turbulence durant STRASSE et AMOP est bien isotrope, verticalement et horizontalement, dans la bande [3-8 Hz] du sous-domaine inertiel.

Le troisième résultat concerne la vérification de la cohérence des taux de dissipation pour le vent et la température à partir de deux approches différentes: les fonctions de structure à l'ordre trois et les spectres des fluctuations. Les résultats sont en très bon accord pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε_u, et un peu moins pour le taux de destruction de la demi-variance de température ε_{tson} pour lequel nous constatons biais et dispersion dans les comparaisons. De plus, nous avons montré que les taux de dissipations sont très dépendants de la bande de fréquence utilisée du spectre des fluctuations. Il apparaît que ε_u est plus stable selon le choix de la bande de fréquence que ε_{tson}. Ces comparaisons des taux de dissipation entre deux méthodes nous permettent de valider le choix de calculer ε_u et ε_{tson} dans les plages [4-6 Hz] et [3-4 Hz] respectivement. Nous garderons ces bandes spectrales pour la suite dans l'application de la méthode ID.

Mais globalement, nous trouvons que les deux estimations de ε concordent. Ainsi, par la suite, on pourra interpréter les différences possibles entre les estimations de flux de la méthode ID avec les autres méthodes, comme non dues à des erreurs dans l'estimation du taux de dissipation ε dans IDM, mais dues à des erreurs dans les hypothèses de départ dans l'équation de l'énergie cinétique (TKE) elle-même, en particulier une possible contribution significative du terme d'imbalance Φ_{imb}, qui se réfère à la somme des termes de pression et de diffusion verticale de TKE. Certains auteurs comme *Taylor and Yelland* [*2000*] considèrent que le terme d'imbalance Φ_{imb} n'est pas requis dans l'équation TKE, alors que d'autres, comme *Dupuis et al.* [*1997*], considèrent, au contraire, que le terme d'imbalance devrait être paramétré comme une fonction du paramètre de stabilité z/L. Cette question sera traitée dans le *Chapitre 6*.

Les deux estimations des taux de dissipation nous ont par ailleurs permis de calculer les constantes de *Kolmogorov* et de *Corrsin*. Pour STRASSE, C_α=0.521 ± 0.118 et pour AMOP, C_α=0.526 ± 0.124, soit des valeurs cohérentes avec la valeur de 0.55 communément admise. En revanche, nos résultats indiquent un comportement inattendu de la constante de *Corrsin* avec, lorsqu'on est dans des conditions très proches de la neutralité (très faiblement instable ou très faiblement stable) une valeur très fortement variable avec la stabilité et très éloignée de la valeur communément admise . Par contre, pour les situations s'éloignant de la neutralité,

nous retrouvons que C_θ tend vers une constante. Ainsi, nous pouvons définir à partir de nos données une constante de *Corrsin* pour certaines plages de stabilité. Pour STRASSE, C_θ=0.79 ± 0.16 pour R_b<-0.04. Pour AMOP, C_θ=0.97 ± 0.27 pour R_b<-0.023 et R_b>0.04. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec les valeurs communément admises dans la littérature.

Enfin, la dernière série de conclusions de ce chapitre concerne l'analyse des cospectres de fluctuations, selon la méthodologie proposée par *Kaimal* [*1972*] pour normaliser la densité spectrale des cospectres et la fréquence. Cette analyse permet d'identifier les échelles qui contribuent majoritairement au flux estimé par la méthode EC. Nous avons analysé les cospectres C_{uw} et $C_{t_{son}w}$, pour les cas stables et instables, moyennés par gamme de stabilité. Nos résultats indiquent que quelles que soient les conditions de stabilité, le domaine de fréquence qui contribue le plus à l'énergie totale du cospectre C_{uw} et donc au flux estimé par covariances est très dépendant de la stabilité, avec une augmentation avec |Rb| de la fréquence normalisée du pic du cospectre C'est un résultat très différent des résultats de *Kaimal* qui n'a pas mis en évidence une aussi forte sensibilité à la stabilité.

Nous avons également mis en évidence, aussi bien sur les cospectres de vent que sur ceux de température, un minimum local séparant le pic principal, de la partie basse fréquence des cospectres. Ce minimum pourrait être la signature d'un 'trou spectral', séparant deux échelles distinctes caractéristiques de mouvements de nature différente, contribuant aux covariances : aux basses fréquences, des mouvements méso-échelles, et aux fréquences plus hautes des mouvements purement turbulents, caractérisées par le pic principal des cospectres.

Si on pose l'hypothèse que la contribution méso-échelle ne devrait pas être prise en compte dans le calcul des flux turbulents par covariance, cette échelle de coupure est un élément qui nous permet de nous guider pour l'adaptation de la méthode EC en filtrant les basses fréquences des fluctuations (voir *Chapitre 6)*.

En résumé, les analyses présentées dans ce chapitre montrent que les données OCARINA obtenues durant les deux campagnes de mesure AMOP et STRASSE sont de qualité suffisantes pour estimer et étudier les flux turbulents à l'interface océan-atmosphère. En effet, les principales hypothèses de base de la turbulence ont pu être vérifiées, ce qui valide l'application des différentes méthodes de calcul des flux. Ainsi, au *Chapitre 5*, nous comparerons les flux estimés par les différentes méthodes présentées dans le *Chapitre 3* en

ayant en mémoire que les principales hypothèses de base d'utilisation des méthodes EC et ID sont validées.

Chapitre 5 : Comparaison des flux turbulents estimés avec les méthodes de référence

5.1 Introduction

Nous avons vu au *Chapitre 3* que quatre méthodes étaient disponibles pour estimer les flux. Au *Chapitre 4* nous avons discuté de la validité de certaines hypothèse de la turbulence pour appliquer les méthodes. Il s'agit dans ce chapitre de comparer les flux turbulents calculés à partir des quatre méthodes. Nous présenterons les flux turbulents de quantité de mouvement (à travers le paramètre vitesse de frottement u_*), de flottabilité (Hs_v), le paramètre de stabilité de *Monin-Obukhov* z/L, et les coefficients d'échange pour le vent C_D et la température C_H, pour les différentes méthodes que nous avons étudiées durant la thèse : la méthode des covariances (EC), la méthode spectrale (ID), la méthode bulk et la méthode des profils. Nous avons réalisé les comparaisons pour la campagne STRASSE et AMOP avec les données d'OCARINA. Les données récoltées par le mât flux durant STRASSE ne sont pas de très bonne qualité, c'est pourquoi nous ne les présenterons que brièvement.

Dans ce chapitre, les méthodes de calcul sont appliquées à partir de méthodes décrites dans le *Chapitre 3,* et qu'on appellera dans la suite 'méthodes de référence'. En théorie, les estimations des flux par des méthodes indépendantes devraient nous donner les mêmes résultats. Dans la pratique, ce n'est pas le cas. Notamment pour l'estimation de flux air-mer à partir de mesures réalisées sur plateforme mobile. Notre objectif est de déterminer quelle méthode permet d'obtenir les flux les plus exacts possibles. Théoriquement, la méthode EC est l'estimation la plus directe des flux, et devrait donc être la plus fiable. Nous faisons ici l'hypothèse que si deux méthodes indépendantes donnent des résultats suffisamment proches, nous pouvons maximiser notre confiance dans la précision des flux calculés.

Après un rappel sur les choix des configurations de référence, nous présenterons un aperçu global de u_*, Hs_v et z/L pour les trois méthodes, puis nous comparerons plus en détails les méthodes deux à deux.

5.2 Rappel sur les configurations de référence

Les configurations de 'références' des méthodes que nous utilisons ici sont les plus proches de la théorie. Ce sont les configurations généralement utilisées dans la littérature et qui doivent permettre d'obtenir une convergence des estimations des flux.

Nous rappelons que pour EC_réf, les covariances sont calculées à partir des fluctuations turbulentes non filtrées, avec des séries temporelles de 1100 secondes.

La méthode ID_réf est appliquée en imposant la nullité du terme d'imbalance (Φ_{imb} = 0) dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente, comme souvent utilisé dans la littérature. Les taux de dissipation ε_u et ε_{tson} sont calculés dans les bandes spectrales [4-6 Hz] et [3-4 Hz] respectivement. Pour ID, nous avons montré dans le *Chapitre 4* que l'estimation des taux de dissipation semble correcte pour le vent, et moins précise pour la température. Enfin, la méthode ID est initialisée par la méthode bulk.

Pour la méthode bulk, la longueur de rugosité de surface z_0 est déterminée par la paramétrisation de *Smith* [*1988*], qui dans un premier temps semble la plus adaptée pour nos conditions de mesure, c'est à dire en océan ouvert avec de la houle dominante (voir *Chapitre 8*). De plus, la SST prise en compte est la SST skin, estimée à partir de la SST mesurée par OCARINA à 15 cm sous la surface et ramenée à la température de surface des premiers micromètres de l'océan, en prenant en compte les échanges avec l'atmosphère Pour passer de la SST mesurée par OCARINA à la SST « skin », nous avons utilisé le modèle fourni dans l'algorithme COARE3.0 [*Fairall et al., 2003*]. Comme nous le verrons dans le *Chapitre 7*, sur les deux campagnes, la SST skin est en général inférieure de quelques dixièmes de dégrées à la SST à 15 cm sous la surface, notamment à cause des pertes de chaleur dues aux flux de chaleur sensible et latent.

Nous appliquons les méthodes selon ces configurations comme base de comparaison qui nous permettra par la suite d'affiner les méthodes, soit en améliorant leur convergence, soit en essayant de comprendre les causes de leur divergence.

Pour alléger la notation, nous désignerons dans ce chapitre les méthodes seulement par leur nom (ID, EC ou bulk) : cela désignera implicitement les méthodes dites de 'références' (ID_réf, EC_réf ou bulk_réf).

5.3 Vu générale entre les estimations des flux

Sur la *Figure 5.1*, nous avons représenté les vitesses de frottement pour tous les cas durant la campagne STRASSE (en haut) et AMOP (en bas), estimées par les trois méthodes. Les gammes de u_* sont très proches entre les deux jeux de données. Pour les trois méthodes confondues, u_* varie de 0.053 $m.s^{-1}$ à 0.352 $m.s^{-1}$ pour STRASSE, et de 0.03 $m.s^{-1}$ à 0.4 $m.s^{-1}$ durant AMOP (*Annexe 2, Tableaux 2 et 4*). La première impression est que la méthode EC est celle qui fournit des valeurs de u_* les plus fortes par rapport à ID et à la méthode bulk. Inversement, la méthode ID est celle qui fournit les valeurs de u_* les plus faibles, quelle que soit la campagne. Les méthodes EC et bulk semblent donner les estimations les plus proches. L'écart entre les résultats du couple EC-bulk et ID paraît le plus important pour les conditions de vent le plus fort, relativement à la moyenne de la campagne, comme on le voit par exemple dans les 20 premiers échantillons de STRASSE, où le vent est supérieur à 6.5 $m.s^{-1}$ (voir *Chapitre 3*).

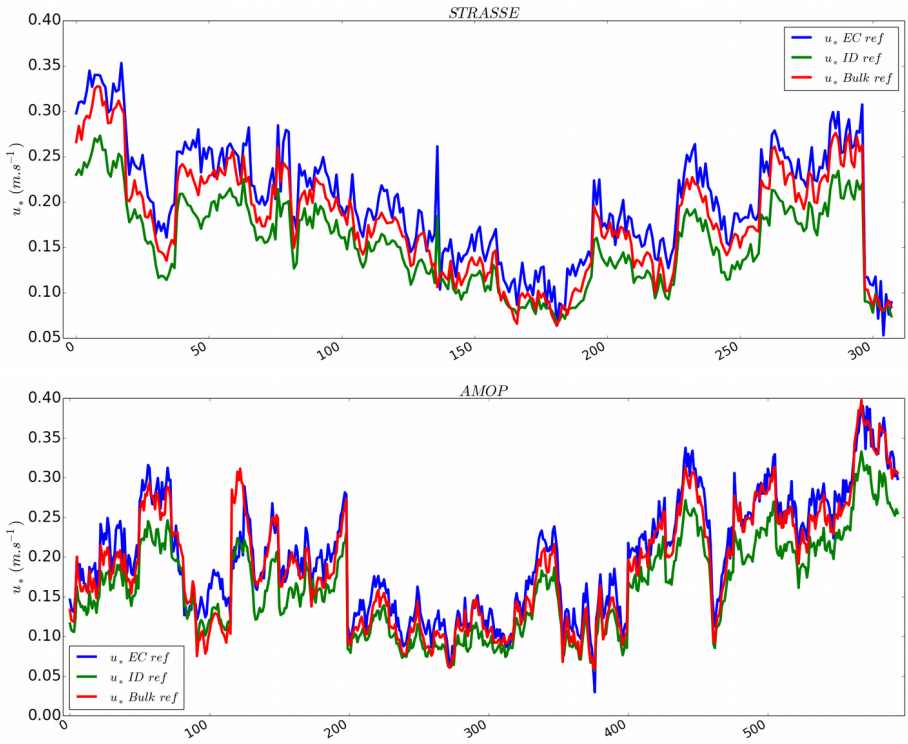

Figure 5.1: u_* estimé par la méthode EC (bleu), ID (vert) et bulk (rouge) dans leur configuration de référence. Campagne STRASSE en haut et AMOP en bas.

Pour le flux de flottabilité (*Figure 5.2*), les deux campagnes sont très différentes. Durant AMOP, nous avons rencontré des conditions de stratifications stables et instables, alors qu'elles ont été constamment instables durant STRASSE, mais globalement, Hs_v n'est pas très élevé. Ainsi, Hs_v(pour AMOP) est compris entre -23.70 W.m-2 et 19.75 W.m-2 et Hs_v(pour STRASSE) est compris entre 5.7 W.m-2 et 22.60 W.m-2, pour les trois méthodes confondues. Les tendances ne sont pas tout à fait les mêmes suivant la campagne. Pour STRASSE, c'est l'estimation bulk qui est la plupart du temps la plus élevée, et la méthode ID donne toujours le résultat le plus bas. Comme pour u_*, dans la majorité des cas, les calculs EC et bulk sont les plus proches et à première vue semblent différer le plus avec ID lorsque les conditions de stratification sont les plus instables. Avec les données AMOP, la *Figure 5.2 bas* ne permet pas d'établir d'observation claire, aucune des méthodes ne semblent à première vue surestimer totalement les autres.

Enfin pour le paramètre de stabilité z/L (*Figure 5.3*), qui par définition est proportionnel aux deux paramètres précédents, les estimations ID et bulk s'accordent le mieux, et sont supérieures en valeur absolue à celles de EC lors de STRASSE, où z/L est dans la plage [-0.13;0]. Durant AMOP, z/L appartient à [-0.07;0.32]. Nous avons la méthode bulk et EC qui paraissent converger le plus, et les |z/L| sont presque toujours inférieurs à |z/L| ID.

Par la suite, nous comparons plus précisément les méthodes deux par deux. Nous comparons successivement les valeurs de u_*, Hs_v, z/L, C_{D10N} et C_{H10N} calculées par les trois (ou quatre) méthodes d'estimation des flux, soit la méthode de corrélation (EC), la méthode inertio-dissipative (ID), la méthode bulk et la méthode des profils (pour la campagne STRASSE uniquement). Les différentes statistiques de ces comparaisons sont regroupées dans les *Tableaux 1 et 3, Annexe 2.*

Il faut noter que les conditions de vent sont assez proches entre AMOP et STRASSE. La plage de U_{10N} est un peu plus importante durant AMOP. Pour STRASSE, U_{10N} varie de 2.00 $m.s^{-1}$ jusqu'à 9.24 $m.s^{-1}$, et de 1.87 $m.s^{-1}$ jusqu'à 10.86 $m.s^{-1}$ durant AMOP (*Tableaux 2 et 4, Annexe 2*). Ainsi nous retrouvons sensiblement les mêmes comparaisons entre les méthodes avec les données AMOP pour les paramètres du vent, u_* et C_{D10N}.

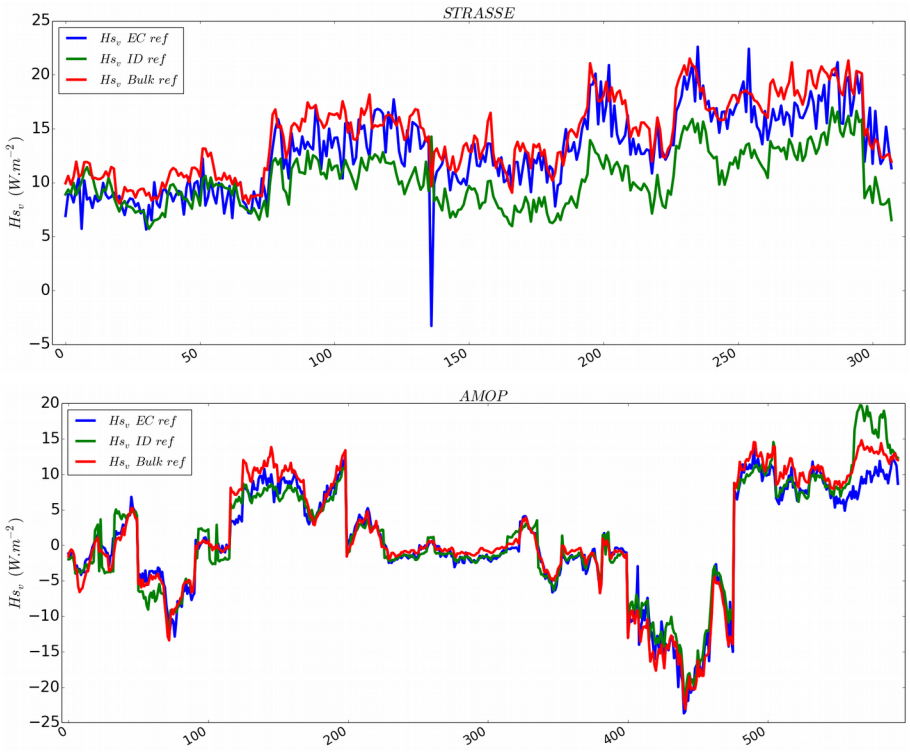

Figure 5.2 : Hs_v estimé par la méthode EC (bleu), ID (vert) et bulk (rouge) dans leur configuration de référence. Campagne STRASSE en haut et AMOP en bas.

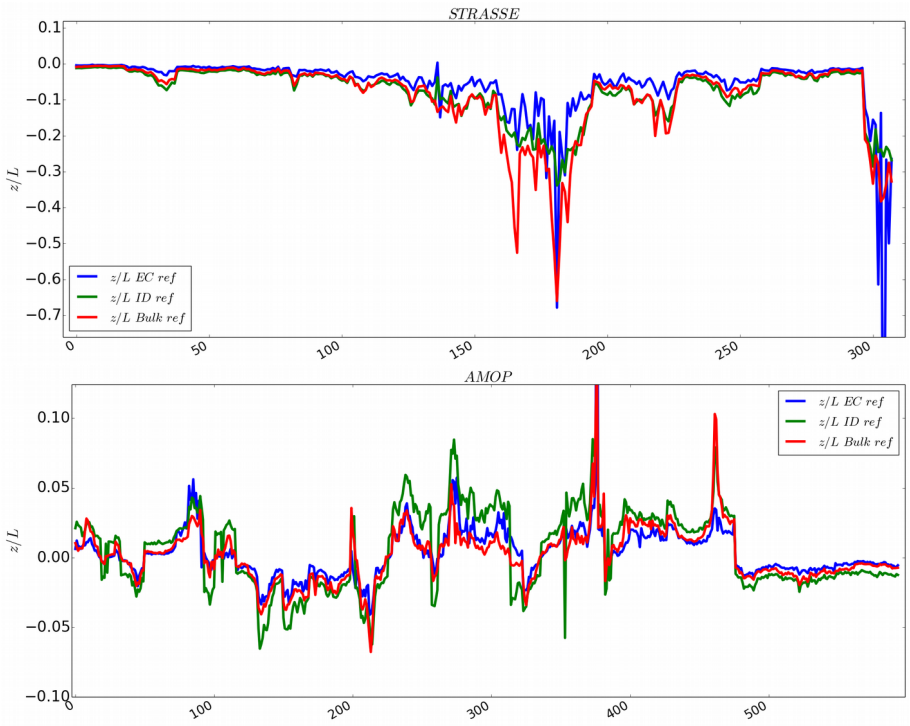

Figure 5.3 : z/L estimé par la méthode EC (bleu), ID (vert) et bulk (rouge) dans leur configuration de référence. Campagne STRASSE en haut et AMOP en bas.

5.4 Comparaison entre les méthode EC et ID

5.4.1 Vitesse de frottement

A la *Figure 5.4 gauche*, nous comparons la vitesse de frottement calculée par la méthode ID et EC avec les données STRASSE. Les estimations des deux méthodes sont très bien corrélées (0.97). Le biais est de -0.047 $m.s^{-1}$ (*Tableau 1, Annexe 2*). La méthode EC surestime u_* par rapport à la méthode ID. La différence entre les deux méthodes augmente avec u_*. En effet, la régression linéaire a une pente de 0.75. L'écart-type de la différence entre u_* EC et u_* ID est assez faible, de 0.0186 $m.s^{-1}$. u_* EC varie de 0.053 $m.s^{-1}$ à 0.353 $m.s^{-1}$ et u_* ID de 0.0675 à 0.273 $m.s^{-1}$. En moyenne sur la campagne STRASSE, u_* EC est de 0.20 $m.s^{-1}$ contre 0.15 $m.s^{-1}$ pour u_* ID (*Tableau 2, Annexe 2*). Ainsi, u_* EC est surestimé de 30.7 % en moyenne par rapport à u_* ID.

Avec les données AMOP (*Figure 5.4 droite*), nous notons une amélioration significative de l'accord entre ID et EC. Le biais et l'écart-type diminuent légèrement (0.039 $m.s^{-1}$ et 0.0176 $m.s^{-1}$ respectivement). La pente de la régression est en augmentation (0.82). L'estimation EC est toujours supérieure à ID, mais la surestimation est moins importante, et tombe à 24 %, (*Tableaux 3 et 4, Annexe 2*)

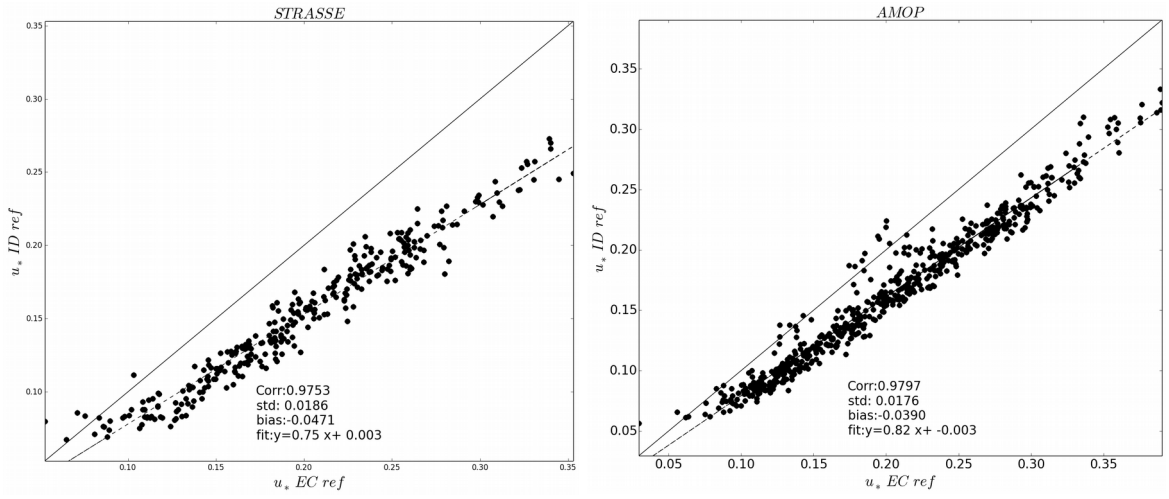

Figure 5.4: Comparaison entre u_* estimée par la méthode ID et la méthode EC dans leur configuration de référence. La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite. Plateforme OCARINA.

5.4.2 Flux de flottabilité

Sur la *Figure 5.5*, nous comparons le flux de flottabilité entre les méthodes ID et EC. Avec les données STRASSE (*Figure 5.5 gauche),* la corrélation entre les estimations des deux méthodes est assez moyenne, de 0.76 (moins bonne que pour les comparaisons de u_*). Globalement l'accord n'est pas très bon. La dispersion est supérieure au cas de u_*, avec un écart-type de 2.43 $W.m^{-2}$ et un biais de -2.70 $W.m^{-2}$ (*Annexe 2, Tableau 1)*, pour un Hs_v moyen d'environ 10 $W.m^{-2}$. La pente de la régression est de 0.51. Hs_v EC est supérieur à Hs_v ID, et la différence augmente avec Hs_v. Pour la campagne STRASSE, l'estimation EC donne un Hs_v de 13 $W.m^{-2}$ et la méthode ID donne un flux moyen de 10.3 $W.m^{-2}$, soit une surestimation de 26 %.

A la *Figure 5.5 droite*, nous comparons le flux de flottabilité entre les méthodes ID et EC pour les données AMOP. La corrélation est très bonne, de 0.96, et est supérieure à celle trouvée pour STRASSE. La dispersion est comparable avec ce que nous avions trouvé pour STRASSE, avec un écart-type de 2.29 $W.m^{-2}$, mais le biais est beaucoup plus faible, de 0.42 $W.m^{-2}$ (*Annexe 2, Tableau 3*). La pente de la régression est de 1. Nous notons une surestimation significative de la méthode ID par rapport à EC pour quelques cas les plus instables ($Hs_v > 14$ $W.m^{-2}$). Pour les cas instables ($z/L < 0$) l'estimation ID donne un Hs_v moyen de 7.36 $W.m^{-2}$ et la méthode EC donne un flux moyen de 6.44 $W.m^{-2}$, soit une surestimation de 14.4 % par rapport à ID. Pour les cas stables, les estimations moyennes de EC et ID de Hs_v sont quasiment les mêmes (*Annexe 2, Tableau 4*).

Les plus grosses différences entre STRASSE et AMOP se trouvent dans les comparaisons entre les méthodes des paramètres liés à la température, Hs_v, z/L et C_{H10N}. En effet, nous rappelons que durant AMOP (voir *Chapitres 3* et *4*), contrairement à STRASSE, nous avons rencontré des conditions de stratification stables et instables de l'atmosphère, ce qui se traduit par des $Hs_v < 0$ et des $z/L > 0$. Il faut noter que la méthode ID ne permet pas de déterminer le signe du flux, c'est à dire le sens de l'échange, de l'atmosphère vers l'océan, ou l'inverse. Nous utilisons le signe de la méthode qui permet d'initialiser la méthode ID, qui dans notre étude est la méthode bulk.

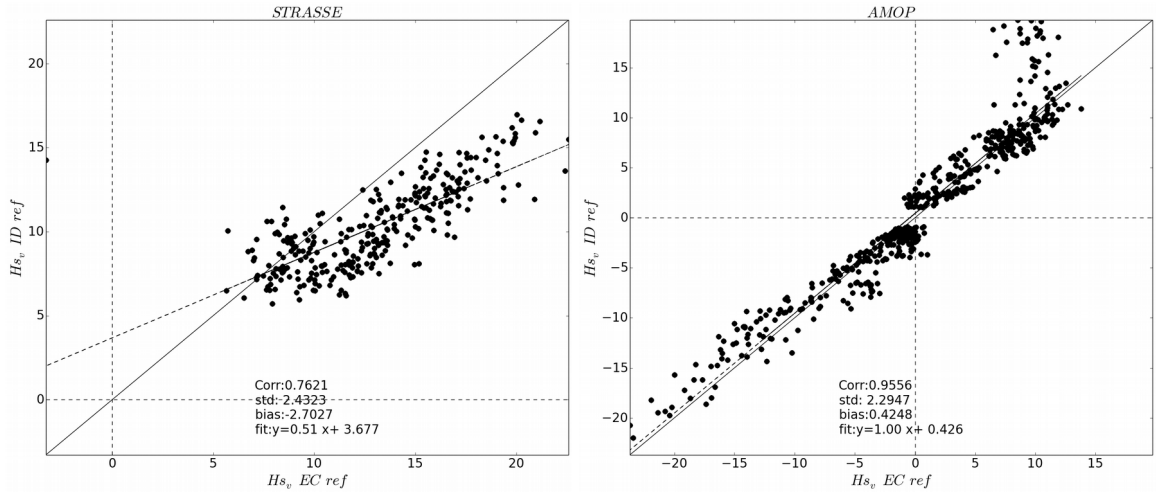

Figure 5.5: Comparaison entre Hs_v estimé par la méthode ID et la méthode EC dans leur configuration de référence (Hs_v est exprimé en $W.m^{-2}$). La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite. Plateforme OCARINA.

5.4.3 Stabilité

Nous avons comparé le paramètre de stabilité de *Monin-Obukhov* z/L, estimé avec les trois méthodes EC, ID et bulk, avec les données de la campagne STRASSE et AMOP. z/L rend compte de la stabilité thermodynamique de l'atmosphère. Nous rappelons que durant STRASSE à l'inverse d'AMOP (voir *Chapitres 3 et 4*), nous n'avons rencontré que des conditions instables, c'est à dire que z/L est inférieur à zéro.

La comparaison entre z/L ID et z/L EC durant STRASSE est visible sur la *Figure 5.6 gauche*. La corrélation entre les deux méthodes est très bonne (0.92). L'écart-type est de 0.0091 et le biais de -0.0162 (*Annexe 2, Tableau 1*). Mais les deux estimations ne sont pas en bon accord car la pente de la régression est de 1.6. Donc la méthode EC surestime z/L par rapport à la méthode ID, et l'écart entre les deux augmente avec l'instabilité, tout comme la dispersion. Sur STRASSE, z/L EC est de -0.0183 en moyenne, soit de 88.5 % supérieur à z/L ID, qui est quant à lui de -0.0345 (*Annexe 2, Tableau 2*)

Pour AMOP, les comparaisons des z/L sont présentées sur les *Figure 5.6 droite*. La dispersion des données est beaucoup plus importante que pour u_* et Hs_v. Nous trouvons un écart-type de 0.0181 et un biais de 0.0019. La corrélation est la moins bonne des trois comparaisons (0.78). Le z/L moyen ID surestime EC de 54 %.

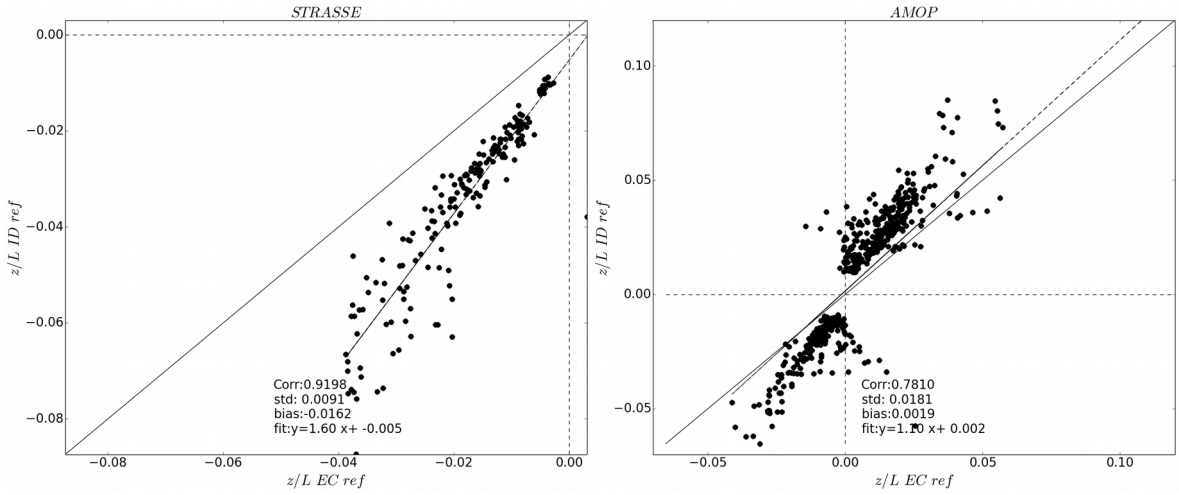

Figure 5.6: Comparaison entre z/L estimé par la méthode ID et la méthode EC dans leur configuration de référence. La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite. Plateforme OCARINA.

5.5 Comparaison entre les méthodes bulk et EC

5.5.1 Vitesse de Frottement

Les méthodes bulk et EC se comparent bien pour les deux campagnes (*Figure 5.7*), contrairement aux comparaisons précédentes avec la méthode ID. Avec les données STRASSE (*Figure 5.7 gauche*), la corrélation est de 0.97. La pente de la régression est de 0.94, et le biais est de -0.0217 $m.s^{-1}$, soit presque deux fois moins qu'entre ID et EC (*Annexe 2, Tableau 1*). Les données sont à nouveau très peu dispersées, avec un écart-type légèrement inférieur, de 0.015 $m.s^{-1}$. Cependant, la méthode EC surestime légèrement la méthode bulk, comme c'était le cas de EC par rapport à ID. Mais contrairement à la comparaison précédente, la différence entre les méthodes est presque constante quel que soit u_*, avec un écart moyen d'environ 0.022 $m.s^{-1}$. En moyenne sur la campagne, ECM surestime u_* de 12 % par rapport à la méthode bulk (*Annexe 2, Tableau 2*).

Pour AMOP, comparé à STRASSE, l'accord entre bulk et EC est meilleur (*Annexe 2, Tableau 3*), avec des pentes des régressions linéaires se rapprochant de 1 (1.01). La méthode EC donne toujours l'estimation la plus élevée de u_* moyen, mais la surestimation est un peu moins importante, de 7 %.

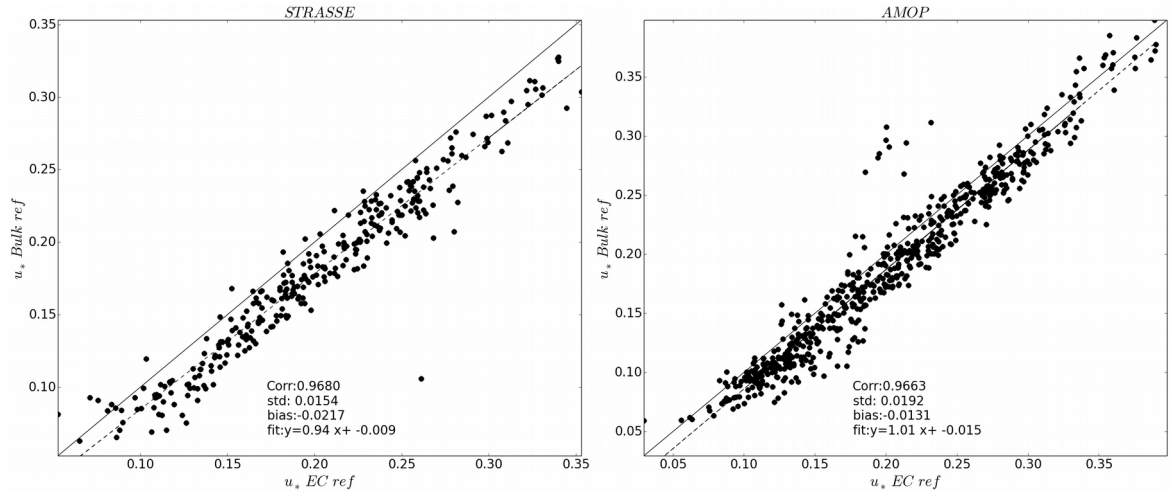

Figure 5.7: Comparaison entre u_* estimée par la méthode Bulk et la méthode EC dans leur configuration de référence. La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite. Plateforme OCARINA.

5.5.2 Flux de flottabilité

Comme pour u_*, les estimations bulk et EC se comparent mieux que les comparaisons faites avec la méthode ID (*Figure 5.12*). La corrélation des données STRASSE est bien meilleure qu'entre ID et EC (0.88), de même que l'écart-type (1.74 $W.m^{-2}$) et le biais (1.4 $W.m^{-2}$). La dispersion est plus faible. Les flux bulk et EC s'accordent assez bien, même si la méthode bulk surestime EC, avec une pente de 0.82 pour la régression linéaire. En moyenne pour toute la campagne, Hs_v bulk est de 14.41 $W.m^{-2}$ en moyenne (*Annexe 2, Tableau 2*), ce qui correspond à une surestimation de 10.8 % par rapport à la méthode EC.

Pour AMOP, Hs_v EC et bulk se comparent bien. La dispersion est inférieure à la comparaison précédente avec un écart-type de 1.67 $W.m^{-2}$. La corrélation est encore meilleure (0.98), et la pente de la régression est de 1.10. Pour les cas instables, la méthode bulk surestime Hs_v EC de 21.4 %.

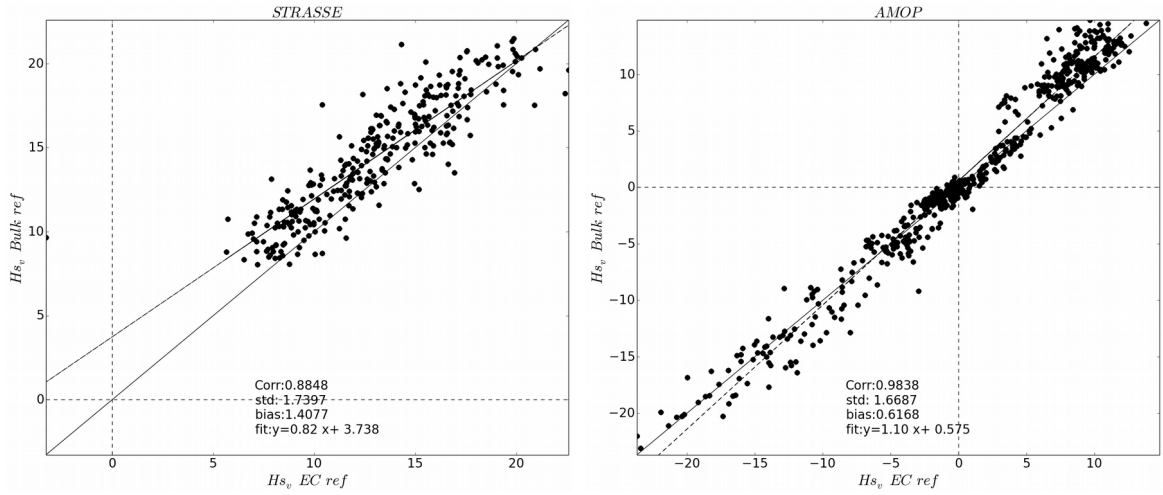

Figure 5.8: Comparaison entre Hs_v estimé par la méthode Bulk et la méthode EC dans leur configuration de référence. La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite. Plateforme OCARINA.

5.5.3 Stabilité

La comparaison du paramètre z/L est présentée *Figure 5.9*. Pour STRASSE, nous retrouvons les mêmes tendances qu'entre ID et EC, à savoir que EC surestime aussi la méthode bulk dans les mêmes proportions. La dispersion et le biais sont un peu plus importants avec un écart-type de 0.0119 et un biais de -0.0112 (*Annexe 2, Tableau 1*). La dispersion augmente avec l'instabilité. Par contre la corrélation a diminué (0.78). L'écart entre z/L bulk et z/L EC est un peu plus faible qu'entre z/L ID et z/L EC, avec une pente de 1.39 pour la régression. Les deux méthodes ne s'accordent pas bien. La méthode EC surestime z/L de 61.4 % par rapport à la méthode bulk, ce qui nous donne un z/L moyen de -0.0295.

Avec les données d'AMOP (*Annexe 2, Tableau 3*), l'accord est meilleur. La corrélation a augmenté (0.84). Nous observons une plus forte dispersion pour les cas stables (z/L > 0). Pour les cas stables, la surestimation de 2.4% de z/L bulk moyen par rapport à z/L EC est peu significative. Par contre, dans les cas instables, la surestimation atteint 36.6 %. Globalement, la méthode bulk prévoit une valeur de z/L plus élevée que la méthode EC.

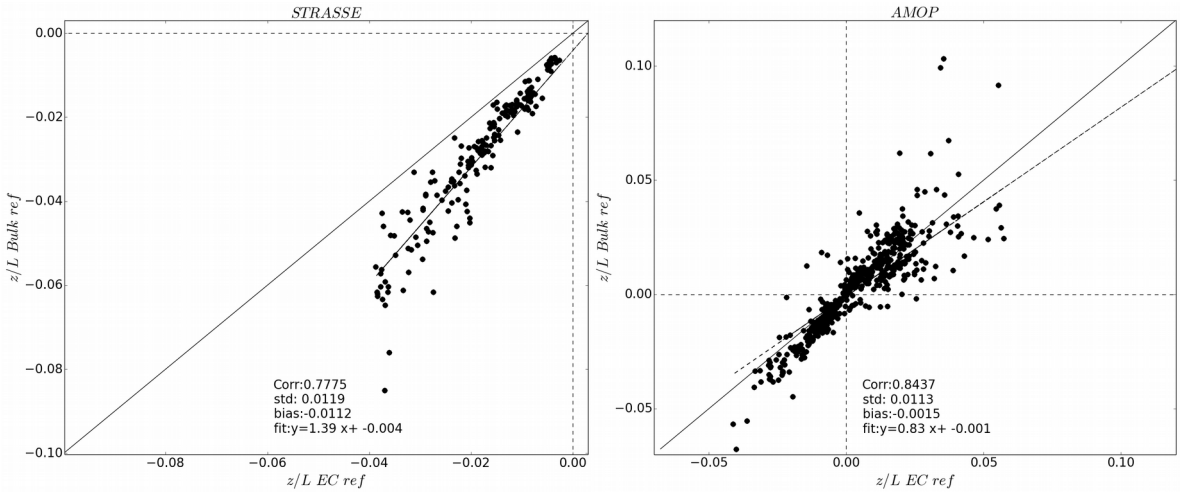

Figure 5.9: Comparaison entre z/L estimé par la méthode Bulk et la méthode EC dans leur configuration de référence. La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite. Plateforme OCARINA.

5.6 Comparaison entre les méthodes bulk et ID

5.6.1 Vitesse de frottement

La comparaison entre les méthodes bulk et ID est présentée à la *Figure 5.7*. Pour STRASSE, les u_* estimés par les deux méthodes sont à nouveau très bien corrélés (0.98). La dispersion est encore très faible, avec un écart-type de 0.015 $m.s^{-1}$ et un biais de 0.025 $m.s^{-1}$ (*Annexe 2, Tableau 1*). Cependant les deux méthodes ne sont pas en accord parfait car la pente de la régression est de 1.24. La méthode bulk surestime u_* par rapport à la méthode ID. Pour les plus petites valeurs de u_* ($u_* < 0.05$ $m.s^{-1}$), les deux méthodes sont en bon accord, mais la surestimation par la méthode bulk augmente avec u_*. Cependant, en moyenne sur toute la campagne, l'écart entre u_* ID et u_* bulk et moins important qu'entre u_* ID et u_* EC. La méthode bulk surestime u_* de 16,6 % par rapport à la méthode ID (*Annexe 2, Tableau 2*).

La comparaison avec les données AMOP est quasiment identique. Contrairement aux autres comparaisons de u_*, c'est la seule qui n'est pas améliorée avec les données AMOP.

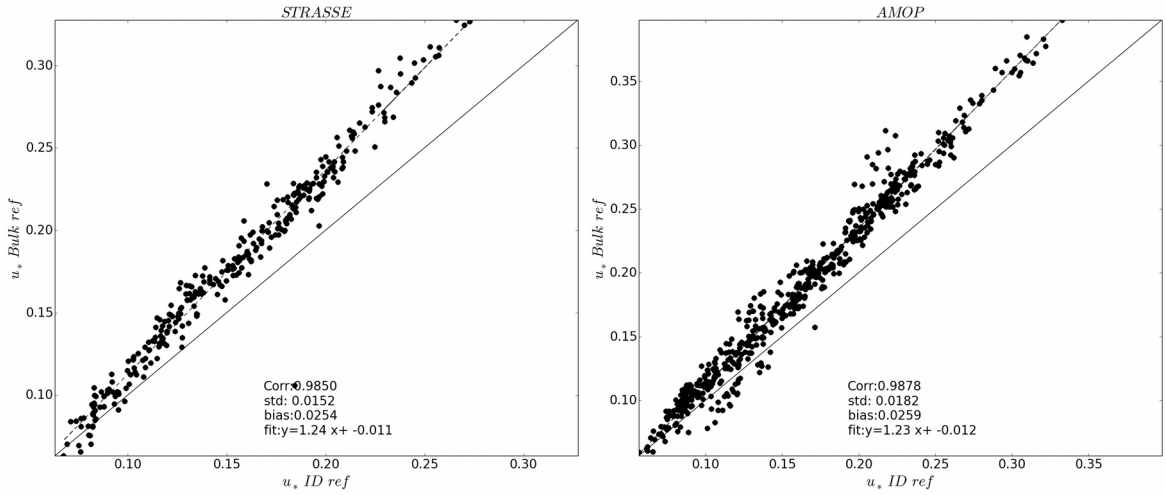

Figure 5.10: Comparaison entre u_* estimée par la méthode Bulk et la méthode ID dans leur configuration de référence. La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite. Plateforme OCARINA.

5.6.2 Flux de flottabilité

Figure 5.11, nous présentons la comparaison entre les méthodes bulk et ID. Les estimations réalisées avec les données STRASSE par les deux méthodes sont assez bien corrélées, avec une corrélation de 0.86 (la plus élevée des trois comparaisons de Hs_v), et l'écart-type de 1.82 $W.m^{-2}$ (*Annexe 2, Tableau 1*) est très proche de celui entre bulk et EC. Cependant, l'accord n'est pas satisfaisant car le biais est important (4.11 $W.m^{-2}$). Hs_v bulk est à nouveau surestimé par rapport à Hs_v ID, et l'écart augmente avec la valeur de Hs_v, comme l'indique la pente de la droite de régression, qui vaut 1.19. Hs_v ID moyen est très sous-estimé par rapport à Hs_v bulk, avec une différence sur la campagne de 40 % (*Annexe 2, Tableau 2*).

Enfin, Hs_v bulk et ID pour AMOP se comparent mieux. La régression a une pente de 1.10 (*Annexe 2, Tableau 3*). Comme avec la méthode EC, la méthode ID est en désaccord avec la méthode bulk pour Hs_v > 14 $W.m^2$. Mais en moyenne sur la campagne, pour les cas stables, les estimations bulk et ID sont quasiment identiques (*Annexe 2, Tableau 4*).

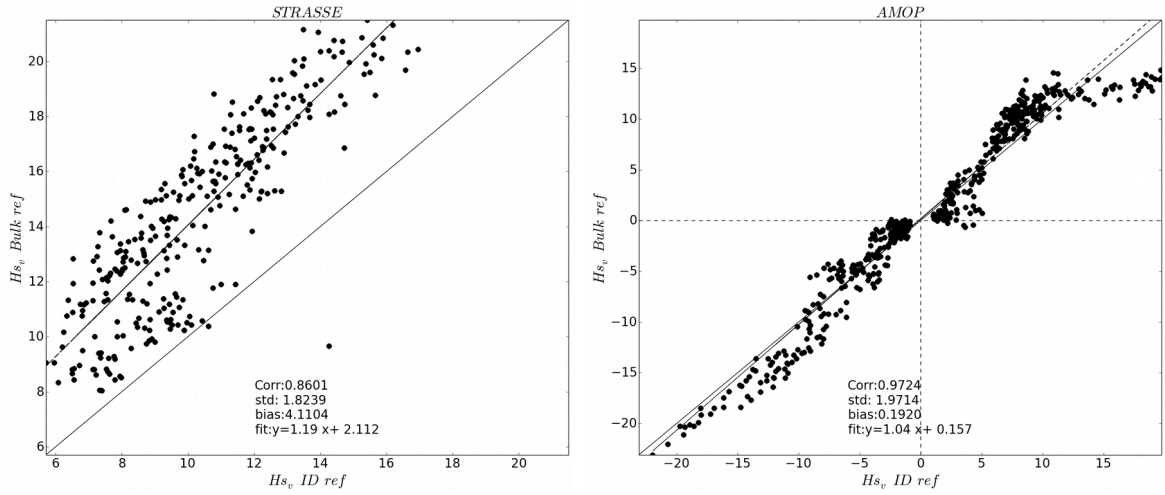

Figure 5.11: Comparaison entre Hs_v estimé par la méthode Bulk et la méthode ID dans leur configuration de référence. La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite. Plateforme OCARINA.

5.6.3 Stabilité

Avec les données STRASSE, les z/L entre bulk et ID se comparent beaucoup mieux que pour les autres comparaisons de z/L, comme on peut le voir sur la *Figure 5.12 gauche*. La corrélation est de 0.89. La dispersion est assez faible (comparée aux autres), avec un écart-type de 0.0083 et un biais de 0.005, même si elle augmente lorsque z/L s'éloigne de la neutralité (z/L = 0). Les deux méthodes s'accordent bien, avec une pente de 0.92 pour la régression, même si z/L bulk est surestimé comparé à l'estimation ID. On note aussi que l'écart croît avec l'instabilité. En moyenne sur la campagne, la méthode bulk surestime z/L de 16.7 % par rapport à la méthode ID.

Pour AMOP (*Figure 5.12 droite*), z/L ID est surestimé par rapport à z/L bulk (*Annexe 2, Tableau 3*). La dispersion est très importante. En moyenne sur la campagne, la surestimation de |z/L| ID par rapport à |z/L| Bulk est de 170 %.

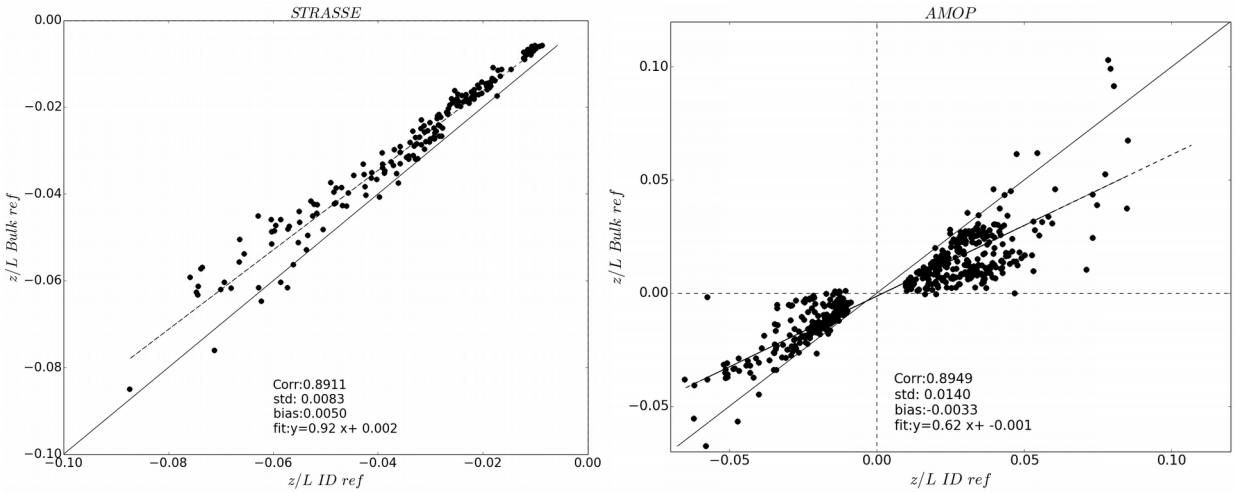

Figure 5.12: Comparaison entre z/L estimé par la méthode Bulk et la méthode ID dans leur configuration de référence. La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite. Plateforme OCARINA.

5.7 Bilan pour u_*, Hs_v et z/L

5.7.1 Vitesse de frottement

Des trois comparaisons pour u_* (EC, ID et Bulk) pour STRASSE, nous avons trouvé le meilleur accord entre les méthodes bulk et EC. En effet, la dispersion en écart-type et le biais sont les plus faibles (0.015 et -0.0217 respectivement), et la régression linéaire est la plus proche de un (0.94). L'écart entre les deux flux est le plus faible, avec une surestimation moyenne sur la campagne de 12 % (rapport entre flux EC et bulk). Les deux méthodes qui se comparent le moins bien sont EC et ID. La dispersion est la plus importante (biais et écart-type les plus grands, -0.047 et 0.019 $m.s^{-1}$ respectivement), et l'écart moyen est le plus important (surestimation de 30 % de la méthode EC par rapport à la méthode ID). Pour les trois méthodes, les u_* moyens sont ordonnés comme suit, u_* EC > u_* bulk > u_* ID.

Même en prenant en compte les résultats de la méthodes des profils (section 5.9), de toutes les comparaisons, le meilleur accord est trouvé entre les estimations de la méthode EC et bulk. Ainsi, sur la campagne, u_* moyen varie de 0.153 $m.s^{-1}$ (ID) jusqu'à 0.224 $m.s^{-1}$ (profils), (en ne considérant que profil z/L EC) entre les quatre méthodes, soit une variation de 46 %. La variation tombe à 30 % si u_* profil n'est pas pris en compte. Par conséquent, si

nous moyennons l'estimation de u_* des quatre méthodes (ou respectivement trois sans la méthode des profils) sur toute la campagne, nous pouvons dire que u_* se trouve dans la tranche 0.189 $m.s^{-1}$ ± 23 % (respectivement 0.177 ± 15%).

Nous arrivons aux mêmes conclusions avec les données AMOP. Le meilleur accord est trouvé entre bulk et EC et les deux méthodes qui se comparent le moins bien sont EC et ID. Dans l'ordre des u_* moyens, nous retrouvons u_* EC > u_* bulk > u_* ID.

5.7.2 Flux de flottabilité

Finalement, durant STRASSE, le meilleur accord entre les trois comparaisons pour Hs_v est trouvé entre les méthodes bulk et EC, comme pour u_*. La dispersion (écart-type) et le biais sont les plus faibles (1.74 $W.m^{-2}$ et 1.41 $W.m^{-2}$ respectivement), et la régression linéaire est la plus proche de un (0.82). L'écart entre les deux flux est le plus faible, avec une surestimation moyenne sur la campagne de bulk sur EC (l'inverse de u_*) de 10.8 %. A l'inverse, les deux méthodes qui se comparent le moins bien sont bulk et ID où le biais est le plus important, de 4.11 $W.m^{-2}$ et l'écart moyen est le plus grand (surestimation de 40 % de la méthode bulk). Dans l'ordre des Hs_v moyen, nous avons Hs_v bulk > Hs_v EC > Hs_v ID.

Ainsi, sur la campagne, Hs_v moyen couvre des valeurs de 10.30 $W.m^{-2}$ (ID) jusqu'à 14.41 $W.m^{-2}$ (bulk), soit une variation de 40 % selon la méthode utilisée. Si nous moyennons l'estimation de Hs_v des trois méthodes sur toute la campagne, nous pouvons dire que Hs_v se trouve dans la tranche 12.57 $W.m^{-2}$ ± 20 %.

Pour la campagne AMOP, les trois méthodes s'accordent globalement assez bien pour estimer Hs_v. Nous ne retrouvons pas d'écarts significatifs comme avec u_*.

Les biais et écart-type de Hs_v pour AMOP sont plus faibles que pour STRASSE. Il y a moins de dispersion que pour STRASSE. Les méthodes se comparent bien mieux, les pentes des régressions sont plus proches de 1.

5.7.3 Stabilité

Pour les deux campagnes, le meilleur accord entre les trois comparaisons pour z/L, est trouvé entre bulk et ID. Pour STRASSE, la dispersion (écart-type) et le biais sont les plus faibles (0.0083 et 0.005 respectivement), et la régression linéaire est la plus proche

de 1 (0.92). L'écart entre les deux méthodes est le plus faible, avec une surestimation moyenne sur la campagne de bulk sur ID de 16.7 % . A l'inverse, les deux méthodes qui se comparent le moins bien sont EC et ID, avec une surestimation de 88.5 % de la méthode EC. Dans l'ordre des z/L moyens, nous avons z/L EC > z/L bulk > z/L ID.

Ainsi, sur la campagne STRASSE, z/L moyen varie entre les trois méthodes de -0.0345 (ID) jusqu'à -0.0183 (EC), soit une variation de 88.5%. Si nous moyennons l'estimation de z/L des trois méthodes sur toute la campagne, nous pouvons dire que z/L se trouve dans la tranche 0.0274 ± 44 %.

5.8 Coefficients d'échange

Nous avons analysé comment se comportaient les coefficients d'échange pour le vent, C_{D10N}, et la température, C_{H10N}, en fonction de U_{10N}, le vent moyen ramené à des conditions de stratification neutre à 10 m (voir *Chapitre 2*). Les coefficients d'échange peuvent se déterminer à partir des relations flux-profils (*Chapitre 2*), ou à partir de u_* et t_*. Ici, nous avons estimé C_{D10N} et C_{H10N} à partir de u_* et t_*, eux-mêmes estimés par les trois méthodes de calcul des flux (EC, ID et bulk).

5.8.1 CD

C_{D10N} est défini comme :

$$C_{D10N} = \frac{u_*^2}{\overline{U}_{10N}^{\,2}} \tag{5.1}$$

Nous avons calculé C_{D10N} pour chaque méthode en utilisant u_* estimé par les trois méthodes : EC, ID et bulk.

Nous avons représenté les C_D de chaque méthode en fonction de U_{10N} pour la campagne STRASSE *Figure 5.13* et AMOP *Figure 5.14*. Les trois C_D sont superposés à chaque fois : en bleu C_D EC, en vert C_D ID et en rouge C_D bulk, avec en noir la moyenne des C_D par tranche de vent avec ± l'écart-type. Nous avons rajouté certaines paramétrisations de la littérature, dont celle de *Smith, 1980*. Les différentes statistiques des comparaisons sont regroupées dans l'*Annexe 2, Tableaux 2 et 4.*

Pour les deux campagnes, les trois méthodes sont en désaccord. On note cependant que la dispersion des points est beaucoup plus faible avec les données d'OCARINA qu'avec les données des navires océanographiques (ex. *Bourras et al. 2009*)

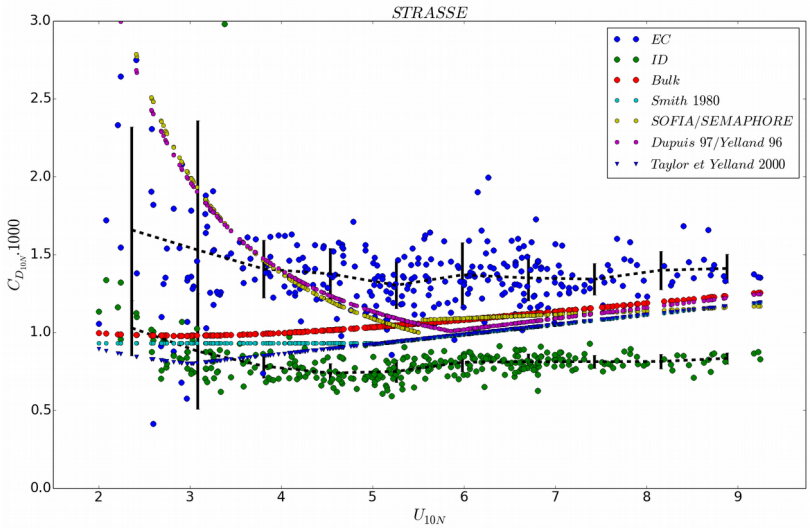

Figure 5.13: Coefficient d'échange C_{D10N} en fonction de U_{10N} (en m/s) pour les méthodes EC, ID et Bulk et différentes paramétrisation de la littérature. Les courbes en pointillés noirs sont les C_{D10N} moyennés par tranche de vent avec ± l'écart-type. Campagne STRASSE, plateforme OCARINA.

Avec les données STRASSE, pour la méthode EC, C_D diminue jusqu'à environ U_{10N} = 5.25 m.s^{-1}, puis ré-augmente plus lentement avec U10N. Pour ID, C_D ré-augmente pour un vent un peu plus faible qu'EC. C_D ID diminue jusqu'à environ U_{10N} = 4.8 m.s^{-1} puis ré-augmente avec U_{10N}. Pour ID et EC, la dispersion du coefficient de traînée augmente avec la diminution de U_{10N}, mais globalement, C_D EC est plus dispersé que C_D ID. C_D bulk diminue aussi avec U_{10N}, dans un premier temps assez faiblement, pour U_{10N} compris entre 2 et 3 m.s^{-1}, puis ré-augmente plus rapidement avec U_{10N}. Les tendances de C_D en fonction de U_{10N} sont très proches entre EC et ID mais translatées en C_D. L'écart moyen entre les deux méthodes est presque constant, mais C_D EC moyen est surestimé de 71.6 % par rapport à C_D ID, et de 30 % par rapport à C_D bulk, qui est lui même surestimé de 32 % par rapport à C_D ID.

Les paramétrisations *Dupuis 97/Yelland 96* et *SOFIA/SEMAPHORE* prévoient une forte augmentation de C_D à vent faible lorsque le vent diminue, alors que *Taylor et Yelland 2000 et Smith 1980* prévoient aussi une augmentation, mais beaucoup plus faible et moins rapide. Les quatre paramétrisations convergent à vent fort et vent à faible vers C_D bulk. Entre

ces deux régimes de vent, elles sous-estiment EC pour $U_{10N} > 5.5$ m.s^{-1} et elles le surestiment à vent faible, pour $U_{10N} < 3$ m.s^{-1}. Concernant ID, C_D est toujours sous-estimé par rapport aux paramétrisations de la littérature. Hormis avec bulk, les différentes paramétrisations testées ne reproduisent pas les C_D estimés par les méthodes EC et ID. La méthode EC surestime le coefficient de traînée par rapport la méthode ID.

Pour AMOP, nous retrouvons les mêmes comportement. C_D EC surestime C_D bulk qui surestime lui même C_D ID. Les coefficients moyens pour STRASSE et AMOP sont quasiment les mêmes par méthode. Les paramétrisations *Dupuis 97/Yelland 96* et *SOFIA/SEMAPHORE* sous-estiment EC pour $U_{10N} > 5.5$ m.s^{-1} et le surestiment à vent faible, pour $U_{10N} < 3$ m.s^{-1}. Concernant ID, C_D est toujours sous-estimé par rapport aux paramétrisations. Les différentes paramétrisations testées ne prévoit par les C_D estimés par les méthodes EC et ID.

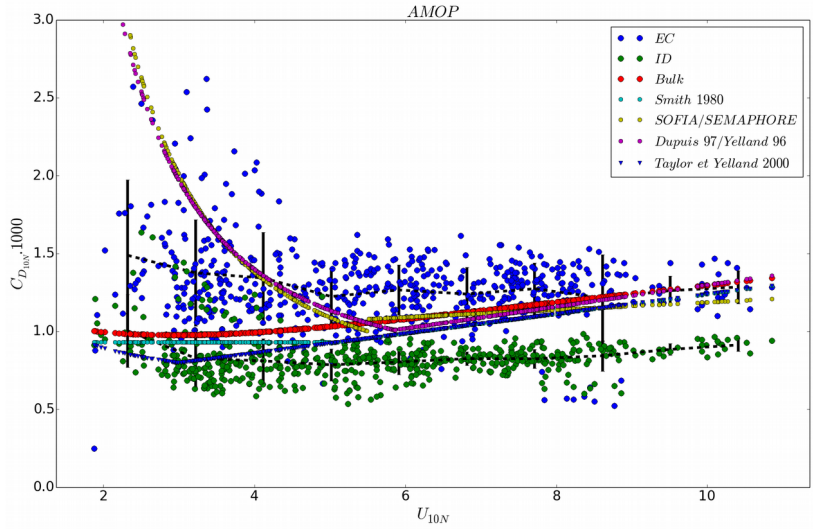

Figure 5.14: Coefficient d'échange C_{D10N} en fonction de U_{10N} (en m/s) pour les méthodes EC, ID et Bulk et différentes paramétrisation de la littérature (courbes en couleur, voir encadré dans la figure). Les courbes en pointillés noirs sont les C_{D10N} moyennés par tranche de vent avec ± l'écart-type. Campagne AMOP, plateforme OCARINA.

Nous notons cependant une différence avec les données STRASSE. A vent faible, C_D ID est un peu plus dispersé que pour STRASSE, à tel point qu'une partie des nuages de points de ID et EC se recouvrent. De plus, pour $U_{10N} > 8.6$ m.s^{-1}, C_D EC moyenné par tranche de vent se superpose quasiment avec C_D bulk, ainsi qu'avec les paramétrisations *Dupuis 97/Yelland 96, Taylor et Yelland 2000* et *Smith 1980*. Et à vent faible, pour $U_{10N} < 2.8$ m.s^{-1}, la

méthode ID donne des résultats très proches de ceux issus de la paramétrisation de Smith ou de celle de COARE.

5.8.2 CH

C_{H10N} est défini comme :

$$C_{H10N} = \frac{u_* t_*}{\overline{U}_{10N}(\overline{TA}_{10N} - \overline{SST})} \quad (5.2)$$

où $\overline{TA}_{10N}$ est la température de l'air moyenne ramenée à des conditions de stratification neutre à 10 m et $t_* = -\overline{w't'}/u_*$.

Nous avons calculé C_{H10N} pour chaque méthode en utilisant u_* et t* estimé par les trois méthodes : EC, ID et bulk.

Nous avons représenté les C_H de chaque méthode en fonction de U_{10N} de la même manière que pour C_D. Les C_H de la campagne STRASSE sont visibles *Figure 5.15*. Pour la campagne AMOP, nous avons séparés les cas instables (*Figure 5.16*) des cas stables (*Figure 5.17*). Les trois méthodes s'accordent mieux que pour C_D.

Avec les données STRASSE, les C_H pour les trois méthodes suivent sensiblement les mêmes tendances en fonction du vent. C_H augmente faiblement avec U_{10N} jusqu'à environ 7.5 $m.s^{-1}$. Au-delà, C_H augmente plus rapidement et plus fortement.

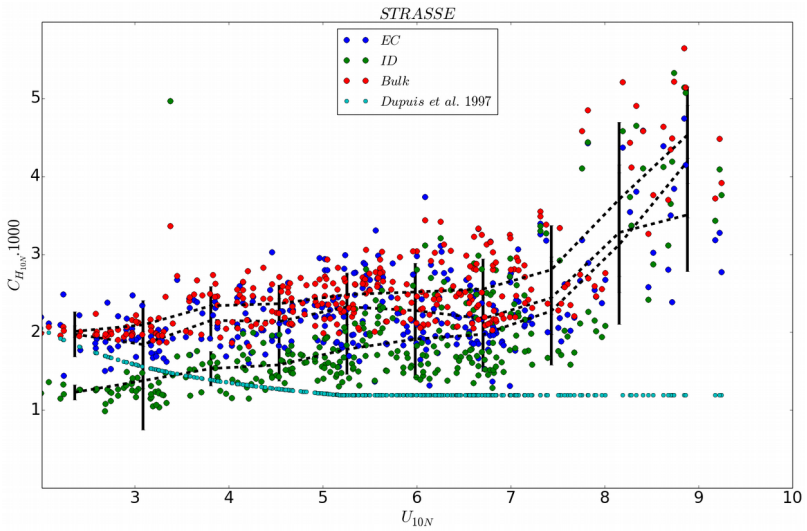

Figure 5.15: Coefficient d'échange C_{H10N} en fonction de U_{10N} (en m/s) pour les méthodes EC, ID et Bulk et une paramétrisation de la littérature. Les courbes en pointillés noirs sont les C_{D10N} moyennés par tranche de vent avec ± l'écart-type. Campagne STRASSE, plateforme OCARINA.

En moyenne sur la campagne, la méthode bulk donne une estimation du coefficient d'échange la plus élevée, avec un C_H moyen de $2.55x10^{-3} \pm 0.62x10^{-3}$, soit une surestimation de 12.3 % par rapport à EC ($2.27x10^{-3} \pm 0.58x10^{-3}$), et de 35 % par rapport ID à ($1.89x10^{-3} \pm 0.75x10^{-3}$).

La méthode EC surestime ID de 20 %. La dispersion de C_H en fonction de U_{10N} est très proche entre les méthodes, et contrairement à C_D, la dispersion augmente avec U_{10N}.

Nous pouvons noter que la paramétrisation *Dupuis et al. 1997* prévoit pour les vents entre 1 et 5 m/s une diminution significative de C_H avec le vent, que ne retrouvons pas dans nos observations.

Pour les cas instables de la campagne AMOP, la dispersion est très grande pour les trois méthodes si $U_{10N} < 5.2$ m.s^{-1}. Pour ces valeurs de vent, C_H est même parfois négatif. Au delà de $U_{10N} = 5.2$ m.s^{-1}, C_H augmente avec U_{10N}. Au delà de U10N > 9 m.s^{-1}, les trois méthodes se séparent et estiment des C_H distincts, où ID est supérieur à bulk elle-même supérieure à EC. Les trois méthodes surestiment C_H par rapport à la paramétrisation de *Dupuis et al.* [*1997*]. Sur la campagne, C_H EC moyen est $1.96x10^{-3} \pm 22.7x10^{-3}$, soit une surestimation de 44% par rapport à ID ($2.83x10^{-3} \pm 18.13x10^{-3}$), et de 5.2% sur bulk ($2.69x10^{-3} \pm 17.8x10^{-3}$) (*Annexe 2, Tableau 4*).

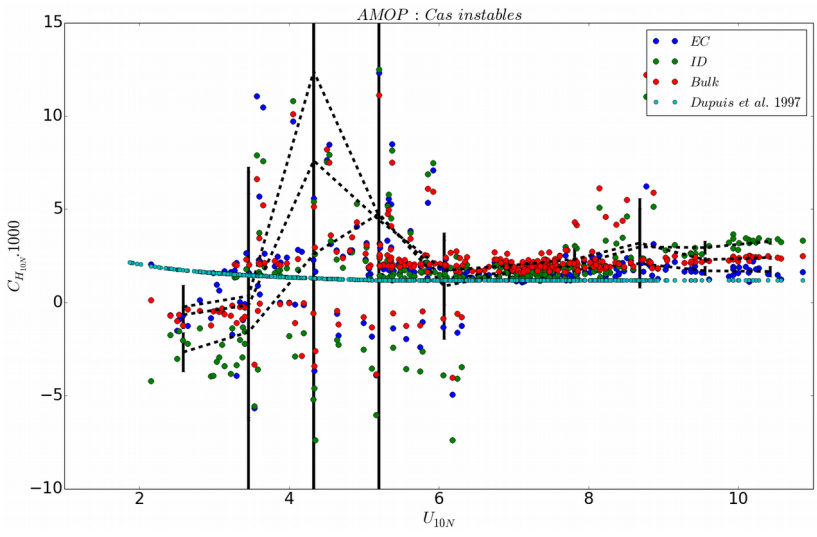

Figure 5.16: Coefficient d'échange C_{H10N} en fonction de U_{10N} (en m/s) pour les méthodes EC, ID et Bulk et une paramétrisation de la littérature, pour les cas instables. Les courbes en pointillés noirs sont les C_{D10N} moyennés par tranche de vent avec ± l'écart-type. Campagne AMOP, plateforme OCARINA.

Pour les cas stables, nous avons des cas de C_H négatifs, notamment lorsque $U_{10N} < 7$ m.s^{-1}. La dispersion est plus importante à vent faible, pour $U_{10N} < 4.5$ m.s^{-1}. Le coefficient de transfert de flux de flottabilité diminue avec U_{10N} jusqu'à $U_{10N} = 5$ m.s^{-1}, puis ré-augmente lentement. A vent fort, les trois méthodes donnent des estimations cohérentes de C_H. Par contre, à vent faible, EC et ID surestime la méthode bulk. En moyenne sur la campagne, pour les cas stables, l'estimation la plus haute de C_H est donnée par la méthode ID, avec un C_H de $1.07\text{x}10^{-3} \pm 0.48\text{x}10^{-3}$, soit une surestimation de 10.3 % de EC ($0.97\text{x}10^{-3} \pm 0.61\text{x}10^{-3}$) et de 35.4 % de la méthode bulk ($0.79\text{x}10^{-3} \pm 0.28\text{x}10^{-3}$). L'estimation bulk est la plus proche de la paramétrisation de *Dupuis et al., 1997* ($0.7\text{x}10^{-3}$) . Les autres paramétrisations présentées sous-estiment les méthodes EC et ID.

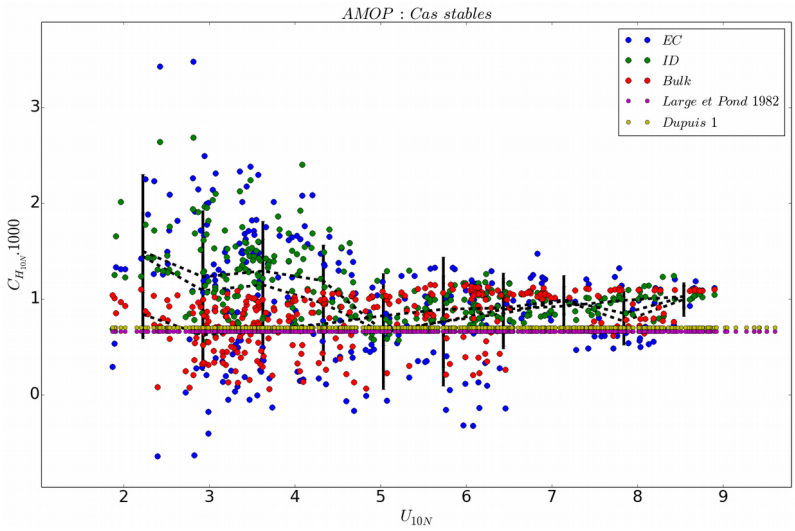

Figure 5.17: Coefficient d'échange C_{H10N} en fonction de U_{10N} (en m/s) pour les méthodes EC, ID et Bulk et des paramétrisations de la littérature, pour les cas stables. Les courbes en pointillés noirs sont les C_{D10N} moyennés par tranche de vent avec ± l'écart-type. Campagne AMOP, plateforme OCARINA.

5.9 Méthode des profils

Il nous paraissait intéressant de montrer les comparaisons avec les estimations de u_* de la méthode des profils (MDP), puisque l'instrumentation d'OCARINA nous le permet, même si elles sont moins bonnes que les estimations des autres méthodes. Pour la méthode des profils que nous choisissons comme référence, c'est la paramétrisation de *Smith* qui est utilisée pour définir la fonction de stabilité $\psi_m(z/L)$ (voir *Chapitre 3*). Nous avons cependant fait varier z/L suivant la comparaison effectuée. En effet, z/L est estimé par les méthodes EC, ID et bulk (désigné par z/L Bulk, z/L EC et z/L ID). Ainsi, nous avons comparé deux à deux les u_* MDP avec la méthode de référence correspondant au z/L utilisé.

Nous présentons seulement les résultats pour la campagne STRASSE. Durant AMOP, la mesure de vent à 1 m de la station météo (WXT) a arrêté de fonctionner en début de campagne. Par conséquent, nous n'avons pas estimé u_* par MDP.

De plus, nous n'avons pas calculé le flux de flottabilité avec la MDP, car cela ne nous paraissait pas pertinent. En effet, OCARINA mesure deux températures de l'air à deux altitudes différentes (les mêmes que pour la vitesse du vent, à 1.5 m avec l'anémomètre sonique, et à 1 m au-dessus de la surface pour la station météo), mais les deux mesures ne sont pas cohérentes. L'anémomètre mesure une température sonique ce qui n'est pas le cas de la station météo. Enfin, la température moyenne de l'anémomètre comporte un biais, qu'il est difficile de corriger pour une estimation correcte par la méthode des profils.

Sur la *Figure 5.18 gauche*, nous comparons u_* estimé par MDP avec z/L ID et par la méthode ID. Les u_* ne se comparent pas très bien. Nous notons que la corrélation est inférieure aux précédentes comparaisons, bien qu'elle soit toujours assez élevée (0.92). L'écart type est important et a été multiplié par plus de trois par rapport aux comparaisons entre les trois autres méthodes, de même que le biais, qui a été multiplié par quatre environ, avec des valeurs respectivement de 0.062 et 0.083. La pente de la régression est de 2.01 (*Annexe 2, Tableau 1*). Pour les plus petites valeurs de u_*, IDM surestime la méthode des profils, alors que pour les plus fortes valeurs de u_*, c'est la méthode des profils qui surestime u_*. Cette différence de comportement s'effectue autour de la valeur $u_* = 0.083$ m.s^{-1}, où les deux méthodes sont en accord. Nous notons des valeurs aberrantes pour la méthode des profils,

avec des u_* négatifs (par définition, u_* est toujours positif). Cela se produit à vent faible, en raison de la différence très faible de vent entre les deux hauteurs. La vitesse de frottement moyenne estimée par la méthode des profils avec z/L ID est de 0.24 $m.s^{-1}$, soit une surestimation de 54 % par rapport à IDM (*Annexe 2, Tableau 2*).

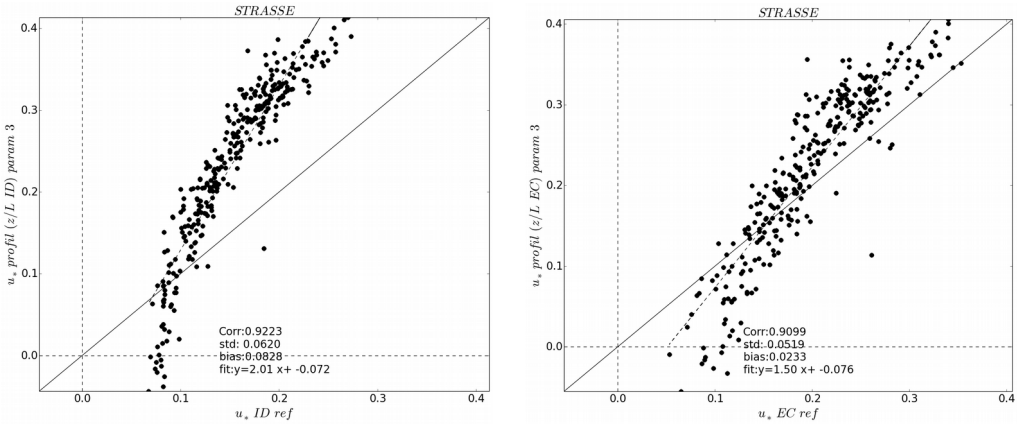

Figure 5.18: Comparaison entre u_* (en m/s) estimée par la méthode des profils avec z/L ID et la méthode ID à gauche, et entre z/L EC et la méthode EC à droite. La droite discontinue est la fonction linéaire ajustée aux données, et la courbe continue est la droite de pente unité. Campagne STRASSE. Plateforme OCARINA.

La comparaison entre u_* profil avec z/L EC et ECM est présentée *Figure 5.18*. La corrélation n'a presque pas bougé (0.91) et est toujours bonne. Globalement, la comparaison est meilleure qu'avec ID. Les u_* s'accordent mieux. L'écart-type a diminué (0.052), ainsi que le biais qui a été divisé par quatre (0.023). Enfin, la pente de la régression s'est rapprochée de 1 (1.5) (*Tableau 1, Annexe 2*). Nous retrouvons cependant la même tendance qu'avec ID. Pour $u_* = 0.15$ $m.s^{-1}$, les u_* s'accordent très bien. Au-dessus de cette valeur, la méthode des profils surestime EC, et lorsque u_* est inférieur, elle sous-estime EC. La sous-estimation (sur-estimation) diminue (augmente) avec u_*. Le calcul de la vitesse de frottement par la méthode des profils avec z/L EC est légèrement inférieur (-5%) qu'avec z/L ID, avec une moyenne sur la campagne de 0.224 $m.s^{-1}$ (*Tableau 2, Annexe 2*). Finalement, la méthode des profils avec z/L EC surestime le u_* moyen de seulement 12 % par rapport à EC.

La comparaison entre u_* profil z/L bulk et u_* bulk est très similaire (*Figure 1, Annexe 2*) à précédemment (EC), nous observons le même comportement. Seul le biais a augmenté significativement (0.055) (*Tableau 1, Annexe 2*). u_* profil est à nouveau surestimé, mais la comparaison est moins bonne, avec un surestimation de 30 % comparé à u_* bulk.

Des trois comparaisons avec les estimations de la méthode des profils, il ressort que la méthode des profils s'accorde le mieux avec la méthode EC. Les biais et écart-types sont les plus faibles (0.023 et 0.0512 respectivement), et la pente de régression est la plus proche de 1 (ou la moins éloignée, soit 1.50). La différence moyenne entre les deux estimations de u_* est la plus faible (surestimation de 12 % de u_* profil par rapport à EC). Au final, en considérant le u_* moyen sur la campagne, l'estimation par la méthode des profils n'est pas très bonne, mais cependant, l'écart le plus faible trouvé est quasiment le même que celui trouvé entre EC, ID et bulk.

5.10 Campagne STRASSE : mât flux

Nous avons réalisé les mêmes comparaisons avec les données recueillies par le mât flux sur le *Thalassa* durant la campagne STRASSE, même s'il y a très peu de données disponibles comparées à OCARINA. Les comparaisons sont présentées en *Annexe 2, Figures 2 à 15*. Globalement, les estimations des différents paramètres par les différentes méthodes se comparent assez mal. En moyenne, les estimations des paramètres sont du même ordre de grandeur que les données OCARINA. Pour u_*, le meilleur accord est obtenu entre ID et bulk. La dispersion est assez bonne avec un écart type de 0.017 $m.s^{-1}$. Les données sont très bien corrélées (0.94). La pente de la régression linéaire est de 1.14. Le biais est assez fort, de 0.09. La méthode bulk surestime énormément ID, avec une surestimation moyenne de 131 %. Pour Hs_v, les comparaisons sont très mauvaises, avec des corrélations très faibles.

Le meilleur accord pour z/L est obtenu entre bulk et ID, avec une corrélation acceptable (0.65) comparée aux deux autres comparaisons. Cependant, le biais est très important (0.50). La méthode bulk surestime très fortement ID, avec une pente pour la régression de seulement 0.23.

Les comparaisons des coefficients d'échange ne sont pas très concluantes, même si les tendances attendues sont là. Pour C_D, , l'estimation EC est très surestimée. La plus faible est celle de IDM. C_D bulk et ID suivent la même tendance, avec une augmentation de C_D avec U_{10N}, même si bulk est au-dessus de ID. La méthode bulk donne un C_D proche des paramétrisations de *Smith*, *SOFIA/SEMAPHORE* et *Taylor et Yelland 2000* , mais elle ne prévoit pas l'augmentation rapide de C_D de *Dupuis 97/Yelland 96* lorsque U_{10N} diminue à vent

faible. La méthode EC prévoit cette augmentation, mais elle très surestimée par rapport à la paramétrisation. Enfin, pour CH , les trois méthodes surestiment les paramétrisations, mais elles sont très proches entre elles. Elles prévoient la même tendance qu'avec les données OCARINA, soit une augmentation de C_H avec U_{10N}, qui s'accélère pour $U_{10N} > 7$ m.s^{-1}.

Les résultats du mât flux mettent clairement en avant l'avantage de la plateforme OCARINA sur les navire de recherches pour l'estimation des flux turbulents air-mer.

Cependant, des études en cours tendent à montrer qu'une partie de l'instrumentation du mât flux se serait dégradée depuis la campagne STRASSE, notamment le réfractomètre hyperfréquences, dont la sensibilité serait réduite de moitié par oxydation de son revêtement métallique (*Bourras 2015*, communication personnelle).

5.11 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons comparé les trois principales méthodes d'estimation des flux, les méthodes EC, ID et bulk, dans leur configuration de référence. Nous avons confronté deux par deux les méthodes à travers la vitesse de frottement (u_*), le flux de flottabilité (Hs_v) et le paramètre de stabilité de *Monin-Obukhov* (z/L), pour les deux campagnes STRASSE et AMOP. Puis nous avons présenté les coefficients d'échange pour le vent et la température. Grâce à la mesure du vent à deux altitudes par la plateforme, nous avons pu aussi obtenir des estimations de u_* par la méthode des profils et les comparer aux autres estimations. Enfin, nous avons brièvement présenté le jeux de données récolté par le mât flux durant la campagne STRASSE.

L'accord entre les méthodes est le plus satisfaisant pour la vitesse de frottement estimée par les méthodes EC et bulk. Entre u_* ID et u_* EC, le biais est de 0.047 m.s^{-1}, entre ID et bulk de 0.025 m.s^{-1} et de 0.021 m.s^{-1} entre EC et bulk. La méthode EC surestime u_* de 30 % par rapport à ID et de 12 % u_* bulk, qui surestime u_* ID de 16 %. Nous en concluons que les configurations choisies pour les méthodes EC et bulk sont correctes, et notamment que la paramétrisation de *Smith* semble décrire assez bien la rugosité de surface dans les conditions environnementales de STRASSE et AMOP.

Globalement, la dispersion est assez faible pour la vitesse de friction comparée à la dispersion rencontrée avec les flux de flottabilité. Pour z/L et Hs_v, la dispersion est beaucoup

plus importante et les écarts entre méthodes sont plus importants. La méthode qui s'éloigne le plus semble être la méthode ID pour Hs_v. En effet, nous avons observé dans le *Chapitre 4* que le critère de -5/3 dans le spectre de température n'est pas bien validé, ce qui explique probablement une partie de l'écart avec les autres méthodes.

Les différences entre les estimations des trois méthodes peuvent provenir de plusieurs facteurs : de l'instrumentation (distorsion du flux) (1), de l'application de la méthode (critère de sélection des paramètres d'entrées) (2) et de la sensibilité des méthodes aux conditions météorologiques (3), notamment à l'état de mer, avec la prise en compte ou non par la méthode de l'impact des vagues/houle sur les flux. En effet, concernant ce dernier point, *Donelan et al.* [*1997*] ont observé une augmentation du coefficient de traînée, jusqu'à trois fois, en vent léger et dans des conditions de houle à contre, en comparaison avec des données en pure mer du vent. De plus, *Drennan et al.*, [*1999*] ont observé une diminution, et même des valeurs négatives du coefficient de traînée dans des conditions de houle parallèle et de même sens que le vent. Plus récemment, *Pan et al., 2005*, ont montré qu'une augmentation du coefficient de traînée était due à la présence de la houle en comparant des mesures directes obtenues à partir de IDM et ECM. Ils ont trouvé que la méthode ID était incapable de détecter les effets induits de la houle sur le frottement du vent [*Drennan et al., 1999*].

Nous avons écarté une partie du point (1), puisque un des gros avantage de la plateforme OCARINA est d'être peu sujette à la distorsion de l'écoulement et donc de ne pas nécessiter de correction (voir *Chapitre 3*). Pour le point (2), nous avons expliqué certains critères et paramètres d'entrées pour la méthode ID (voir *Chapitre 4*), notamment concernant la sélection de la bande de fréquence pour calculer les taux de dissipation.

Mais ces comparaisons ont mis en évidence la nécessité d'affiner les différentes méthodes, notamment la méthode ID qui donne les résultats les plus différents, ce que nous présentons dans le *Chapitre 6*. De plus, dans le *Chapitre 7* l'impact sur l'estimation des flux de certains paramètres d'entrées de chaque méthode sera étudié. Enfin, pour le point (3), l'impact possible de l'état de mer sur les flux sera étudié dans le *Chapitre 8*.

Enfin, nous pouvons noter que quelle que soit la méthode utilisée pour estimer les flux, la dispersion autour de la relation moyenne pour la campagne STRASSE avec les données OCARINA est relativement faible comparée aux données du mât flux sur navire de

recherche, ce qui nous confirme l'intérêt d'utiliser une plateforme « aérodynamiquement propre » pour estimer les flux turbulents à l'interface air-mer.

Chapitre 6 : Configurations des méthodes EC et ID rapprochant les estimations de flux

6.1 Introduction

Dans le *Chapitre 5*, nous avons vu que les trois méthodes d'estimation des flux dans leur configuration de référence ne s'accordaient pas totalement. En effet, en utilisant les méthodes dans leur configuration, de référence, nous avons obtenu des différences significatives sur les valeurs u_*, Hs_v, et des coefficients d'échange estimés. Or, les trois méthodes EC, ID et bulk sont globalement indépendantes, au sens où elles font intervenir trois régions spectrales différentes. Il est apparu nécessaire de mieux comprendre les causes de désaccord entre les méthodes et d'examiner s'il était possible de trouver des conditions d'accord entre les résultats issus des différentes méthodes, en modifiant leurs conditions d'application.

Si, en adaptant les paramètres d'entrée et les conditions d'application de chacune des méthodes, nous arrivons à obtenir un bon accord entre les flux obtenus par les trois méthodes, nous devrions être capables de maximiser nos chances d'obtenir les estimations de flux les plus réalistes possible, ce qui est l'objet de ce chapitre.

Nous examinons tout d'abord dans ce chapitre deux causes possibles des désaccords entre méthodes ID et EC : le choix de la période filtrage basse fréquence des données pour la méthode EC (pris à 1100 s jusqu 'ici), et l'hypothèse de nullité du terme d'imbalance dans la méthode ID. Le premier choix influe sur les valeurs des flux estimés par la méthode EC, dans la mesure où un filtrage temporel plus important des données devrait aboutir à une diminution du flux de quantité de mouvement estimé, ce qui irait dans le bon sens pour rapprocher les résultats de EC et ID. L'effet de la seconde hypothèse est plus difficile à quantifier intuitivement puisqu'elle intervient non pas dans l'estimation du taux de dissipation mais dans la relation permettant de passer de ce taux à u_* ou Hs_v. Notre approche est ici d'estimer le terme d'imbalance en forçant la convergence des résultats des méthodes EC et ID. Enfin nous analysons dans ce chapitre d'autres paramétrisations bulk que celle utilisée jusqu'ici afin d'examiner si certaines paramétrisations prenant en compte explicitement l'état de la mer permettent de réconcilier les résultats.

Nous avons d'abord travaillé sur la méthode EC indépendamment des autres méthodes car c'est la stricte application de la définition des flux, aux corrections de vitesse près.

L'application de la méthode EC nécessite de filtrer les données. En effet, seulement la plage de fréquences qui correspond à la production de tourbillons doit être prise en compte. A haute fréquence, les pics dus aux mouvements de la plateforme peuvent affecter les estimations, alors qu'aux basses fréquences, des phénomènes tels que des circulations secondaires dans la couche limite atmosphérique peuvent aussi fausser les estimations de flux. Estimer la fréquence de coupure optimale qui supprime les effets de méso-échelles est une question ouverte (filtrage passe-haut). Comme nous l'avons montré au *Chapitre 4*, il peut-être possible de distinguer différentes échelles de fluctuations dans les cospectres C_{uw} et C_{tw}. Nous avons utilisé cette propriété en appliquant la méthode proposée par *Vickers et al.* [*2002*], pour tenter d'estimer une fréquence de coupure dans les perturbations de température et de vent qui améliorerait l'estimation des flux par la méthode EC.

Dans un deuxième temps, nous avons tenté d'utiliser une autre approche, qui consiste à chercher la fréquence de coupure qui correspond au meilleur accord entre les méthodes EC, ID et bulk. Dans le *Chapitre 4*, nous avons montré que les hypothèses sur les propriétés de la turbulence, qui sont faites dans la méthode ID, sont tout à fait réalistes, au moins pour le calcul de u_*, et nous avons conclu que la méthode ID nous fournissait des taux de dissipation de l'énergie turbulente ε cohérents. Cependant, il subsiste des incertitudes sur les termes de transport dans l'équation qui relie ε et u_*.

Dans la suite, nous allons aborder successivement deux points de vue. Dans un premier temps, nous supposerons que la méthode EC n'a besoin d'aucune optimisation et nous utiliserons la comparaison entre les méthodes EC et ID pour estimer le terme de transport dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente (TKE). Dans un second temps, nous supposerons que ces termes de transport peuvent être négligés et nous utiliserons les résultats de la méthode ID_réf comme base, dans le but d'évaluer le choix de la paramétrisation bulk et les conditions d'application de la méthode EC qui permettraient de réconcilier les résultats des trois méthodes.

Ci-après, nous présentons uniquement des résultats concernant u_*, car le comportement de Hs_v est plus complexe à appréhender, et concrètement, nous n'avons pas réussi à apporter d'amélioration significative à l'estimation de Hs_v. Une des raisons est que la loi de *Kolmogorov* n'est pas respectée par nos données de température.

6.2 Influence du filtrage des basse fréquences dans la méthode EC

6.2.1 Recherche d'un minimum spectral par analyse multi-résolution

Le calcul des flux turbulents par la méthode EC, repose sur l'estimation des variances et covariances des fluctuations de température et de vent qui proviennent de la décomposition de Reynolds de l'écoulement. Les covariances et variances dépendent de la durée d'intégration utilisée lors du calcul de la moyenne dans la décomposition de Reynolds. Cette échelle de temps est habituellement déterminée en réalisant une analyse de Fourier des covariances [*Kaimal et al. 1976*]. Nous utilisons ici une méthode alternative à l'analyse de *Fourier*, qui est l'analyse Multi-Résolution (MR) notamment décrite dans l'article de *Vickers et al.* [*2002*], pour étudier la dépendance des covariances à la durée d'intégration. Lorsque nous réalisons une décomposition de *Fourier* de séries temporelles, la variation des covariances avec la durée d'intégration dépend par définition, de la périodicité dans la série temporelle. En revanche , lorsque nous décomposons les séries par une analyse MR, la variation des covariances avec la durée d'intégration dépendra du niveau de fluctuations de la série temporelle.

Le minimum ou « trou » spectral est l'échelle de temps (ou de fréquence) qui sépare les flux dits « purement » turbulents, à l'échelle de la turbulence, des flux méso-échelles qui font intervenir les mouvements méso-échelles (échelle de temps plus grande que la turbulence ou fréquence plus petite). Il est communément admis que le « trou spectral » s'observe autour de 30 min dans les cospectres. Ainsi, comme nous utilisons des séries temporelles de 1100 sec pour calculer chaque estimation de flux, nos échantillons ne devraient plus contenir que des échelles caractéristiques de la turbulence. Mais les minima locaux aperçus dans les cospectres (*Chapitre 4*) aux basses fréquences, pourraient être la signature d'intrusion de mouvement méso-échelle dans nos échantillons. Dans la théorie de similitude de *Monin-Obukhov*, ce sont les flux « purement » turbulents qui entrent en jeu. Les mouvements méso-échelles n'obéissent pas à la théorie de similitude et sont très peu échantillonnés sur des échelles de temps de quelques heures ou moins [*Mahrt et al. 2001*]. Le fait d'inclure le transport méso-échelle dans le calcul des flux peut dégrader les relations de similitude [S*medman 1988*].

Cette dégradation devrait être plus significative pour des conditions de stratification stables, où les flux turbulents sont faibles et l'intrusion de la contribution méso-échelle peut considérablement changer l'amplitude et même le signe du flux calculé. Dans des conditions instables, le flux turbulent est beaucoup plus grand, et par conséquent une inclusion du transport méso-échelle devrait avoir moins d'impact sur le flux calculé. Les mouvements méso-échelles, qui pourraient affecter le calcul des flux turbulents et dont la signature pourrait apparaître, peuvent être de la convection profonde, des circulations secondaires ou des ondes de gravité (si on est dans des conditions stables).

Ainsi, nous avons cherché à optimiser les conditions d'application de la méthode EC en recherchant une fréquence de coupure ('échelle de temps') correspondant à l'échelle d'un 'trou spectral', séparant les mouvements turbulents purs des mouvements de méso-échelles.

6.2.2 L'analyse multi-résolution (MR)

L'analyse MR appliquée à une série temporelle (pour les trois composantes du vent : u, v, w, et la température sonique Tson), consiste à décomposer cette série temporelle en moyennes avec différentes durées d'intégration, et à la représenter en une décomposition orthogonale la plus simple possible. L'analyse MR nous permet de calculer des cospectres des fluctuations temporelles, analogues à la décomposition de Fourier.

On considère une série temporelle w_i avec i=1, 2 … 2^M points. La décomposition MR partitionne la série temporelle en moyennes simples à différentes échelles (segments) de largeur de 1, 2, 4, … 2^M points de données consécutifs. La procédure peut être vue comme un filtre passe-haut qui, à chaque application, supprime la moyenne pour des échelles de temps de plus en plus courtes. Pour une échelle donnée m, le segment de moyenne de largeur 2^m est séquencé comme n=1, 2 … 2^{M-m}, où n identifie la position du segment au sein des séries. La moyenne du n^e segment à l'échelle m est donnée par :

$$\overline{w}_n(m) = \frac{1}{2^m} \sum_{i=I}^{J} wr_i(m) \qquad (6.1)$$

où $wr_i(m)$ est la série résiduelle pour laquelle on a enlevé des segments de moyennes pour des fenêtres de largeur $>2^m$. $wr_i(M)$ est la série temporelle originale w_i avec I = (n-1)2^m+1 et J =

$n2^m$. Pour le mode d'ordre le plus bas, c'est-à-dire avec la durée d'intégration pour le calcul de la moyenne la plus grande, on a m = M. Pour le mode d'ordre le plus haut, on a m = 0.

Le spectre MR d'une série temporelle est donné par :

$$D_w(m+1)=\frac{1}{2^{M-m}}\sum_{n=1}^{2^{M-m}}\overline{w}_n^2(m) \tag{6.2}$$

De la même façon, le cospectre MR pour deux séries temporelles w et ϕ est donnée par :

$$D_{w\phi}(m+1)=\frac{1}{2^{M-m}}\sum_{n=1}^{2^{M-m}}\overline{w}_n(m)\overline{\phi}_n(m) \tag{6.3}$$

6.2.3 Détection du trou spectral

Pour détecter l'échelle de temps du « trou spectral » (ou gap), nous balayons chaque cospectre MR, des plus petites échelles de temps jusqu'aux plus grandes. Nous distinguons d'abord le premier pic dans le cospectre, qui est associé à la turbulence. L'échelle de temps du gap (τ) que nous recherchons entre l'échelle turbulente et la méso-échelle est identifiée, en discernant aux échelles de temps supérieures à celles du pic de la turbulence, la région où le cospectre change brutalement d'allure : se stabilise, ré-augmente, ou change de signe. Ce changement d'allure traduirait la signature d'un changement de 'régime', avec l'apparition de mouvements méso-échelle distincts du pic de la turbulence.

6.2.3.1 Résultats

Les cospectres MR en fonction du temps sont présentés aux *Figures 6.1* et *6.2*. *Figures 6.1*, nous avons représenté les cospectres uw (C_{uw}) pour tous les cas des campagnes STRASSE (haut) et AMOP (bas), respectivement. Nous rappelons que le flux correspond à l'intégrale sous la courbe du cospectre MR. L'amplitude du pic de la turbulence, autour de 2 sec, varie suivant les cas, en fonction de l'intensité du vent. Par définition, plus le vent est fort, plus l'amplitude de C_{uw} est importante. Globalement, les cospectres tendent vers zéro lorsque l'échelle de temps augmente, au-delà du pic de la turbulence. Mais pour les échelles de temps les plus grandes, les cospectres C_{uw} peuvent changer de signe ou ré-augmenter. L'échelle de temps τ correspondant au trou spectral est celle qui marque ces changements de tendance dans C_{uw}.

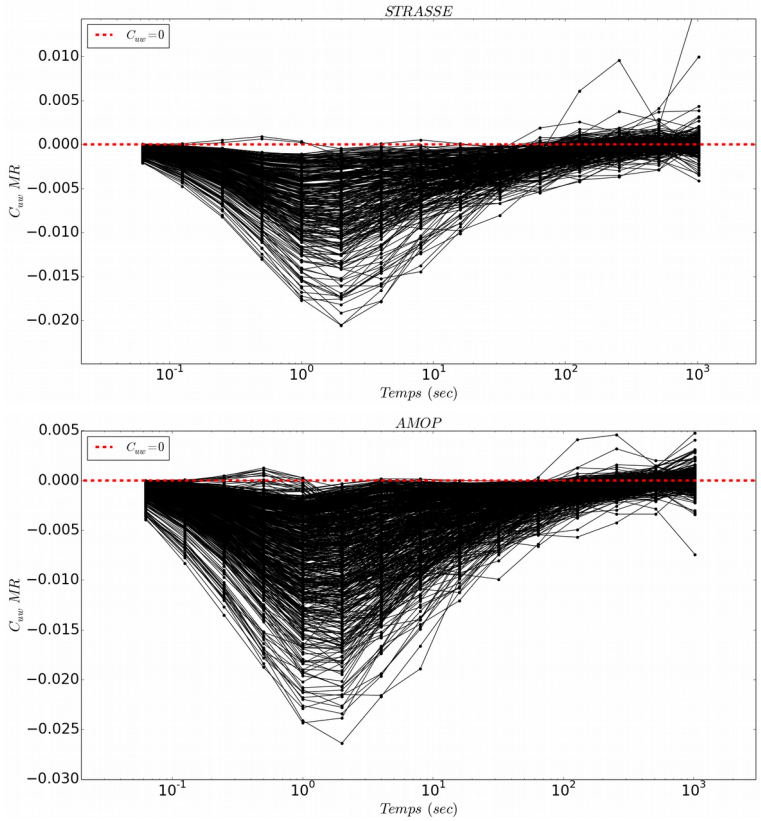

Figure 6.1: Cospectres Multi-Résolution (MR) de uw en fonction du temps en secondes pour tous les cas de la Campagne STRASSE en haut et AMOP en bas. Les cospectres sont exprimés en m²/s².

Cependant, la détection automatique de τ n'est pas concluante. Les cospectres varient beaucoup d'un cas à l'autre, et les valeurs de τ détectées couvrent une plage de valeurs très importante, entre 1 sec jusqu'à 1024 sec. Nous n'avons pas pu identifier une dépendance de τ avec un paramètre météo (vent stabilité...). Nous retrouvons les mêmes observations avec les cospectres T_{son} (C_{tw}), visibles *Figure 6.2*. Par contre, visuellement, nous constatons bien une convergence des cospectres vers une valeur commune, qui varie de 128 sec à 256 sec, pour C_{uw} et C_{tw}, et pour les deux campagnes.

Il nous est difficile de comparer nos résultats avec ceux de *Vickers et al.* [*2002*]. En effets, les conditions de mesures sont très différentes des nôtres. L'étude de *Vickers et al.* [*2002*] a été réalisée à partir de données récoltées au-dessus de surfaces terrestres, à différentes hauteurs, et dans des conditions de stabilité R_b comprises entre -1 et 1. En conditions de stratification neutre à 10 m, ils ont trouvé un τ de 9 min. Ils ont montré que τ

augmente avec la hauteur, et diminue avec l'augmentation de la stabilité. Ainsi, pour des conditions de forte stabilité (R_b = 0.25), ils ont calculé des τ de 100 sec. Par contre, en conditions instables, ils n'ont pu mettre en évidence de région bien définie dans les cospectres et déterminer clairement un τ.

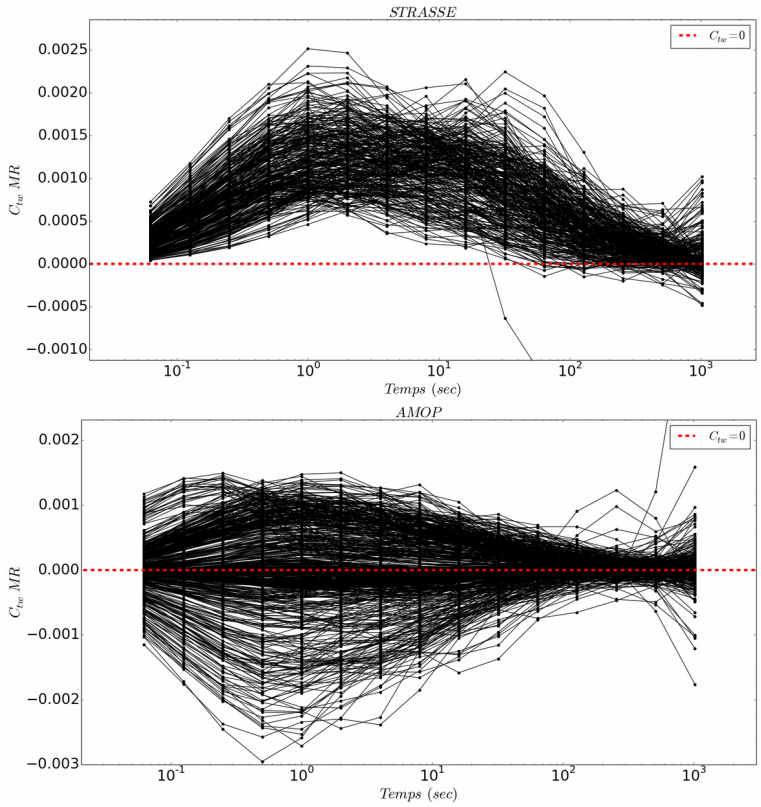

Figure 6.2: Cospectres Multi-Résolution (MR) de tw en fonction du temps en secondes pour tous les cas de la Campagne STRASSE. Les cospectres sont exprimés en m²/s².

Cependant, le calcul de u_* par la méthode EC, en filtrant les séries temporelles des fluctuations à ces fréquences, a très peu d'impact. Il y apparaît en effet que très peu d'énergie est contenue dans les cospectres entre 1 min et 18 min (qui est la longueur de nos segments pour lesquels nous calculons les flux), et la vitesse de frottement est très peu impactée par le choix de la coupure à basse fréquence. Nous avons comparé u_* référence (filtrage implicite de 18 min), avec u_* EC filtré à 1 min, soit un τ inférieur à celui qui peut être déduit de l'analyse MR précédente. L'écart est très faible, avec un biais de -0.0092 $m.s^{-1}$, et une pente pour la régression de 0.99 pour STRASSE (*Figure 6.3 gauche*), et de -0.0069 $m.s^{-1}$ et 0.97

respectivement avec les données AMOP (*Figure 6.3 droite*). L'impact de la fréquence de coupure sur la méthode EC est étudié plus largement dans le *Chapitre 7*. En moyenne, pour STRASSE, u_* EC réf = 0.2003 $m.s^{-1}$ et u_* EC 1 min = 0.1911 $m.s^{-1}$, soit une diminution de 4.6 %, et pour AMOP, u_* EC réf = 0.2006 $m.s^{-1}$ et u_* EC 1 min = 0.1937 $m.s^{-1}$, soit une diminution de moins de 3.4 %.

Nous considérons donc que cette optimisation qui pourrait être justifiée physiquement a peu d'effet sur u_* EC, et peut donc être négligée. Par conséquent, nous considérons ici que la vitesse de frottement estimé par la méthode EC dans sa configuration de référence est correcte. Nous cherchons donc à analyser dans quelles conditions la méthode ID permettrait d'obtenir un accord avec les résultats de la méthode EC.

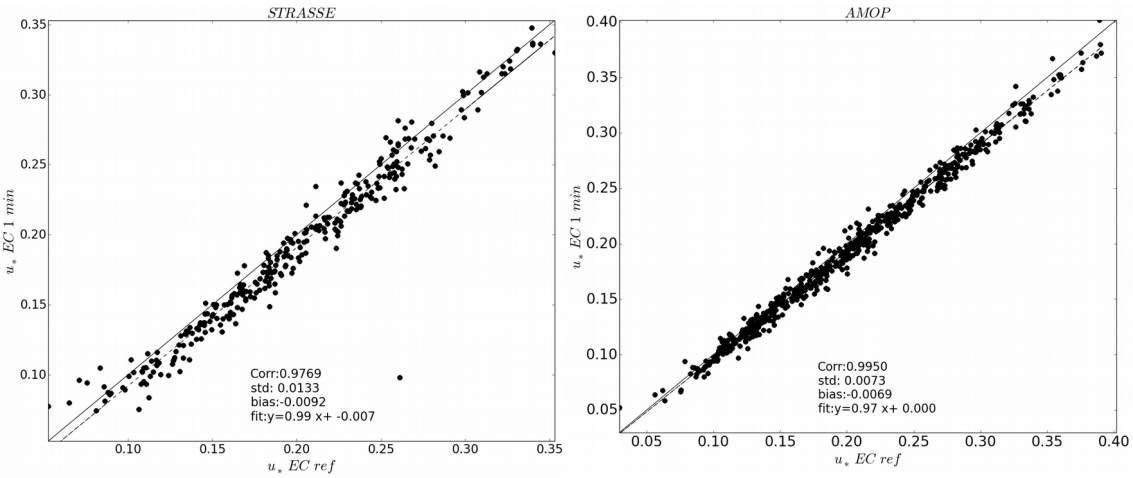

Figure 6.3: Comparaison de u_* (en m/s) entre la méthode EC dans sa configuration de référence et EC 1 min. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite.

6.3 Conditions d'application de IDM permettant de réconcilier les résultats des méthode ID et EC

Ici, nous supposons que les résultats de la méthode EC réf (sans filtrage des données) sont les « vraies » valeurs de flux, et que les différences avec la méthode ID réf (ϕ_{imb}=0) viennent des hypothèses faites lors de l'application de la méthode ID. Jusqu'à maintenant, la méthode ID réf a été appliquée avec le terme d'imbalance égal à zéro. Comme discuté dans le *Chapitre 4* (comparaison des taux de dissipation), nous avons conclu que les différences entre les méthodes EC et ID pourraient provenir des hypothèses dans l'équation TKE, en particulier l'hypothèse selon laquelle ϕ_{imb}=0. *Dupuis et al.* [*1997*] ont proposé de paramétrer le terme d'imbalance comme une fonction de z/L. Avec nos jeux de données, la sensibilité du flux ID en fonction de ϕ_{imb} , dépendant de z/L, est très faible (voir *Chapitre 7),* et une paramétrisation de ϕ_{imb} en fonction de z/L dans les gammes de valeurs habituellement utilisées dans la littérature produit de très faibles changements dans les comparaisons entre les u_* des méthodes EC et ID. C'est pourquoi nous avons recherché si une paramétrisation avec une valeur de ϕ_{imb} indépendante de z/L pourrait permettre de rapprocher les estimations EC et ID.

Nous avons calculé le terme d'imbalance à partir de la relation suivante :

$$u_* = \left(\frac{\kappa z \epsilon_u}{\Phi_m(z/L) - z/L - \Phi_{imb}} \right)^{1/3} \tag{6.4}$$

ainsi que des valeurs de u_* estimées à partir de la méthode EC réf, comme :

$$\Phi_{imb} = \kappa z \epsilon_u \frac{\left(u_{*EC}^3 - u_{*ID}^3\right)}{u_{*EC}^3 u_{*ID}^3} \tag{6.5}$$

où u_{*EC} est estimé à partir de EC réf, et u_{*ID} à partie de ID réf. L'*équation 6.5* représente le terme d'imbalance qui permet d'avoir les estimations u_* par la méthode EC égales aux estimations de la méthode ID, avec ϕ_{imb} non nul. Nous avons représenté ϕ_{imb} calculés pour tous les segments de la campagne STRASSE et AMOP *Figures 6.5 haut et bas* respectivement, en bleu. Nous avons rajouté quelques paramétrisations de la littérature déterminées lors de campagnes précédentes, notamment celle de *Dupuis et al.* [*1997*], où ϕ_{imb} = - 0.65 z/L, et celle

de *Bourras et al.* [*2009*], ϕ_{imb} = - 0.46 z/L. Il est à noter qu'habituellement, ϕ_{imb} est paramétré seulement pour les cas instables, soit z/L < 0. Pour les cas stables (z/L > 0), ϕ_{imb} = 0.

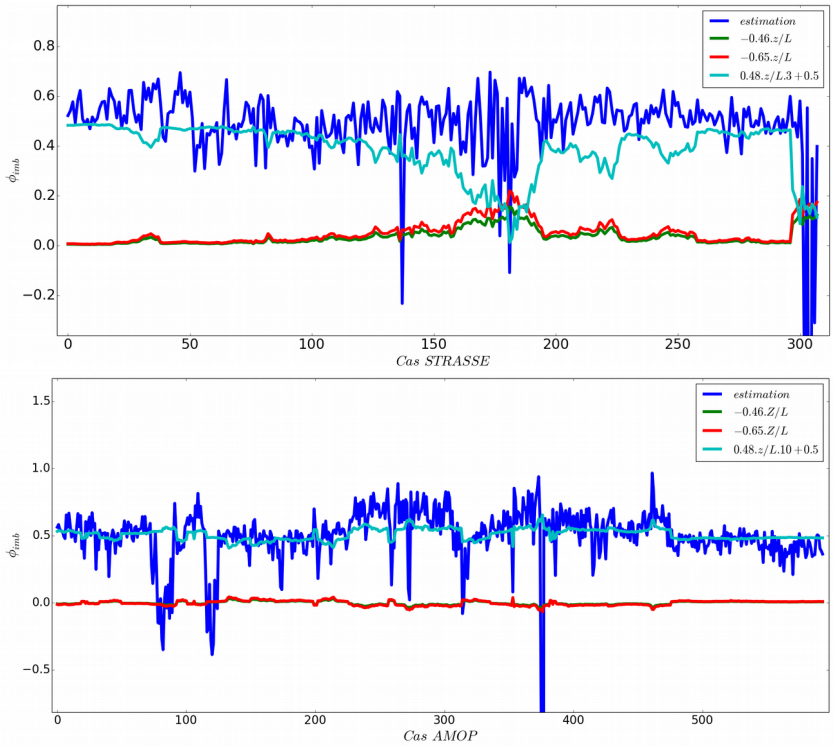

Figure 6.4: Terme d'imbalance estimé en bleu avec différentes paramétrisations. Φ_{imb} = -0.46 z/L en vert, Φ_{imb} = -0.65 z/L en rouge, et notre paramétrisation en bleu ciel. Campagne STRASSE en haut et AMOP en bas.

Les valeurs de ϕ_{imb} calculées sont très supérieures à celles des paramétrisations antérieures. La valeur moyenne de ϕ_{imb} est de 0.48 pour les deux campagnes (0.483 pour STRASSE et 0.484 pour AMOP). Nous avons donc recalculé u_* ID en introduisant un terme d'imbalance constant (*équation 6.4*) égal à 0.48, pris en compte quelles que soient les conditions de stabilité, bien que cela ne soit pas cohérent avec l'analyse dimensionnelle sous-jacente aux équations ni aux paramétrisations proposées dans la littérature. La vitesse de frottement u_* obtenue est maintenant en très bon accord avec les méthodes EC_réf et bulk_réf (contrairement aux comparaisons réalisées dans le *Chapitre 5*). Ce résultat est illustré à la *Figure 6.5,* pour les deux campagnes . Pour les données STRASSE, le biais est de seulement -0.0075 m.s^{-1} entre u_* EC réf et u_* ID ϕ_{imb} = 0.48 (*Figure 6.5 haut à gauche*), et de 0.0017 m.s^{-1} pour AMOP (*Figure 6.5 haut à droite*). Entre u_* bulk réf et u_* ID ϕ_{imb} = 0.48, il est un peu plus

important, de 0.0142 m.s^{-1} (*Figure 6.5 bas à gauche*) et de 0.0148 m.s^{-1} (*Figure 6.5 bas à droite*), respectivement.

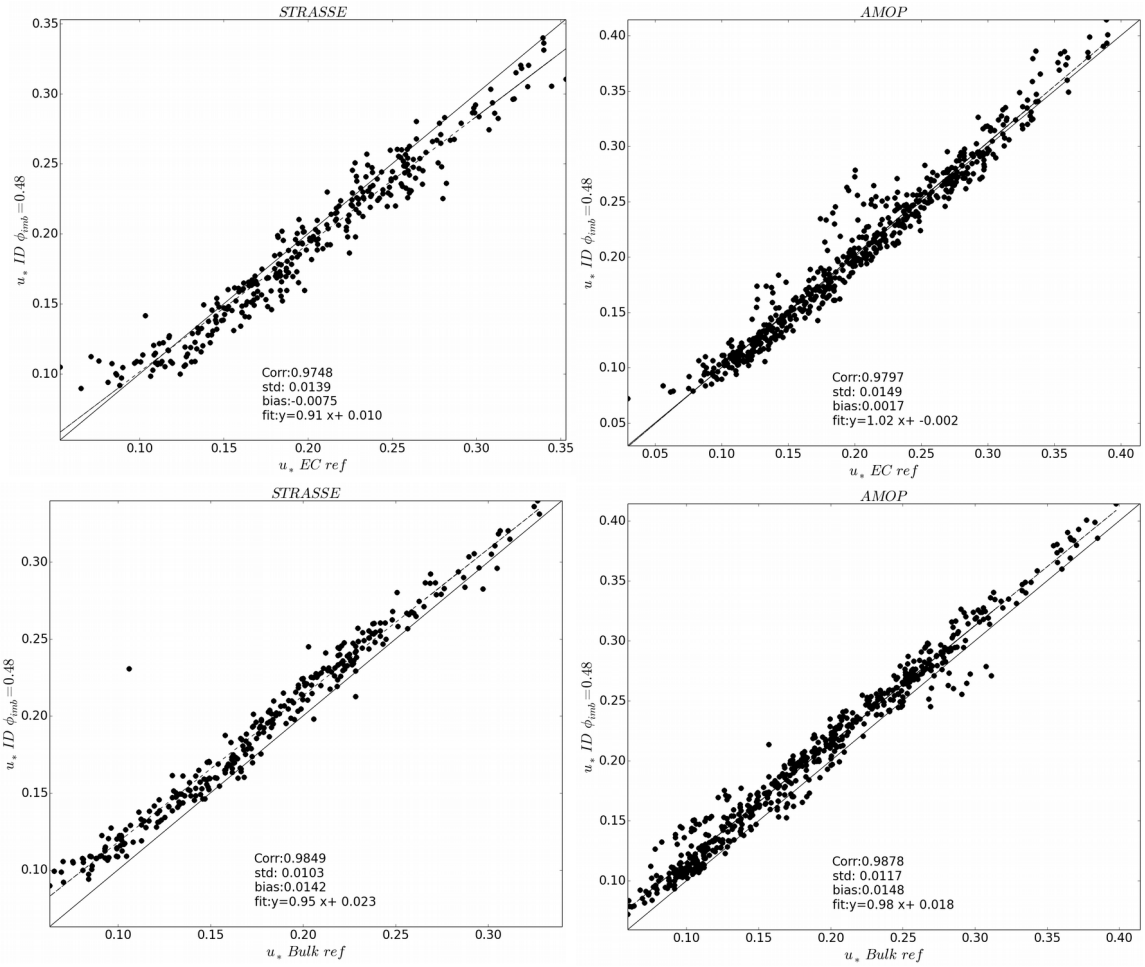

Figure 6.5: Comparaison de u_* (en m/s) entre la méthode ID avec ϕ_{imb} = 0.48 et la méthode EC_réf en haut, et avec la méthode bulk_réf en bas. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite.

Tout en respectant le fait que ϕ_{imb} soit par définition sans dimension, nous en avons cherché une paramétrisation en fonction de paramètres météo, et notamment en fonction de z/L, comme ce qui avait été fait dans *Bourras et al.* [*2009*] ou dans *Dupuis et al.* [*1997*], à savoir une paramétrisation de la forme $\phi_{imb} = \alpha z/L$. Finalement, une paramétrisation a été trouvée, mais d'une forme différente des paramétrisations connues. Pour STRASSE, nous avons approché ϕ_{imb} *estimé* par l'équation :

$$\phi_{imb} = 0.48 \frac{z}{L} \times 3 + 0.5 \quad (6.6)$$

que nous pouvons visualiser sur la *Figure 6.4 haut*, en bleu ciel. Cette paramétrisation n'est pas parfaite, et n'épouse pas parfaitement ϕ_{imb} *estimé*, mais s'y en approche de manière acceptable. Cependant, la forme est différente des paramétrisations connues, avec un coefficient α devant z/L de 3x0.48 (soit 1.44). Nous l'avons laissé sous la forme laissant apparaître 0.48, car cela correspond à la moyenne de ϕ_{imb} *estimé*, et ce terme est commun avec la paramétrisation pour AMOP.

La paramétrisation pour AMOP est tracée *Figure 6.4 bas*, en bleu ciel, de la forme :

$$\phi_{imb} = 0.48 \frac{z}{L} \times 10 + 0.5 \quad (6.7)$$

et se rapproche bien de ϕ_{imb} *estimé*. Elle est de la même forme que pour STRASSE, avec un coefficient multiple aussi de 0.48, qui est de 4.8. Contrairement aux paramétrisations habituelles, cette paramétrisation s'applique pour $z/L < 0$ et $z/L > 0$. Nous avons recalculé u_* avec ces nouvelles paramétrisations, et les avons comparées avec u_* référence (*Figure 6.6*) des méthodes bulk (*bas*) et EC (*haut*), avec les données STRASSE (*gauche*) et AMOP (*droite*). Les accords entre les méthodes sont à nouveau très bons, et sensiblement les mêmes qu' avec $\phi_{imb} = 0.48$.

Ainsi, les deux paramétrisations permettent d'améliorer la concordance de u_* ID avec EC et bulk, dont une dépendante de z/L, mais pas dans le format habituellement accepté. De plus, si l'on analyse les expressions 6.5 et 6.6, nous constatons que le second terme constant (en l'occurrence 0.5) est dominant comparé au terme dépendant de z/L. Le terme ϕ_{imb} *estimé* dépend très peu de la stratification. Cela nous amène à penser qu'il ne représente peut-être pas le terme 'classique' d'imbalance lié à la stratification, mais englobe la contribution d'une autre interaction, que nous avons potentiellement identifiée comme celle avec l'état de mer plus particulièrement de la houle. En effet, des étude antérieures comme *Drennan et al.* [*1999*] et *Pan et al.* [*2005*], ont montré que de possibles effets induits de la houle sur le frottement du vent ne sont pas détectés par la méthode ID. Nous traiterons plus en détails de ce 'pseudo-

terme d'imbalance' que nous avons évalué et de sa paramétrisation dans le *Chapitre 8* lorsque nous étudierons l'impact de l'état de mer sur le flux de quantité de mouvement.

L'essentiel est qu'avec cette nouvelle configuration de la méthode ID, les trois méthodes convergent sur l'estimation de u_*.

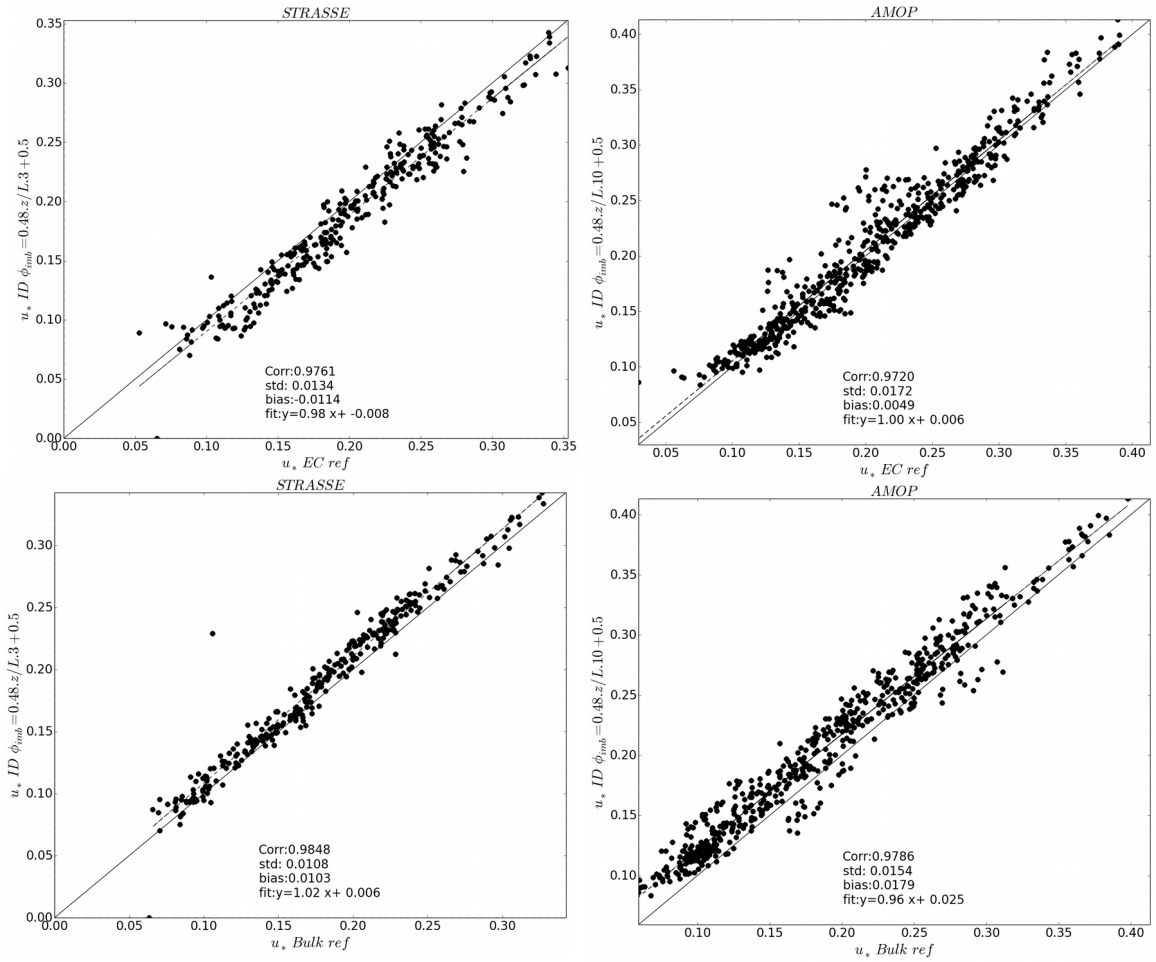

Figure 6.6: Comparaison de u_* (en m/s) entre la méthode ID avec ϕ_{imb} = α z/L+0.5 et EC_réf en haut et avec la méthode bulk_réf en bas. Campagne STRASSE à gauche, où α = 1.44 et AMOP à droite où α = 4.8.

6.4 Conditions permettant de réconcilier les résultats des méthodes ID, EC, et bulk

Nous avons vu dans le *Chapitre 5* que u_* EC ref surestime u_* ID ref. Nous posons l'hypothèse dans cette partie, que la méthode ID réf nous donne la bonne vitesse de frottement, et que ce sont les méthodes EC et bulk qui comportent un biais dans leur configuration et qu'il faut adapter pour que leurs estimations s'accordent mieux avec la méthode ID. Nous avons vu dans la partie 2 de ce chapitre que la configuration EC ne semblait pas nécessiter l'application d'une fréquence de coupure pour filtrer les fluctuations. Cependant, nous étions dans le cadre des hypothèses habituelles où la période de coupure recherchée est celle de la méso-échelle atmosphérique et donc supérieure à plusieurs dizaines de secondes. Dans cette partie, sans nous référer à un processus physique particulier, nous cherchons à déterminer à quelle fréquence il faudrait filtrer les fluctuations pour que l'estimation de la méthode EC rejoigne celle de la méthode ID.

6.4.1 Choix de la paramétrisation bulk

Nous avons montré au *Chapitre 5* que la méthode bulk avec la paramétrisation de référence (*jwave=0,* que l'on pourra noter jw0) surestime la méthode ID, et cette surestimation augmente avec u_*. C'est pourquoi, nous avons testé différentes paramétrisations de z_0 pour la méthode bulk parmi celles présentées au *Chapitre 3*. Le meilleur accord pour réconcilier les valeurs de u_* des méthodes ID réf et bulk est obtenu (*Figure 6.7*) en utilisant la paramétrisation de *Oost* [*2001*] et z_0 estimé à partir des paramètres liés aux vagues (H_s et f_p) mesurés par OCARINA (*jwave=1 avec,* que l'on pourra désigner pas jw1a). Pour STRASSE (*Figure 6.7 gauche*), la corrélation est de 0.983, l'écart-type de 0.009 $m.s^{-1}$ et le biais de -0.0037 $m.s^{-1}$. Pour AMOP (*Figure 6.7 droite*), l'écart-type est légèrement supérieur, de 0.0113 $m.s^{-1}$, mais le biais est quasi-nul.

Ainsi, cette nouvelle configuration de l'estimation bulk s'accorde très bien avec l'estimation ID, mais maintenant elle se compare évidemment moins bien avec la méthode EC. Les vitesses de frottement correspondantes sont comparées *Figure 6.8*. La configuration bulk jw1a sous-estime u_* par rapport à bulk jw0, ainsi, u_* EC réf surestime plus fortement

bulk jw1a, avec une pente pour la régression de 1.31 pour STRASSE (*Figure 6.8 gauche*) et de 1.26 durant AMOP (*Figure 6.8 droite*). Comparé à la paramétrisation de *Smith* [*1988*] (jw0), la paramétrisation de *Oost* [*2001*] avec H_s et f_p mesuré par OCARINA (jw1a) prévoit une rugosité de surface moins importante et donc un transfert de quantité de mouvement moins important, avec un u_* plus faible.

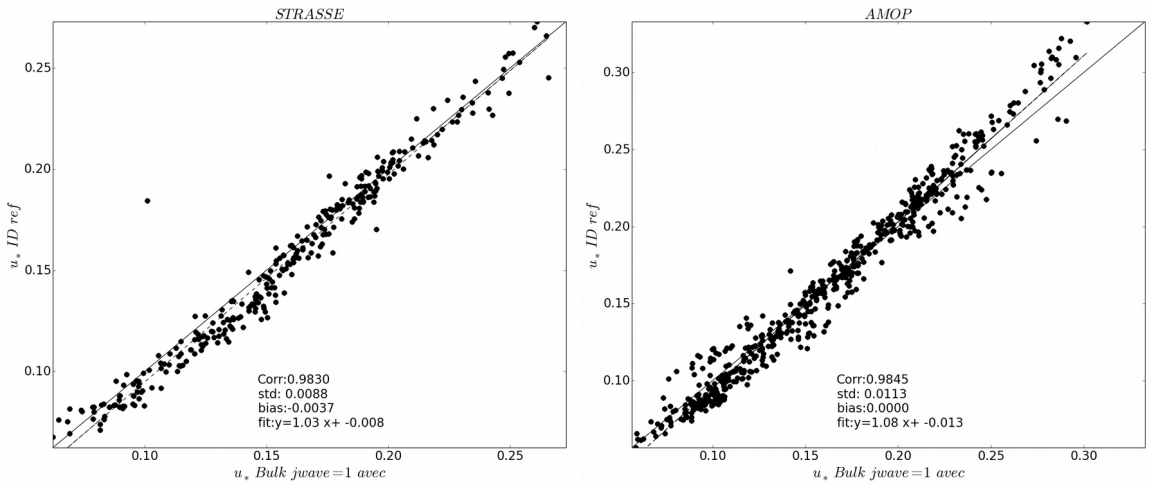

Figure 6.7: Comparaison de u_* (en m/s) entre la méthode ID dans sa configuration de référence et la méthode bulk avec la paramétrisation jwave=1 avec. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite.

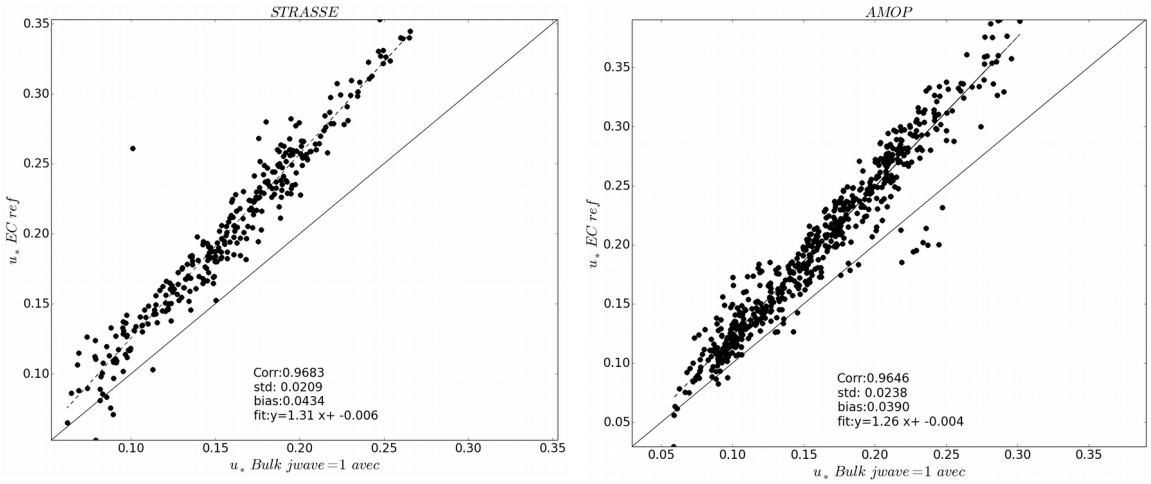

Figure 6.8: Comparaison de u_* (en m/s) entre la méthode EC dans sa configuration de référence et la méthode bulk avec la paramétrisation jwave=1 avec. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite.

6.4.2 Choix de la fréquence de coupure dans la méthode EC

Nous utilisons maintenant les résultats des paramétrisations bulk jw1a et ID réf pour rechercher les conditions d'estimation de la méthode EC qui permettent de rapprocher les trois ensembles de résultas.

Nous avons donc cherché la fréquence de coupure de la méthode EC qui conduit au meilleur accord avec les résultats des méthodes « ID_réf » et « bulk_jw1a ». Le résultat obtenu est qu'il faut considérer une période de coupure de cinq secondes (filtre passe haut à 0.2 Hz) pour obtenir le meilleur accord entre les méthodes EC et bulk jw1a (*Figure 6.9*) et ID réf ($\phi_{imb} = 0$) (*Figure 6.10*), que ce soit pour les données STRASSE ou AMOP. Dans ce cas, les biais sont inférieurs à 0.01 $m.s^{-1}$ et les pentes régression sont supérieures à 0.91.

Cette période de coupure est très petite comparée à ce qui a été trouvé dans la section 6.2 (128 à 256 s) , et à ce qui est communément admis dans la littérature comme séparation entre échelles turbulentes et méso-echelle. Ceci veut dire qu'elle exclut une grande partie des mouvements turbulents. Cependant le choix de cette valeur de coupure revient à exclure la plage de fréquence où l'énergie des vagues de surface de l'océan est maximum, comme illustré à la *Figure 6.11* où nous avons superposé les spectres de puissance des fluctuations des composantes horizontales (u et v) et verticale du vent ($S_u(f)$, $S_v(f)$, $S_w(f)$), de température sonique ($S_{tson}(f)$), avec le spectre de puissance de l'élévation de la surface de la mer η. Nous remarquons qu'en filtrant les séries temporelles des fluctuations pour supprimer la partie basse fréquence inférieure à cinq secondes (0.2 Hz), nous ne tenons plus compte de la gamme spectrale correspondant au large pic du spectre des vagues, qui contient la plus grande partie de l'énergie des vagues. Ainsi, nous en déduisons que pour réconcilier l'estimation des flux calculés par méthode ID_ref et ceux calculés par la méthode des covariances (EC) il est nécessaire de filtrer dans la méthode EC les fluctuations à 0.2 Hz, c'est à dire d'exclure la partie du spectre potentiellement influencé par les vagues dominantes du spectre des vagues.

Il est à noter que les spectres de puissance des composantes longitudinale et transverse du vent présentent un faible pic à la même fréquence que le large pic du spectre des vagues. *Bourras et al.* [*2014*] ont montré que ce pic est physique et non dû aux mouvements propres d'OCARINA. En effet, comme nous l'avons vu dans le *Chapitre 3*, les mouvements d'OCARINA sont supprimés des spectres en calculant le vent vrai. De plus, cette

correspondance dans les spectres n'est pas présente dans les spectres de la vitesse verticale et de température (*Figure 6.11*), ce qui confirme un phénomène physique et non dû à l'instrumentation (mouvements propres de la plateforme). Enfin, *Bourras et al.* [*2014*] ont montré que l'amplitude du vent horizontal instantané varie de vague en vague, et est maximum proche de la crête des vagues, ce qui expliquerait la concordance dans les spectres entre le vent horizontal et les vagues. Nous approfondirons la question de la relation entre les vagues et le vent dans le *Chapitre 8*.

Ainsi, la vitesse de frottement se compare très bien entre les trois méthodes à condition de considérer la méthode bulk paramétrée selon *Oost* (*jw1a*), la méthode ID sans terme d 'imbalance (ID_ref) et la méthode EC avec un filtrage passe- haut des fluctuations à cinq secondes. Cependant, cette conclusion est à première vue très surprenante car le filtre utilisé dans la méthode EC utilise une fréquence de coupure inhabituellement haute (0.2 Hz) qui retire une grande partie des mouvements turbulents dans l'estimation de u_*. Néanmoins, cette 'paramétrisation' pourrait être liée à l'impact de l'état de la mer comme nous l'avons vu en comparant le spectre des fluctuations de vent au spectre des vagues.

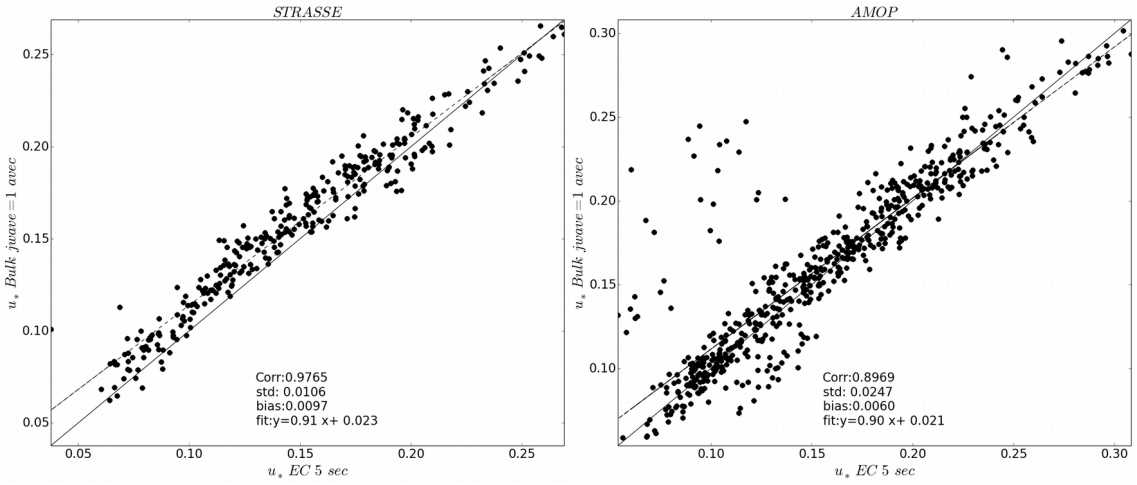

Figure 6.9: Comparaison de u_* (en m/s) entre la méthode EC 5 sec et la méthode bulk avec la paramétrisation jwave=1 avec. Campagne STRASSE à gauche, et AMOP à droite.

Il faut rappeler à ce stade la spécificité des mesures effectuées avec OCARINA, réalisées très proches de la surface, avec une plateforme qui suit les vagues, et des conditions d'état de mer dominées par la houle. Cette spécificité pourrait expliquer les résultats décrits dans ce chapitre mais nous approfondirons cette question au *Chapitre 8*.

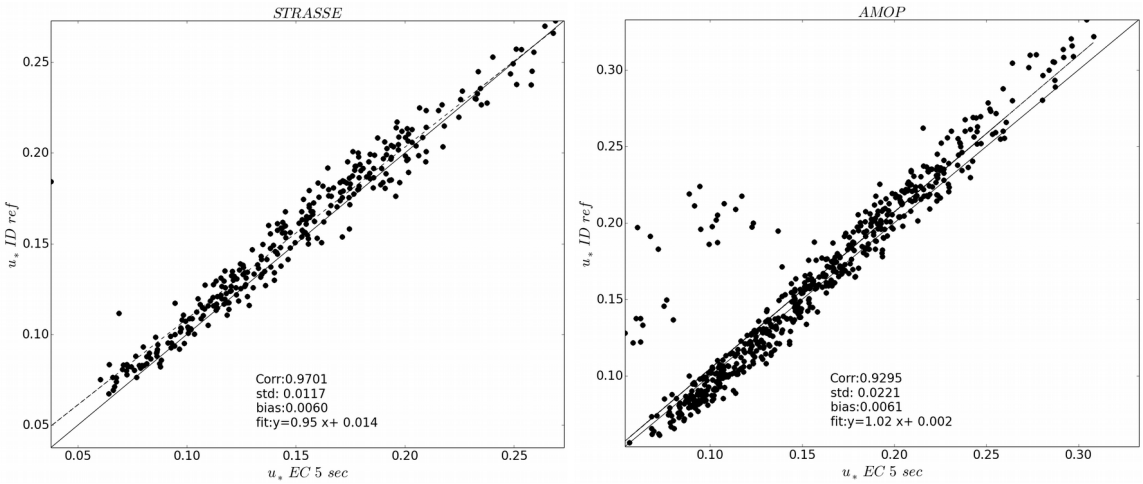

Figure 6.10: Comparaison de u_* (en m/s) entre la méthode EC 5 sec et la méthode ID dans sa configuration de référence. Campagne STRASSE à gaucher et AMOP à droite.

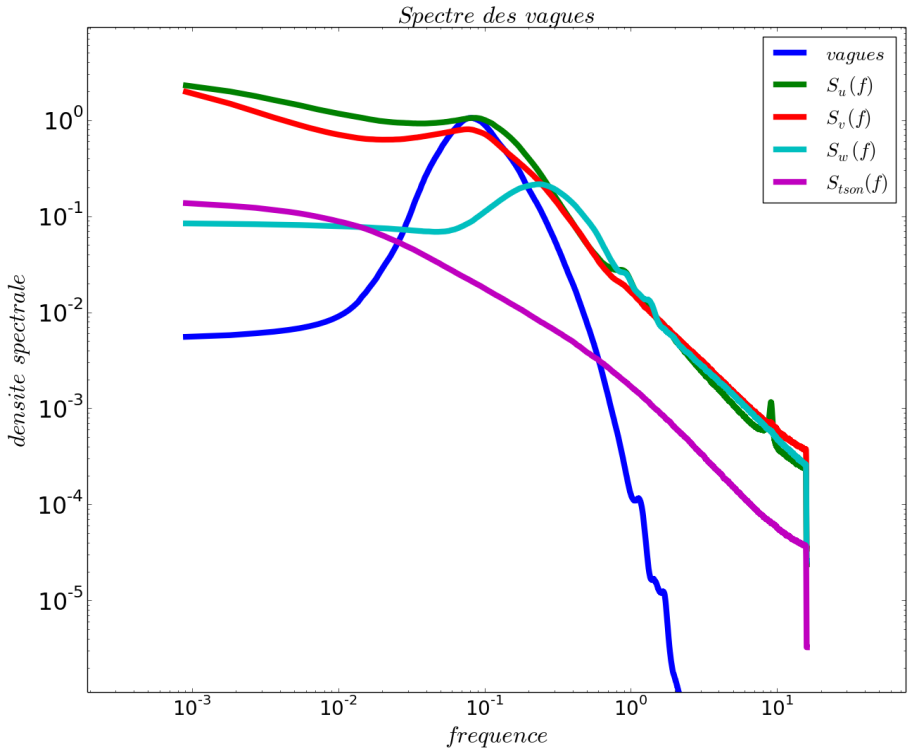

Figure 6.11: Spectre de puissance moyen des vagues (bleu), et des fluctuations des composantes du vent ($S_u(f)$, $S_v(f)$ et $S_w(f)$) et de température (S_{tson}). Campagne STRASSE. La densité spectrale d'énergie est exprimée en m²/Hz.

6.5 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de trouver les conditions d'application des trois méthodes pour améliorer la convergence des résultats sur les flux, notamment sur u_*.

En utilisant l'approche multi-résolution proposée par *Vickers et al.* [*2002*], nous avons cherché à estimer l'échelle de temps τ qui pourrait séparer les mouvements méso-échelles de la turbulence pure, dans le but d'améliorer l'estimation de u_* par la méthode EC. Cette analyse n'a pas permis de trouver une limite claire. De plus, des tests de sensibilité ont montré que pour nos deux jeux de données, l'estimation de u_* par la méthode EC est peu sensible à un filtrage des basses fréquences, pour des périodes de coupures supérieures à la minute. Ainsi, la configuration EC réf semble être correcte et l'estimation de u_* considérée comme valide. Nous avons donc cherché les conditions d'application de la méthode ID qui permettent d'obtenir un accord entre les résultats de la méthode ID et ceux de la méthode EC_ref. Nous avons montré que l'ajout d'un terme d'imbalance dans la méthode ID permet de faire coïncider les résultats de ces deux méthodes. Nous avons trouvé que le meilleur accord est trouvé en choisissant ce terme constant égal à 0.48 ou comme la somme d'une constante égale à 0.5 et d'une fonction de z/L (de la forme $\alpha z/L+\beta$). Cette paramétrisation est sensiblement différente de celle qu'on peut trouver dans la littérature [*Dupuis et al., 1997*] avec d'une part une sensibilité plus grande au paramètre de stabilité z/L et d'autre part un terme constant dominant devant celui lié à la stabilité.

D'un autre côté, nous avons montré que la méthode ID ref (sans terme d'imbalance) coïncide bien avec la méthode bulk à condition de choisir la paramétrisation de z_0 donnée par *Oost et al.* [*2002*] et utilisant les caractéristiques des vagues dominantes mesurées par OCARINA (jw1a). Enfin, pour faire coïncider les résultats de la méthode ID_ref et ceux de la méthode EC, nous avions montré qu'il était nécessaire de filtrer les fluctuations utilisées dans la méthode EC à 5 sec.

Pris dans leur ensemble, les résultats que nous avons décrits dans ce chapitre semblent à première vue présenter quelques contradictions : les résultats de la méthode EC, lorsque l'on filtre toutes les fréquences plus basses que celles correspondant au pic des vagues (5 sec), sont en bon accord avec les résultats bulk lorsque la paramétrisation bulk tient compte de l'état de mer (*jw1a*). À l'opposé, u_* obtenu avec la méthode bulk sans prendre en compte les effets de

l'état de mer (*jw0*) et u_* obtenu par la méthode EC, sans filtrer la plage de fréquences des vagues (sans période de coupure) sont aussi en plutôt bon accord (voir *Chapitre 5*). Cependant, nous verrons dans le *Chapitre 8*, à travers l'analyse des impacts de l'état de mer sur le transfert de quantité de mouvement air-mer que ces résultats se justifient. En effet nous apporterons des éléments au *Chapitre 8* pour montrer que la méthode EC non filtrée appliquée aux données OCARINA (à 1.5 m au-dessus de la surface) fournit un flux de quantité de mouvement résultant de deux effets de presque égale importance qui s'ajoutent: celui lié à la turbulence du vent qui serait observé en l'absence de vagues, et celui généré par les vagues, alors que la méthode ID ne prendrait en compte que l'effet de la turbulence liée au vent, la seule ayant une signature dans le domaine inertiel.

Avant de préciser ces idées au *Chapitre 8*, nous présentons au *Chapitre 7* une étude de sensibilité des résultats issus de chaque méthode au choix des paramètres d'entrée, afin notamment de d'évaluer pour chaque méthode la précision des estimations de flux.

Chapitre 7 : Analyse de la sensibilité des méthodes aux paramètres d'entrées

7.1 Introduction

Pour calculer les flux turbulents à l'interface océan-atmosphère à partir des données enregistrées par la plateforme OCARINA, nous avons utilisé quatre méthodes différentes, chacune faisant intervenir une partie spécifique du spectre de puissance du vent et de la température sonique. La méthode bulk et la méthode des profils utilisent les paramètres moyens. La méthode spectrale utilise la partie haute fréquence - le sous-domaine inertiel de la turbulence - et la méthode des covariances prend en compte la zone de production turbulente. Chacune de ces méthodes possède ses propres paramètres d'entrée, comme la plage de fréquence (estimation des taux de dissipations) pour le calcul de la méthode ID (voir *Chapitre 4*). De plus, pour certaines méthodes, l'utilisateur doit choisir entre plusieurs paramétrisations internes, comme la paramétrisation de z_0 pour la méthode bulk. Nous avons effectué un premier choix de configuration pour les différentes méthodes, dont nous avons présenté les résultats et comparaisons dans le *Chapitre 5*. Dans le *Chapitre 6*, nous avons affiné ces paramètres d'entrée pour les adapter aux mieux aux conditions environnementales et faire converger les résultats.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la sensibilité des flux à ces paramètres d'entrée, pour d'une part estimer leur impact sur la valeur des flux estimés en fonction de la paramétrisation choisie, pour les deux campagnes de mesure, STRASSE et AMOP, et d'autre part pour quantifier et visualiser l'impact de ces choix de manière globale. Pour cela, nous avons fait varier certains paramètres dans de larges plages de valeurs, qui ne sont pas habituellement utilisées dans la littérature ou justifiables physiquement, mais qui nous permettent de nous rendre compte de leur impact sur les flux. *In fine*, cette approche nous permet de limiter le nombre de paramètres sur lesquels agir en fonction de la méthode choisie, par ordre d'importance, alors que dans la littérature chaque paramètre est traité avec une égale importance.

7.2 Méthodologie

Afin de mieux visualiser l'impact des paramètres d'entrée sur les flux (qu'on appelle « flux modifiés » ci-après), nous avons comparé les flux modifiés (u_* et Hs_v) aux flux de référence pour chaque méthode, définis dans le *Chapitre 3,* nous avons superposé les différents flux modifiés en fonction du flux de référence, et nous avons calculé à chaque fois le biais, l'écart type, la pente de la régression linéaire et la corrélation. Toutes ces caractéristiques ainsi que des éléments de statistique sur les flux (moyenne, min, max et écart-type) sont rassemblées dans des tableaux. Nous avons accumulé un grande quantité de statistiques au cours de nos tests de sensibilité. Dans le but ne pas alourdir le chapitre, nous les avons regroupés dans l'*Annexe 3*. Nous avons choisi de quantifier les écarts de manière relative. L'écart entre flux modifié et flux de référence est calculé comme suit :

$$\delta = \frac{A_{modif} - A_{réf}}{A_{réf}} \times 100 \qquad (7.1)$$

où A est alternativement u_* et Hs_v de la méthode correspondante (bulk, ID ou EC). Lorsque δ est positif (négatif), le flux modifié est x % par excès (par défaut) au flux de référence. Nous avons constaté que la modification des flux, et donc δ, n'était pas homogène pour tous les cas de nos campagnes, et variait entre autres avec les conditions de vent. Nous avons représenté pour chaque test de sensibilité, δ en fonction du vent vrai horizontal moyen à 1.5 m (U_{hvrai}), afin de mieux évaluer l'impact de la modification du paramètre d'entrée sur u_* et Hs_v.

7.3 Sensibilité de la méthode spectrale (ID)

Nous avons fait varier quatre paramètres dans la méthode ID. Nous avons vu dans le *Chapitre 4* que le taux de dissipation était sensible à la plage de fréquences utilisée dans le domaine inertiel. Ainsi, nous avons calculé u_* et Hs_v en faisant varier la plage de fréquence pour le calcul de ε_u (1) et ε_{tson} (2). De plus, dans le *Chapitre 6*, nous avons vu que le terme de transport dans la TKE ne pouvait pas être négligé dans l'estimation des flux. Nous avons donc calculé les flux en faisant varier le terme d'imbalance Φ_{imb} , en fonction de z/L dans un premier temps (3), puis en le prenant constant dans un second temps (4).

Nous rappelons que le calcul des flux dans la méthode ID se déroule en plusieurs étapes. Nous calculons d'abord le taux de dissipation à partir des spectres des fluctuations. La valeur du taux de dissipation dépend de la gamme de fréquences utilisées dans le spectre de puissance. En premier lieu, nous estimons le taux de dissipation du vent, ε_u. Puis celui de la température, ε_{tson} qui dépend lui même de ε_u . Enfin, les flux u_* et Hs_v et le paramètre z/L sont calculés de manière itérative, en initialisant le processus avec les résultats de la méthode bulk. Toutes les variables dépendent les unes des autres. u_* dépend de ε_u et z/L. Hs_v dépend de ε_{tson} et u_* , et donc de ε_u et z/L. Et enfin, z/L dépend de ε_{tson} et u_*, donc de ε_u. Ainsi, lorsque nous modifions la fréquence dans le spectre de vent pour calculer ε_u, en laissant la fréquence constante pour le calcul de ε_{tson}, alors z/L, u_* et Hs_v seront modifiés. De la même manière, en modifiant ε_{tson} et en gardant la fréquence constante pour le calcul de ε_u.

Pour le test (1), nous avons fait varier la sélection de la bande spectrale dans le spectre du vent $S_u(f)$ par tranche de 1 Hz, de [1-2 Hz], jusqu'à [9-10 Hz]. La sélection pour le spectre de température ne change pas quant à elle, et reste comprise entre 3 et 4 Hz. Pour le test (2), nous avons fait varier la sélection de la bande spectrale dans le spectre de température $S_{tson}(f)$ de la même manière. La sélection pour le spectre de vent est gardée constante, entre [4-6 Hz].

Nous rappelons dans la méthode ID, u* est défini comme :

$$u_* = \left(\frac{\kappa z \epsilon_u}{\Phi_m(z/L) - z/L - \Phi_{imb}(z/L)} \right)^{1/3} \tag{7.2}$$

Comme u_* et le taux de dissipation sont positifs par définition, il est nécessaire que le dénominateur de la relation 7.2 soit positif. Il nous est donc possible de calculer la valeur maximale que peut prendre Φ_{imb} pour respecter ce critère, en fonction des valeur de z/L et Φ_m. Par conséquent, pour le test (3), nous posons $\Phi_{imb}=\alpha z/L$ et faisant varier α de -2.5 à 2.5 pour STRASSE et AMOP. Les différentes valeurs de α utilisées sont regroupées dans les *Tableaux 3 et 7, Annexe 3*. Pour le test (4), nous imposons Φ_{imb}=cte. La constante varie de -1.5 à 1.5 pour STRASSE (*Tableau 4, Annexe 3*) et de -0.9 à 0.9 pour AMOP (*Tableau 8, Annexe 3*). La plage de variation est différente entre les deux campagnes pour garder le dénominateur >0 dans l'*équation 7.2* .

Nous avons comparé les flux modifiés avec les flux de référence pour la méthode ID. Nous rappelons que pour la méthode ID, le flux de référence correspondant à la sélection de la

bande spectrale [4-6 Hz] dans $S_u(f)$ et [3-4 Hz] dans $S_t(f)$ pour l'estimation des taux de dissipation. Enfin, pour le calcul de u_*, Φ_{imb} est nul.

7.3.1 Variation de la fréquence dans $S_u(f)$

Tous les résultats sont présentés dans les *Tableaux 1 et 5, Annexe 3*. Pour notre configuration de référence de la méthode ID, u_* sur toute la campagne STRASSE est de 0.153 $m.s^{-1}$ en moyenne, et varie de 0.067 à 0.273 $m.s^{-1}$. La variation de la bande spectrale fait varier u_* de 0.152 $m.s^{-1}$ pour la bande [3-4 Hz] jusqu'à un maximum de 0.214 $m.s^{-1}$ pour [9-10 Hz], soit une variation de 40,5 % en moyenne sur toute la campagne lorsque la plage de fréquence varie dans l'intervalle [1-10 Hz].

Plus en détail, si on observe la variation de u_* en fonction Uh_{vrai}, nous constatons que u_* ne varie pas de façon constante avec la variation de la gamme de fréquence. A la *Figure 7.1 en haut à gauche*, nous avons représenté l'écart relatif (δ) entre u_{*modif} et $u_{*réf}$, en fonction du vent moyen (Uh_{vrai}) . Globalement, δ est plus important à vent faible qu'à vent fort. Lorsque Uh_{vrai} est supérieur à 7 $m.s^{-1}$, u_* varie au maximum de 25 %, alors que la variation atteint 130 % pour Uh_{vrai}< 2 $m.s^{-1}$. Pour les bandes comprises entre 2 et 7 Hz, l'écart varie peu avec le vent, et l'impact sur u_* est environ 20 %. Pour les autres bandes de fréquence, nous observons une tendance de δ en fonction du vent. L'impact sur u_* augmente lorsque la vitesse du vent diminue. Sur la *Figure 7.1 en bas à gauche*, nous retrouvons les mêmes conclusions pour des écarts absolus entre u_{*modif} et $u_{*réf}$. La bande [3-4 Hz] donne une vitesse de frottement légèrement inférieure à celle de référence, mais pour tous les autres intervalles testés, le flux est supérieur au flux de référence.

Les conclusions sont globalement similaires pour les données AMOP *(Figure 7.1 droite) :* globalement, u_* est surestimé par rapport à u_* référence, pour toutes les bandes spectrales testées.

En moyenne sur la campagne, la variation de la sélection de la fréquence dans $S_u(f)$ induit une variation de 50 % de u_*, entre 0.16 $m.s^{-1}$ (3-4 Hz) et 0.24 $m.s^{-1}$ (8-9 Hz).

Si maintenant on se réfère au *Chapitre 4*, et que l'on restreint la gamme à l'intervalle où l'hypothèse de la turbulence isotrope est vérifiée et où les taux de dissipations estimés par les deux méthodes semblaient le mieux concorder, entre 3 et 8 Hz, alors la variation moyenne

de u_* est de 7.3 % avec les données STRASSE et de 7 % avec AMOP. Ainsi, dans la gamme [3-8 Hz], les incertitudes sur u_* selon le choix de la bande de fréquence sont très raisonnables, de 7 % sur les deux campagnes.

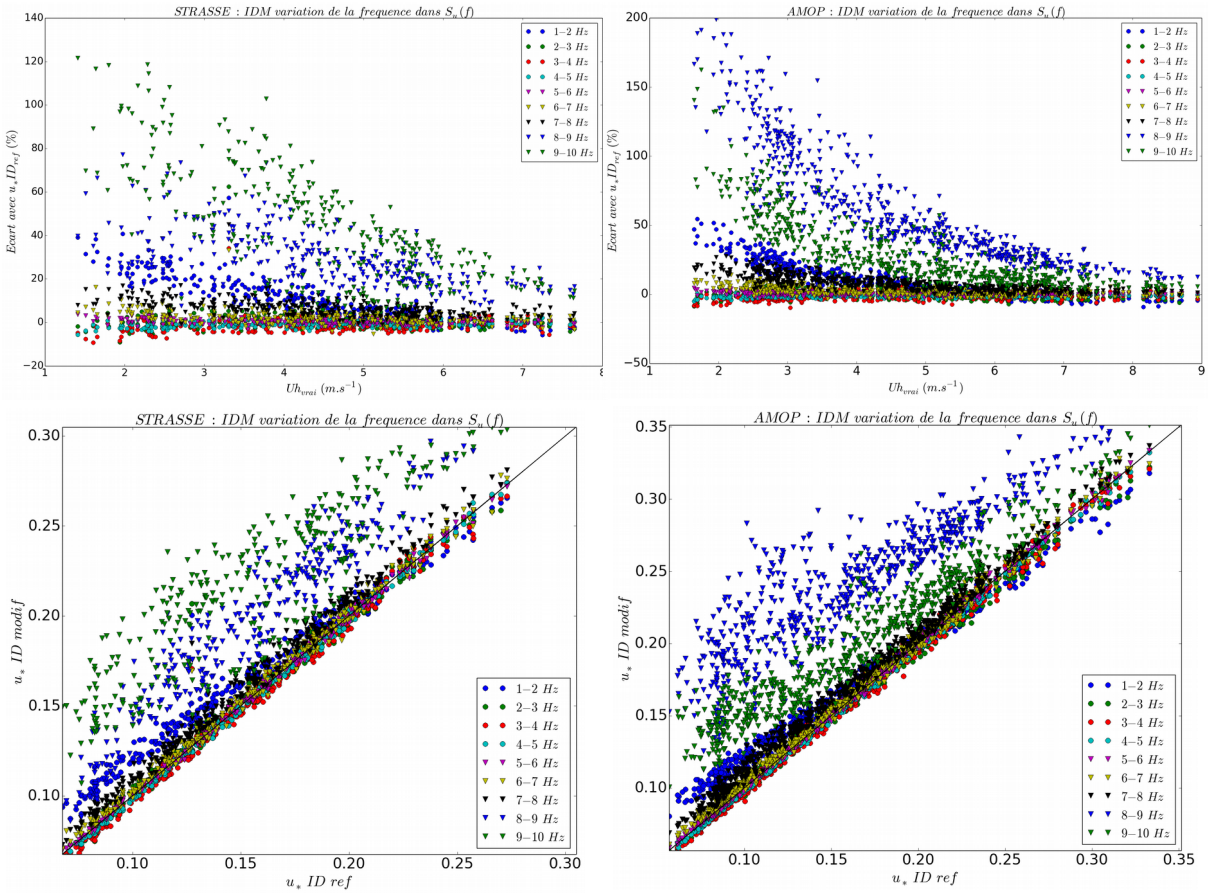

Figure 7.1: Comparaison entre u_* ID en modifiant la bande spectrale dans $S_u(f)$ et u_* ID référence. En haut, écart relatif en fonction du vent moyen. En bas, u_* ID modifié en fonction de u_* ID ref. Campagne STRASSE à gauche, et AMOP à droite. u_* est exprimé en $m.s^{-1}$.

Concernant le flux de flottabilité, les résultats sont assez différents pour STRASSE et AMOP. Pour STRASSE, Hs_v varie de 10.30 $W.m^{-2}$ (*Tableau 1, Annexe 3*) pour la bande de référence (4-6 Hz) jusqu'à 11.15 $W.m^{-2}$ pour la bande [9-10], soit une variation moyenne de 8.3 %. Sur la *Figure 7.2 haut à gauche*, nous observons que la variation de Hs_v avec la sélection de la fréquence est faible (inférieure à 10%) à vent inférieur à 3 $m.s^{-1}$. ou supérieur à 6 $m.s^{-1}$ Une variation maximale de 24% est observée pour des vents d'environ 4 $m.s^{-1}$.

Globalement, le flux de flottabilité est moins sensible au choix de la fréquence dans $S_u(f)$ que u*, car Hs_v et affecté au deuxième ordre. On remarque que le flux s'écarte le plus du flux de référence pour la gamme de fréquence 8-10 Hz. Pour les autres fréquences, la variation du flux est assez faible. Il y a comme deux groupes. Il y a un changement de comportement au-delà de 8 Hz. La *Figure 7.2 bas à gauche* nous confirme ces observations. Les flux modifiés sont surestimés par rapport au flux de référence.

Avec les données AMOP, l'impact du choix de la bande de fréquence est beaucoup plus important qu'avec les données STRASSE. (*Figure 7.2 haut à droite*). La variation du flux atteint 120 % à vent faible mais tombe à 10 % à vent modéré (> 7 $m.s^{-1}$). La *Figure 7.2 bas à droite*, montre que le comportement est différent suivant la stabilité. Lorsque $Hs_v > 0$, les flux modifiés surestiment $Hs_{v\ réf}$, et le sous-estiment lorsque $Hs_v < 0$. La surestimation (sous-estimation) augmente avec $|Hs_v|$. Comme pour u_*, le flux est plus fortement modifié pour la bande [8-10 Hz].

Mais à nouveau si l'on se restreint à la gamme [3-8 Hz], l'impact du choix de la bande sur Hs_v reste modéré de 7 % pour AMOP, et 1 % pour STRASSE.

En résumé, si l'on réalise une étude comparée de deux estimations du taux de dissipation comme nous l'avons fait dans le *Chapitre 4*, il est possible d'affiner le choix de la bande de fréquence ce qui permet d'avoir une incertitude sur u_* très raisonnable, et parfois négligeable, inférieure à 10 %. Par contre, si nous n'avons aucune indication, nous avons pu voir que suivant la fréquence utilisée, l'estimation de u_* qui en découle peut varier considérablement, surtout à vent faible ou modéré. Dans ces conditions, la sélection de la bande spectrale pour le calcul des taux de dissipation est donc cruciale pour l'estimation de u_*. Mais à vent fort, ce choix devient moins important, et pour un vent supérieur à 7 $m.s^{-1}$, l'impact global du choix de la bande sur l'estimation de u_* est inférieur à 20 %.

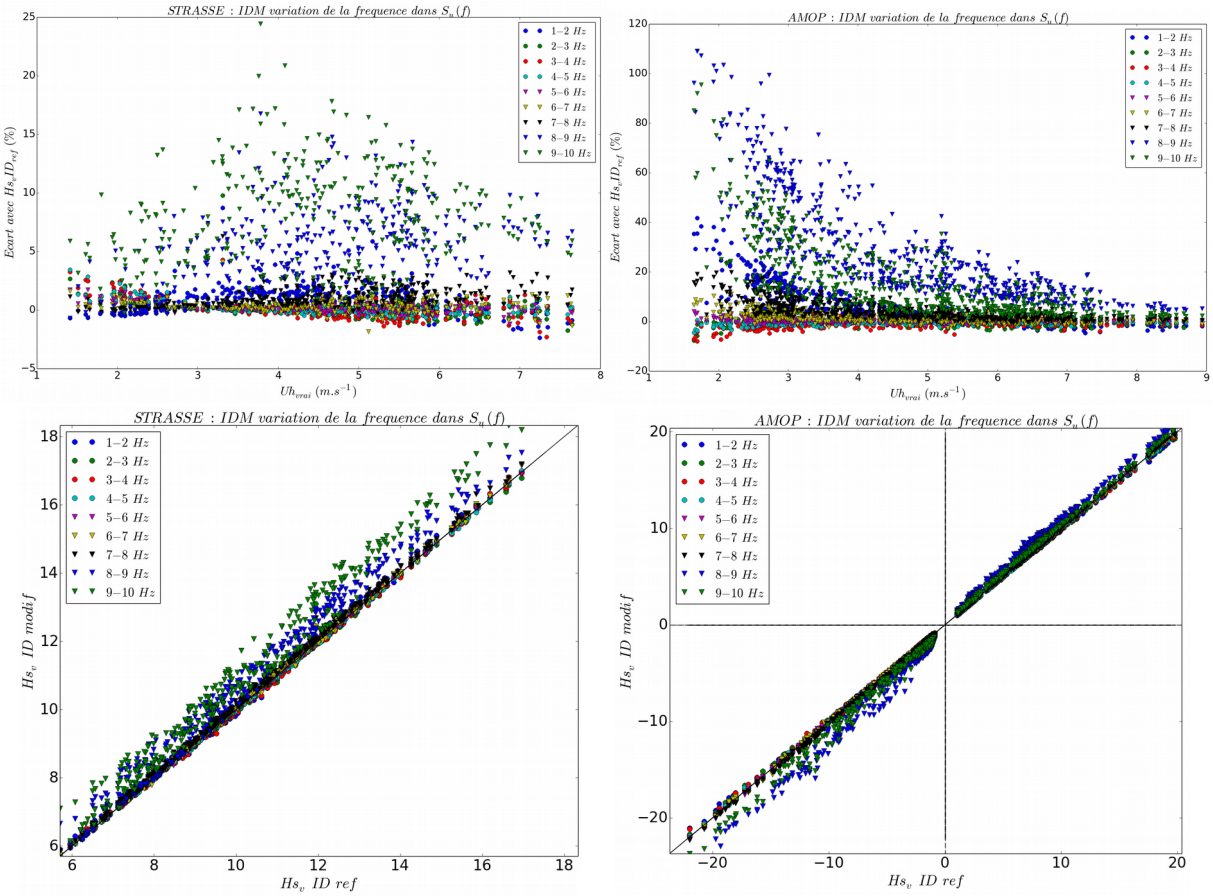

Figure 7.2: Comparaison entre Hs_v ID en modifiant la bande spectrale dans $S_u(f)$ et Hs_v ID référence. En haut, écart relatif en fonction du vent moyen. En bas, Hs_v ID modifié en fonction de Hs_v ID ref. Campagne STRASSE à gauche, et AMOP à droite. Hs_v est exprimé en $W.m^{-2}$.

7.3.2 Variation de la fréquence pour St(f)_

L'impact du choix de la bande de fréquence dans le spectre de température est illustré à la *Figure 7.3* pour STRASSE (à gauche) et AMOP (à droite). Pour STRASSE, l'impact relatif sur le flux de flottabilité suit la même tendance avec le vent que u_* (*Figure 7.3 haut à gauche*). La plus faible variation est d'environ 30 % pour un vent autour de 3 $m.s^{-1}$. L'impact augmente jusqu'à 110 % pour les conditions de vent les plus fortes, et jusqu'à 50 % à vent inférieur à 3 $m.s^{-1}$. Pour les bandes comprises dans l'intervalle [1-8 Hz], les flux modifiés sont sous-estimés par rapport au flux de référence pour $U < 3 m.s^{-1}$, et sont surestimés au-dessus de cette valeur. Pour les bandes les plus élevées (8-10 Hz), nous observons un comportement inverse. Les valeurs de Hs_v modifiées sont très dispersées lorsque nous les comparons au flux de référence (*Figure 7.3 bas à gauche*). Les valeurs moyennes de Hs_v sur la campagne

augmentent avec la bande de fréquence sélectionnée (*Tableaux 2 et 6, Annexe 3*) : elles varient de 10.11 W.m^{-2} pour la bande [1-2 Hz] jusqu'à 13.81 W.m^{-2} pour la bande [9-10 Hz], soit une variation de 36.6 %.

Ainsi, le flux de flottabilité est plus sensible à la sélection de la bande de fréquence que la vitesse de frottement, car cette fois-ci, c'est Hs_v qui est impacté au premier ordre.

Pour AMOP, l'écart relatif (*Figure 7.3 haut à droite*) varie de 250 % pour U < 2m.s^{-1} à 150 % pour U > 7 m.s^{-1}. Pour les bandes [1-2 Hz] et [2-3 Hz], Hs_v est sous-estimé dans les cas instables (Hsv > 0), et surestimé dans les cas stables (*Figure 7.3 bas à droite*). Pour les autres bandes, c'est l'inverse.

En moyenne, Hs_v augmente avec la fréquence, allant de 0.37 W.m^{-2} pour [1-2 Hz] jusqu'à 2.60 W.m^{-2} [9-10 Hz], soit une variation globale de presque 600 %.

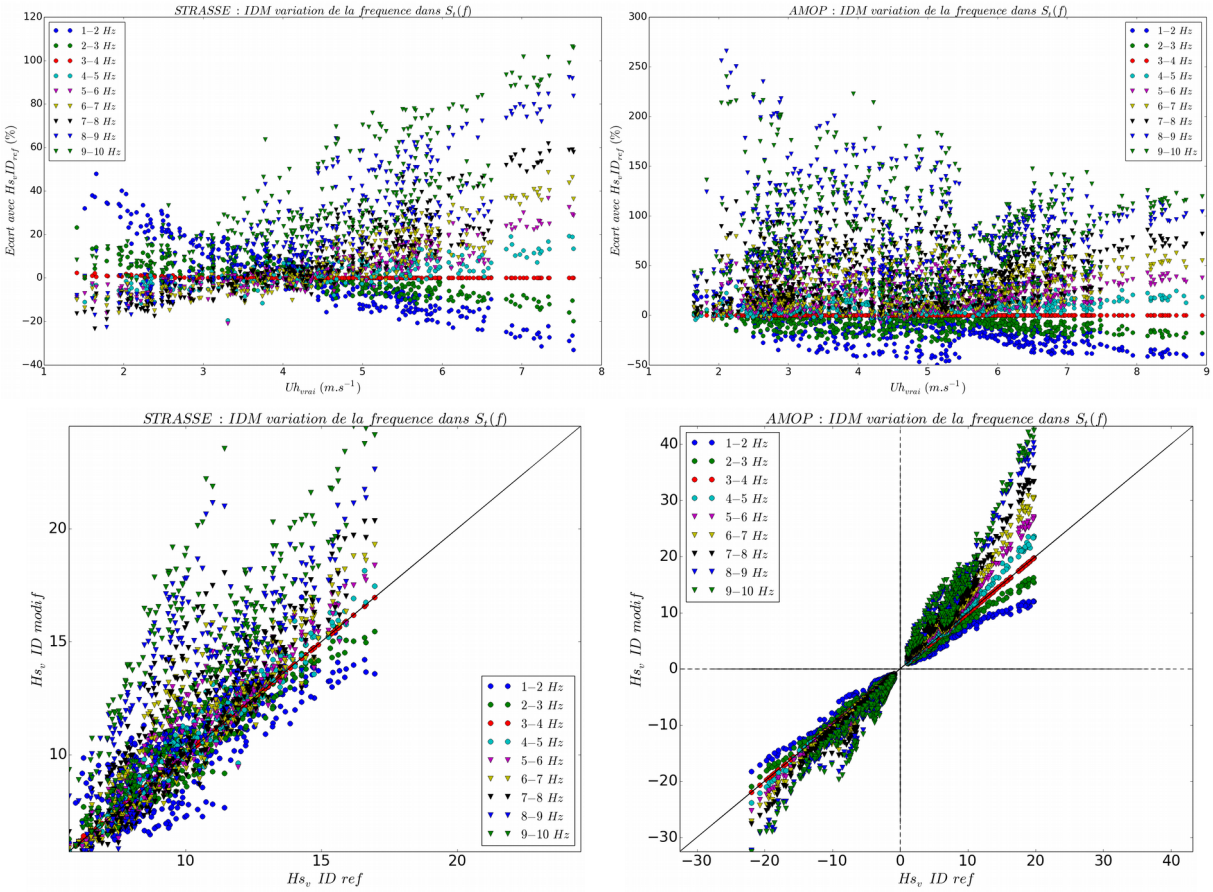

Figure 7.3: Comparaison entre Hs_v ID en modifiant la bande spectrale dans $S_t(f)$ et Hs_v ID référence. En haut, écart relatif en fonction du vent moyen. En bas, Hs_v ID modifié en fonction de Hs_v ID ref. Campagne STRASSE à gauche, et AMOP à droite. Hs_v est exprimé en W.m⁻².

En restreignant le choix de la bande de fréquence dans la gamme [3-8], la variation de Hs_v moyen reste conséquente pour AMOP, de 213 %, mais elle est fortement réduite avec les données STRASSE, de 9.3 %.

Sur l'ensemble des deux campagnes l'impact sur l'estimation du flux Hs_v, du choix de la bande de fréquence pour le spectre de température est important, notamment avec les données AMOP. Évidemment, en raison de l'allure des spectres de température (*Chapitre 4*), l'impact diminue à mesure que l'on réduit la gamme de fréquence. D'une part, cela provient du fait que les données AMOP regroupent à la fois des cas stables et instables, et d'autre part, nous avons vu dans le *Chapitre 4* que les spectres ne respectent pas bien la loi de *Kolmogorov* en -5/3, ce qui entraîne une forte dispersion dans l'estimation des taux de dissipations. Cela justifie a posteriori que le choix des conditions d'utilisation de la méthode ID doit passer par une comparaison entre deux méthodes distinctes pour le calcul du taux de dissipation, comme nous l'avons fait dans le *Chapitre 4*.

La vitesse de frottement est beaucoup moins impactée (*Figure 1, Annexe 3*) dans ce test faisant varier la bande de fréquence utilisée dans le spectre St(f). L'impact est négligeable pour les données STRASSE, inférieure à 2 % et inférieur à 1 % pour les données AMOP.

7.3.3 Variation du terme d'imbalance dépendant de z/L

Pour ce test, nous avons fait varier le coefficient α (dans $\phi_{imb}= \alpha z/L$) dans intervalle assez large en testant même des valeurs positives. Cependant, dans la littérature, il est communément admis que le terme d'imbalance est dépendant de z/L, α est négatif, et compris entre [0;-1] (par exemple *Dupuis et al.* [*1997*] ont trouvé un terme d'imbalance égal à -0.65z/L).

Si l'on considère les u_{*modif} moyennés sur une campagne, la variation est assez faible lorsque α varie entre -2.5 et 1.5, de 8.5 % durant STRASSE et de 1.75 % durant AMOP (*Tableaux 3 et 7, Annexe 3*). Ainsi le terme d'imbalance dépendant de la stabilité z/L a un faible impact sur u_*.

Le bais relatif δ présente une dépendance avec le vent, avec une diminution à mesure que le vent augmente pour les deux campagnes (*Figure 7.4 haut)*, pour toutes les valeurs de α

testées. Pour $\alpha<0$ ($\alpha>0$), u_{*modif} surestime (sous-estime) u_{*ref}. Avec les données STRASSE, lorsque le vent est inférieur à 2 $m.s^{-1}$, l'impact sur u_* pour α dans la gamme [0; -1] monte jusqu'à 10 % et diminue jusqu'à moins de 1 % à vent modéré.

Ainsi, dans la gamme habituellement admise dans la littérature, l'impact sur u_* moyen reste négligeable, inférieur à 2 %.

Sur toute la gamme testée, l'impact sur le flux reste inférieure à 6 % pour un vent moyen supérieur à 6 $m.s^{-1}$ selon la correction de Φ_{imb}. Le terme d'imbalance a donc très peu d'impact dans ces conditions de vent. Par contre, à vent faible, inférieur à 3 $m.s^{-1}$, l'incertitude sur le flux atteint jusqu'à 55 % (vent 2 m/s). Le flux s'éloigne de la valeur de référence à mesure que $|\alpha|$ augmente.

Avec les données AMOP, nous constatons les même tendance que pour STRASSE, sauf que les variation de u_* avec le terme d'imbalance sont moins importantes. Ainsi, quelque soit α, l'écart relatif sur u* reste inférieur à 10 %, sur toute la gamme testée et inférieur à 1% dans la gamme [0 ; -1]

En ce qui concerne le flux de flottabilité, celui-ci est affecté au deuxième ordre par la variation du terme d'imbalance, ainsi l'impact du choix de α est négligeable sur les deux campagnes, inférieur à 2 % (*Figures 2 et 4 et Tableaux 3 et 7, Annexe 3*).

Ainsi, u_* et Hv n'apparaissent pas très sensibles à l'ajout d'un terme d'imbalance dépendant de la stabilité dans la méthode ID puisque nous avons trouvé que l'impact sur le flux est globalement inférieur à 2 % selon le terme d'imbalance choisi dans une gamme généralement admise dans la littérature Cependant, en élargissant un peu la plage de Φ_{imb}, nous constatons que l'impact peu devenir significatif, notamment pour des vents inférieurs à 3 $m.s^{-1}$, où u_* peut varier de 55 %, avec les données STRASSE.

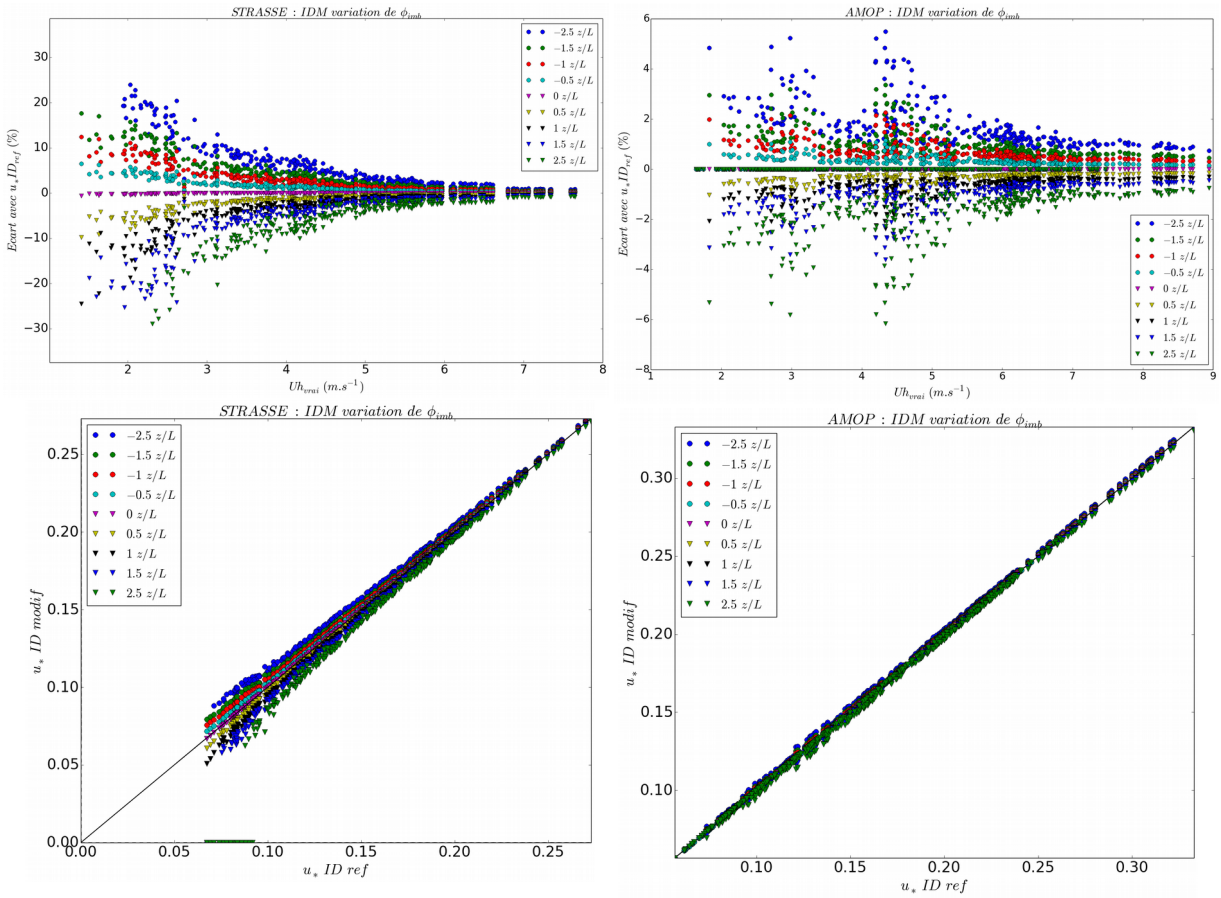

Figure 7.4: Comparaison entre u∗ ID en modifiant le terme d'imbalance dépendant de z/L et u∗ ID référence. En haut, écart relatif en fonction du vent moyen. En bas, u∗ID modifié en fonction de u∗ID ref. Campagne STRASSE à gauche, et AMOP à droite. u∗ est exprimé en m.s⁻¹.

7.3.4 Variation du terme d'imbalance indépendant de z/L

Nous avons analysé la sensibilité de u_* et Hs_v en posant cette fois Φ_{imb} égal à une constante.

L'écart absolue (*Figure 7.5 droite*) entre u_{*modif} et $u_{*réf}$ augmente avec u_*, ce qui corespond à un biais relatif (*Figure 7.5 gauche*) presque constant en fonction de Uh_{vrai}. On note cependant une légèrement augmentation de la variation de u_* à vent faible. A vent fort, u_{*modif} varie d'environ 150 % , et de 200 % à vent faible (< 2 $m.s^{-1}$). Lorsque $\Phi_{imb} < 0$ ($\Phi_{imb} > 0$), u_* est surestimé (sous-estimé) par rapport à $u_{*réf}$. Plus la valeur absolue de la constante est grande, et plus u_{*modif} s'écarte du flux de référence (*Figure 7.5 gauche*), mais la variation de u_*

n'est pas symétrique entre les constantes négatives et positives. Pour $\Phi_{imb} < 0$, l'écart absolue est inférieur à 30 %, alors qu'il dépasse les 150 % pour $\Phi_{imb} > 0$.

Le vitesse de frottement moyennée sur toute la campagne varie de 126 %, entre 0.12 $m.s^{-1}$ pour un terme d'imbalance de -0.9 et 0.28 $m.s^{-1}$ pour 0.9 (*Tableau x 4 et 8, Annexe 3*).

Pour AMOP (*Figure 5, Annexe 3*), la variation globale est plus faible.

Contrairement au cas de l'impact sur u_*, l'écart entre Hs_v modifié et les flux de référence augmente avec U (*Figure 7.6 gauche*). Lorsque $U > 7$ $m.s^{-1}$, la variation du flux est d'environ 50 %. L'écart est minimum à vent faible, autour de 10 %. Les flux modifiés surestiment (sous-estiment) le flux de référence pour des termes d'imbalance positif (négatif). La surestimation (sous-estimation) augmente avec Hs_v.

En considérant les flux moyens sur toute la campagne, Hs_v varie de 17 % lorsque l'on fait varier le terme d'imbalance constant (*Tableaux 4 et 8, Annexe 3*).

Ainsi, en imposant Φ_{imb} constant, l'impact sur la vitesse de frottement est très significatif tandis que Hs_v est peu impacté. Habituellement, dans la littérature, le terme d'imbalance est toujours paramétré comme dépendant de la stabilité. Nous avons réalisé ce test de sensibilité car nous avons constaté dans le *Chapitre 6* qu'un terme d'imbalance permet de faire converger les estimations de la vitesse de frottement entre les méthodes EC et ID. Nous remarquons ici que l'estimation de u_* et Hs_v par la méthode ID peut-être très sensible à la valeur de la constante. Les flux peuvent être modifiés de façon très significative.

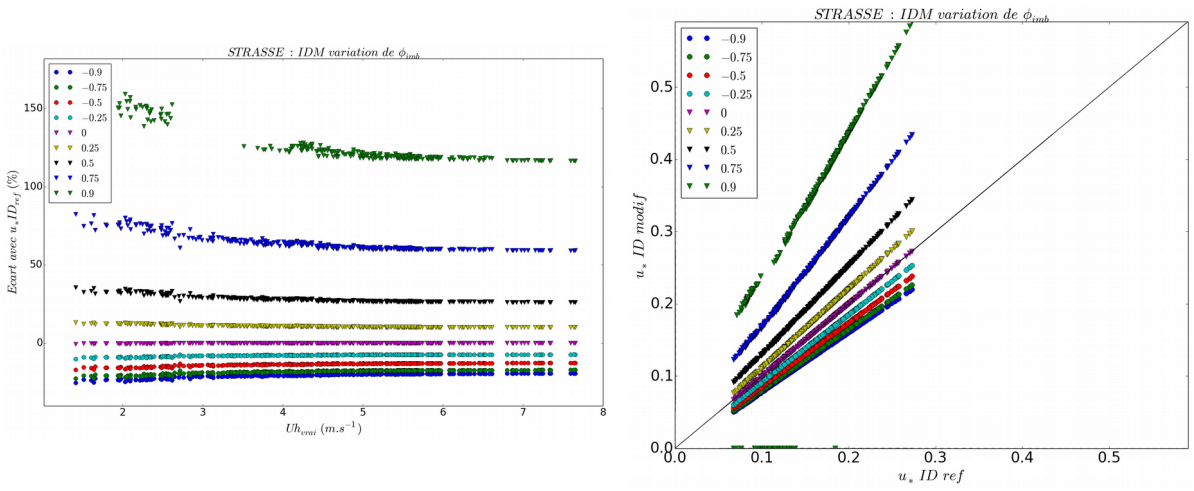

Figure 7.5: Comparaison entre u_* ID en modifiant le terme d'imbalance indépendant de z/L et u_* ID référence. A gauche, écart relatif en fonction du vent moyen, à droite u_* ID modifié en fonction de u_* ID réf Campagne STRASSE . u_* est exprimé en $m.s^{-1}$.

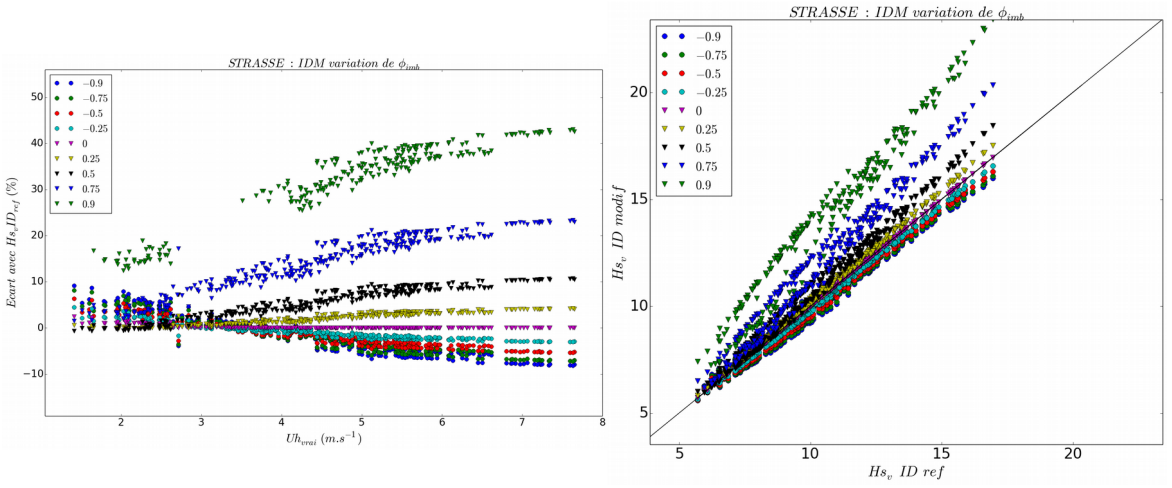

Figure 7.6: Comparaison entre Hs_v ID en modifiant le terme d'imbalance indépendant de z/L et Hs_v ID référence. A gauche, écart relatif en fonction du vent moyen, à droite Hs_v ID modifié en fonction de Hs_v ID réf. Campagne STRASSE . Hs_v est exprimé en $W.m^{-2}$.

7.4 Sensibilité de la méthode bulk

Pour l'estimation des flux par la méthode bulk, nous utilisons l'algorithme COARE3.0 [*Fairall et al., 2003*]. Nous avons testé la sensibilité des flux à certains paramètres d'entrée de l'algorithme seulement. Nous avons choisi successivement une des trois paramétrisations disponibles dans l'algorithme pour la longueur de rugosité z_0, : la paramétrisation de *Oost* [*2002*] (jwave=1), de *Taylor et Yelland* [*2001*] (jwave=2) et de *Smith* [*1988*] (jwave=0). Comme décrit dans le *Chapitre 3,* les paramétrisations de *Oost* et *Taylor et Yelland* font intervenir les caractéristiques de l'état de mer, notamment la hauteur significative des vagues Hs_{wave} et la fréquence pic f_p des vagues dominantes. Nous rappelons que ces trois paramétrisations sont la somme de deux termes : un terme commun, qui dépend de la viscosité de l'air, dominant pour de faibles u_*, et un terme qui peut dépendre de certaines caractéristiques des vagues. La relation de Oost dépend principalement de l'âge des vagues (u^*/C_p, où C_p est la vitesse de phase des vagues dominantes) et celle de Taylor et Yelland de la cambrure des vagues (Hs_{wave}/L_p, où L_p est la longueur des vagues dominantes). Les paramètre Hs_{wave} et f_p peuvent être calculés empiriquement à partir de relations dépendant du vent moyen comme (fourni dans l'algorythme COARE3.0) :

$$Hs_{wave} = 0.018\,\overline{U}^2\left(1+0.15\,\overline{U}\right) \tag{7.3}$$

et

$$1/f_p = 0.729\,\overline{U} \tag{7.4}$$

Alternativement il est possible d'utiliser les paramètres Hs_{wave} et f_p mesurés par OCARINA (à partir de la mesure de l'accélération verticale, voir détails dans le *Chapitre 3*). Ainsi, nous désignerons par jw1a (*jwave=1 avec*) et jw2a (*jwave=2 avec)* , les paramétrisations de *Oost* et *Taylor et Yelland* avec les mesures OCARINA, et jw1s (*jwave=1 sans*) et jw2s (*jwave=2 sans*), avec Hs_{wave} et f_p calculés empiriquement. La paramétrisation de *Smith* sera désignée par jw0.

Nous présenterons les résultats de la campagne STRASSE. Les analyses sont les mêmes avec les données de la campagne AMOP. Les figures pour AMOP sont visibles dans l'*Annexe 3*.

Dans un premier temps, nous comparons ci-dessous le paramètre z_0 selon les paramétrisations proposées par COARE3.0 et selon la méthode utilisée pour estimer les paramètres de vagues f_p et Hs_{wave}.

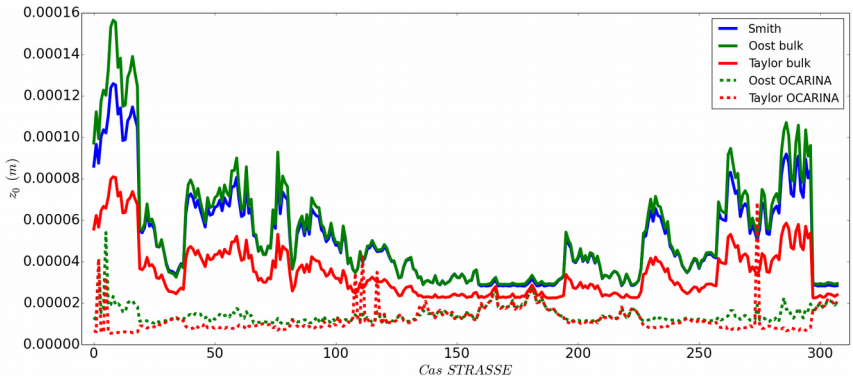

Figure 7.7: Longueur de rugosité de surface de la mer pour les trois paramétrisations utilisées dans l'algorithme bulk. En trait plein, z_0 est calculé avec Hs_{vague} et f_p calculés par un modèle et en pointillés mesurés par OCARINA. Campagne STRASSE.

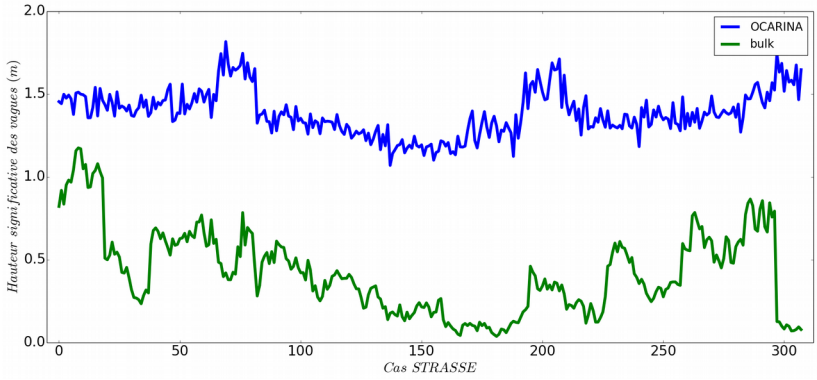

Figure 7.8: Hauteur significative des vagues mesuré par OCARINA en bleu, calculé à partir d'un modèle, en vert. Campagne STRASSE.

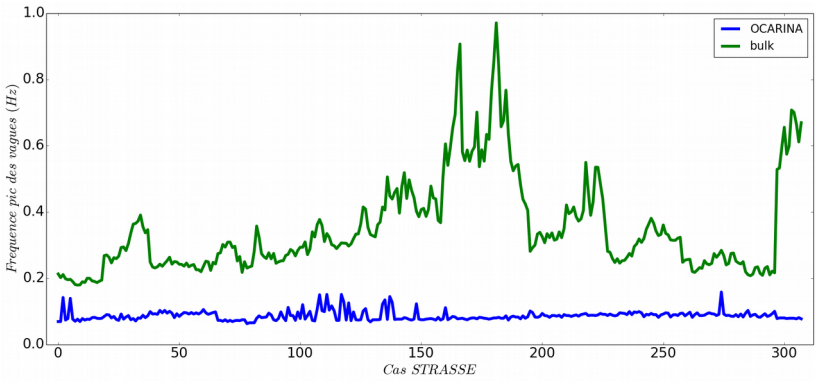

Figure 7.9: Fréquence pic des vagues mesuré par OCARINA en bleu, calculé à partir d'un modèle, en vert. Campagne STRASSE.

A la *Figure 7.7*, nous avons superposé les z_0 pour tous les cas de STRASSE, calculés avec les différentes paramétrisations, *avec* ou *sans* Hs_{wave} et f_p provenant d'OCARINA. Les paramétrisations de jw0 et jw1s sont très proches, avec respectivement une moyenne de $0.050x10^{-3}$ m et $0.054x10^{-3}$ m (*Tableau 11, Annexe 3*). Cela peut s'expliquer par le fait qu'elles ont toutes les deux une dépendance à u_*, ce qui n'est pas le cas de la paramétrisation de *Taylor et Yelland*. Pour $z_0 < 0.06x10^{-3}$ m, les deux paramétrisations se superposent. Pour $z_0 > 0.06x10^{-3}$ m, z_0 jw1s est supérieur à z_0 jw0, et plus les valeurs de z_0 sont grandes, et plus la paramétrisation de jw1s surestime $z_0$jw0. La paramétrisation jw2s suit la même allure que jw0 et jw1s, mais est significativement inférieure, avec une moyenne de $0.034x10^{-3}$ m et l'amplitude de variation de z_0 sur toute la campagne est également inférieure. Lorsque nous utilisons les mesures OCARINA, les valeurs de z_0 sont significativement plus petites, tout en étant très proches l'une de l'autre (jw1a et jw2a).

En effet, lorsque nous comparons Hs_{wave} et f_p OCARINA avec ceux calculés à partir des *équations 7.3* et *7.4*, les valeurs sont très différentes (Figures *7.8 et 7.9* respectivement). *Hs_{wave} OCARINA* est supérieur à *Hs_{wave} modèle*, avec une moyenne de 1.39 m et 0.42 m, respectivement (*Tableau 11, Annexe 3*). Nous notons aussi que *Hs_{wave} OCARINA* varie moins en amplitude. La fréquence pic des vagues dominantes mesurée par OCARINA est nettement inférieure à celle du modèle (0.09 Hz contre 0.35 Hz). Ces différences s'expliquent par les conditions de mer. Nous verrons dans le *Chapitre 8* que les deux campagnes étudiées présentent des conditions de mer mixte ou de houle pure, or les modèles permettant de déduire Hs_{wave} et f_p à partir de la vitesse du vent, se basent sur l'hypothèse de conditions de mer du vent pure (sans présence de houle ou avec houle non dominante). Ainsi, les paramétrisations '*sans*' concernent des conditions de mer du vent pure, alors que les paramétrisations '*avec*' caractérisent les états de mer observés, mélangeant des composantes de houle et de mer du vent, mais à dominante houle.

Enfin, nous avons comparé la SST à 15 cm sous la surface mesurée par OCARINA, avec la SST rapportée aux premiers microns de la surface de l'océan, soit la SST skin (*Figure 7, Annexe 3*). En effet, l'algorithme COARE 3.0 comporte un modèle de calcul de température skin (température de l'eau dans les premiers micromètres sous la surface), à partir d'une température bulk. Comme OCARINA mesure la SST à 15 cm sous la surface, on considère qu'il mesure une température bulk (jwarm, jcool=0). Les flux bulk de référence sont calculés

en utilisant la SST skin (jwarm,jcool=1). Ici, nous calculons les flux avec différentes options pour le modèle skin/bulk, à savoir jwarm et jcool=0 ou 1. Les deux températures se suivent bien et présentent les mêmes variations. Cependant, la SST skin est inférieure à la SST à 15 cm sous la surface, notamment à cause du refroidissement induit par le flux de chaleur sensible positif (cas instables). En moyenne, la SST skin est de 0.3° inférieure à la SST à 15 cm de profondeur (26.94° contre 27.22°). Avec les données AMOP, les SST skin et bulk (-15 cm sous la surface) sont encore plus proches que dans STRASSE, avec un écart de moins de 0.1° (21.74° contre 21.83° respectivement, *Tableau 14, Annexe 3*). La SST skin est toujours légèrement inférieure.

Dans la suite, nous comparons les différentes configuration de la méthode bulk à la configuration bulk 'référence', où z_0 est estimé par la paramétrisation de *Smith* (jw0), et la température de la mer utilisée est la SST skin.

En considérant la moyenne sur la campagne STRASSE, les u_* estimés par les différentes paramétrisations de la méthode bulk se classent de la façon suivante : jw1s > jw0 > jw2s > jw1a > jw2a (nous obtenons le même classement avec les données AMOP). La variation globale de u_* moyen est de 16 % (*Tableau 9, Annexe 3*).

Mais en regardant tous les échantillons (*Figure 7.10*), nous observons une dépendance du biais relatif avec le vent (*Figure 7.10 gauche*). Le biais relatif par rapport à u_{*ref} augmente avec Uh_{vrai}. Pour les paramétrisations de COARE utilisant les paramètres de mer du vent (jw1s et jw2s), u_* ne s'écarte pas de plus de 5% de la valeur de référence. La paramétrisation jw1s conduit à augmenter u_* par rapport à la valeur de référence tandis que jw2s la diminue. En revanche, lorsque l'on utilise les valeurs mesurées de Hs et fp par OCARINA dans les mêmes paramétrisations (jw1a et jw2a), les u* sont sous-estimés. Les écarts par rapport à la référence diminuent de 2 à 25% entre 2 et 8 $m.s^{-1}$. A vent faible, pour $Uh_{vrai} < 2.5$ $m.s^{-1}$, la variation entre les différentes paramétrisations est négligeable, inférieure à 5 %. *Figure 7.10 droite*, nous pouvons voir que les u_* convergent jusqu'à u*=0.12 $m.s^{-1}$.

L'écart principal vient des paramètres de l'état de mer que l'on utilise. Plus f_p et H_s sont grands, et plus la longueur de rugosité est importante et plus u_* est grand. Ce qui est logique et rejoint la théorie. En effet, la présence de houle en océan ouvert agit en moyenne dans le sens

d'une diminution de la pente significative des vagues, et par conséquent, diminue la rugosité moyenne comparée à de la mer du vent pure [*Taylor et Yelland, 2001]*. Quel que soit l'état de mer, la paramétrisation de *Oost* surestime celle de *Taylor et Yelland*. Ainsi, l'erreur sur le flux avec la méthode bulk de l'algorithme COARE3.0 dépend principalement des caractéristiques de l'état de mer rencontrées.

Nous retrouvons les même tendances pour Hs_v (*Figure 7.11*), seule l'amplitude de variation est différente. Le flux est plus impacté par le choix z_0 à mesure que la vitesse du vent augmente. Hs_v varie de 2 % en vent faible, jusqu'à 16 % pour $U > 7$ m.s^{-1}. En moyenne, Hs_v varie de 9 % (*tableau 7*).

La paramétrisation de z_0 a un impact significatif sur les flux. L'impact est plus important sur u_* que sur Hs_v.

Enfin, le choix de la SST a très peu d'impact sur u_*. En moyenne, u_* varie de 0.5 % avec la SST (*Tableau 10, Annexe 3*). La variation de SST a donc un impact négligeable sur l'estimation de u_* par la méthode bulk. Hs_v est plus sensible à la variation de SST. Hs_v estimé avec la SST skin surestime le flux (*Figure 8, Annexe 3*), et en moyenne sur la campagne, la variation de Hs_v est de 22.5 %.

Pour AMOP, les variations de z_0 et de SST impactent les flux dans les mêmes proportions que pour STRASSE. La vitesse de frottement moyenne (*Figure 12, Annexe 3*) varie globalement de 17.3 % avec z_0 (*Tableau 12, Annexe 3*) et Hs_v moyen de 32,6 % (*Figure 13, Annexe 3*). u_* est toujours insensible au choix de la SST, avec une variation de 0.2 % du flux. Par contre, Hs_v et beaucoup plus sensible à la SST que dans STRASSE, avec une variation du flux de presque 110 %. Ces différences entre les campagnes proviennent probablement des différences de conditions de stabilité rencontrées. En effet, lorsque l'on compare les $Hs_{v\ modif}$ de $Hs_{v\ réf}$, les biais absolus sont plus importants pour les échantillons en conditions stables, où $Hs_v < 0$ (*Figure 13, Annexe 3*).

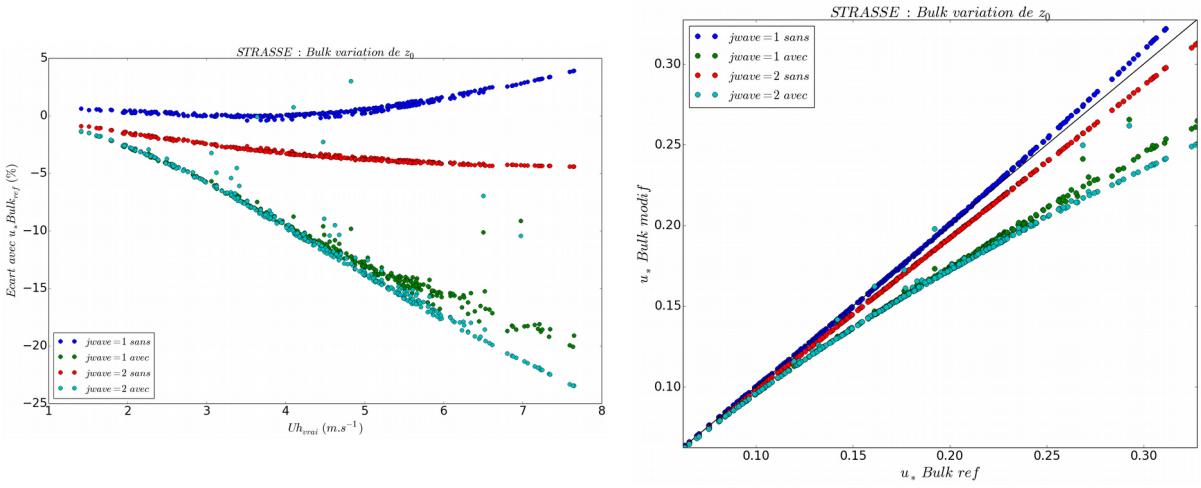

Figure 7.10: Comparaison entre u_* bulk en modifiant la terme paramétrisation de la longueur de rugosité et u_* bulk référence. A gauche, écart relatif en fonction du vent moyen, à droite u_* bulk modifié en fonction de u_* bulk réf. Campagne STRASSE. u_* est exprimé en $m.s^{-1}$.

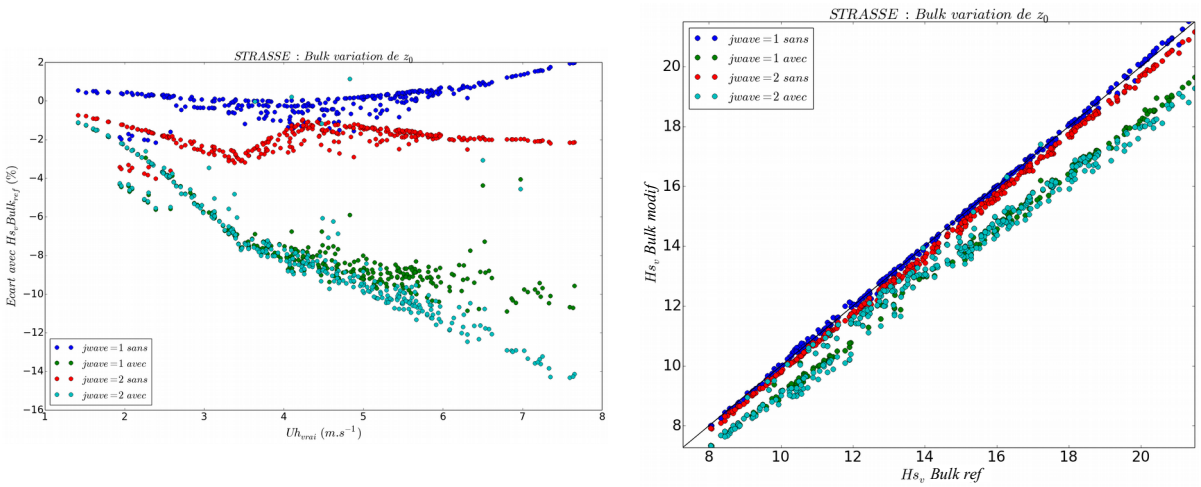

Figure 7.11: Comparaison entre Hs_v bulk en modifiant la terme paramétrisation de la longueur de rugosité et Hs_v bulk référence. A gauche, écart relatif en fonction du vent moyen, à droite Hs_v bulk modifié en fonction de Hs_v bulk réf. Campagne STRASSE. Hs_v est exprimé en $W.m^{-2}$.

7.5 Sensibilité de la méthode des covariances (EC)

Pour la méthode EC, le paramètre qui nous a semblé pertinent d'étudier est la période de coupure utilisée pour filtrer les fluctuations avant le calcul des covariances. En effet, comme nous l'avons vu dans les *Chapitres 4* et *6*, les flux estimés par la méthode EC sont sensibles à la plage de fréquence utilisée dans les cospectres pour calculer le flux. Seule la plage de fréquences qui correspond à la production de tourbillons doit être prise en compte. A haute fréquence, les pics dus aux mouvements de la plateforme peuvent affecter les estimations. Cependant à ces fréquences (fin du sous-domaine inertiel), la covariance est souvent considérée comme nulle. Aux basses fréquences, des phénomènes tels que des circulations secondaires dans la couche limite atmosphérique peuvent aussi fausser les estimations de flux. Comme nous l'avons montré dans le *Chapitre 6*, il peut-être possible de rechercher la période de coupure qui distingue différentes échelles de fluctuations, par une analyse basé sur les cospectres [*Vickers et al. 2002*].

Ici, nous avons regardé empiriquement l'impact du filtrage des fluctuations à différentes fréquences de coupures aux basses fréquences, sur l'estimation finale de u_* et Hs_v par la méthode EC.

Nous avons donc appliqué aux fluctuations turbulentes un filtre-passe haut avec une période de coupure variable aux basses fréquences f_b de 10 min à 1 sec. Les différentes valeurs de f_b utilisées sont présentées respectivement dans les *Tableaux 15 et 16, Annexe 3*. Les flux modifiés ainsi calculés sont comparés au flux EC de référence, pour lesquels on rappelle que f_b= 1/1100 Hz (T_b=1100 sec).

7.5.1 Variation de la fréquence de coupure basse

Nous présentons seulement les résultats de la campagne AMOP. Les résultats avec les données STRASSE sont presque identiques et suivent les même tendances (*Figure 16, Annexe 3*). Les observations suivantes s'appliquent donc aussi à STRASSE. Il apparaît à la *Figure 7.12 droite,* où nous comparons les u_{*modif} avec $u_{*réf}$, que pour les tests avec f_b=10 min et f_b=5 min, il y a beaucoup plus de dispersion dans les courbes. En effet, le filtrage à ces fréquences induit des artefacts car le nombre de points aux basses fréquence est assez faible

(pour des segments de 1100 sec), et cela augmente artificiellement u_* moyen pour ces deux filtrages. Ainsi, pour la suite, nous ne considérerons que les tests où nous coupons dans la gamme [2min-1sec]. Globalement, le filtrage des basses fréquences des quantités turbulentes dans la méthode EC diminue la valeur de u_* moyen (*Tableaux 15 et 16, Annexe 3*), car nous enlevons l'énergie des basses fréquences pour le calcul du flux. Plus la fréquence de filtrage est haute, et plus les valeurs de u_* diminuent.

Généralement, dans la littérature, la période de coupure est de l'ordre 10-30 min, et peut descendre à quelques minutes. Par exemple *Vicker et al.* [*2002*] descendent jusqu'à 100 sec dans certains cas. Mais rarement en dessous de la minute. Ainsi, dans la gamme [18 min – 1 min], la variation globale du flux moyen est de 3.54 % (4.8 % pour STRASSE). Par conséquent, l'erreur sur u_* due à au filtrage dans la gamme conventionnel avec la méthode EC est quasiment négligeable. Même dans la gamme [18 min – 20 sec], la variation de u_* est inférieure à 11.5 %.

Nous avons néanmoins analysé le comportement de u_* pour des périodes de coupures inférieures à la minute. Pour f_b = 2 sec, u_* varie de 80 % par rapport à u_* réf, tandis que f_b = 10 sec, cette variation est de 22 %, avec une pente de 0.87 pour la régression linéaire entre u_* modifié et u_* référence. Ainsi, l'énergie semble principalement présente entre 10 sec et 1 sec dans le spectre du vent. Pour un filtrage 'extrême', l'impact sur u* est très important, mais même en filtrant à 1 Hz, il reste de l'énergie turbulente. Ainsi, la vitesse de frottement est très sensible à la période de coupure, dans la gamme [1 min-1 sec].

Nous notons peu de variations de l'écart en fonction du vent. Sur la *Figure 7.12 gauche,* nous avons tracé δ pour u_* EC en fonction de Uh_{vrai}. L'écart relatif semble constant, due à l'écart relatif qui augmente avec u_*. La variation globale est d'environ 60 % quelles que soient les conditions de vent. u_* diminue assez linéairement avec l'augmentation de la valeur de f_b, mais pour le cas f_b = 1 Hz, la courbe semble se détacher des autres. Sur la *Figure 7.12 droite*, nous comparons les u_* modifiés avec u_* référence. Nous retrouvons les mêmes observations que précédemment. La coupure à 1 Hz se détache des autres filtrages. Nous notons que la sous-estimation de u_* augmente avec les valeurs de u_*. En moyenne sur la campagne, entre u_* référence (filtrage à 1100 sec) et u_* avec un filtrage 'extrême' avec f_b=1 Hz, u_* varie de 175 % (*Tableaux 15 et 16, Annexe 3*).

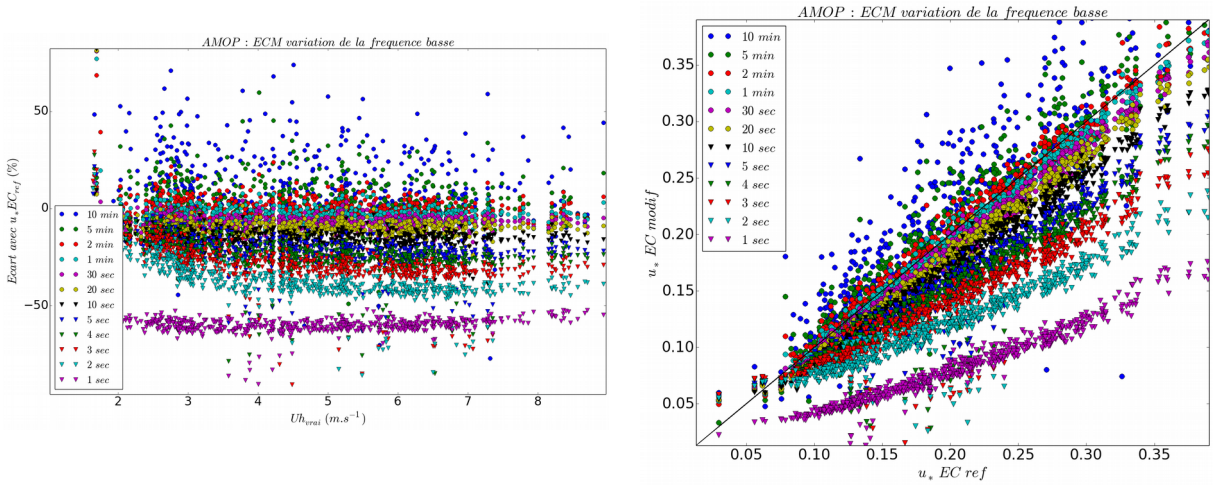

Figure 7.12: Comparaison entre u_* EC estimé en faisant varier la fréquence de coupure basse et u_* EC référence. A gauche, écart relatif en fonction du vent moyen, à droite u_* EC modifié en fonction de u_* EC réf. Campagne AMOP. u_* est exprimé en $m.s^{-1}$.

Pour le flux de flottabilité, nous présentons les tests pour les deux campagnes, car les conclusions sont un peu différentes. Pour STRASSE, la différence entre Hs_v modifié et Hs_v référence diminue légèrement avec la hausse de Uh_{vrai}, passant de 125 % en vent faible jusqu'à environ 90 % pour les conditions de vent les plus fortes (*Figure 7.13 haut à gauche*). Comme pour u_*, Hs_v modifiés sont sous-estimés par rapport à Hs_v référence. Mais en moyenne sur la campagne (*Tableau 15, Annexe 3*), Hs_v varie plus fortement que u_*. Hs_v baisse de 433 % entre Hs_v réf et Hs_v avec f_b=1 Hz. Pour f_b=2 sec, la diminution de Hs_v est de 227 %, et de 76 % avec un f_b=10 sec. Nous trouvons une diminution de moins de 10 % (8.2%), pour une coupure à 2 min. Hs_v est plus sensible au filtrage que u_*.

Avec les données AMOP, la variation est de 523 % entre Hs_v réf et Hs_v avec f_b=1 Hz, et elle descend à 60 % avec Hs_v avec f_b=2 min (*Tableau 16, Annexe 3*). Hs_v modifié est sous-estimé pour les cas instable ($Hs_v > 0$ *Figure 7.13 bas à droite*) et surestimé dans les cas stables ($Hs_v < 0$). La surestimation est plus important que la sous-estimation, c'est à dire que le flux varie plus avec la f_b pour les cas stables que pour les cas instables.

En résumé, en faisant varier les périodes de filtrage à basse fréquence dans la gamme [18 min – 1 min], Hs_v varie de façon très significative : de 90 % pour les données AMOP, et de 20 % pour les données STRASSE. Cette variation est plus importante que celle de u_* dans

la même gamme de périodes (environ 11%). La différence pour Hs_v entre les deux campagnes provient des différences de conditions de stabilité. En effet, la sensibilité de Hs_v à la gamme de fréquence choisie est supérieure en conditions instables. Par rapport à u_*, l'énergie dans les cospectres semble plus constante suivant la fréquence. L'énergie spectrale n'est pas concentrée à des périodes de temps inférieures à 1 min.

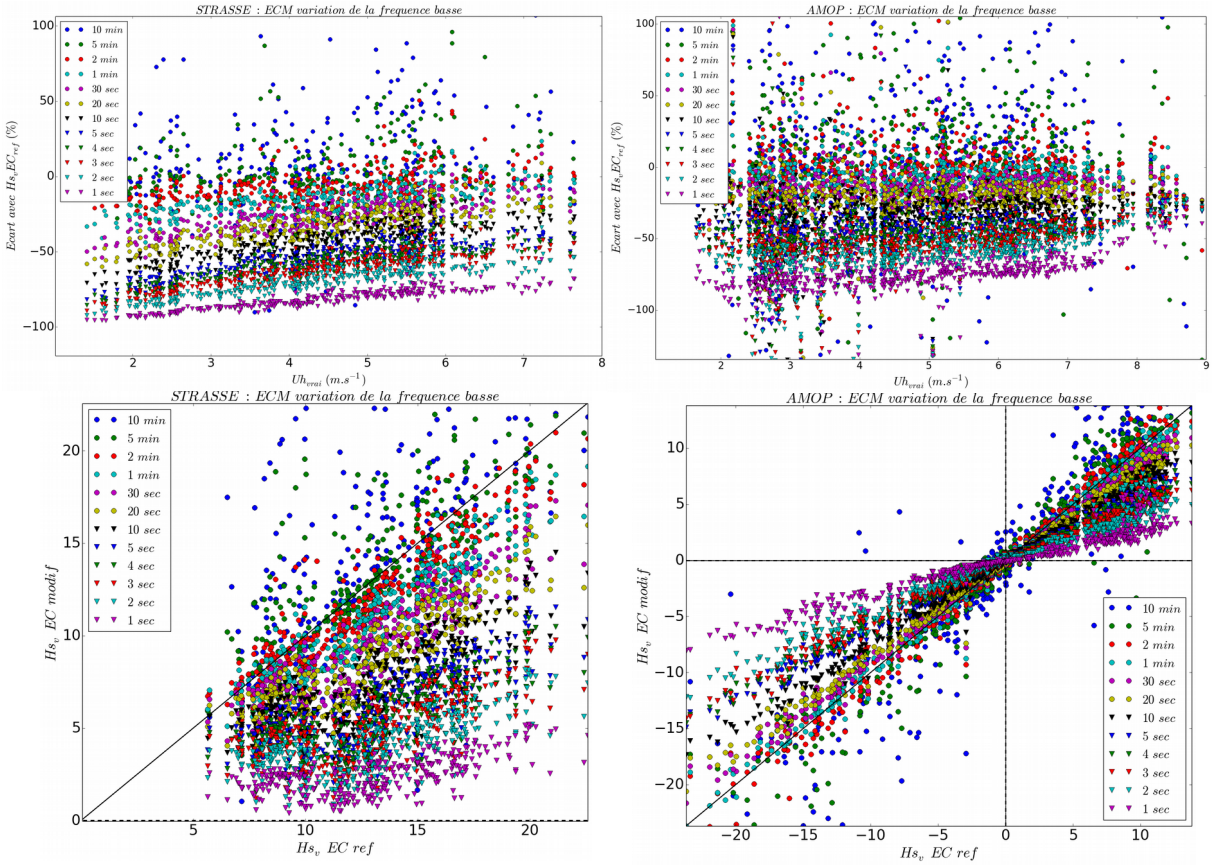

Figure 7.13: Comparaison entre Hs_v EC estimé en faisant varier la fréquence de coupure basse et Hs_v EC référence. En haut, écart relatif en fonction du vent moyen, en bas Hs_v EC modifié en fonction de Hs_v EC réf.. Campagne STRASSE à gauche et AMOP à droite.

Globalement, nous notons que les estimations de u_* et Hsv sont très sensibles à la fréquence de coupure. Mais dans la gamme [18 min – 1 min], l'impact est presque négligeable, surtout pour u_*. u_* varie beaucoup plus avec la bande de fréquences choisie lorsque l'on filtre à des périodes de coupures en dessous de la minute. Pour Hsv, la variation est plus constante à mesure que la période de coupure diminue.

7.6 Sensibilité de la méthode des profils

Grâce aux mesures de vent réalisées à deux altitudes avec OCARINA (à 1.5 m avec l'anémomètre sonique et à 1 m au-dessus de la surface avec la station météo), nous pouvons calculer le flux de quantité de mouvement et notamment la vitesse de frottement en utilisant la méthode dite « des profils » (voir *Chapitre 3*). Nous avons appliqué cette méthode uniquement pour la campagne STRASSE et pour u* (nous avons évoqué les raisons dans le *Chapitre 5*).

Nous rappelons que la vitesse de frottement par la méthode des profils se déduit de :

$$u_* = \frac{\kappa}{\left(\ln(1.5) - \Psi_m\left(\frac{1.5}{L}\right) + \Psi_m\left(\frac{1}{L}\right) \right)} \left(U_{1.5} - U_1\right) \tag{7.5}$$

où Ψ_m est la fonction de stabilité, qui d'après *Paulson* [*1970*] s'écrit dans les cas instables ($z/L < 0$) :

$$\Psi_m = 2\ln\frac{(1+x)}{2} + \ln\frac{(1+x^2)}{2} - 2\tan^{-1}x + \frac{\pi}{2} \tag{7.6}$$

avec

$$x = (1 - \alpha\, z/L)^{-\beta} \tag{7.7}$$

Nous avons examiné la sensibilité de la méthode des profils en faisant varier certains paramètres de Ψ_m. Nous avons effectué trois tests. Dans un premier temps, nous avons essayé trois des paramétrisations existantes les plus utilisées de Ψ_m (1) :

- *Edson et al., 1991* : α=20 et β=0.25
- *Frenzen et Vogel, 1992a* : α=22.6 et β=0.25
- *Smith 1988* : α=16 et β=0.25

Pour chacune des trois paramétrisations, nous avons utilisé z/L calculé à partir des trois autres méthodes (EC, ID et bulk), que nous désignerons par z/L EC, z/L ID et z/L bulk.

Puis (2) nous avons fait varier le coefficient α de 15 à 25 par pas de 1 en gardant β=0.25. Enfin (3), nous avons regardé l'impact de β en le faisant varier de 0.10 à 0.60 par pas de 0.05 et en conservant α=16.

Chaque u_* modifié a été comparé au flux « profils » référence, où la paramétrisation utilisée est celle de *Smith 1988*, avec z/L EC réf.

7.6.1 Variation de ψ_m(z/L) et z/L

Nous considérons dans un premier temps les observations sur u_* moyenné sur toute la campagne STRASSE. Nous avons vu dans le *Chapitre 5* que l'estimation de z/L varie suivant la méthode (EC, ID ou bulk). Il en découle que l'estimation de u_* profil dépend du choix de z/L dans Ψ_m. Quelle que soit la paramétrisation utilisé pour Ψ_m, les flux diffèrent selon z/L. Avec z/L ID, u_* est surestimé par rapport à u_* avec z/L bulk, qui surestime u_* avec z/L EC. Enfin, les plus fortes valeurs de u_* moyen sont obtenues avec la paramétrisation de *Frenzen et Vogel*, puis vient *Edson et al.*, et enfin la paramétrisation de *Smith*, qui conduit à des valeurs de u_* les plus faibles. Ainsi, pour tous les tests confondus (les trois paramétrisations et les trois z/L), u_* varie de 10.3 %, entre l'estimation la plus faible de u_* pour la paramétrisation de *Smith* avec z/L EC, où u_*=0.224 m.s^{-1}, et la paramétrisation de *Frenzen et Vogel* avec z/L ID, où l'estimation de u_* est maximale, avec u_*=0.247 m.s^{-1} (*Tableau 17, Annexe 3*). C'est à dire que l'incertitude sur l'estimation de u_* profil est de 10.3 % au maximum selon les hypothèses choisies pour calculer z/L

Maintenant, si nous fixons a priori la méthode d'estimation de z/L, par exemple la méthode EC, et faisons varier uniquement la paramétrisation de Ψ_m(z/L), alors l'incertitude devient négligeable : la variation de u_* profil moyen entre trois des paramétrisations les plus répandues de Ψ_m(z/L), avec z/L EC, est de seulement 1.15 %. Par conséquent, le choix de la paramétrisation sur u* moyenné à l'échelle d'une campagne n'a quasiment pas d'impact.

Nous analysons à présent les variations de u_* plus finement, pour tous les échantillons de la campagne, notamment en fonction du vent. Sur la *Figure 7.14 gauche*, nous observons que l'écart relatif (entre u_{*modif} et $u_{*réf}$) dépend du vent et diminue avec l'augmentation de la vitesse du vent, ce qui est équivalent à un écart absolu constant lorsque l'on compare les u_{*modif} à $u_{*réf}$ (*Figure 17, Annexe 3*). La gamme de variation globale (pour tous les tests) passe de 60 % à vent faible (Uhvrai < 2 m.s-1) à 4 % pour Uh_{vrai} > 7 m.s^{-1}.

Ainsi, quelle que soit la paramétrisation ou la méthode d'estimation de z/L utilisée, pour des vents supérieurs à 7 $m.s^{-1}$, u_* est très peu sensible à ces choix (4%). Par contre, à vent faible, l'impact de ce choix devient significatif, et augmente à mesure que le vent faiblit : la variation de u_* dépasse 20 % pour de $Uh_{vrai} \leq 4$ $m.s^{-1}$.

Si l'on se restreint à l'utilisation de z/L EC, la variation de u_* avec la paramétrisation reste inférieure à 15 % quelles que soient les conditions de vent.

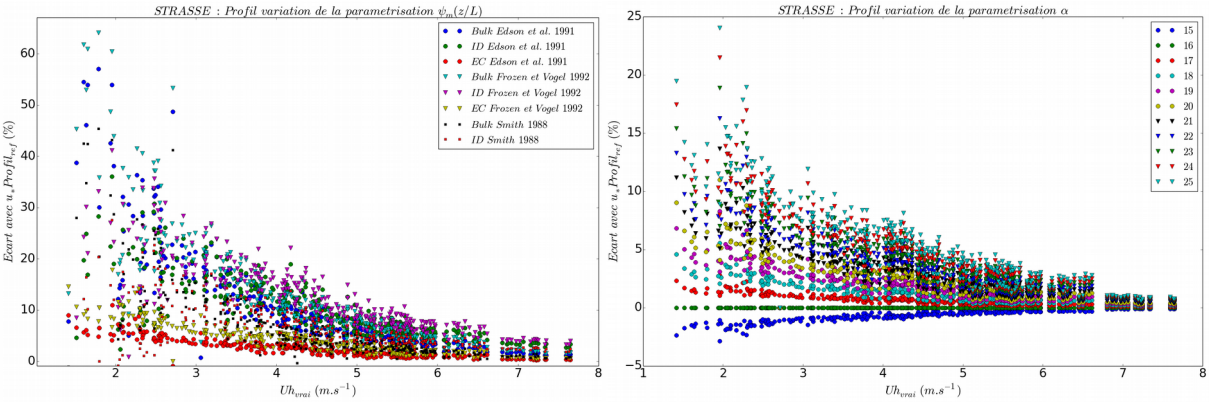

Figure 7.14: Ecart relatif entre u_* profil modifié et u_* profil réf en fonction du vent moyen. A gauche, nous utilisons différentes paramétrisations de $\psi_m(z/L)$ de la littérature. A droite, nous faisons varier le coefficient α de l'équation 7.7. Campagne STRASSE.

7.6.2 Variation de α

Sur STRASSE, u_* profil moyen varie de seulement 4.6 % lorsque α varie de 15 à 24 (*Tableau 18, Annexe 3*). Les valeurs de u_* augmentent avec la valeur de α. L'impact de α sur le calcul du flux est assez faible.

Figure 7.14 droite, nous retrouvons les même tendances que le test précédent pour la variation de l'écart relatif avec le vent. Quand U > 7 $m.s^{-1}$, la paramétrisation de Ψ_m impacte très peu l'estimation de u_*, u_* variant de moins de 2 %. Par contre, à mesure que le vent faiblit, la variation de u_* est plus importante et augmente jusqu'à 27.5 % pour U < 2 $m.s^{-1}$, notamment pour les valeurs de α les plus importante (α = 24 et 25). La diminution de l'écart relatif avec le vent traduit le fait que l'écart absolu est constant (*Figure 18, Annexe 3*).

7.6.3 Variation de β dans $\psi_m(z/L)$

Le paramètre β a un impact beaucoup plus significatif sur u* (*Figure 7.15 gauche*). Pour U > 7 m.s^{-1}, l'impact est négligeable, avec une variation de 3 % de u_*, par contre, comme avec α, la variation du flux augmente lorsque le vent diminue, avec une variation maximale de 150 % de u_* lorsque U < 2 m.s^{-1}. Cela conduit à une variation moyenne de 137 % (*Tableau 19, Annexe 3*). La vitesse de frottement est très sensible à β, notamment lorsque U < 5.5 m.s^{-1}, la variation dépasse 20 %. Sur la *Figure 7.15 droite*, où nous pouvons visualiser l'écart absolu avec u_{*ref}, nous notons que pour β supérieur à 0.5, les u_{*modif} sont plus dispersés. Le choix de la constante β est prépondérant dans la paramétrisation de Ψ_m. Il peut y avoir une grosse influence sur l'estimation de u_* par la méthode des profils.

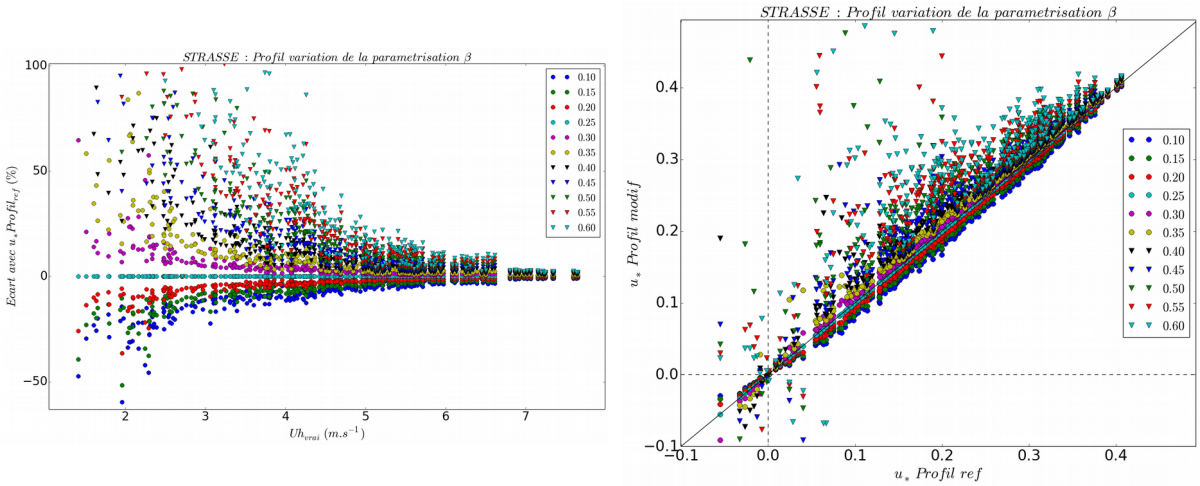

Figure 7.15: Comparaison entre u_* profil estimé et u_* profil référence pour différentes paramétrisations de $\psi_m(z/L)$ correspondant à différentes valeurs du coefficient β de l'équation 7.7. A gauche (droite) écart relatif (absolu) entre u_* profil modifié et u_* profil réf en fonction du vent moyen. Campagne STRASSE.

7.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé des tests de sensibilité des estimations de u_* et Hs_v obtenues par les quatre méthodes utilisées dans la thèse (ID, EC, bulk et méthode des profils) à plusieurs paramètres d'entrée de chaque méthode. Le but est de quantifier la gamme d'incertitude des estimations, et d'évaluer l'impact de ces différents paramètres sur u_* et Hs_v.

La sensibilité de l'estimation des flux par la méthode ID a été testée en modifiant quatre paramètres. Nous avons fait varier la sélection de la bande de fréquence dans les spectres de vent (test 1) et de température (test 2) pour le calcul des taux de dissipation, par tranche de 1 Hz, de 1 Hz à 10 Hz. Nous avons introduit un terme d'imbalance dans le calcul de u_* dépendant de z/L (test 3), et indépendant de z/L (test 4), et l'avons fait varier. Le résultat du test (1) a montré que dans la gamme [3-8 Hz], l'incertitude sur u_* et Hs_v est du même ordre de grandeur pour les deux campagnes, et faible, inférieure à 7 %. Le résultat du test (2), a montré que u_* n'est pas affecté par ce test (variation inférieure à 1%). Hs_v l'est de façon plus significative : selon les choix de bande de fréquence dans la gamme [3-8 Hz], Hs_v varie de 9.3% pour les données STRASSE mais atteint 213% pour les données AMOP. Cette variation avec AMOP semble liée au non respect de la loi de *Kolmogorov* des spectres de température (*Chapitre 4*) couplé à la variabilité des conditions de stabilité rencontrés. Dans ce test, nous avons mélangé les cas stables et instables pour AMOP. Le test (3) a montré que les deux flux sont peu sensibles au terme d'imbalance paramétré en fonction de z/L que ce soit pour STRASSE (8.5 % pour u_* et 10 % pour Hs_v) ou AMOP (1.75 % pour u_* et 3.5 % pour Hs_v). Enfin, le résultat du test (4) a montré que u_* est très sensible au terme d'imbalance supposé constant et variable, notamment pour STRASSE, avec une variation de 126 % (34 % pour AMOP). Hs_v est moins sensible, mais la variation est significative, et semblable pour STRASSE (17 %) et AMOP (20%). Le choix de ces différents paramètres n'est donc pas anodin et a une influence significative sur l'estimation des flux avec la méthode ID. Nous notons que u_* et Hs_v varient en fonction des conditions de vent, et par exemple dans les conditions du test (1), la sélection du la fréquence devient négligeable pour des vents supérieurs à 7 $m.s^{-1}$.

Nous avons analysé l'impact de deux paramètres sur le calcul des flux avec la méthode bulk. Nous avons modifié l'estimation de la longueur de rugosité de surface z_0 selon trois paramétrisations (test 1) et la SST suivant deux profondeurs (test 2), à 15 cm sous la surface et à quelques microns (SST skin calculée empiriquement). Le test (1) a montré que u_* varie de moins de 20 % pour les deux campagnes (16 % pour STRASSE et 17.3 % pour AMOP). Hs_v est plus sensible pour AMOP avec une variation de 32 %, que pour STRASSE (9%). Concernant le test (2), on a montré que u_* y est très sensible, car le calcul de u_* n'est pas directement dépendant de la SST (STRASSE 0.5 % et AMOP 0.2%). A l'opposé, Hs_v dépend

directement de la valeur de SST, et même si l'impact du choix de la SST reste modéré pour les données STRASSE (22.5 %) il est très important dans les conditions de AMOP, de 110 %.

Concernant la méthode EC, nous avons fait varier les fréquences de coupure des filtres passe-haut appliqués aux fluctuations de vent et de température. La méthode EC s'est révélée très sensible à la variation de la période de coupure, notamment pour des périodes inférieures à la minute. Cependant, dans la gamme [18 min-1 min], l'impact sur u_* est négligeable et inférieur à 5 %. Par contre il est très important sur Hs_v, de l'ordre de 90 %. La méthode de calcul des flux par la méthode EC est donc très sensible au filtrage des basses fréquences des fluctuations turbulentes, impactant significativement l'estimation des flux. Cela confirme l'intérêt de rechercher un « trou » spectral comme nous avons pu le faire dans le *Chapitre 6*, pour valider la fiabilité des flux estimés par la méthode EC.

L'estimation de u_* par la méthode des profils varie avec la paramétrisation de Ψ_m et de z/L. En estimant z/L par la méthode EC, l'incertitude sur le flux moyenné sur une campagne est négligeable (1.15%) entre les différentes paramétrisations de la littérature. Par contre, lorsque l'on considère les échantillons individuellement, l'écart relatif à u_* ref augmente avec l'affaiblissement du vent. Quelle que soit la paramétrisation considérée, lorsque le vent est supérieur à 7 m/s^{-1}, il ne sert à rien d'affiner la méthode, car u_* ne varie presque pas. Par contre, à vent faible, le choix de β est très significatif. Pour des plages de valeurs importantes, supérieures à ce qui est utilisé habituellement, la variation de u* peut dépasser les 100 %.

Globalement, la sensibilité sur u_* et Hs_v est assez faible en utilisant les paramétrisations habituelles de la littérature. Mais l'erreur peut varier suivant les conditions de vent. Ainsi nous avons vu que pour certaines méthodes, dans des conditions de vent spécifiques, le choix de certains paramètres d'entrée peut impacter très significativement les flux, et demande donc réflexion avant de se lancer dans l'estimation des flux. Mais dépassé un certain seuil de vent, le choix des paramètres d'entrée peut s'avérer facultatif, tant la sensibilité des flux devient faible.

Chapitre 8 : Interactions avec l'état de mer

8.1. Introduction

Nous étudions dans ce chapitre les interactions entre le vent, le flux de quantité de mouvement et l'état mer. Nous analysons dans un premier temps les différents états de mer rencontrés durant les campagnes AMOP et STRASSE. Puis nous présentons une étude de la relation entre le vent instantané et l'élévation de surface de la mer. Enfin, nous présentons une étude de l'impact de la houle sur l'estimation des flux et des coefficients de rugosité associés par les méthodes EC et ID.

8.2. État de mer

Nous présentons ici quelques paramètres météos et océanographiques rencontrés durant les deux campagnes pour caractériser les états de mer. Ces paramètres sont présentés dans les *Figures 8.3 à 8.9* et dans l'*Annexe 4*, en fonction des jours de mesure. Toutes les statistiques de ces données sont regroupées dans le *Tableau 1*.

La hauteur significative des vagues (Hs_{vague}) est visible sur la *Figure 8.3*, pour STRASSE (*haut*) et AMOP (*bas*). Nous avions déjà décrit Hs_{vague} dans le *Chapitre 3*. Mais cela concernait la hauteur significative relative au spectre complet des vagues issues des mesures d'élévation prises par OCARINA. A partir de ces spectres complets de vagues, nous avons déterminé la partie concernant la houle et celle concernant la mer du vent (*Figure 8.1*). Pour cela, nous avons utilisé la relation classique entre fréquence pic du spectre des vagues et vent de surface qui caractérise les états de mer du vent complètement développés [voir par exemple *Donelan et al., 1985*] :

$$f_c = \frac{0.83\,g}{2\pi U_{10N}} \tag{8.1}$$

Cette relation vient des travaux de *Pierson et Moskowitz* [*1964*] qui définissent le spectre de vagues en condition de mer complètement développée . Pour une fréquence pic du spectre inférieur à f_c, on considère que l'état de mer correspond à de la houle tandis que pour une fréquence pic supérieure à f_c, l'état de mer correspond à de la mer du vent. Dans la réalité, on a souvent une superposition des deux (houle et mer du vent) et on utilise la relation 8.1 pour

séparer les contributions de houle et de mer du vent dans le spectre de vagues. Ainsi, nous avons appliqué aux séries temporelles de η, un filtre passe-bas et un filtre passe-haut, avec comme fréquence de coupure f_c, pour obtenir les contributions de la houle et de la mer du vent respectivement (*Figure 8.1*). Cela nous permet de calculer les spectres des vagues correspondants, et de définir une fréquence pic et une hauteur significative pour la houle, f_{phoule} et Hs_{houle}, et pour la mer du vent, f_{pmdv} et Hs_{mdv}.

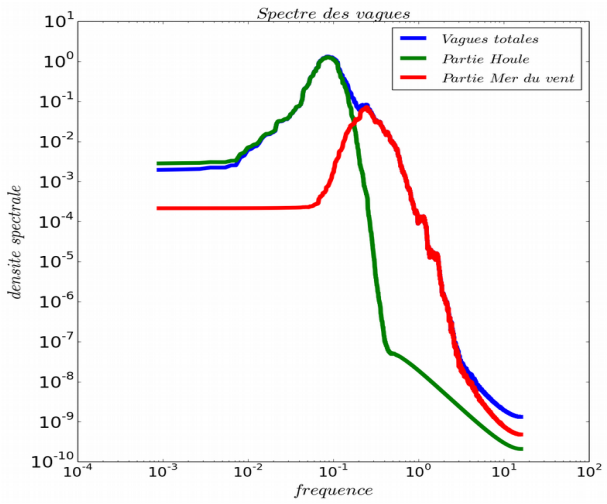

Figure 8.1 : Spectre des vagues mesurées par OCARINA en bleu, avec la composante de houle en vert et de la mer du vent en rouge, après filtrage. Un échantillon durant la campagne STRASSE. La densité spectrale est exprimée en m²/Hz. La fréquence est exprimée en Hz.

C'est une séparation très simplifiée de la composante de houle et de la composante mer du vent. En effet, l'allure des spectres trouvés pour chaque composante n'est pas conforme à la réalité. La mesure directe de la houle se traduit normalement par un spectre présentant un pic assez étroit autour de la fréquence caractéristique de la houle. Celui que nous obtenons (*Figure 8.1* en vert, pour un échantillon durant la campagne STRASSE), n'est pas très représentatif des spectres habituels de houle. Cependant, en comparant avec le modèle fourni dans l'algorithme COARE pour l'estimation de Hs_{mdv} et f_{pmdv}, notre décomposition semble assez robuste. *Figure 8.2,* nous avons représenté les fréquences pic et les hauteurs significatives des vagues mesurées par OCARINA, avec celles provenant de la décomposition précédente (*Figure 8.1*), c'est à dire de la composante de houle et de mer du vent, et celles prévues pas le modèle dans COARE *(équations 7.3 et 7.4*). Les relations 7.3 et

7.4 permettent d'établir Hs et fp pour de la mer du vent à partir du vent moyen. Nous observons un très bon accord entre Hs_{mdv} et fp_{mdv} (modèle) et Hs_{mdv} et fp_{mdv} de la composante de mer du vent, déduite de la décomposition du spectre de vague mesuré par OCARINA. Cette comparaison augmente la confiance en notre décomposition simplifiée, qui apparaît être une bonne approximation. Nous notons que la fréquence pic de composante de houle est quasiment identique à celle du spectre complet (OCARINA).

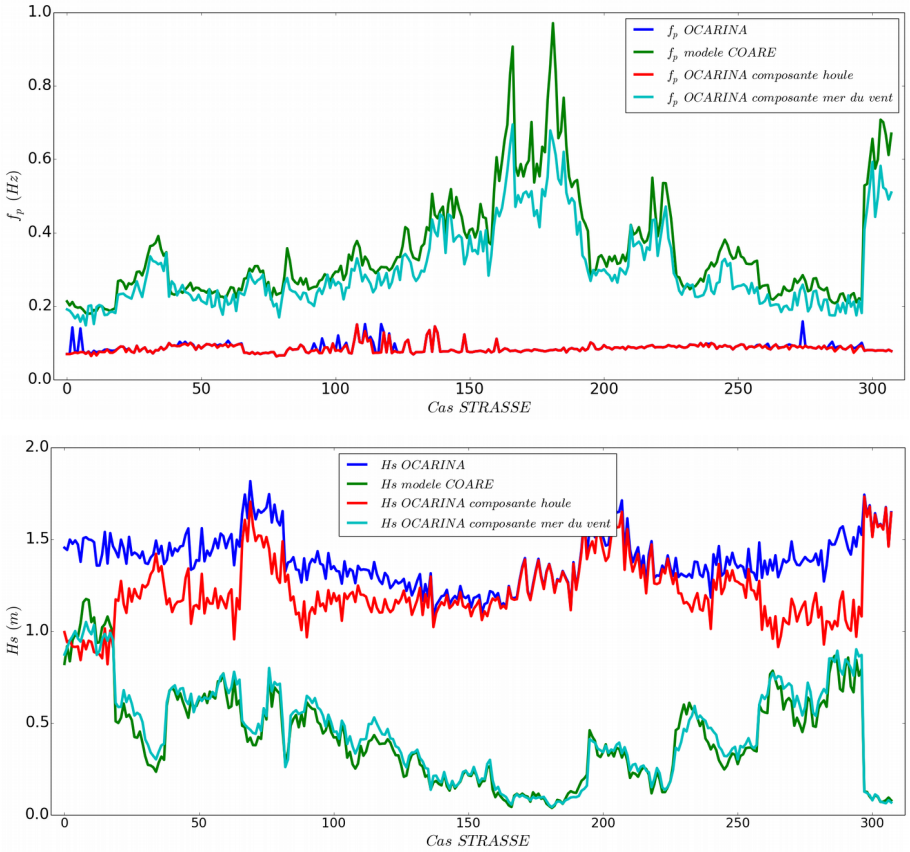

Figure 8.2 : Fréquence pic en haut et hauteur significative en bas, pour les vagues mesurées par OCARINA en bleu, la composante de houle en rouge, la composante de mer du vent en vert turquoise, et pour la mer du vent estimée à partir du modèle COARE en vert, pour tous les échantillons durant la campagne STRASSE.

Sur la *Figure 8.3, on a* représenté Hs_{houle} en bleu et Hs_{mdv} en vert, en fonction du temps. Hs_{houle} est quasiment toujours supérieur à Hs_{mdv}, ce qui indique que l'état de mer est dominé par la houle. Nous avons rencontré à peu près les mêmes hauteurs de vague durant les deux campagnes, avec un Hs_{houle} variant de 0.8 m à 1.7 m durant STRASSE, et de 0.8 m à 2 m durant AMOP, Hs_{mdv} varie de 0.04 m à 1 m et de 0.04 m à 1.3 m respectivement (*Tableau 1*).

La relation : $Hs_{houle}^2 + Hs_{mdv}^2 = Hs^2$ est bien vérifiée pour notre décomposition. Globalement, les états de mer n'ont pas été très importants, avec une moyenne de Hs_{houle} de 1.3 m et de Hs_{mdv} de 0.4 m sur les deux campagnes.

À partir de Hs, nous avons choisi de classer les états de mer selon :

- mer du vent pure (énergie de la mer du vent dominante) : $Hs_{mdv}^2 > 2.Hs_{houle}^2$
- houle pure (énergie de la houle dominante) : $Hs_{houle}^2 > 2.H_{mdv}^2$
- mer mixte, aucun des deux critères précédents n'est validé

Selon ces critères, durant STRASSE et AMOP, nous avons principalement de la houle pure. Il y a seulement 15 % des cas de mer mixte durant AMOP, et 11 % durant STRASSE. Nous ne rencontrons pas de cas de mer du vent pure.

À partir de la fréquence pic des vagues dominantes (f_p), nous pouvons calculer la longueur des vagues (L_p), comme :

$$L_p = \frac{g}{2\pi f_p^2} \tag{8.2}$$

où g est l'accélération de la gravité. Comme nous avons principalement de la houle dominante, les L_p rencontrées sont de l'ordre de plusieurs centaines de mètre (*Figures 1 et 2, Annexe 4*).

Avec L_p, nous pouvons déterminer le nombre d'onde du pic des vagues (k_p) :

$$k_p = \frac{2\pi}{L_p} \tag{8.3}$$

En multipliant k_p par Hs, nous obtenons la pente caractéristique des vagues (ou a.k dans le *Tableau 1*), qui est de 0.043 (sans unité) en moyenne durant STRASSE et de 0.040 durant AMOP (*Figure 8.4*).

La vitesse de phase du pic des vagues (*Figures 3 et 4, Annexe 4*) est définie comme :

$$C_p = 2C_g = \frac{1/2g}{2\pi f_p} \tag{8.4}$$

où Cg est la vitesse de groupe. Elle est en moyenne de 18.3 $m.s^{-1}$ (STRASSE) et de 22.1 $m.s^{-1}$ (AMOP), soit bien supérieure à la vitesse du vent. Les vagues se propagent plus rapidement que la vitesse du vent. Le rapport de C_p sur la vitesse du vent définit l'âge des vagues, qui permet de caractériser le niveau de développement des vagues.

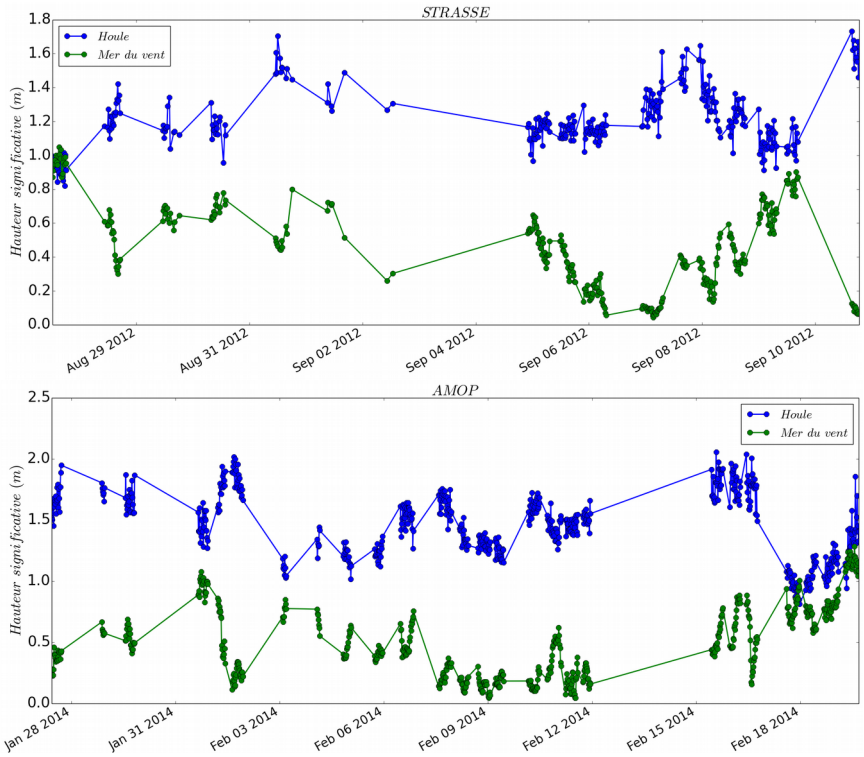

Figure 8.3: Hauteur significative des vagues (m) de la houle en bleu et de la mer du vent en vert. Campagne STRASSE en haut et AMOP en bas.

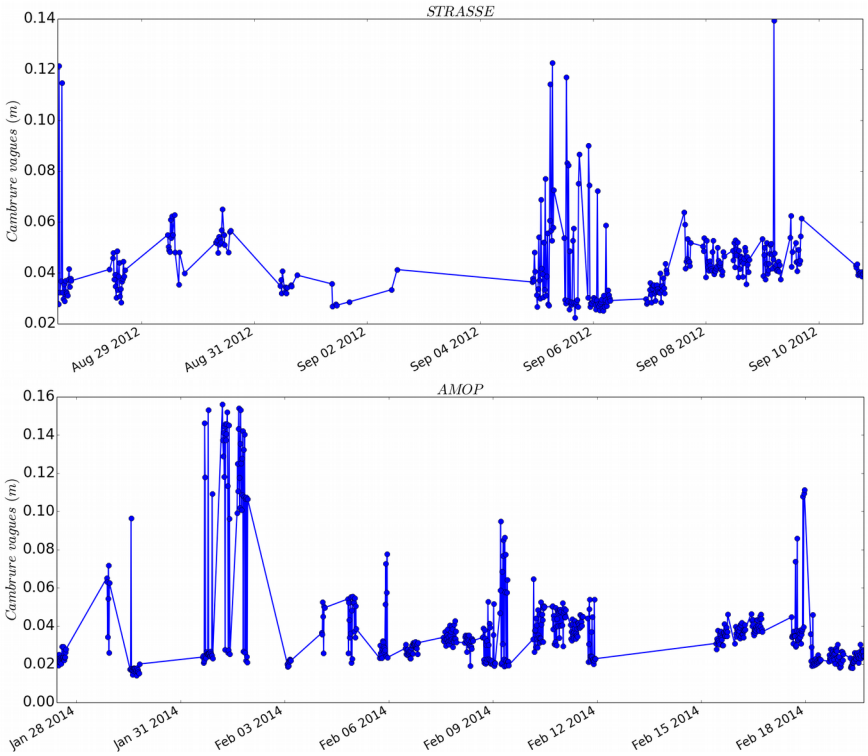

Figure 8.4: Cambrure des vagues dominantes. Campagne STRASSE en haut et AMOP en bas.

Globalement, l'âge des vagues est supérieur à 1.2 (*Figure 8.5* et *Tableau 1*), ce qui indique que les conditions correspondent à des vagues complètement développées ou à de la houle.

La plate-forme OCARINA ne nous permet pas, pour l'instant, d'obtenir d'informations sur la direction des vagues, mais un instrument pour mesurer la direction des vagues pourrait être installé sur OCARINA pour de futures campagnes de mesures. Nous avons donc utilisé des données issues du modèle WAM du centre européen (ECMWF) pour estimer la direction des vagues. Pour être sûr qu'il est cohérent de combiner des données in-situ de la plate-forme OCARINA avec des données du centre européen, nous avons comparé les hauteurs significatives des vagues *Figure 8.6*, avec en bleu les données OCARINA, et en vert celles d'ECMWF. Les données provenant de ECMWF sont des analyses ERA-interim, toutes les 6 heures, avec une résolution spatiale de 0.125°. La hauteur significative des vagues déduite des données de la plate-forme inertielle sur OCARINA sont tout à fait compatibles avec les données du modèle WAM. L'écart-type est seulement de 0.11 m et le biais de 0.15 m durant STRASSE, et de 0.19 m et 0.005 m respectivement durant AMOP. Cela confirme les bonnes performances d'OCARINA à suivre les vagues. Entre le 15 février et le 18 février, durant la campagne AMOP, nous nous trouvions dans une zone qui n'est pas couverte par le modèle du centre européen, ainsi, nous n'avons pas de données pour comparer durant cette période.

Figure 8.7, nous pouvons voir la direction du vent (*haut*) et la direction des vagues dominantes (*bas*) provenant du modèle WAM, durant STRASSE. La direction présentée est la direction où vont les vagues et le vent, entre 0° et 360°, dans le sens trigonométrique, c'est à dire que 0° signifie que le vent et les vagues vont vers le Nord, et 90° vers l'Ouest. Jusqu'au 6 septembre, le vent et les vagues vont quasiment dans la même sens, en direction de l'ouest et du sud-ouest. Mais après le 6 septembre, le vent et les vagues vont dans des directions assez différentes. Le vent a une direction soufflant vers le nord-ouest, alors que les vagues se propagent plutôt en direction du sud, sur une plage de valeurs qui va de sud-ouest à sud-est.

L'angle relatif entre la direction du vent moyen et la direction des vagues dominantes est illustré sur la *Figure 8.9 haut*. L'angle varie entre -180° et 180°. Jusqu'au 6 septembre, la valeur absolue de l'angle est inférieur à |90|°. Les vagues ont tendance à suivre le vent.

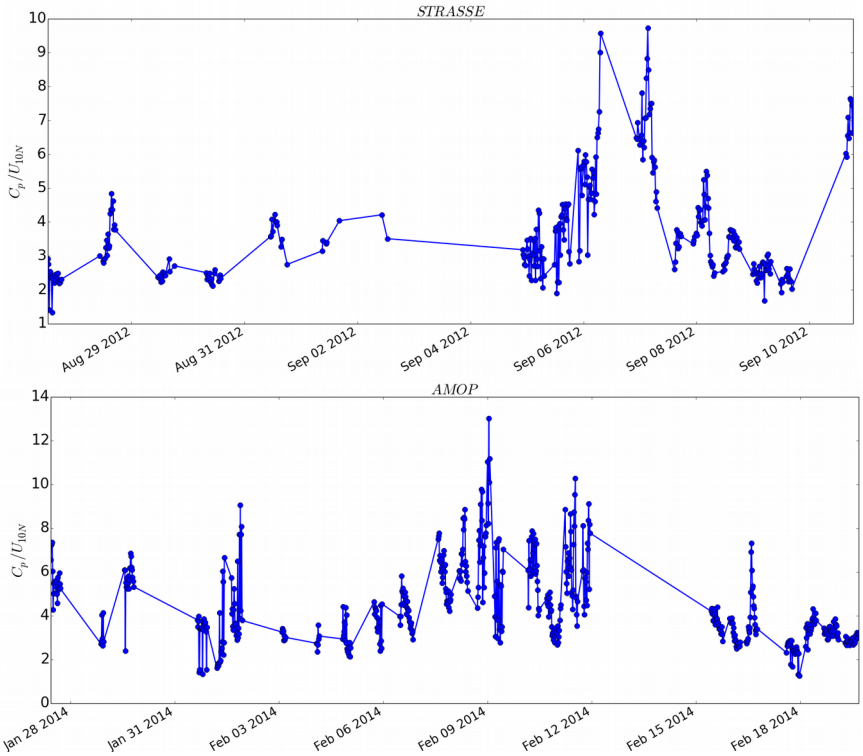

Figure 8.5: Age des vagues C_p/U_{10N}. Campagne STRASSE en haut et AMOP en bas.

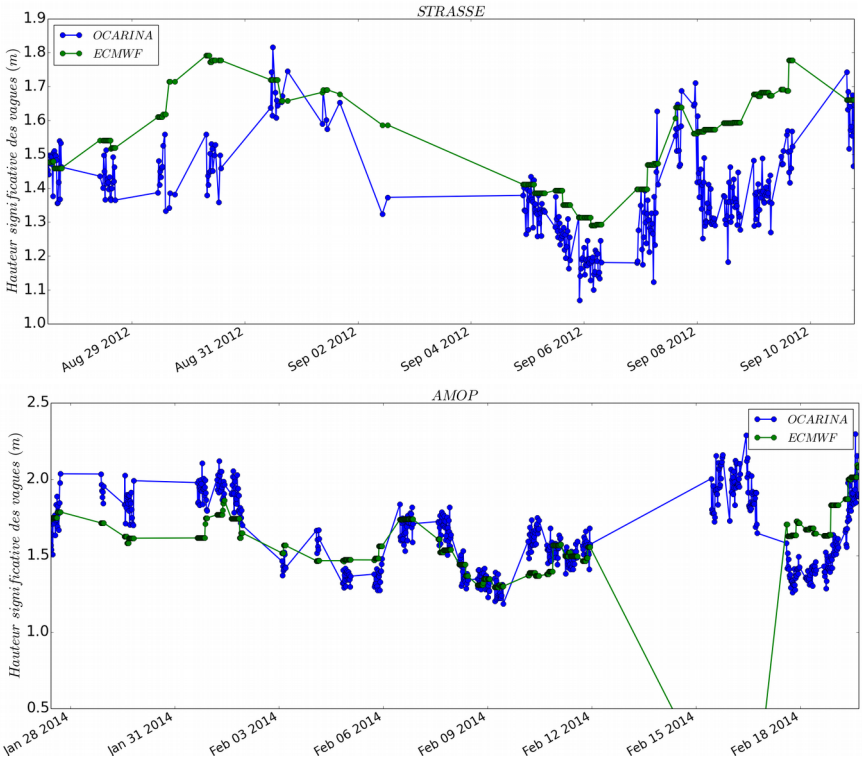

Figure 8.6: Hauteur significative des vagues d'OCARINA en bleu et d'ECMWF en vert. Campagne STASSE en haut et AMOP en bas.

Nous parlons alors de houle suiveuse, et de houle à contre lorsque les vagues se propagent plutôt dans la direction opposée à celle du vent, où l'angle est supérieur à |90|°.

Durant AMOP (*Figure 8.8* et *Figure 8.9 bas*), nous avons plutôt des conditions de houle suiveuse durant toute la campagne.

Tous ces paramètres de l'état de mer vont nous être utiles pour étudier les interactions entre la surface de la mer et l'atmosphère, notamment l'impact de la houle sur le flux de quantité de mouvement (*Section 4*) et le comportement et les variations du vent avec les vagues (*Section 3*).

Données états de mer								
Variable	**STRASSE**				**AMOP**			
	Min	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**
H_s houle (m)	0.81888	1.73143	0.17103	1.21243	0.81142	2.05480	0.26792	1.45654
H_s mer du vent (m)	0.04199	1.04941	0.25265	0.44951	0.04338	1.28430	0.29557	0.49411
L_p (m)	62.27516	395.99634	56.48370	219.18732	75.46476	817.66687	134.36404	329.06606
a.k (pente, sans unité)	0.02238	0.13929	0.01591	0.04325	0.01414	0.15592	0.02700	0.03935
U_h vrai ($m.s^{-1}$)	1.41358	7.64995	1.40819	4.44486	1.64416	8.93839	1.65135	4.74026
C_p ($m.s^{-1}$)	9.85080	24.83977	2.49971	18.31079	10.83948	35.68001	4.80882	22.11790
C_p/U_{10N} (sans unité)	1.33291	9.72691	1.60223	3.79619	1.25507	13.00375	1.81854	4.43080
Direction vent (°)	33.63326	135.29575	19.08796	72.82366	-1.19194	78.16406	13.95321	34.53773
Direction vagues (°)	59.08958	197.52351	44.55919	133.77717	-44.9573	-1.31618	11.8944	-16.3586
Angle vent-vague (°)	-42.27125	163.24203	57.33983	60.95351	-92.02452	-19.55418	-19.55418	-52.09178

Tableau 1: Paramètres de l'état de mer durant les campagnes STRASSE et AMOP.

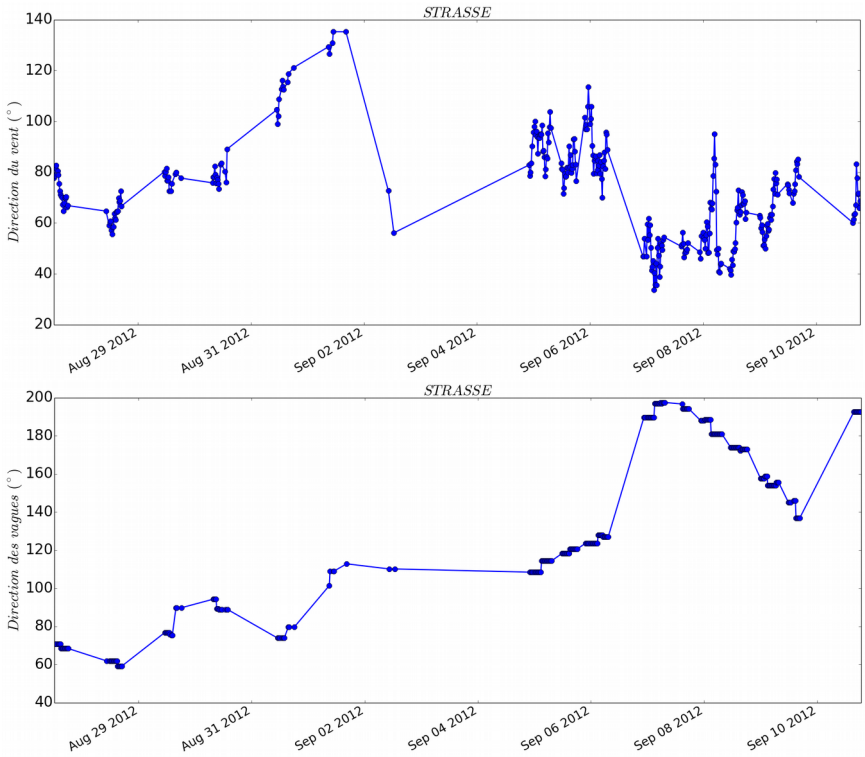

Figure 8.7: Direction du vent vrai horizontal en haut et des vagues dominantes (données Era-Interim/ECMWF) en bas, par rapport au Nord, dans le sens anti-horaire. 0° : vagues se propagent vers le Nord. 90° : vagues se propagent vers l'Ouest. Campagne STRASSE.

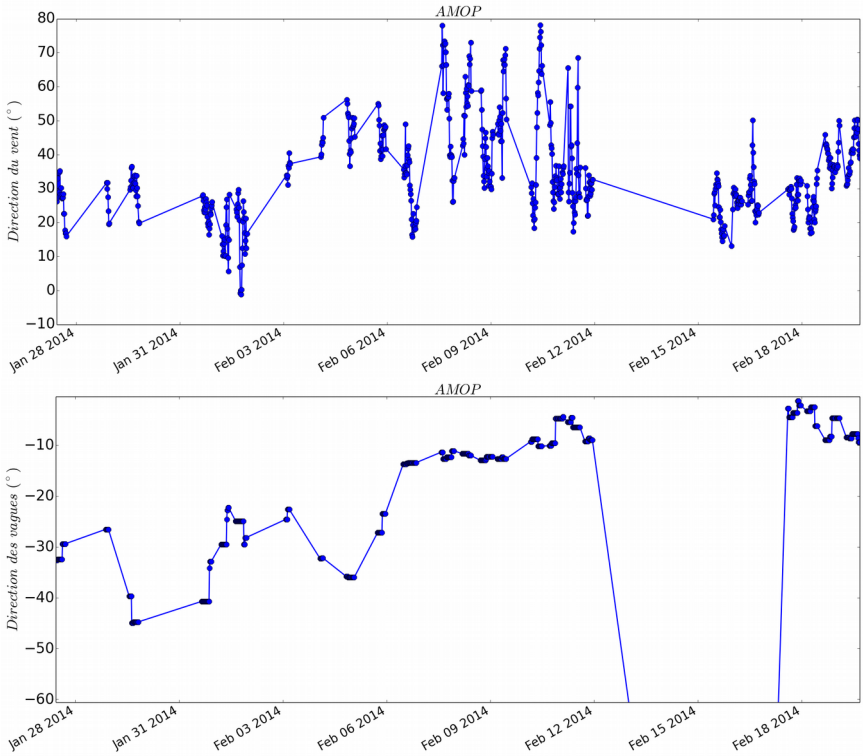

Figure 8.8: Direction du vent vrai horizontal en haut et des vagues dominantes (données Era-Interim/ECMWF) en bas, par rapport au Nord, dans le sens anti-horaire. 0° : vagues se propagent vers le Nord. 90° : vagues se propagent vers l'Ouest. Campagne AMOP.

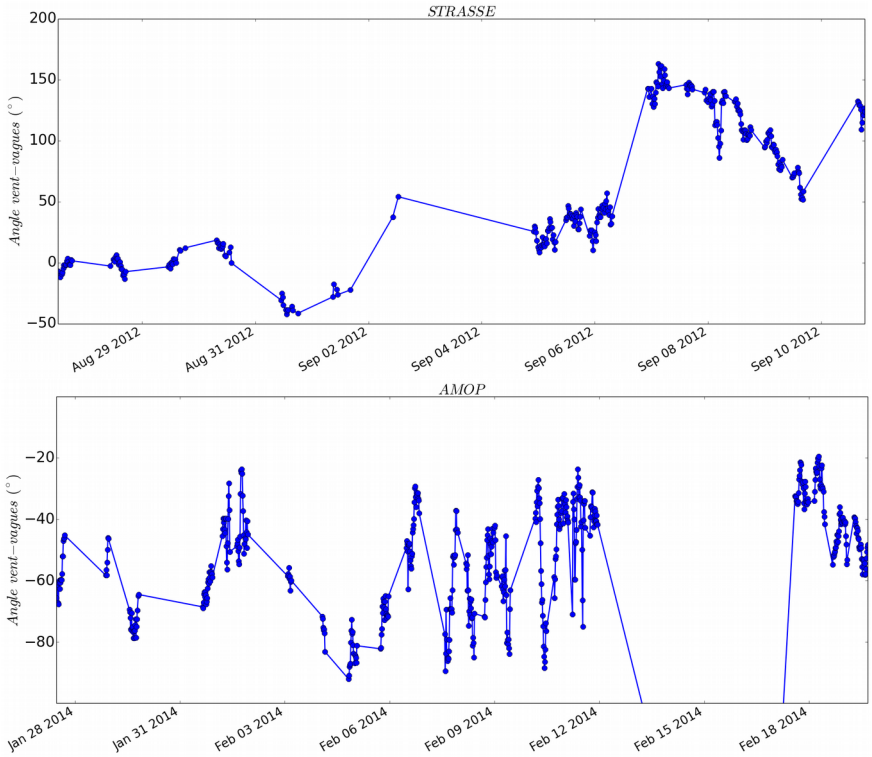

Figure 8.9: Angle relatif entre la direction du vent et la direction des vagues. Campagne AMOP.

8.3. Analyse vent-vague : cohérence spectrale

La plateforme OCARINA mesure en même temps l'élévation de la surface de la mer η et la vitesse du vent à haute fréquence (32 Hz), à 1.5 m de la surface. Ainsi, nous avons pu réaliser une étude des interactions ou du moins du comportement du vent par rapport à la surface, vague par vague, en nous inspirant de la méthode proposée par *Bourras et al.* [*2014*] pour la campagne FROMVAR 2011.

Nous avons étudié la relation entre le module du vent vrai horizontal (relatif à une surface fixe), $Uh_{vrai,}$ et η en analysant la cohérence spectrale et la phase entre Uh_{vrai} et η. Contrairement à *Bourras et al.* [*2014*], nous ne regardons pas le lien entre le vent relatif aux vagues, soit Uh_{vrai}-C_p, et η , mais bien le lien entre η et le vent par rapport à une surface fixe, avec une houle en mouvement, d'une vitesse de propagation C_p.

Nous avons calculé la cohérence spectrale (coh) et la phase (φ) entre l'élévation η et la vitesse du vent vrai horizontale (Uh_{vrai}) à 1.5 m au-dessus de la surface.

La cohérence spectrale est définie comme :

$$coh(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_{xx} . G_{yy}} \tag{8.5}$$

et la phase :

$$\phi(f) = \arctan\left(\frac{imag(coh(f))}{réel(coh(f))} \right) \tag{8.6}$$

où G_{xy} est la corrélation croisée et G_{xx} et G_{yy} sont les autocorrélations, avec x=η et y=Uhvrai.

Par définition, la cohérence est comprise entre 0 et 1, et la phase entre -180° et +180°, 0° signifiant que le vent et l'élévation sont en phase, et ± 180° impliquant un déphasage maximal, c'est à dire que le maximum (minimum) de Uh_{vrai} est en phase avec le minimum (maximum) de η.

Nous avons recherché la fréquence du maximum de cohérence pour chaque cas de la campagne STRASSE, dans la bande spectrale [0.05 Hz – 0.25 Hz], qui englobe la bande spectrale de la houle. Pour chaque fréquence trouvée, nous avons identifié la phase correspondante. Nous présentons ici seulement l'analyse réalisée sur les données de la campagne STRASSE. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, la campagne STRASSE possède une plus grande variété d'états de mer, avec notamment des cas de houle suiveuse et de houle à contre.

Comme l'illustrent les exemples *Figure 8.10*, les résultats montrent que la phase correspondant au maximum de cohérence peut varier avec l'état de mer, et notamment suivant que l'on soit en conditions de houle suiveuse ou de houle à contre. *Figure 8.10 haut* est un cas de houle suiveuse qui date du 28 août 2012 et *Figure 8.10 bas* est un cas de houle à contre. Pour le cas de houle suiveuse, nous constatons un pic de cohérence maximale dans la bande [0.05 Hz – 0.25 Hz] supérieur à 0.8, avec une phase autour de 180°, ce qui signifie que le maximum de vent a lieu au minimum de η, au point le plus bas, et donc au creux de la vague (de cette bande spectrale), et inversement, le minimum de vent se produit à la crête de la vague. A l'inverse, pour le cas de houle à contre, la phase du pic principal est proche de 0°,

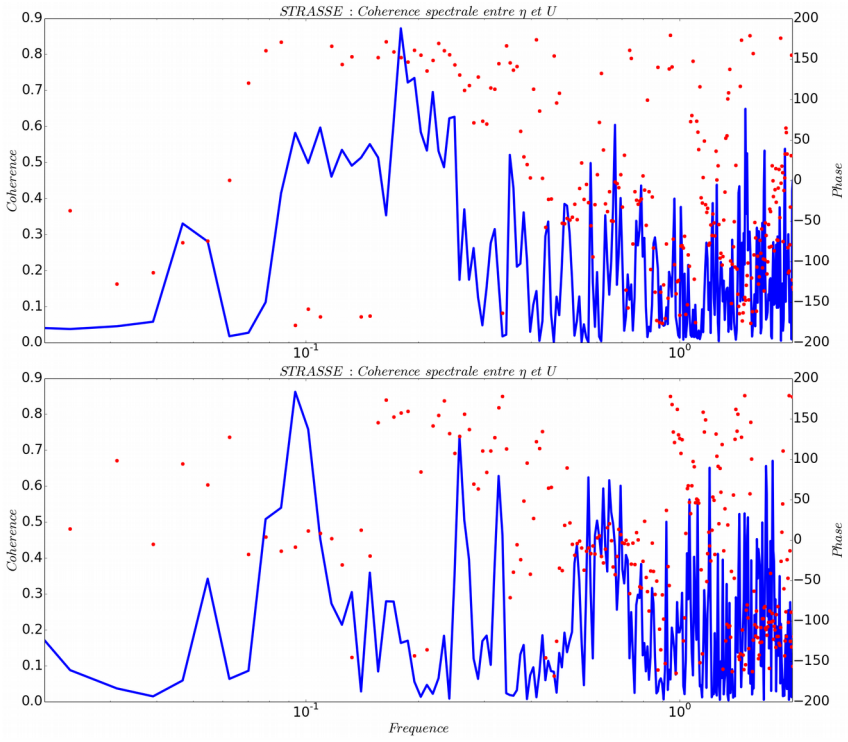

Figure 8.10: Cohérence spectrale (en trait plein bleu) et phase (points rouge) entre deux séries temporelles de 1100 sec de l'élévation de surface de la mer (η) et du vent vrai horizontal à 1.5 m au-dessus de la surface de la mer (U_h vrai). En haut, cas de houle suiveuse, le 28 août 2012 à 15h 46min (début des séries). En bas cas de houle à contre, le 7 septembre 2012 à 3h 21min (début des séries). Campagne STRASSE. La cohérence spectrale n'a pas d'unité et la fréquence est exprimée en Hz.

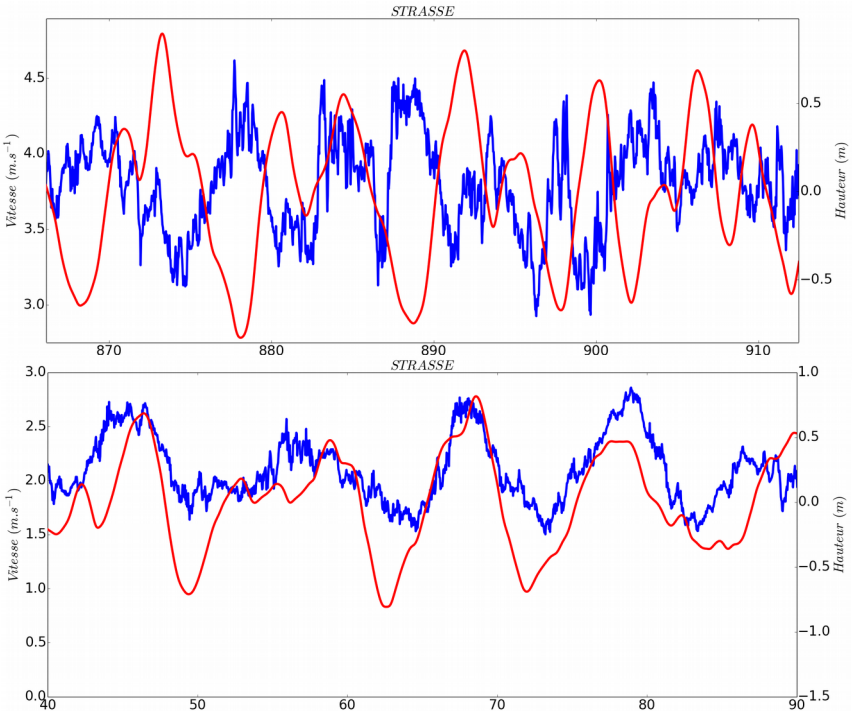

Figure 8.11: Zoom sur les séries temporelles (en sec) du vent vrai horizontal à 1.5 m au-dessus de la surface de la mer (U_h vrai) en bleu et l'élévation de surface de la mer (η) en rouge. En haut, cas de houle suiveuse le 28 août 2012 à 15h 46min (début des séries). En bas, cas de houle à contre le 7 septembre 2012 à 3h 21min (début des séries). Campagne STRASSE.

l'élévation et le vent sont en phase, le maximum (minimum) de vent se situe à la crête (au creux) de la vague.

Pour illustrer le phénomène, nous avons superposé *Figure 8.11* deux séries temporelles d'environ 50 s du vent (en bleu) et de l'élévation (en rouge) pour chacun des deux cas précédents, avec le cas de houle suiveuse (*haut*) et le cas de houle à contre (*bas*). *Figure 8.11 haut*, nous pouvons identifier une période (d'environ 9 sec) dans les séries de vent et d'élévation (correspondant à la fréquence du maximum de cohérence). Les deux signaux sont bien en opposition de phase. *Figure 8.11 bas,* nous retrouvons bien, au contraire des signaux en phase.

Dans la bande spectrale sélectionnée, les maxima de cohérence entre le vent et l'élévation, sont relativement variables en fonction de la fréquence. Dans la suite, nous considérons uniquement les maxima de ces spectres de cohérence. Ces valeurs de cohérences maximales sont présentées *Figure 8.12 milieu*, pour tous les cas de la campagne STRASSE. Les phases correspondantes sont montrées *Figure 8.12 haut.* La *Figure 8.12 haut* nous permet d'identifier deux régimes : globalement, les cas se répartissent entre des cas de déphasage maximal entre le vent et l'élévation (phase d'environ ± 180°), et des cas où Uh_{vrai} et η sont en phase (phase d'environ 0°). Les fréquences correspondant aux maxima de cohérence semblent aussi présenter deux groupes distincts (*Figure 8.12 bas*), avec une fréquence proche de 0.10 Hz pour les phases d'environ 0°, et une fréquence plus élevée (0.15 à 0.25 Hz) pour les cas de phase d'environ ± 180°. De plus, il apparaît clairement un lien entre l'angle relatif entre la direction des vagues et celle du vent et les phases e*stimées (Figure 8.13). Les deu*x régimes décrits précédemment semblent donc pouvoir être associés à des états de mer différents, avec Uh_{vrai} et η en phase lors des cas de houle à contre, et en opposition de phase pour les cas de houle suiveuse.

Nous constatons que même pris au pic du spectre, le niveau de cohérence est très variable (*Figure 8.12 milieu*). Aussi pour mieux dégager les tendances nous nous intéressons dans la suite de l'étude aux cas de cohérence supérieure à 0.7. La phase, la fréquence et l'angle vent-vague (en valeur absolue) pour ces cas restreints sont visibles *Figures 5 à 7,* à l'*Annexe 4* et renforcent les conclusions ci-dessus.

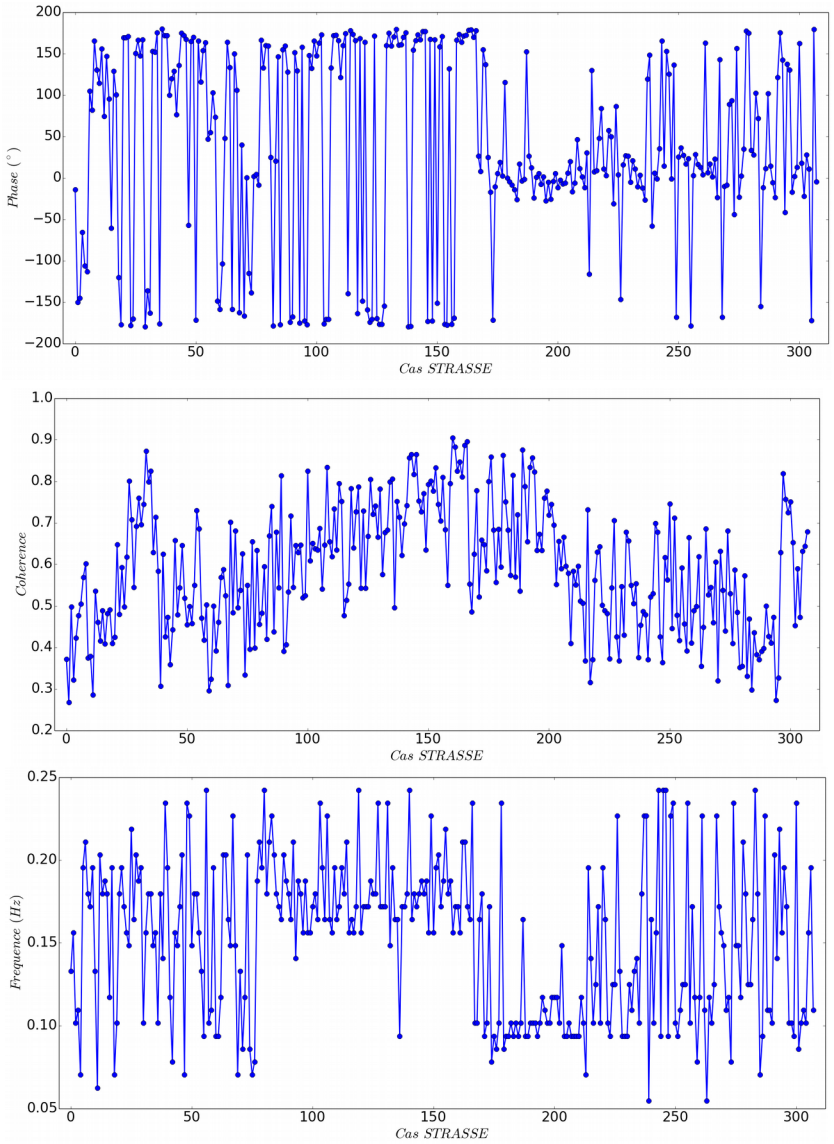

Figure 8.12: En haut, la phase entre U_h vrai et η pour le maximum de cohérence. Au milieu, le maximum de cohérence entre U_h vrai et η. En bas, la fréquence du maximum de cohérence entre U_h vrai et η . Bande spectrale [0.05 Hz - 0.25 Hz].

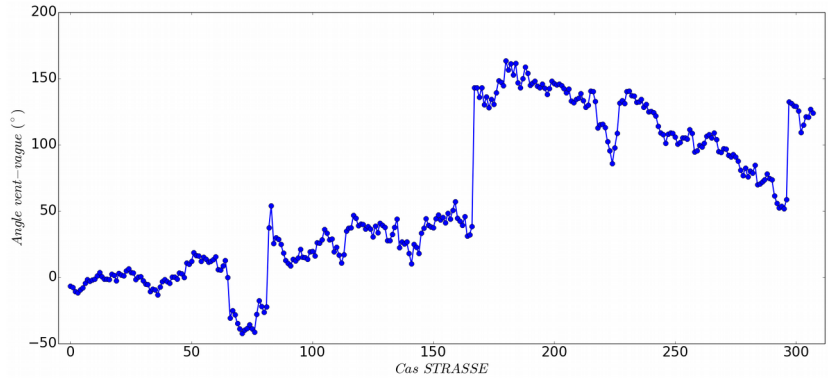

Figure 8.13: Angle relatif entre la direction des vagues et la direction du vent.

Les statistiques sur les différents paramètres présentés ici sont visibles *Tableau 2*.

Les observations précédentes nous amènent à rechercher une relation entre le vent et η. Nous avons filtré les séries temporelles de η et Uh_{vrai} avec un filtre passe-bande autour des fréquences de cohérence maximale. Une tendance linéaire apparaît clairement entre l'élévation de la surface et le vent, comme nous pouvons le voir pour les deux cas déjà présentés (*Figure 8.15*). Pour le cas de houle suiveuse, η diminue avec la hausse du vent (*Figure 8.15 gauche*), et η augmente avec le vent en houle à contre (*Figure 8.15 droite*). Nous avons rajouté en rouge la droite de régression linéaire. La pente de la droite est proche de -1 pour le cas de houle suiveuse, et de 1 pour le cas de houle à contre. Les pentes pour tous les cas où la cohérence est supérieure à 0.7 sont illustrées *Figure 8.14*. Nous retrouvons les deux régimes, avec le vent proportionnel à η pour les cas de houle à contre, et inversement proportionnel en houle suiveuse.

En résumé, sur les cas de cohérence entre élévation et vent supérieur à 0.7, la relation entre η et le Uh_{vrai} est de deux types. Pour les cas de houle suiveuse, la fréquence du pic de cohérence maximale est de 0.18 Hz en moyenne, η et Uh_{vrai} sont quasiment en opposition de phase, le maximum (minimum) de vent est rencontré presque au creux (à la crête) des vagues, avec une phase moyenne de 166°, et η est inversement proportionnel au vent, avec une diminution linéaire de η lorsque Uh_{vrai} augmente, où la pente moyenne de la régression est de -0.82. Le vent ralentit au sommet des vagues et accelère dans les creux.

Pour les cas de houle à contre (angle vent-vague moyen de 140°), la cohérence maximale entre η et Uh_{vrai} se produit à une fréquence plus basse, soit 0.10 Hz en moyenne (*Tableau 2*). Le maximum (minimum) de vent se situe à la crête (au creux) des vagues, c'est-à-dire que les deux signaux sont quasiment en phase, avec une phase moyenne de 11°. Le vent augmente linéairement avec η, avec quasiment la même pente moyenne que pour les cas de houle suiveuse, qui est de 0.9. Dans ce cas, le vent accélère au sommet des vagues et ralentit dans les creux.

Nous notons que pour les cas de houle à contre, la cohérence maximale se situe à une fréquence très proche de celle du pic des vagues dominantes (f_{pvague}), qui vaut 0.09 Hz en moyenne sur la campagne. Par contre, en houle suiveuse, la fréquence du maximum de

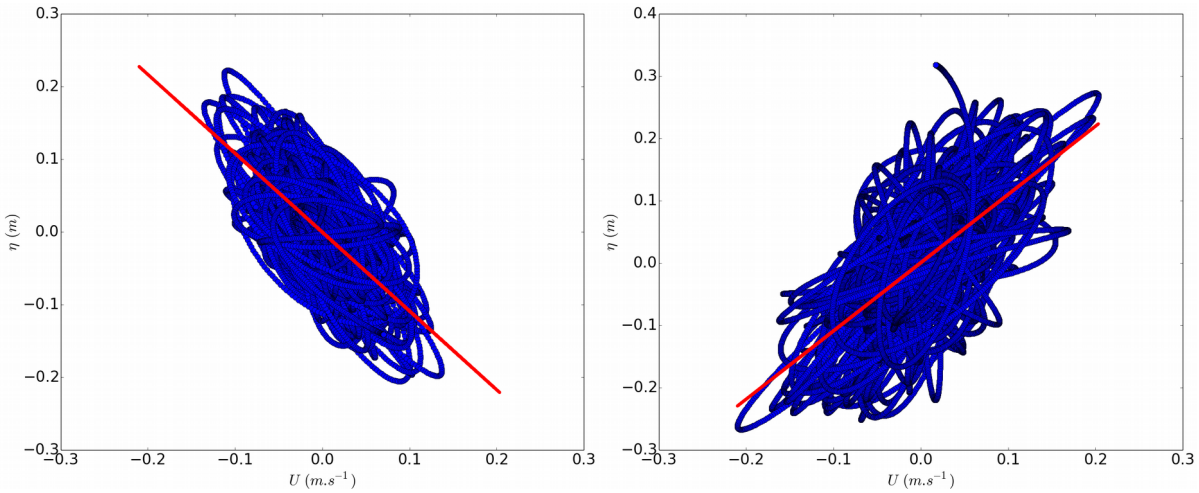

Figure 8.14: U_h vrai en fonction de η, pour un segment de 1100 sec. Les séries temporelles sont filtrés autour de la fréquence où la cohérence est maximale. A gauche, cas de houle suiveuse le 28 août 2012 à 15h 46min (début des séries). A droite, cas de houle à contre le 7 septembre 2012 à 3h 21min (début des séries). Campagne STRASSE.

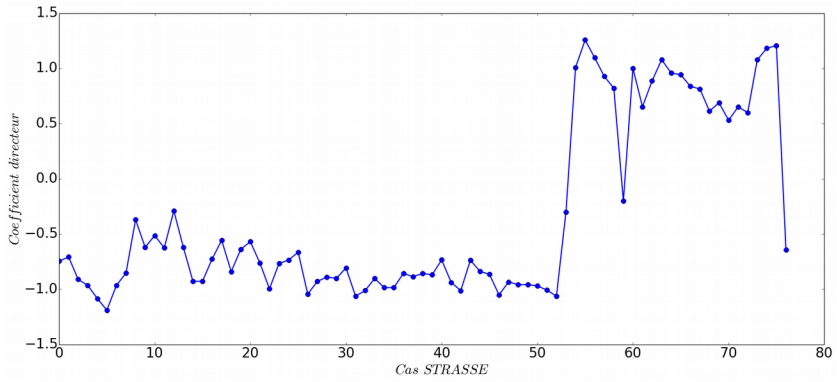

Figure 8.15: Pente de la régression linéaire à l'ordre 1 entre les séries temporelles de η et U_h vrai filtrées autour de la fréquence où la cohérence est maximale, pour les cas où la cohérence est supérieure à 0.7. Campagne STRASSE.

Cohérence vent-vagues : Campagne STRASSE								
Variable	**Houle à contre**				**Houle suiveuse**			
	Min	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**
Phase (°)	1.1352	27.3335	7.7147	11.1573	131.7921	179.7504	11.9811	166.0806
Fréquence (Hz)	0.0859	0.1328	0.0106	0.1027	0.1016	0.2344	0.0238	0.1765
Angle vent-vagues (°)	101.7811	161.16076	14.1987	139.1109	1.7059	149.7010	28.6618	35.6433
Pente U vs η (sans unité)	0.5303	1.2564	0.2098	0.8961	-1.1891	-0.2007	0.2092	-0.8175

Tableau 2: Données cohérence vent-vagues. Campagne STRASSE.

cohérence est supérieure (0.18 Hz). Il se situe entre la fréquence des vagues dominantes, et la fréquence moyenne de la composante mer du vent (f_{pmdv}), qui vaut 0.3 Hz.

Cette relation entre η et Uh_{vrai} a déjà été observée, notamment par *Sullivan et al.* [*2008*], dans un modèle LES (Large-Eddy Simulations). Lorsque la direction du vent est choisie dans la même direction que le sens de propagation des vagues, les simulations LES indiquent que le vent est maximum au creux de vagues. Inversement, lorsque la direction du vent est choisie dans la direction opposée aux vagues, les simulations LES indiquent que le vent est maximum à la crête des vagues.

Ce résultat est cohérent avec nos observations et confirme à nouveau l'intérêt et l'utilité de la plateforme OCARINA dans l'étude des interactions vent-vague. L'intérêt de bien caractériser cet effet de variation du profil de vent le long des vagues est également important pour progresser dans l'interprétation et l'inversion des signaux de télédétection radar diffusés par la surface océanique. En effet, ces modulations de vent conduisent à des variations de rugosité de petite échelle (centimétrique) le long du profil des grandes vagues et donc à des modulations de signal rétrodiffusé le long des profils des grandes vagues. C'est une partie de l'effet de modulation hydrodynamique mentionné dans la littérature.

8.4. Impact de l'état de mer sur les flux turbulents

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'impact possible de l'état de mer sur les flux, et notamment sur la vitesse de frottement. Comme présenté dans la partie 1, nous avons majoritairement des conditions de houle lors des deux campagnes de mesure. Nous essayons donc de voir si la houle a une influence sur le transfert de quantité de mouvement entre la surface de l'océan et l'atmosphère. De plus, nous avons vu dans le *Chapitre 5* que les trois méthodes de calcul des flux turbulents, EC, ID et bulk, dans leur configuration de référence, nous donnent des estimations différentes de la vitesse de friction. Dans le *Chapitre 6*, nous avons cherché à adapter les méthodes pour améliorer leur concordance. Nous regarderons donc ici si la houle et l'état de mer peuvent avoir une influence sur ces différences et expliquer les optimisations fournies.

8.4.1. Rappels sur l'impact possible des vagues sur le flux de quantité de mouvement

Le coefficient de traînée caractérise le transfert de quantité de mouvement entre la surface de l'océan et l'atmosphère. Comme nous l'avons vu dans le *Chapitre 2*, le coefficient de traînée peut être exprimé dans des conditions neutres comme : $C_{Dz} = \kappa^2/(\ln z/z_0)^2$. Cette équation implique que lorsque la rugosité augmente (diminue), le coefficient de traînée augmente aussi (décroît). La paramétrisation de C_D a été très étudiée depuis l'introduction de la paramétrisation de la tension de vent $|\tau| = \rho C_{Dz} U_z^2$. La détermination de C_D dépend de la qualité des mesures, ainsi sa paramétrisation n'a cessé d'évoluer. Les premières études suggéraient que C_D pourrait être constant [*Paulson et al., 1972 ; Hidy, 1972*]. Des études ultérieures ont montré que C_D est dépendant du vent [*Garratt, 1977 ; Smith, 1980*]. Une des paramétrisations les plus connues, celle de *Large et Pond* [*1981*], prévoit deux régimes de C_{D10N} en fonction de U_{10N} : C_{D10N} est constant à vent faible (pour U_{10N} compris entre 4 et 11 $m.s^{-1}$), et augmente linéairement à vent fort (pour U_{10N} entre 11 et 25 $m.s^{-1}$). *Charnock* [*1955*] a proposé une expression pour la rugosité comme : $z_0 = \alpha_C(u_*^2/g)$, où g est l'accélération de la gravité et α_C est la constante de *Charnock*, comprise entre 0.012 et 0.035, que certains auteurs ont décrite comme variable en fonction de la vitesse du vent, et de la tension de

surface [*Wu, 1980*]. *Stewart* [*1974*] a trouvé que α_C est reliée à l'âge des vagues, et a suggéré que la relation de *Charnock* doit se ré-écrire comme : $z_0=(u_*^2/g)f(C_p/u_*)$, où C_p est la vitesse de phase du pic des vagues, et C_p/u_* représente l'âge des vagues et indique les effets des vagues sur la tension de vent.

Donelan [*1990*] a introduit une rugosité sans dimension, normalisant z_0 par l'écart-type de hauteur des vagues, σ, et a conclu que la rugosité sans dimension est inversement proportionnelle à l'âge des vagues, ce qui signifie que les vagues les plus jeunes (qui se propagent plus lentement que le vent) augmentent la rugosité de surface par rapport à des vagues plus matures. En condition de fetch limité sur grand lac, *Donelan et al.* [*1993*] ont obtenu une formule empirique pour la mer du vent pure : $z_0/\sigma = A(U_{10}/C_p)^B$, avec $A= 6.7 \times 10^{-4}$ et B = 2.6. Par la suite, *Drennan et al* [*1999a*, *2003*] ont retrouvé avec d'autres jeux de données une relation similaire mais avec des coefficients (A et B) différents.

Dans l'océan ouvert, il a été rapporté qu'il n'existe pas de dépendance claire de la rugosité avec l'âge des vagues [*Dobson et al., 1994; Yelland et Taylor, 1996, Janssen 2004*], bien que *Dobson et al*. [*1994*] aient filtré la houle et laissé la mer du vent pour l'analyse. D'autres auteurs ont trouvé que la tension de vent est dépendante de la pente significative des vagues définie comme H_s/L_p [*Anctil et Donelan, 1996; Taylor et Yelland, 2001, Donelan et al, 2003*],. En utilisant la relation : $z_0/H_s = A(H_s/L_p)^B$ (où H_s est la hauteur significative des vagues et L_p la longueur d'onde du pic des spectres des vagues), *Taylor et Yelland* [*2001*] ont pu simuler à la fois des données de tension de vent en mer et en laboratoire. *Janssen* [*2001*] écrit qu'en restreignant l'analyse aux cas de vents forts (>15 $m.s^{-1}$), ce qui minimise l'impact de la houle, on retrouve une dépendance de la rugosité à l'âge des vagues du même type que celle prévue par les relations du type de *Oost* [*2002*].

Des études récentes ont aussi montré l'influence de la houle sur la tension de vent et la rugosité. Les résultats de *Donelan et al.* [*1997*] indiquent que C_D, en présence de houle à contre ou de houle croisée, peut être différent du cas de la mer du vent pure. *Drennan et al.* [*1999a*] ont examiné la tension de vent mesurée à 3 m de hauteur par une bouée et trouvé qu'une grande partie de la dispersion dans le coefficient de traînée peut être attribuée aux effets de la houle.

Bien que plusieurs études aient montré que u_* sur l'océan est affecté par les vagues de surface de la mer, les relations quantitatives entre la tension de vent et les paramètres des vagues sont encore un sujet de recherche. Cela révèle que nous avons besoin de plus d'expériences de terrain pour comprendre l'effet des vagues sur la tension de vent, particulièrement pour quantifier les effets de la houle sur le C_D. *Drennan et al.* [*1999b*] ont trouvé qu'en présence de houle, la tension de vent dans la couche limite au-dessus des vagues est différente que hors de cette couche, qui est d'environ 1 m. Leur étude révèle que les effets des vagues sont forts à l'intérieur de cette couche. *Donelan et Dobson* [*2001*] ont démontré que la cohérence des vagues avec la tension de vent est plus prononcée près de la surface. Cependant, la plupart des observations de terrain ont été faites à des hauteurs supérieures à 5 m au-dessus de la surface de l'océan. Tout porte à croire que des mesures plus proches de la surface de l'océan peuvent mieux mettre en évidence l'impact des vagues sur la tension de vent.

Plus récemment, *Pan et al.* [*2005*] ont étudié l'effet des vagues sur la tension de vent. Les données ont été recueillies à 1.5 m dans des conditions de mer mixte avec de la mer du vent limitée par un fetch et de la houle à contre. Ils ont montré que le coefficient de traînée lié à la houle, défini comme la différence de la tension de vent estimée à partir des méthodes EC et ID, est proportionnel à la cambrure des vagues (k_pH_s) et inversement proportionnel au rapport entre la vitesse du vent neutre à 10 m et la vitesse de phase du pic de la houle (U_{10N}/C_p).

8.4.2. Étude avec les données OCARINA durant STRASSE et AMOP

Ainsi, nous avons tenté de voir si nous pouvions mettre en évidence un impact des vagues et de la houle sur la tension de vent et notamment la vitesse de frottement u_*, avec les données des campagnes STRASSE et AMOP. Ces mesures diffèrent de la plupart de celles analysées dans la littérature par le fait qu'elles ont été acquises, grâce au système OCARNIA, très proches de la surface (1.5 m). De plus, les conditions de STRASSE et AMOP correspondent presque exclusivement à des conditions de fetch infini et de présence de houle.

Comme nous l'avons vu dans le *Chapitre 5*, les vitesses de frottement estimées par les méthodes EC et ID de référence sont différentes. Nous rappelons que EC référence

implique que les séries temporelles n'ont subi aucun filtrage avant le calcul des covariances. Pour ID référence, le terme d'imbalance est nul. *Figure 8.17*, nous avons comparé la quantité u_*^2 (proportionnelle au flux de quantité de mouvement) issue des deux méthodes EC et ID pour les campagnes STRASSE et AMOP respectivement. Nous avons sensiblement les mêmes tendances entre les deux campagnes. La méthode EC surestime la méthode ID, et la surestimation augmente avec u_*^2 (voir *Chapitre 5*). Les différences entre les méthodes peuvent être liées à plusieurs facteurs comme la méthode de calcul, l'instrumentation ou les conditions de mesure (ECM est très sensible à la distorsion et aux mouvements de la plateforme). Mais nous posons ici comme hypothèse que la différence est due (au moins en partie) à la méthode d'estimation de u_*. En effet, il a été montré dans la littérature, par exemple par *Donelan et al.* [*1997*] et *Pan* [*2005*], qu'en présence de houle, notamment de houle à contre et croisée, la méthode ID sous-estime la tension de vent comparée à la méthode EC. Mais qu'en conditions de mer du vent pure, les deux méthodes s'accordent assez bien (en dehors d'autres de différences liées à la distorsion ou aux mouvements de la plateforme).

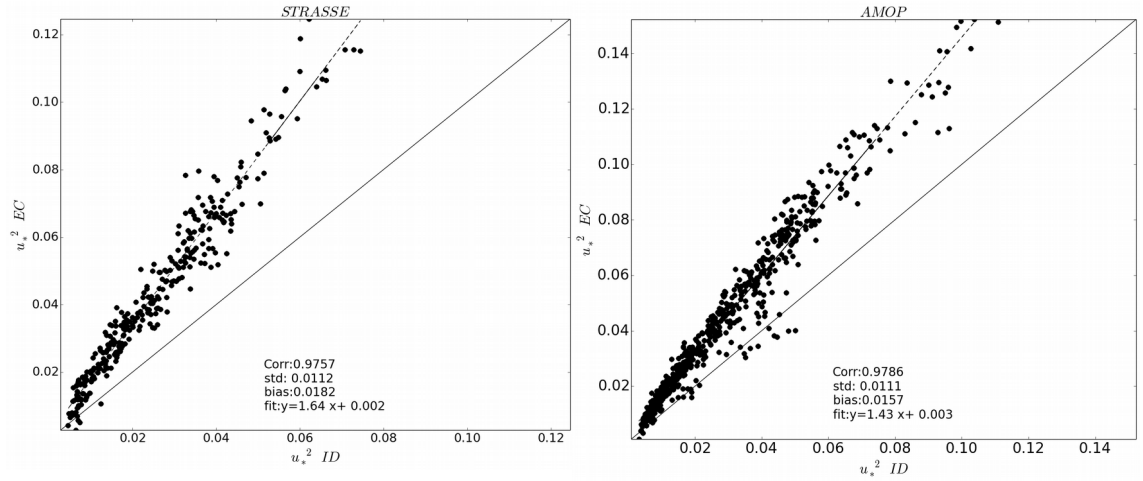

Figure 8.16: Comparaison entre u_*^2 EC et u_*^2 ID dans leur configuration de référence. Campagne STRASSE à gauche, et AMOP à droite. u_*^2 est exprimé en $m^2.s^{-2}$.

Donelan et al. [*1997*] ont donné une explication de ce phénomène. La méthode ID dépend des hypothèses de stationnarité et de similitudes de la cascade d'énergie des échelles de production aux échelles de dissipation.

La présence de houle générerait de la quantité de mouvement à des échelles plus grandes et donc des fréquences plus basses que celles du sous-domaine inertiel utilisées par la méthode ID dans le spectre du vent. La théorie de Monin-Obukhov, sur laquelle est basée la méthode ID, ne prend donc pas en compte l'impact de la houle sur la tension de vent et donc u_*.

Donelan et al. [*1997*] suggèrent que la méthode traditionnelle ID n'est pas adaptée pour estimer le transfert de moment turbulent dans des conditions de non-équilibre des vagues.

La houle peut modifier la tension de vent de deux façons : (1) par une interaction directe avec l'écoulement de l'air, la houle peut accepter de la quantité de mouvement de l'atmosphère ou en délivrer à l'atmosphère, (2) en causant un changement dans la distribution spectrale des composants de la mer du vent, qui sont les principaux éléments de rugosité [*Donelan 1987*].

La différence en u_* entre les méthodes se retrouve dans le coefficient de traînée. Nous avons calculé les coefficients d'échange pour le vent en conditions de stratifications neutres à 10 m comme :

$$C_{D10N} = \frac{u_*^2}{U_{10N}^2} \tag{8.7}$$

en prenant u_* estimé par les méthode ID et EC. *Figure 8.17*, nous avons tracé C_{D10N} en fonction de U_{10N} pour la méthode ID en vert et EC en bleu, avec différentes paramétrisations de la littérature. C_{D10N} ID sous-estime EC et toutes les paramétrisations. Les comportements des coefficients de traînée sont détaillés dans le *chapitre 5* mais nous avons rajouté ici des paramétrisations pour des états de mer particuliers. C_{D10N} EC surestime toutes les paramétrisations, sauf celle de *Pan* [*2005*] , même si, pour U_{10N} supérieur à 4.5 $m.s^{-1}$, C_{D10N} EC est le plus proche de la paramétrisation de *Large et Pond* [*1981*], et plus proche de celle de *Drennan* en vent faible. La paramétrisation de *Drennan et al.* [*1999a*] a été obtenue en conditions de mer du vent pure, et celle de *Large et Pond* [*1981*] en mer mixte. Il est à noter que, hormis pour la paramétrisation de *Pan et al.* [2005], toutes les autres ont été déterminées à partir de données mesurées à plus de 3 m au-dessus de la surface. Pour les calculs avec la méthode ID, cela ne fait théoriquement aucune différence. En effet, lors de l'application de la

méthode ID, on émet l'hypothèse que le flux est constant dans la couche limite océanique de surface (définition de la couche limite surface), ainsi u_* est supposé indépendant de la hauteur de mesure. La méthode EC, quant à elle, résout en principe la tension de vent totale en conditions de mer mixte, et *Donelan et Dobson* [*2001*] ont montré que la tension de vent induite par la houle dépend de la hauteur, en étant plus prononcée proche de la surface. Ainsi, il est cohérent de penser que les mesures effectuées avec la plateforme OCARINA, à des niveaux plus bas que les études précédentes, présentent plus de traces de l'impact des vagues et de la houle sur u_* et C_{D10N}.

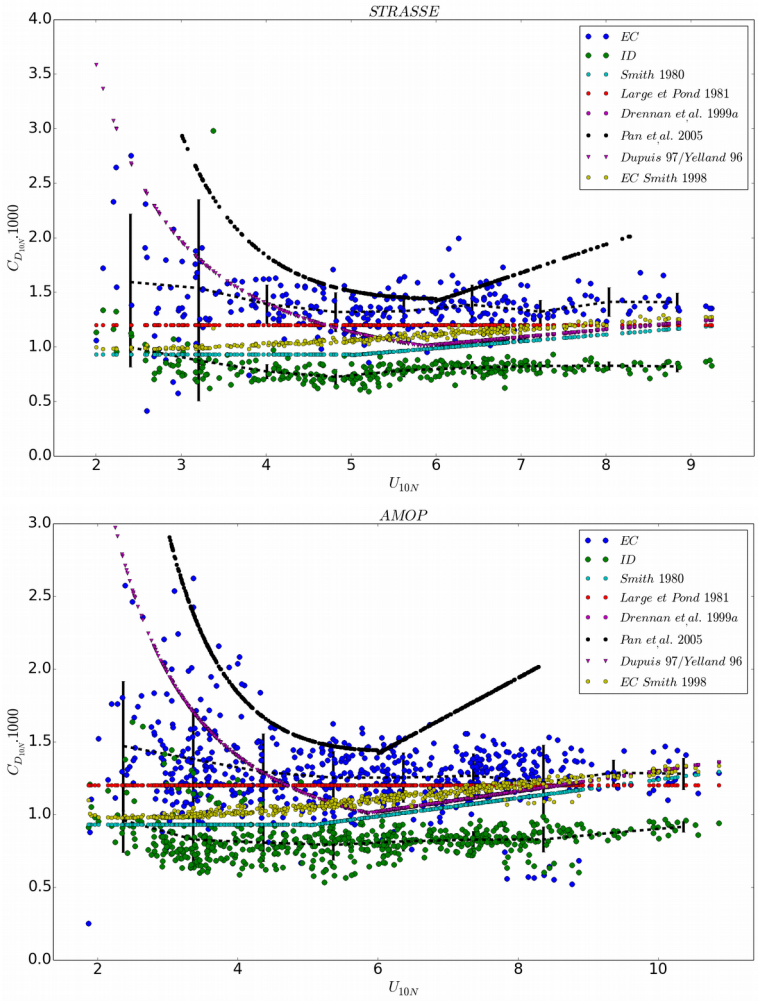

Figure 8.17: Coefficient de traînée pour le vent en fonction du vent en conditions neutres à 10 m. En bleu avec la méthode EC, et en vert pour la méthode ID, avec différentes paramétrisations. Campagne STRASSE en haut et AMOP en bas.

Comme présenté dans la section 8.2 de ce chapitre, durant STRASSE et AMOP, nous avons des conditions de houles pures dans les 2/3 des cas, et des conditions de mer mixte le reste du temps, mais jamais de mer du vent pure. De plus, pour STRASSE, nous avons à la fois des conditions de houle suiveuse, houle à contre et houle perpendiculaire. Pour AMOP, nous avons essentiellement des conditions de houle suiveuse et de houle perpendiculaire mais pas de cas de houle à contre.

Dans un premier temps, nous avons analysé u_* et C_{D10N} en fonction des cas de houle suiveuse et de houle à contre. Mais il n'est pas apparu dans nos données d'impacts significatifs de l'angle relatif entre la direction du vent et la direction des vagues sur u_* et C_{D10N}. Ainsi, pour la suite de l'étude, nous n'avons pas discriminé les échantillons suivant la direction du vent et des vagues. Mais nous n'écartons pas un lien possible avec la direction des vagues, comme cela a déjà été montré par d'autres auteurs (voir section 8.4.1). Le fait que nous ne trouvions aucune relation peut provenir du fait que nos directions de vagues proviennent d'un modèle, et sont peu précises, de part un faible échantillonnage spatial et temporel, comparé aux mesures OCARINA.

La *Figure 8.17* montre que l'estimation de C_{D10N} EC est beaucoup plus dispersée que celle de C_{D10N} ID, notamment durant STRASSE. Cette observation pourrait confirmer l'idée que l'impact de la houle sur u_* est résolu par la méthode EC et pas par ID, car il avait déjà été observé par *Drennan et al.* [*1999a*], que la dispersion dans C_{D10N} pouvait provenir de la houle. De plus, alors que pour $U_{10N} > 4$ m.s^{-1}, le biais entre ID et EC est globalement constant, lorsque $U_{10N} < 4$ m.s^{-1}, il présente des variations: dans ce cas C_{D10N} EC a tendance à augmenter plus fortement que C_{D10N} ID lorsque U_{10N} diminue. Ainsi, si d'après notre hypothèse de départ, la houle augmente la tension de vent, et n'est visible que par EC, cela sous-entand que l'écart entre EC et ID est dû à la houle, et lorsque cet écart augmente à vent faible ($U_{10N} < 4$ m.s^{-1}) alors cela suggère que l'effet de la houle sur la tension de vent est plus important à vent faible.

En suivant notre hypothèse de départ, et pour étudier l'impact de la houle sur la quantité de mouvement, nous posons comme suggéré par *Pan et al.* [*2005*], que la tension due à la houle τ_{houle} est égale à la différence entre les tensions du vent estimées par les méthodes EC, τ_{EC} et ID, τ_{ID} comme :

$$\tau_{houle} = \tau_{EC} - \tau_{ID} = \rho\left(u_{*EC}^2 - u_{*ID}^2\right) \tag{8.8}$$

Ainsi, par identification, le coefficient de traînée neutre à 10 m relié à la houle ΔC_{D10N} est défini comme la différence entre le coefficient de traînée avec et sans houle, et peut être déduit de la tension de vent induite par la houle comme :

$$\Delta C_{D10N} = \frac{\tau_{houle}}{\rho U_{10N}^2} \tag{8.9}$$

Des études antérieures, comme *Donelan et Dobson* [*2001*] et *Pan* [*2005*] ont suggéré que le coefficient de traînée lié à la houle (ΔC_{D10N}) pouvait être relié à un paramètre géométrique de la houle, la cambrure de la houle, et à un paramètre cinétique, l'inverse de l'âge des vagues, défini comme U_{10N}/C_p, où C_p est la vitesse de phase du pic des vagues. Nous avons donc analysé les relations entre ΔC_{D10N} et ces paramètres qui reflètent les propriétés physiques de la houle.

La pente significative des vagues est définie comme le produit du nombre d'onde au pic du spectre des vagues, k_p, et de la hauteur significative des vagues considérées, H_s.

Malgré le fait que nous ayons la plupart du temps des conditions de houle pure durant STRASSE et AMOP, le vent n'étant pas nul, des vagues de mer du vent se superposent à la houle. Nous avons donc calculé les paramètres des vagues $(k_pH_s)_{houle}$ pour la composante de houle et pour la composante mer du vent, $(U_{10N}/C_p)_{mdv}$. Nous avons regardé s'il existait une relation entre ΔC_{D10N} et $(k_pH_s)_{houle}$ d'une part, et entre ΔC_{D10N} et $(U_{10N}/C_p)_{mdv}$ d'autre part, en traçant $\Delta C_{D10N} = f(k_pH_s)$ et $\Delta C_{D10N} = f(U_{10N}/C_p)$. Nous effectuons ces comparaisons car habituellement, il existe un lien entre l'âge des vagues et la rugosité de surface pour la mer du vent. Par contre, en conditions de houle, il est plus probable d'obtenir une relation avec la pente significative des vagues. Nous essayons de trouver un lien entre le coefficient de traînée lié à la houle ΔC_{D10N} et les caractéristiques de la surface. Nous obtenons sensiblement les mêmes résultats pour les deux campagnes. Nous avons représenté les tracés pour STRASSE, *Figure 8.18*, en haut pour $\Delta C_{D10N} = f(k_pH_s)$ avec les paramètres de houle, et en bas pour $\Delta C_{D10N} = f(U_{10N}/C_p)$ avec les paramètres de mer du vent. Contrairement aux résultats présentés par *Pan et al.* [*2005*], il n'apparaît aucune relation significative entre ΔC_{D10N} et la pente significative de la houle, ni avec l'inverse de l'âge des vagues de la mer du vent. Nous avons tracé les régression linéaires. Nous avons testé plusieurs configurations, en utilisant alternativement les paramètres de la composante de houle et de mer du vent, mais sans

résultats. Ces observations semblent donc indiquer qu'il n'y a pas de relation claire entre l'âge des vagues ou k_pH_s et la houle caractérisée par ΔC_{D10N}. Nous avons même essayé la normalisation de *Pan et al*. [*2005*], pour obtenir une régression de la forme :

$$\frac{\Delta C_{D10N}}{k_p H_s} = A\left(\frac{U_{10N}}{C_p}\right)^{-B} \qquad (8.10$$

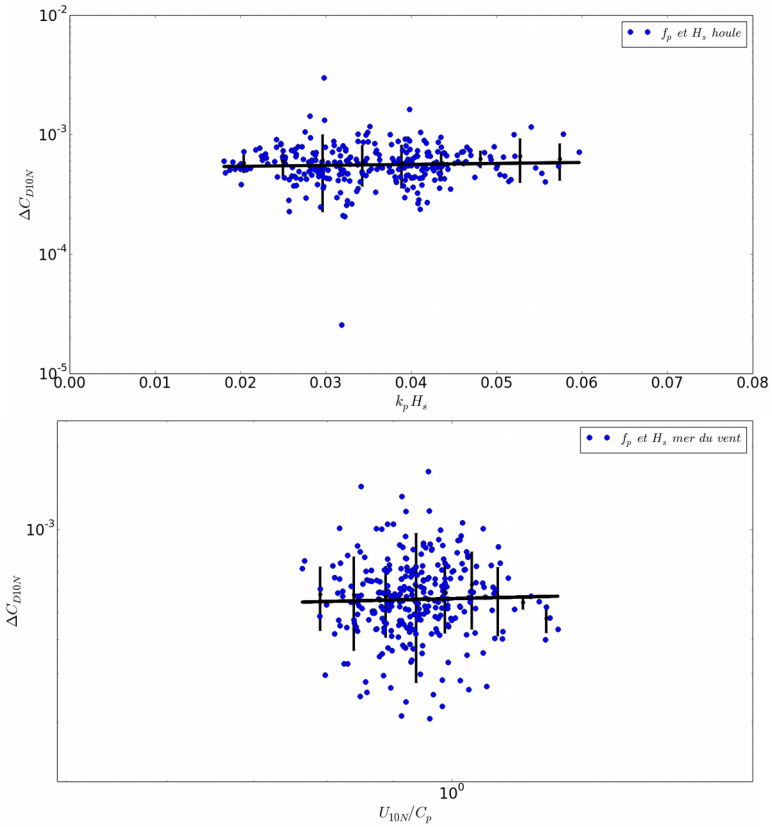

Figure 8.18: En haut, coefficient de traînée lié à la houle ΔC_{D10N} en fonction de la cambrure des vagues (k_pH_s). Les paramètres des vagues sont calculés à partir de f_p et H_s de la composante de houle. En bas, coefficient de traînée lié à la houle ΔC_{D10N} en fonction de l'inverse de l'âge des vagues, U_{10N}/C_p. Les paramètres des vagues sont calculés à partir de f_p et H_s de la composante de la mer du vent. Les droites en noir sont les régressions linéraires. Les barres verticales représentent les écart-types. Campagne STRASSE.

Mais nous ne retrouvons pas les résultats de leur étude. Ainsi, le coefficient de traînée différentiel que nous attribuons à la houle (ΔC_{D10N}) ne semble lié ni à la cambrure de la houle (k_pH_s) ni à l'inverse de l'âge des vagues (U_{10N}/C_p).

Cependant, cela n'invalide pas le terme ΔC_{D10N}. Nous maintenons l'approche qui consiste à considérer que la différence de tension de vent entre l'estimation de la méthode EC et de la méthode ID peut être une signature des effets de la houle sur la tension de vent, avec

notamment une augmentation de la vitesse de frottement causée par la houle, qui n'est pas résolue dans l'application de la méthode ID.

Pour montrer que la différence d'estimation de u_* par les méthodes ID et EC est liée à la présence de houle, nous présentons rapidement la théorie de la méthode ID et EC, en introduisant des composantes liées à la houle, d'après *Pan* [*2005*].

A la traditionnelle décomposition de *Reynolds* du vent en une fluctuation moyenne et une fluctuation turbulente, nous rajoutons une fluctuation liée à la houle. Pour les composantes du vent verticale et dans la direction du vent, nous obtenons $w=W+w'+w_s$ et $u=U+u'+u_s$ respectivement, avec u_s et w_s étant les termes liés à la houle.

Pour la méthode EC, la tension de vent est obtenue en calculant les covariances comme : $\overline{(u-U)(w-W)}=\overline{(u'+u_s)(w'+w_s)}$. Si nous supposons que les termes de la turbulence et les termes liés à la houle sont décorrélés entre eux, la tension de vent EC peut s'écrire comme : $\tau(EC)=-\rho\overline{(u-U)(w-W)}=-\rho\overline{u'w'}-\rho\overline{u_s w_s}$, où $-\rho\overline{u_s w_s}$ représente la contribution de la houle à la tension de vent. Cela suggère que le calcul de tension de vent avec la méthode EC intègre la composante reliée à la houle et donc prend en compte directement les effets de la houle.

Pour la méthode ID, nous partons de l'équation de l'énergie cinétique turbulente (TKE): $\overline{u'w'}\frac{\partial U}{\partial z}+\frac{\partial(\overline{ew'})}{\partial z}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial\overline{p'w'}}{\partial z}-\frac{g}{T}\overline{\theta_v'w'}+\varepsilon=0$. Si nous émettons l'hypothèse qu'il y a un impact de la houle sur la tension de vent dans la couche de surface, et en négligeant les termes de pression et de transport (réunis sous l'appellation terme d'imbalance, voir *Chapitre 3*), l'équation TKE prend la forme :

$\overline{u'w'}\frac{\partial U}{\partial z}+(\overline{u'w'}+\overline{u_s w_s})\frac{\partial U_s}{\partial z}+\overline{u_s w_s}\frac{\partial U}{\partial z}-\frac{g}{T}\overline{\theta_v'w'}-\frac{g}{T}\overline{\theta_{vs}w_s}+\varepsilon=0$ où U_s et θ_{vs} représentent respectivement la vitesse moyenne et la température potentielle induites par la houle. Enfin, l'équation TKE sans dimension s'obtient en multipliant par $\kappa z/u_*^3$:

$$\kappa z\frac{\partial U}{\partial z}/u_*-\kappa z(\overline{u'w'}+\overline{u_s w_s})\frac{\partial U_s}{\partial z}/u_*^3-\kappa z\,\overline{u_s w_s}\frac{\partial U}{\partial z}/u_*^3+\frac{\kappa z g}{T}\overline{\theta_v'w'}/u_*^3+\frac{\kappa z g}{T}\overline{\theta_{vs}w_s}/u_*^3-\frac{\varepsilon\kappa z}{u_*^3}=0$$

et appliquant la théorie des similitudes de Monin-Obukhov aux termes de turbulence de vent pure, nous obtenons :

$$\phi_u(z/L) - z/L - \left[\kappa z(\overline{u'w'} + \overline{u_s w_s})\frac{\partial U_s}{\partial z}/u_*^3 + \kappa z\,\overline{u_s w_s}\frac{\partial U}{\partial z}/u_*^3 - \frac{\kappa z g}{T}\overline{\theta_{vs} w_s}/u_*^3\right] = \frac{\varepsilon \kappa z}{u_*^3}$$

La partie entre crochets est attribuée à l'impact de la houle, que nous remplaçons par le symbole Ξs pour obtenir une équation simplifiée :

$$\phi_u(z/L) - z/L - \Xi_s = \frac{\varepsilon \kappa z}{u_*^3} \tag{8.11}$$

Or, lorsque nous estimons la vitesse de frottement par la méthode ID, nous utilisons l'expression traditionnelle :

$$\phi_u(z/L) - z/L = \frac{\varepsilon \kappa z}{u_*^3} \tag{8.12}$$

qui n'inclut pas de termes liés à la houle, et donc notre estimation de u_* par ID ne prend pas en compte la partie de u_* qui peut être induite par la houle.

Nous analysons donc maintenant la cohérence de cette hypothèse avec les résultats obtenus dans les chapitres précédents, notamment dans le *Chapitre 5* et le *Chapitre 6*. La différence entre u_* ID et u_* EC, vue dans le *chapitre 5,* ou au moins une partie de cette différence pourrait provenir de la non prise en compte de la houle par la méthode ID. Dans *le Chapitre 6*, nous avions tenté d'adapter les méthodes pour faire converger les différentes estimations de u_*. Il était apparu deux ensembles de configuration des méthodes qui faisaient concorder u_* pour les trois méthodes.

Les vitesses de frottement se comparaient bien pour la méthode bulk de référence (jwave=0), la méthode EC de référence (sans filtrage des fluctuations turbulentes) , et la méthode ID en posant un terme d'imbalance (ϕ_{imb}) égale à une constante de 0.48, ou présentant une dépendance à z/L, de la forme αz/L+β mais où β est dominant, (avec β=0.5 et α=1.44 pour STRASSE et 4.8 pour AMOP), dans le calcul de u_*, avec :

$$\phi_u(z/L) - z/L - \phi_{imb} = \frac{\varepsilon \kappa z}{u_*^3} \tag{8.13}$$

Habituellement dans la littérature, ϕ_{imb} est représenté comme une fonction du paramètre de stabilité z/L, comme αz/L,mais où 0>α>-1. Or, après différents tests, nous avions observé que poser ϕ_{imb} proportionnel à z/L, ne modifiait que très peu u_*, alors qu'en posant ϕ_{imb} comme une

constante (ou en rajoutant un constante), l'impact sur la vitesse de frottement est significatif, et pour ϕ_{imb}=0.48 (ou αz/L+β), u_* EC et u_* ID s'accordent très bien (voir *Chapitre 6*). Or, nous avons suggéré dans ce chapitre que la différence entre l'estimation ID et EC pourrait être due à la non prise en compte de l'impact de la houle sur la tension de vent par la méthode ID. Dans ce cas, ϕ_{imb} dans la forme trouvée, qui n'est pas cohérent avec la littérature, ne représenterait pas un potentiel terme d'imbalance dans l'*équation 8.13*, mais plutôt le terme lié à la houle Ξs, décrit un peu plus haut, qui apparaît dans l'*équation 8.11, (*ou un mélange des deux, si l'on considère la forme αz/L+β). En effet, cela semble cohérent avec le raisonnement précédent. En intégrant ce terme lié à la houle, qui pour les conditions des campagnes STRASSE et AMOP, vaut Ξs=0.48, nous permettons artificiellement à la méthode ID de prendre en compte l'effet de la houle, et donc de concorder avec l'estimation EC, qui elle prend en compte les effets de la houle.

Enfin, le fait que ces deux configurations de EC et ID s'accordent assez bien avec celle de l'estimation bulk avec jwave=0, où la rugosité de surface z_0 est définie par la paramétrisation de *Smith* [*1988*] (voir *Chapitre 3*), implique que cette paramétrisation semble donner une estimation assez cohérente avec la rugosité de notre état de mer. Ce dernier point sera détaillé dans la suite, qui nous désignerons par point (I).

Certains de ces résultats se rapprochent de l'étude théorique de *Janssen* [*1999*]. D'après ces travaux, le bilan d'énergie cinétique turbulente (TKE) peut être affecté par les vagues de la mer du vent. Selon lui, la présence de vagues en développement, et en particulier de longues vagues, modifie le terme lié aux différences de pression dans la TKE :

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p' w'}}{\partial z}.$$

Habituellement, ce terme est associé au terme de transport turbulent :

$$\frac{\partial(\overline{ew'})}{\partial z},$$

et la somme des deux forme le terme d'imbalance, qui est très souvent négligé (comme discuté dans le *Chapitre 3*). En considérant que les vagues de mer du vent sont dirigés dans le sens du vent, d'après *Janssen* [*1999*], le terme de pression I^*w intervient dans le calcul de u_* comme :

$$[1+I^{*}w]=\frac{\varepsilon \kappa z}{u_{*}^{3}} \tag{8.14}$$

Avec :

$$I^{*}w=-2.66\frac{y.e^{-y^{2}}}{y+\sqrt{y^{2}+4/\pi}} \text{ et } y=\sqrt{2k_{0}z} \tag{8.15}$$

où z est l'altitude de mesure et k_0 est le maximum du nombre d'onde du pic des vagues. Ainsi, l'estimation de u_* par la méthode ID classique, défini par l'*équation 8.12* sous-estimerait u_* selon ce modèle puisque le terme I^*w ne serait pas pris en compte. Et la sous-estimation serait d'autant plus grande que les vagues sont longues et que l'on est proche de la surface. La sous-estimation maximale selon ce modèle de *Janssen* serait de 35 % sur u_*. Pour nos données, nous avons vu dans le *Chapitre 5* que la méthode ID référence sous-estime u_* de 30 % en moyenne par rapport à EC. Nous avons estimé le terme I^*w pour la campagne STRASSE. Sur la *Figure 8.19* nous avons représenté $|I^*w|$ en fonction de y.

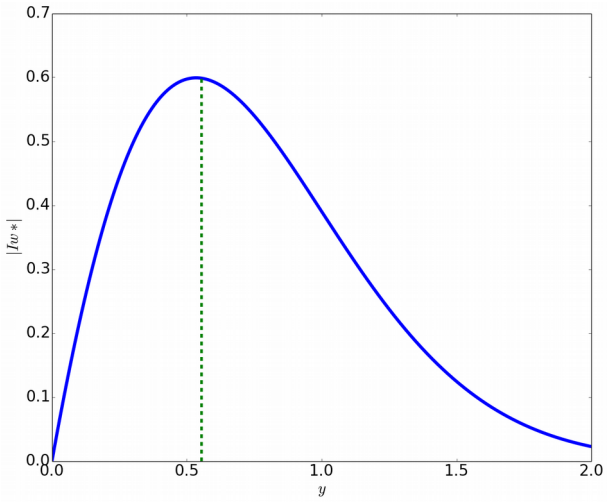

Figure 8.19: Terme de pression |Iw| en fonction de $y=(2k_0z)^{1/2}$ où z est l'altitude et k_0 le maximum du nombre d'onde du pic des vague. D'après Janssen 1999. La droite verticale indique la valeur de y pour la campagne STRASSE, soit y=0.55.*

En prenant k_0 dans l'équation 8.15, comme le nombre d'onde au pic de la composante de mer du vent (k_{pmdv}), nous obtenons y=2.4, qui d'après la *Figure 8.19,* induirait une valeur de I^*w négligeable, proche de 0. Mais en identifiant k_0 au nombre d'onde au pic du spectre complet des vagues (qui est le même que pour la composante de la houle, voir section 8.2), alors la valeur de y est y=0.55. Nous avons représenté cette valeur en *Figure 8.19* par la droite verticale en pointillé. *D*'après le modèle de *Janssen [1999], pour cette valeur de y,* $|I^*w|$ vaut

0.6, ce qui est du même ordre de grandeur que la valeur de ϕ_{imb} que nous avions estimée précédemment comme permettant de faire converger u_* ID avec u_* EC (*chapitre 6*). En effet, par identification, en comparant les équations 8.13 et 8.14, notre ϕ_{imb} correspond à I^*w, avec $\phi_u(z/L) - z/L \simeq 1$, que l'on considère notre paramétrisation $\phi_{imb} = 0.48$ ou $\phi_{imb} = \alpha z/L + \beta$ (où β=0.5 correspondrait à I^*w). Il est de plus remarquable de noter que nous trouvons le même résultat pour les deux campagnes. Par conséquent, nous aurions retrouvé de façon empirique le terme de pression défini analytiquement par *Janssen* [*1999*], qui ne serait pas pris en compte dans l'application classique de la méthode ID, et expliquerait la sous-estimation de u_*. Cependant, cette constatation est à nuancer. En effet, les hypothèses de départ de *Janssen* [*1999*] ne correspondent pas à nos conditions d'état de mer. *Janssen* [*1999*] considère que la sous-estimation de u* par ID devient significative pour des vents supérieurs à 15 $m.s^{-1}$, et pour des vagues en croissance. Or le maximum de vent que nous ayons rencontré est de 7.6 $m.s^{-1}$ durant STRASSE et 8.9 $m.s^{-1}$ durant AMOP. De plus, nos états de mer sont dominés par de la houle, ce qui ne correspond pas à une situation de croissance des vagues par le vent.Cependant, nos mesures sont effectuées très proches de la surface (1.5 m), ainsi nous sommes proches de la 'sous-couche' défini par *Drennan et al.* [*199b*], d'environ 1 m de hauteur (où 'inner-layer' définie par *Kudryavstev* [*2001*]), où les effets des vagues longues peuvent être forts et augmenter la tension de vent en induisant des fluctuations de pression à prendre en compte dans la TKE.

Nous pouvons donc avancer comme conclusion provisoire que nous retrouvons le résultat de *Janssen* mais provoqué par de la houle.

Nous avions également montré au *Chapitre 5* que les vitesses de frottement u_* se comparaient bien entre l'estimation bulk avec jwave=1 (z_0 défini par la paramétrisation de *Oost*, utilisant les paramètres des vagues mesurées par OCARINA), à condition d'utiliser EC avec filtrage passe haut des fluctuations turbulentes à 0.2 Hz), et l'estimation ID de référence (ϕ_{imb}=0, soit u_* défini par l'*équation 8.12*). Dans ce cas, les estimations sont également cohérentes car elles prennent en compte l'impact des vagues de mer du vent (de fréquence supérieure à 0.2 Hz) mais pas celui de la houle. Ceci est illustré par la *Figure 8.1*, qui montre un spectre de vagues mesuré par OCARINA avec en bleu, le spectre complet, en vert la

composante relative à la houle, et en rouge la composante de la mer du vent. La séparation a été réalisée en calculant f_c (voir plus haut). Nous observons que la fréquence de coupure de 0.2 Hz utilisée pour l'estimation de u_* avec la méthode EC filtrant à 5sec, coupe exactement le spectre des vagues à une fréquence qui sépare la partie de la houle de la partie mer du vent. Les fréquences pic de ces trois spectres, sont visibles *Figure 8.2 haut*, pour tous les échantillons durant STRASSE. Ainsi, la configuration EC 5sec ne prend pas en compte les fréquences correspondantes à la composante de houle, mais ne garde que la composante mer du vent. Par conséquent, le fait que dans ces configurations, u_* EC et u_* ID s'accordent bien confirme que la méthode ID ne prévoit pas l'impact de la houle sur la tension de vent, et n'estime que u_* en conditions de mer du vent, puisque EC 5sec ne tient compte que de la mer du vent. De plus, le fait que EC 5sec et ID réf se comparent bien avec bulk jwave=1 semble indiquer que la paramétrisation de *Oost* de z_0 estime assez bien la rugosité de surface en conditions de mer du vent.

Cependant, il reste un point à éclaircir (point II). Les méthodes « EC_5sec » et « ID_réf » se comparent bien avec « bulk_jw1a », cette dernière étant basée sur la paramétrisation de *Oost* [*2001*] pour estimer z_0, avec les paramètres des vagues mesurés par OCARINA pour le spectre des vagues complet (f_p), c'est à dire incluant la composante de houle et la composante de mer du vent. Alors que dans les configurations « EC_5sec » et « ID_réf », nous venons d'expliquer que d'après nos hypothèses, l'impact de la houle ne devrait plus être pris en compte.

Pour essayer de répondre à ce 'paradoxe', nous avons comparé à nouveau ici C_{D10N} en fonction de U_{10N} à partir des estimations de u_* par les méthodes EC et ID réf (*Figure 8.20*), par la relation 8.7. Nous avons rajouté les C_{D10N} estimés à partir de la relation :

$$C_{D10N} = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{10}{z_0}\right)\right]^2} \tag{8.16}$$

où z_0 est calculé à partir de la paramétrisation de *Oost* [*2001*], que nous rappelons :

$$z_0 = \frac{50}{2\pi} L_p \left(\frac{u_*}{C_p}\right)^{4.5} + 0.11\,\nu/u_* \tag{8.17}$$

Cette relation dépend de l'âge des vagues inverse (u^*/C_p), impliquant que les vagues les plus jeunes (C_p les plus faibles) augmente la rugosité.

Nous avons calculé z_0 en utilisant la fréquence pic (f_p) de la composante de houle (bleu ciel), et de la composante de mer du vent (violet), pour l'estimation de C_{D10N} que nous désignerons par *Oost_mdv* et *Oost_houle* respectivement.

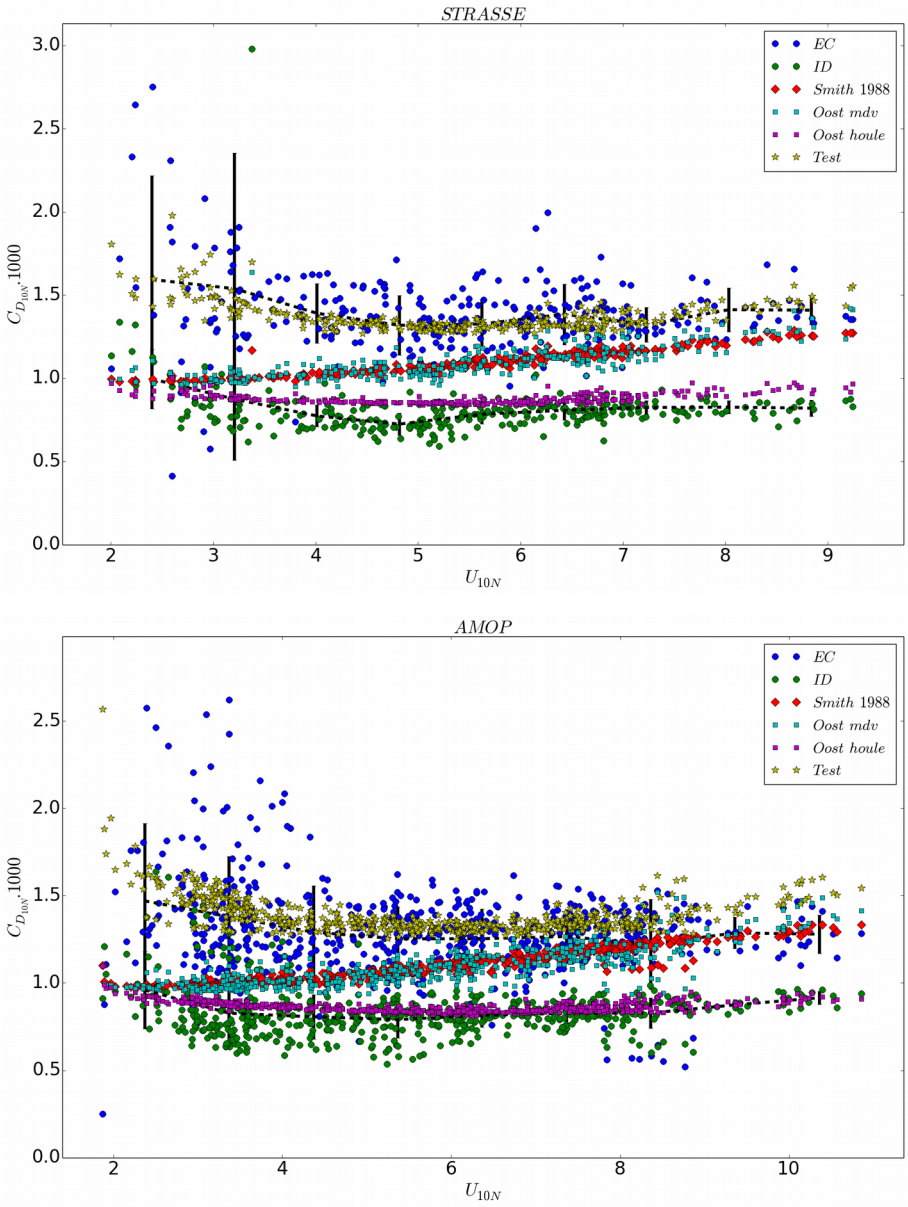

Figure 8.20: C_{D10N} en fonction de U_{10N}. En bleu, estimation de la méthode EC et en vert de la méthode ID, dans leur configuration de référence. Pour les autre courbes, C_{D10N} est estimé à partir du profil logarithmique du vent où z_0 est calculé suivant la paramétrisation de : Smith en rouge, Oost (f_p mer du vent) en bleu ciel, Oost (f_p houle) en violet, et notre paramétrisation en jaune. Campagne STRASSE en haut, et AMOP en bas.

Petit rappel sur les notations employées jusqu'ici :

- Méthode bulk avec paramétrisation « jwave=1 sans » ou jw1s : les flux sont estimés en utilisant z_0 calculé à partir de la paramétrisation de *Oost*, équation 8.17. Les paramètres des vagues utilisés (C_p et L_p), sont calculés à partir de la fréquence pic (f_p) de la mer du vent, déduite d'un modèle dans l'algorithme COARE (équation 7.4, *Chapitre 7*). Ainsi, jw1s correspond sensiblement à la nouvelle notation *Oost_mdv*. Mais nous précisons que pour *Oost_mdv*, nous utilisons f_p de la composante de mer du vent du spectre des vagues d'OCARINA, et pas du modèle. Mais nous avons vu dans la section 8.2 que les deux estimations de la mer du vent sont très proches (*Figure 8.2 haut).*
- Méthode bulk avec paramétrisation « jwave=1 avec » ou jw1a : les flux sont estimés en utilisant z_0 calculé à partir de la paramétrisation de *Oost*, équation 8.17. Les paramètres des vagues utilisés (C_p et L_p), sont calculés à partir de la fréquence pic (f_p) du spectre total des vagues mesuré par OCARINA, qui englobe la composante de houle, et la composante de mer du vent. Nous notons (*Figure 8.2 haut*) que f_p du spectre total est quasiment la même que f_p de la composante de houle. Par conséquent, jw1a correspond à *Oost_houle.*

Nous avons rajouté la paramétrisation de *Smith* [*1988*] en rouge (*Figure 8.20)*. Comme nous l'avions noté dans le *Chapitre 7*, les estimations C_{D10N} *Smith* et *Oost_mdv* sont très proches et le meilleur accord est trouvé avec $C_{D10N\,EC}$ pour les conditions de vent les plus fortes, > 7 $m.s^{-1}$. De plus, C_{D10N} *Oost_houle* est en assez bon accord avec C_{D10N} ID. Nous retrouvons donc ici présenté en comparant les C_{D10N}, les conclusions partielles énoncées précédemment aux remarques (I) et (II) avec les vitesses de frottement, qui étaient : les estimations de u_* convergent entre les méthodes bulk *jw0* (paramétrisation bulk qui ne prend pas en compte l'impact des vagues) et EC_réf d'une part, et entre bulk *jw1a (*paramétrisation bulk prenant en compte l'effet de la houle*)* et ID_réf d'autre part. Ainsi, si d'après nos hypothèses qui sont que u_* EC_réf prend en compte les effets des vagues (houle + mer du vent) et ID_réf ne prend pas en compte les effets de la houle, mais seulement les effets liés à la mer du vent, les observations suivantes semblent à première vue peu cohérentes :

- (1) C_{D10N} *Oost_houle* et C_{D10N} ID_réf convergent
- (2) C_{D10N} *Oost_mdv* ne s'accorde pas avec C_{D10N} ID_réf
- (3) C_{D10N} *Oost_mdv* se rapproche de C_{D10N} EC réf, en vents forts

Nous pouvons avancer des explications.

Pour (3), lorsque le vent forcit (U>7 $m.s^{-1}$), dans notre spectre complet des vagues, la composante de mer du vent augmente (par définition de la mer du vent). Ainsi, la rugosité dans cette gamme de vent est dominée par la composante de mer du vent, et la paramétrisation *Oost_mdv* qui prévoit que des vagues jeunes augmente z_0, est en assez bon accord avec la rugosité (ou C_{D10N}) estimée par EC_réf. Mais lorsque le vent faiblit, la composante de mer du vent diminue et c'est la composante de houle qui domine. Ainsi lorsque $U_{10N} < 7$ $m.s^{-1}$, *Oost_mdv* n'est plus en accord avec C_{D10N} EC_réf, alors que la rugosité est toujours importante , ce qui va dans le sens d'un effet de la houle sur la tension de vent, telle que estimée par la méthode EC.

Le fait que C_{D10N} ID soit sous-estimé par rapport à l'estimation de la méthode EC confirme bien l'hypothèse que ID réf ne tient pas compte de l'effet des vagues, qui se traduit par une rugosité (ou C_{D10N}) plus faible. Mais l'observation (2) nous amène à penser que la méthode ID ne prend pas non plus en compte le possible impact de la mer du vent sur la vitesse de frottement du vent, comme nous l'avions évoqué précédemment. C'est à dire que la rugosité engendrée par de la mer du vent (*Oost_mdv*) n'est pas prise en compte par la méthode ID. Il semblerait plutôt que l'estimation de u_* par la méthode ID ne tienne pas compte des effets induits par les vagues dans leur ensemble (houle + mer du vent). La remarque (1) confirme cette dernière conclusion.

En effet, d'après la remarque (1), la rugosité estimé par ID réf (C_{D10N} ID_ref) est assez faible, proche d'une mer « lisse », simulé par *Oost_houle*. Nous en concluons que la méthode ID classique (sans terme d'imbalance) estime la vitesse de frottement qu'il y aurait s'il n'y avait pas d'état de mer. Elle n'est pas sensible aux effets induits par les vagues (houle + mer du vent). Par contre, la méthode EC est sensible aux effets induits par l'état de mer, et estime une flux de quantité de mouvement total, induit par un vent frottant sur une surface « lisse », et induit par l'état de mer.

Nous avons recherché une paramétrisations de z_0 permettant de représenter C_{D10N} obtenu à partir de EC_ref. A partir de la paramétrisation de *Oost* [2001], et en combinant la fréquence pic de la composante de houle et de la composante de mer du vent, nous proposons une paramétrisation de z_0 donnée par :

$$z_0 Test = 0.1 \frac{C_{pH}}{u_*} z_0(Oost\ houle) + z_0(Oost\ mdv) \tag{8.18}$$

Soit en détaillant :

$$z_0 Test = \frac{50}{2\pi} u_*^{3.5} \left[0.1 \frac{L_{pH}}{C_{pH}^{3.5}} + \frac{L_{pMDV} u_*}{C_{pMDV}^{4.5}} \right] + 0.11 \frac{\nu}{u_*} \left[0.1 \frac{C_{pH}}{u_*} + 1 \right] \tag{8.19}$$

Avec l'indice H pour 'Houle', et MDV pour 'Mer Du Vent'. Nous avons tracé C_{D10N} calculé à partir de l'équation 8.16 et de notre paramétrisation de z_0, *Figure 8.20* en jaune (légende : test). Elle s'accorde bien avec C_{D10N} EC, pour les deux campagnes. Ainsi, la rugosité est paramétrée comme un mélange de mer du vent et de houle, avec le terme 'mer du vent' dominant à vent fort, et le terme 'houle' dominant à vent faible.

En résumé, nous avons montré qu'en océan ouvert, en conditions de houle dominante, et lorsque les mesures turbulentes sont réalisées à 1.5 m au-dessus de la surface, les vagues augmentent le flux de quantité de mouvent. La méthode EC estime cet effet des vagues, mais la méthode ID estime u_* comme s'il n'y avait pas de vagues. Ainsi, nous pouvons quantifier la quantité de mouvement induite par les vagues, comme la différence entre u_*^2 EC et u_*^2 ID (équation 8.8). Par conséquent, la méthode ID, lorsqu'elle est appliquée à des données recueillies très proche de la surface, conduit à sous-estimer u_* en présence de vagues.

En d'autres mots, la méthode EC non filtrée appliquée aux données OCARINA (à 1.5 m au-dessus de la surface) fournit un flux de quantité de mouvement résultant de deux effets qui s'ajoutent: celui lié à la turbulence du vent qui serait observé en l'absence de vagues, et celui généré par les vagues, alors que la méthode ID ne prend en compte que l'effet de la turbulence liée au vent, la seule ayant une signature dans le domaine inertiel.

Sans appliquer aucun filtrage, on peut considérer que la méthode EC fournit une estimation de u_* cohérente quel que soit l'état de la mer. L'ajout d'un terme constant de type

'imbalance' dans l'application de la méthode ID permet de retrouver une cohérence entre les estimations EC et ID. L'analyse de l'impact de l'état de mer nous amène à conclure que le terme d'imbalance, à considérer dans la méthode ID, n'est pas lié à la stabilité atmosphérique mais à l'effet de la houle, et que, pour notre jeu de données, nous pouvons prendre en compte cet effet par un terme d'imbalance constant et égal à 0.48 (ou faiblement dépendant de z/L). A l'inverse, le filtrage des fluctuations turbulentes à des fréquences plus élevées qu'à l'accoutumée dans la méthode EC (0.2 Hz pour nous), revient à soustraire le flux de quantité de mouvement induit par la houle, pour obtenir un flux tel qu'il serait estimé sans vagues avec la méthode EC ou tel qu'il est estimé à partir de la méthode ID, sans terme d'imbalance.

8.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les interactions du vent et des flux avec l'état de mer. Dans un premier temps nous avons présenté quelques paramètres caractéristiques de la surface de l'océan. Durant les campagnes STRASSE et AMOP, nous avons rencontré principalement de la houle. Nous avons utilisé des données du centre européen (ECMWF) concernant la direction des vagues et en les comparant à la direction du vent mesurée par OCARINA, nous avons pu déterminer l'angle relatif entre la direction du vent et la direction des vagues. Il apparaît que durant STRASSE, nous avons des cas de houle suiveuse et de houle à contre. Pour AMOP, les données révèlent seulement des vagues globalement alignées avec le vent.

La configuration de la plateforme OCARINA qui permet de suivre les vagues nous a permis d'analyser la relation entre le vent instantané et l'élévation de surface de la mer. Il ressort de cette étude que pour plusieurs échantillons, la vitesse du vent vrai horizontal à 1.5 m au-dessus de la surface présente des variations entre la crête et le creux des vagues, suivant l'état de mer. Globalement, pour les cas de houle suiveuse, le vent semble accélérer dans le creux des vagues et ralentir à la crête. A l'inverse, aux fréquences de la houle (0.10 Hz), pour les cas de houle à contre, le vent accélère à la crête, et ralentit proche du creux des vagues.

Enfin, nous avons montré que la différence d'estimation de u_* entre les méthodes EC et ID semble provenir de l'état de mer. D'après nos hypothèses, la houle induirait une augmentation la quantité de mouvement et donc de u_*, qui serait résolue par la méthode EC

mais pas par la méthode ID. L'état de mer, dominé par la houle, d'après nos données, augmente le flux de quantité de mouvement, et donc le coefficient de traînée.

De plus, à partir de la paramétrisation de *Oost*, nous avons proposé une paramétrisation de z_0 qui permet d'estimer un C_{D10N} qui est en très bon accord avec celui estimé par la méthode EC. D'après notre estimation, la rugosité peut se définir comme la somme d'un terme dépendant des caractéristiques de la composante de houle et d'un terme dépendant des caractéristiques de la composante mer du vent.

A ce stade, nous ne pouvons émettre de conclusion définitive, notamment parce que nous ne disposons de résultats que pour un seul niveau de mesure, très proche de la surface et parce que les états de mer rencontrés sont tous dominés par de la houle. Nos conclusions préliminaires sont cependant les suivantes.

Nous avons montré que la présence de houle explique une vitesse de frottement du vent u_* plus forte lorsque celle-ci est estimée par la méthode EC que par la méthode ID. Il semble que l'estimation de u_* issue de la méthode ID soit totalement indépendante de l'état de mer (houle et mer du vent) alors que celle issue de la méthode EC en dépende fortement.

On peut se demander, si ces conclusions sont dues au fait que nos mesures sont très proches de la surface, dans la zone où l'effet des vagues est le plus important. La méthode EC_réf nous donne-t-elle donc une estimation correcte de u_*, ou un u_* surestimé du fait des conditions de mesure très proches de la surface ? Si nous effectuons une mesure à plus haute altitude, u_* devrait-il diminuer et les deux méthodes EC et ID mieux converger?

Sur cette dernière questions, nos résultats semblent indiquer que ce sera le cas puisqu'il apparaît i) que la bande de fréquence des fluctuations de vent conduisant à une surestimation de EC par rapport à ID est très liée aux vagues et ii) qu'on peut assimiler le terme d'imbalance de la méthode ID (terme nécessaire pour faire converger les méthodes ID et EC) au terme donné par *Janssen* [*1999*] comme un terme de correction dépendant de l'altitude et de la longueur d'onde des vagues. Il reste à expliquer pourquoi le modèle de *Janssen* [*1999*] établi pour des conditions de pure mer du vent (utilisant les lois de croissance des vagues par le vent) s'applique également aux conditions de houle.

La faible altitude de nos mesures pourrait également expliquer la surestimation systématique des coefficients de traînée obtenus par la méthode EC par rapport aux résultats de la littérature, la plupart obtenus à partir de la méthode ID et/ou à des altitudes de l'ordre ou supérieures à la dizaine de mètres.

Chapitre 9 : Conclusions et perspectives

9.1 Principaux résultats

L'ensemble de mes travaux porte sur l'étude des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère à partir des données recueillies par la plateforme OCARINA durant les campagnes STRASSE 2012 et AMOP 2014.

Nous avons vérifié plusieurs hypothèses de base des théories de la turbulence avec les données des deux campagnes. La décroissance du spectre des fluctuations avec la fréquence, en puissance -5/3 est bien vérifiée dans la gamme de fréquences [3-8 Hz] pour le vent, mais pas pour la température, tant pour STRASSE que pour AMOP. Comme nous utilisons le même jeu d'instruments qui mesurent le vent et la température, nous en déduisons que la loi de *Kolmogorov* prédisant la cascade d'énergie des tourbillons n'est pas correctement définie pour la température, au moins dans les situations que nous avons étudiées. Durant STRASSE et AMOP, la turbulence n'a pas d'orientation privilégiée dans la couche limite de surface. Elle est isotrope horizontalement et verticalement dans le sous-domaine inertiel, dans la gamme [3-8 Hz].

Nous avons analysé la cohérence des taux de dissipation pour le vent et la température à partir de deux approches différentes : les fonctions de structure à l'ordre trois et les spectres de puissance des séries temporelles de vent et de température. Les résultats sont en très bon accord pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε_u, mais moins pour le taux de dissipation turbulente de la température ε_{tson}, pour laquelle nous constatons un biais et plus de dispersion dans nos comparaisons. Nous avons aussi montré que les taux de dissipation étaient très dépendants de la bande de fréquences utilisée pour le spectre des fluctuations. D'après nos résultats, il apparaît que le choix de la bande de fréquences influe beaucoup moins sur l'estimation de ε_u que sur celle de ε_{tson}. Ces comparaisons des taux de dissipation pour les fonctions de structure calculées à deux ordres successifs nous ont permis de valider le choix des bandes de fréquences pour le calcul ε_u et ε_{tson} , soit [4-6 Hz] et [3-4 Hz], respectivement. L'emploi de ces nouvelles bandes de fréquences affecte de manière significative les valeurs de flux estimées par la méthode ID.

Prises dans leur ensemble, et malgré les écarts obtenus, les estimations de ε que nous avons montrées sont en bon accord, ce qui à notre connaissance, n'avait encore jamais été montré en océan ouvert, avant que la plateforme OCARINA ne soit développée.

Nos résultats indiquent que les différences entre les estimations de flux obtenues par la méthode ID et celles obtenues par les autres méthodes ne sont pas dues à des erreurs d'estimation du taux de dissipation ε par la méthode ID mais qu'elle viendraient de l'hypothèse habituellement faite de négliger dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente le terme d'imbalance Φ_{imb} qui regroupe des termes de pression et de diffusion.

Les deux estimations des taux de dissipation nous ont par ailleurs permis de calculer les constantes de *Kolmogorov* et de *Corrsin*. Pour STRASSE, la constante de Kolmogorov vaut C_α=0.521 ± 0.118, et pour AMOP elle vaut C_α=0.526 ± 0.124, ce qui est cohérent avec la plage de valeurs qui fait consensus (0.52-0.55). Nos résultats sont surprenants en ce qui concerne la constante de *Corrsin*. Lorsqu'on est dans des conditions très proches de la neutralité (très faiblement instable ou très faiblement stable), sa valeur est très fortement variable avec la stabilité, et elle est très éloignée de la valeur communément admise (~0.8). Cependant, pour les situations qui s'éloignent de la neutralité, nous retrouvons que C_θ tend vers une constante, cohérente avec les données de la littérature. Ainsi, nous pouvons définir à partir de nos données une constante de *Corrsin* pour certaines plages de stabilité. Pour STRASSE, C_θ=0.79 ± 0.16 pour R_b<-0.04. Pour AMOP, C_θ=0.97 ± 0.27 pour R_b<-0.023 et R_b>0.04. Les valeurs obtenues sont alors cohérentes avec les valeurs communément admises dans la littérature.

Nous avons analysé les cospectres C_{uw} et $C_{t_{son}w}$, pour les cas stables et instables, en moyenne, et par gamme de stabilité. Nos résultats indiquent que quelles que soient les conditions de stabilité, le domaine de fréquence qui contribue le plus à l'énergie totale du cospectre C_{uw} et donc au flux estimé par la méthode des covariances est très dépendant de la stabilité, avec une augmentation avec |Rb| de la fréquence normalisée du pic du cospectre. Sur ce point, nos résultats diffèrent significativement de ceux de *Kaimal,* dont les données n'indiquent pas une aussi forte sensibilité des cospectres en fonction de la stabilité.

Nous avons également mis en évidence, aussi bien sur les cospectres du vent que sur ceux de la température, un minimum local séparant le pic principal, de la partie basse

fréquence des cospectres, ce qui nous a guidé pour l'adaptation de la méthode EC en filtrant les basses fréquences des fluctuations (voir plus loin).

Les analyses des taux de dissipation turbulente ont montré que les données OCARINA obtenues durant les deux campagnes de mesures AMOP et STRASSE sont de qualité supérieures à celles obtenues précédemment avec le mât flux sur navire, pour estimer et étudier les flux turbulents à l'interface océan-atmosphère. En effet, les principales hypothèses de base de la turbulence ont pu être vérifiées, ce qui valide l'application des différentes méthodes de calcul des flux.

Nous avons comparé trois principales méthodes d'estimation des flux qui font intervenir des bandes spectrales différentes, les méthodes EC (Eddy Correlation), ID (inertio-dissipation) et bulk (paramétrisation à partir de mesure moyennes), dans leur configuration de référence : tout d'abord, nous avons employé la méthode EC sans filtrage (mis à part le filtrage à 1 100 sec implicite dû à l'utilisation d'échantillons de 1 100 sec), puis la méthode ID (Φ_{imb} =0) et enfin la méthode bulk avec la paramétrisation de *Smith* [*1988*] pour le coefficient de rugosité z_0. Nous avons confronté deux à deux ces méthodes, en terme de vitesse de frottement (u_*), de flux de flottabilité (Hs_v) et de paramètre de stabilité de *Monin-Obukhov* (z/L), pour les deux campagnes STRASSE et AMOP. Ensuite, nous avons étudié les coefficients d'échange pour le vent et la température. Grâce à la mesure du vent à deux altitudes par la plateforme OCARINA, nous avons pu aussi obtenir des estimations de u_* par la méthode des profils. Nous les avons comparées aux autres estimations. Enfin, nous avons brièvement présenté le jeu de données récolté par le mât flux durant la campagne STRASSE.

L'accord entre les trois principales méthodes est le plus satisfaisant pour la vitesse de frottement, lorsqu'il est estimée par les méthodes EC et bulk. La méthode EC surestime u_* de 30 % par rapport à la méthode ID et de 12 % u_* bulk, qui lui surestime u_* ID de 16 %. Nous avons conclu que les configurations choisies pour les méthodes EC et bulk étaient correctes, et notamment que la paramétrisation de *Smith* nous semblait décrire assez bien la rugosité de surface dans les conditions environnementales de STRASSE et AMOP.

Pris dans leur ensemble, nos résultats indiquent que la dispersion est assez faible pour la vitesse de frottement, contrairement à la dispersion observée pour le flux de flottabilité. Pour z/L et Hs_v, nous avons observé que la dispersion était beaucoup plus importante, et que

les écarts entre méthodes étaient plus importants. Quelle que soit la méthode utilisée pour estimer les flux, la dispersion autour de la relation moyenne est relativement faible comparée aux résultats issus de données du mât flux sur navire de recherche. La comparaison a pu être réalisée de manière statistique sur la campagne STRASSE, seule pour laquelle les données du mât flux navire étaient exploitables mais non coïncidentes dans le temps avec les données OCARINA. Nos résultats confirment l'intérêt d'utiliser une plateforme « aérodynamiquement lisse» pour les mesures de turbulence et l'estimation des flux turbulents à l'interface air-mer.

Pour chacune des campagnes, la méthode ID a produit des résultats qui s'éloignaient le plus des autres méthodes, pour Hs_v. Nous attribuons ce résultat au fait que la pente spectrale du spectre de température s'éloigne de la valeur de -5/3 attendue.

Les comparaisons des estimations de flux u_* et Hs_v issus des différentes méthodes (ID, EC, bulk et méthode des profils) ont mis en évidence la nécessité de mieux quantifier leur sensibiluté. Nos résultats montrent que la sensibilité de u_* et Hs_v est assez faible en utilisant les paramétrisations habituelles de la littérature. Mais les écarts varient suivant les conditions de vent. Ainsi nous avons constaté que pour certaines méthodes, et dans des conditions de vent spécifiques, le choix de certains paramètres d'entrée peut affecter significativement les flux. Ceci implique de bien étudier quel paramètre est important pour l'estimation des flux. Dépassé un certain seuil de vent, le choix des paramètres d'entrée peut s'avérer facultatif, tant la sensibilité des flux devient faible sur les estimations.

Nous avons étudié les interactions entre vent, flux et état de mer. Durant les campagnes STRASSE et AMOP, nous avons rencontré principalement des cas de houle. Cependant, même si la houle était dominante, les conditions correspondent à une superposition de de houle et de mer du vent par vent faible. Nous avons déterminé à partir des données d'accéléromètre de OCARINA la composante due à la houle et la composante due à la mer du vent, et estimé leurs paramètres caractéristiques (fréquence pic et hauteur significative).

En utilisant les analyses du centre européen (ECMWF) de direction des vagues et en les comparant à la direction du vent mesurée par OCARINA, nous avons pu déterminer

l'angle relatif entre la direction du vent et la direction des vagues. De cette étude, nous avons conclu que durant STRASSE, nous étions en présence à la fois de houle suiveuse et de houle à contre. Au contraire, pour AMOP, les analyses nous ont révélé que la houle était majoritairement alignée avec le vent.

La configuration de la plateforme OCARINA, qui nous permet de suivre le mouvement des vagues, nous a permis d'analyser la relation entre le vent instantané et l'élévation de surface de la mer. Notre étude indique clairement que pour plusieurs intervalles de temps, la vitesse du vent vrai horizontal à 1.5 m au-dessus de la surface présente des variations entre la crête et le creux des vagues, et que cette variation dépend de l'état de mer. Globalement, et pour les cas de houle suiveuse, nous avons constaté que le vent accélérait dans le creux des vagues et qu'il ralentissait au passage de la crête. A l'inverse, aux fréquences de la houle (0.10 Hz), et pour les cas de houle à contre, nous constatons que le vent accélère à la crête, et ralentit près du creux des vagues.

Nous avons cherché à affiner les méthodes afin d'obtenir le meilleur accord possible entre les flux estimés. En utilisant l'approche multi-résolutions proposée par *Vickers et al.* [*2002*], nous avons cherché à estimer l'échelle de temps τ qui pourrait séparer les mouvements méso-échelles de la turbulence pure, dans le but d'améliorer l'estimation de u_* par la méthode EC. Cette analyse ne nous a pas permis de trouver une limite claire. De plus, des tests de sensibilité nous ont montré que pour les deux jeux de données, l'estimation de u_* par la méthode EC était peu sensible à un filtrage des basses fréquences, pour des périodes de coupure supérieures à la minute. Ainsi, la configuration EC_réf nous semble être correcte et l'estimation de u_* qui en découle peut être considérée comme valide. Nous avons ensuite cherché les conditions d'application de la méthode ID qui nous permettaient d'obtenir un accord entre les résultats de la méthode ID et ceux de la méthode EC_réf. Nous avons montré que l'ajout d'un terme d'imbalance dans la méthode ID nous permettait de faire coïncider les résultats de ces deux méthodes. Nous avons trouvé le meilleur accord lorsqu'on choisissait ce terme comme la somme d'une constante égale à 0.48 et d'une fonction de z/L. Cette paramétrisation est sensiblement différente de celle qu'on peut trouver dans la littérature avec d'une part une sensibilité plus grande au paramètre de stabilité z/L et d'autre part un terme

constant dominant devant celui lié à la stabilité et conduisant à un terme d'imbalance plus fort que ce qu'on trouve dans la littérature.

Nous avons montré que la méthode ID ref (sans terme d'imbalance) coïncidait bien avec la méthode bulk à condition de choisir la paramétrisation de z_0 donnée par *Oost* [*2001*], et en utilisant les caractéristiques des vagues mesurées par OCARINA. Enfin, pour faire coïncider les résultats de la méthode ID_ref avec ceux de la méthode EC, nous avons montré qu'il était nécessaire de filtrer les fluctuations utilisées dans la méthode EC à 5 sec.

Nous en avons conclu que nous pouvions expliquer la différence d'estimation de u_* entre les méthodes EC et ID par l'impact de la houle sur le flux de quantité de mouvement. Cet effet est détectable par la méthode EC, qui prend en compte les fréquences de fluctuations proches de celles des vagues et fournit donc une estimation résultant des effets de turbulence dus au vent et aux vagues, mais pas par la méthode ID qui repose sur l'analyse des fluctuations à haute fréquence, dans le domaine inertiel.

Notre hypothèse est que ces résultats sont dus au fait que nos mesures sont très proches de la surface (1.5 m), dans la zone où l'effet des vagues est le plus important. A cette altitude, la méthode EC est fortement impactée par la présence des vagues. Cette conclusion va dans le même sens que les résultats de différentes études qui montrent une augmentation de la vitesse de frottement et du coefficient de traînée par la houle *[Donelan et al., 1997 ; Guo Larsen et al., 2003*]. Si les estimations par la méthode EC incluent bien un effet dû aux vagues alors cet impact devrait diminuer avec l'altitude de mesure.

D'un autre côté, u_* obtenu par la méthode ID de référence (sans terme d'imbalance) est sous-estimé par rapport aux résultats de la méthode EC, très probablement car elle n'est pas sensible à l'impact des vagues; il faut donc rajouter un terme (terme d'imbalance) dans le calcul de u_* pour obtenir des valeurs cohérentes avec celles issues de la méthode EC. Ainsi, la sous-estimation de u_* par la méthode ID (comparé à EC) devrait aussi être due à la proximité de la surface. La correction appliquée par un terme d'imbalance devrait décroître à mesure qu'on s'éloigne de la surface.

Cette hypothèse apparaît tout a fait compatible avec l'étude théorique de *Janssen* [*1999*], puisqu'on pour faire coïncider les résultats de la méthode ID avec ceux de la méthode EC, le terme d'imbalance qui doit être prescrit est proche de la valeur fournie par le modèle *Janssen*

[*1999*] qui tient compte d'une dépendance avec l'altitude. Notons cependant que le terme proposé par *Janssen* [*1999*] pour prendre en compte le flux de quantité de mouvement dû aux vagues dans la méthode ID résulte de la théorie sur le taux de croissance des vagues par le vent. Or nos données correspondent à des situations de houle dans lesquelles les vagues dominantes sont décorrélées du vent local. Il reste donc à trouver comment étendre de manière théorique le modèle de *Janssen* [*1999*] à ces cas de houle.

Par contre, nous n'avons pas trouvé comme certains autres auteurs, de dépendance significative de u_* ou C_{D10N} avec l'angle entre la direction du vent et des vagues. Et contrairement à *Pan et al.* [*2005*] et *Drennan et al.* [*2005*], nous n'avons pas trouvé de lien de proportionnalité du coefficient de traînée, en conditions de houle, avec la pente des vagues.

Enfin pour représenter nos résultats spécifiques obtenus par la méthode EC_ref par une paramétrisation appropriée, nous avons adapté la paramétrisation de z_0 proposée par *Oost* [*2001*], ce qui permet d'estimer C_{D10N} en très bon accord avec l'estimation de la méthode EC_réf. Notre paramétrisation à la particularité de dépendre de l'inverse de l'âge des vagues (u_*/C_p) et de la longueur des vagues (L_p), calculé à partir des paramètres à la fois de la composante de houle, et de la composante de mer du vent.

9.2 Perspectives

OCARINA est une plateforme dont les caractéristiques se démarquent de celles du mât flux utilisé avant 2011 sur navire de recherche par la communauté, tant en ce qui concerne son aérodynamique, qu'en ce qui concerne ses propriétés dynamiques ou l'altitude de ses mesures.

Comme nous l'avons montré, les données d'OCARINA nous ont permis d'améliorer la précision des mesures de turbulence en mer ouverte, par rapport à ce qui se faisait précédemment. C'est le cas pour les valeurs des constantes de *Kolmogorov* et de *Corrsin*, ou pour la faible dispersion que nous avons constatée en écart type sur u_* et Hs_v pour les méthodes EC, bulk et ID. Mais au delà de ces améliorations, les données d'OCARINA nous ont permis d'étudier les flux d'un point de vue nouveau, car les mesures sont effectuées proche de la surface, et en suivant le mouvement des vagues. Ainsi, il est donc possible que certains résultats obtenus restent spécifiques à ce type de plateforme, notamment concernant les observations de l'interaction avec les vagues, et l'impact des vagues sur la vitesse de frottement. Mais si tel est le cas, c'est que l'écart entre les mesures proche de la surface et les mesures effectuées au sommet de la couche de surface doit encore être exploré. Quoiqu'il en soit, nos résultats montrent que nous disposons avec OCARINA d'un outil fiable pour étudier plusieurs sujets non encore totalement élucidés comme (1) la prise en compte ou non de la méso-échelle dans le calcul des flux, qui est un sujet lié à la question de l'utilisation des mêmes paramétrisations pour les mesures in situ et dans les modèles de grande échelle, (2) l'étude des propriétés spectrales de la température, qui ne semblent pas compatibles avec la théorie de Kolmogorov d'après nos données, (3) ou encore la question du terme d'imbalance de la méthode ID, et sa relation avec l'état de mer et l'altitude de mesure.

Dans le prolongement de cette thèse, plusieurs travaux sont envisagés. En premier lieu, plusieurs aspects des données de STRASSE et AMOP n'ont pas encore été étudiés. En particulier, les données AMOP et STRASSE comportent plusieurs cycles diurnes qu'il conviendra de mieux exploiter, afin d'étudier les interactions entre air et eau à l'échelle de la journée, les phénomènes de rétroactions de petite échelle, et plus précisément les relations de précédence entre différentes variables, entre la température de l'air et celle de l'eau par

exemple, comme cela avait été initié pour la campagne CIRENE 2007 (*A. Weill, communication personnelle*).

Les données existantes sont aussi une opportunité de faire le lien avec les données de subsurface et les analyses des modèles couplés, car il est primordial de réconcilier les points de vue des mesures et des modèles, de part et d'autre de l'interface. Depuis la campagne POMME (*Caniaux et al. 2005*) nous savons que l'exercice est difficile, et que les meilleures estimations de flux *in situ* ne sont pas nécessairement compatibles avec une intégration à long terme dans les modèles. Une erreur systématique -si faible soit elle- sur l'estimation des flux s'intègre dans le temps, et peut rendre fausses les prévisions d'un modèle de circulation océanique.

Comme nous l'avons indiqué en début de chapitre, il est nécessaire de documenter encore les propriétés de la turbulence, et en particulier les propriétés spectrales de la température, la relation entre flux et stratification, et la relation entre flux et état de mer. L'approche la plus immédiate consiste à recueillir plus de mesures, et à les intégrer dans la base de données que nous alimentons à chaque nouvelle campagne. Il s'agit de la base « albatros » du LATMOS. Elle contient actuellement les données d'OCARINA et celle du mât flux depuis la campagne CATCH-FASTEX de 1997), soit près de vingt ans de données.

De nouvelles mesures sont déjà disponibles ou sont prévues avec la plateforme OCARINA. Ainsi, la campagne BBWAVES2015 à l'initiative du LPO (F. Ardhuin) vient de se terminer. Une flotte de deux ocarina a été déployée pendant cinq jours dans une zone de cisaillement de courant en mer d'Iroise. Nous espérons que les données obtenues nous permettront de documenter efficacement le lien entre flux et état de mer. Pour 2016, OCARINA sera à nouveau déployé au sud de l'île de Porquerolles, dans le cadre du projet Turboradar du MIO, porté par P. Fraunié. Ces données seront obtenues à nouveau dans une zone où vagues et courants joueront un rôle significatif sur les échanges air-mer.

Malgré l'intégration poussée des instruments embarqués sur OCARINA, on ne peut pas considérer le jeu d'instruments utilisé ni comme définitif, ni comme exhaustif. Par exemple, nous ne sommes satisfaits ni de la résolution des données de l'anémomètre Gill pour la vitesse du son (0.01 m/s), ni de celle de la station météorologique WXT-520 (0.1°C pour la température et 0.1% pour l'humidité relative), ce qui implique que nos données sont

actuellement tabulées. De plus, il nous manque encore une mesure de vitesse de la plateforme par rapport à la surface, soit un loch, qui nous permettrait d'améliorer la précision des flux calculés par la méthode bulk. Un tel système ne se trouve pas dans le commerce pour une plateforme de la taille d'OCARINA, mais le MIO développe en ce moment un tel instrument. Enfin, les données OCARINA ne comportaient pas de mesure des fluctuations d'humidité pour STRASSE et AMOP, ce qui nous interdisait d'estimer les flux de chaleur sensible et les flux de chaleur latente avec les méthodes EC et ID. Depuis la campagne BBWAVES2015, un nouvel instrument « combiné » de type Campbell IrgaSon est venu combler ce manque. L'instrument fournit l'ensemble des variables turbulentes, soit les trois composantes du vent, la température, l'humidité, et même le CO2. Les tests préliminaires de l'IrgaSon effectués en 2015 (*Bourras, note technique MIO*) sont prometteurs, et l'instrument nous semble bien adapté aux mesures effectuées avec OCARINA. En effet, l'instrument est assez encombrant donc intrusif d'un point de vue aérodynamique. En conséquence, il nécessite d'être embarqué sur une plateforme qui possède une faible distorsion de l'écoulement d'air.

Le dispositif OCARINA ainsi doté nous permettrait d'aborder la plupart des questions scientifiques mentionnées en tête de chapitre, sauf une : l'estimation des flux par conditions de vent fort ou de mer forte. Jusqu'ici OCARINA a été déployé dans des houles de quatre mètres, et des vitesses de vent inférieures à 10 m/s. Il nous semble difficile de déployer OCARINA dans des conditions plus sévères. Cependant, un projet commun entre MIO et LPO est en cours de rédaction et vise à combler ce manque. Fortes de l'expérience acquise avec OCARINA, les équipes du LPO et du MIO souhaitent développer un nouveau type de plateforme de type bouée SPAR. Elle sera dimensionnée pour résister à des vagues de six mètres. La bouée sera munie des instruments actuellement embarqués sur OCARINA, mais on complétera son équipement avec un système de sondes à vagues directionnelles. La plateforme sera pourvue de moyens de traitement à bord, contrairement aux données des OCARINA actuels que l'on récupère seulement après la mission. L'autonomie sera portée de dix heures à un mois, grâce à l'utilisation d'un éolienne à axe vertical à la base du mât.

Annexes

Annexe 1

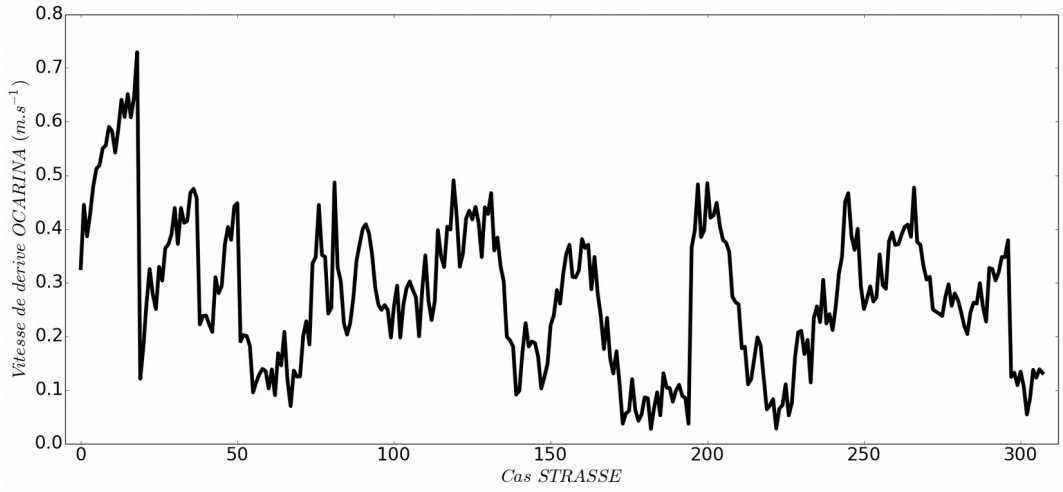

Figure 1: Vitesse de dérive de la plate-forme OCARINA durant la campagne STRASSE.

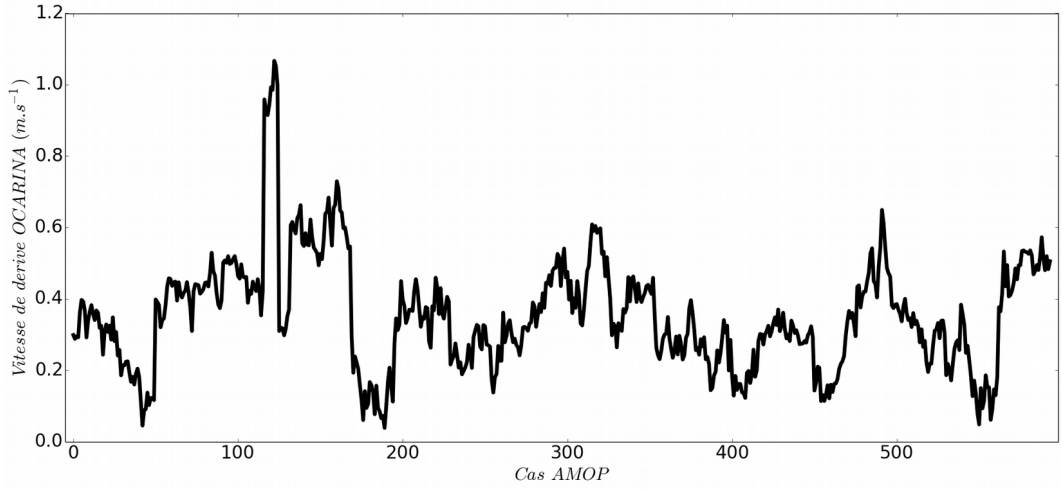

Figure 2: Vitesse de dérive de la plate-forme OCARINA durant la campagne AMOP.

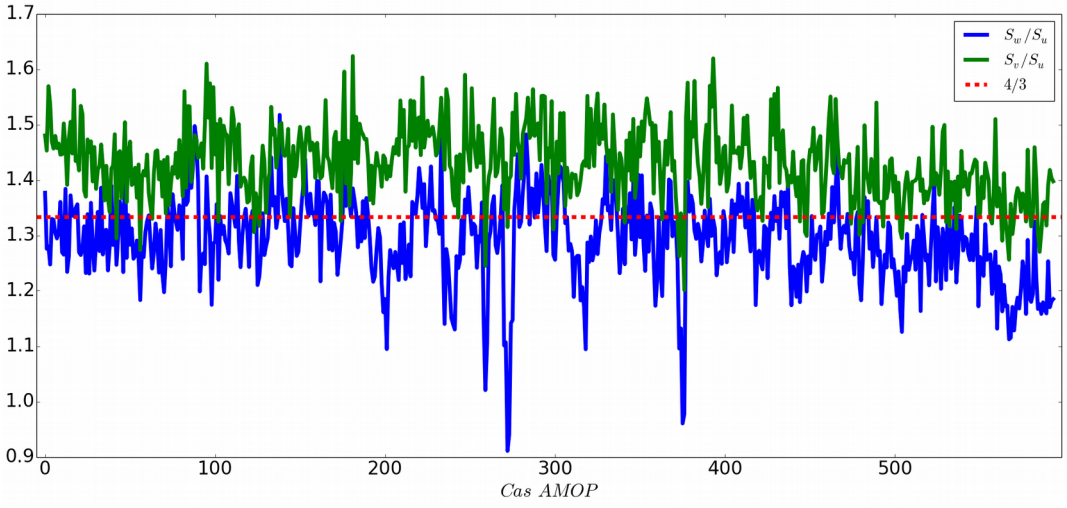

Figure 3: Rapport entre les densités spectrales des composantes verticale et longitudinale du vent apparent (bleu), et des composantes horizontales (vert), durant AMOP, moyenné sur 1 100 secondes.

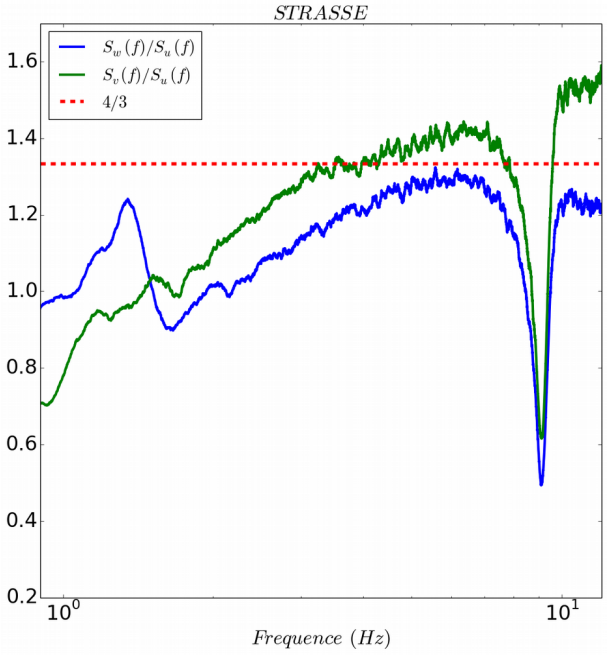

Figure 4: Rapport horizontal et vertical des spectre de puissance du vent. Les tirets horizontaux représentent la valeur 4/3. Campagne STRASSE.

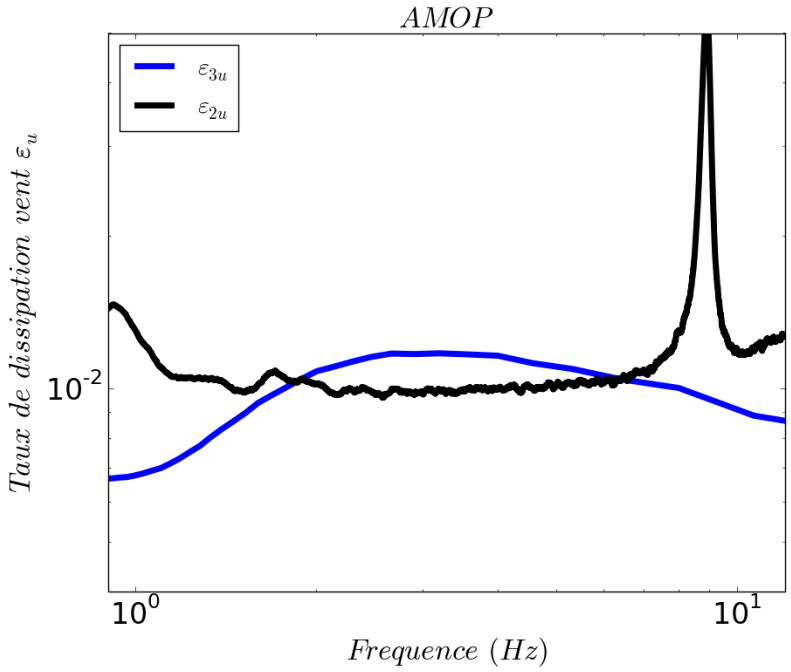

Figure 5: Taux de dissipation de la composante longitudinale du vent en fonction de l'incrément de temps, calculé à partir du spectre de puissance (noir) et de la fonction de structure (bleu), moyenné sur toute la campagne AMOP.

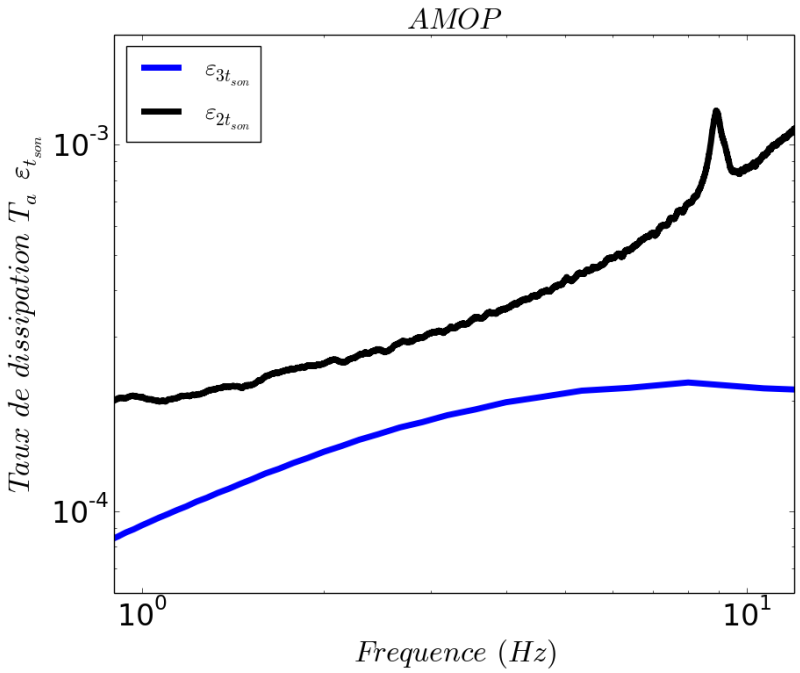

Figure 6: Taux de dissipation de la température sonique en fonction de l'incrément de temps, calculé à partir du spectre de puissance (noir) et de la fonction de structure (bleu), moyenné sur toute la campagne AMOP.

STRASSE : composante longitudinale du vent u									
Bande spectrale (Hz)	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison ε_{2u} et ε_{3u}**			
						Corrélation	**Ecart-type**	**Biais**	**Pente**
[1-2]	ε_{2u}	0.00097	0.03006	0.00574	0.00818	0.8868	0.0028	-0.0016	0.94
	ε_{3u}	-0.00395	0.03105	0.00606	0.00660				
	C_α	0.33236	128.77671	7.67866	1.21201				
[2-3]	ε_{2u}	0.00047	0.03314	0.00611	0.00715	0.9166	0.0029	0.0018	1.07
	ε_{3u}	-0.00938	0.03935	0.00715	0.00895				
	C_α	0.22352	6.21942	0.35710	0.49704				
[3-4]	ε_{2u}	0.00044	0.03043	0.00616	0.00699	0.9588	0.0022	0.0018	1.12
	ε_{3u}	-0.00223	0.03918	0.00722	0.00878				
	C_α	0.24986	1.88820	0.14006	0.47895				
[4-6]	ε_{2u}	0.00048	0.03266	0.00630	0.00716	0.9722	0.0017	0.0009	1.06
	ε_{3u}	-0.00188	0.03911	0.00688	0.00806				
	C_α	0.31829	1.64970	0.11805	0.52098				
[6-7]	ε_{2u}	0.00055	0.03453	0.00643	0.00747	0.9714	0.0015	-0.0001	0.98
	ε_{3u}	-0.00060	0.03687	0.00646	0.00739				
	C_α	0.34924	10.42969	0.57525	0.61485				
[7-8]	ε_{2u}	0.00059	0.03574	0.00705	0.00841	0.9683	0.0019	-0.0013	0.85
	ε_{3u}	0.00001	0.03442	0.00622	0.00709				
	C_α	0.38486	20.85807	1.16107	0.72683				

Tableau 1: Taux de dissipations de la composante longitudinale du vent calculés pour différentes bandes spectrales du sous-domaine inertiel, à partir des fonctions de structures et des spectres de puissance. Les constantes de Kolmogorov correspondantes sont indiquées. Campagne STRASSE.

STRASSE : température sonique									
Bande spectrale (Hz)	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison $\varepsilon_{2t_{son}}$ et $\varepsilon_{3t_{son}}$**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
[1-2]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00020	0.00139	0.00022	0.00059	0.8480	0.0001	-0.0002	0.59
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	0.00006	0.00088	0.00016	0.00034				
	C_θ	0.79136	3.41491	0.35726	1.45248				
[2-3]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00024	0.00120	0.00023	0.00059	0.8422	0.0001	-0.0001	0.69
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	0.00011	0.00105	0.00019	0.00045				
	C_θ	0.55742	2.57733	0.30001	1.12357				
[3-4]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00023	0.00123	0.00024	0.00061	0.8216	0.0001	-0.0001	0.73
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	0.00014	0.00117	0.00021	0.00051				
	C_θ	0.50330	2.86170	0.33389	1.02927				
[4-5]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00021	0.00139	0.00026	0.00063	0.7972	0.0002	-0.0001	0.70
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	0.00016	0.00122	0.00023	0.00053				
	C_θ	0.42424	3.31937	0.40520	1.02602				
[5-6]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00022	0.00143	0.00027	0.00065	0.7422	0.0002	-0.0001	0.64
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	0.00016	0.00127	0.00023	0.00055				
	C_θ	0.39610	4.26760	0.50403	1.05416				
[7-8]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00019	0.00173	0.00032	0.00073	0.6311	0.0003	-0.0002	0.46
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	0.00018	0.00132	00024	0.00055				
	C_θ	0.43029	4.85989	0.71707	1.19565				

Tableau 2: Taux de dissipations de la température sonique calculés pour différentes bandes spectrales du sous-domaine inertiel, à partir des fonctions de structures et des spectres de puissance. Les constantes de Corrsin correspondantes sont indiquées. Campagne STRASSE.

AMOP : composante longitudinale du vent u									
Bande spectrale (Hz)	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison ε_{2u} et ε_{3u}**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
[1-2]	ε_{2u}	0.00111	0.05150	0.00875	0.01053	0.9297	0.0035	-0.0021	1.01
	ε_{3u}	-0.01007	0.04744	0.00955	0.00841				
	C_α	0.18445	49.59901	2.48204	0.92585				
[2-3]	ε_{2u}	0.00046	0.05375	0.00969	0.00988	0.9667	0.0028	0.0016	1.06
	ε_{3u}	-0.00264	0.06062	0.01059	0.01146				
	C_α	0.19369	6.26334	0.32009	0.52606				
[3-4]	ε_{2u}	0.00040	0.05306	0.01002	0.00993	0.9768	0.0024	0.0017	=1.06
	ε_{3u}	-0.00099	0.06936	0.01092	0.01167				
	C_α	0.22293	7.28703	0.36366	0.50852				
[4-6]	ε_{2u}	0.00049	0.05924	0.01028	0.01015	0.9824	0.0020	0.0009	1.03
	ε_{3u}	-0.00053	0.06942	0.01078	0.01108				
	C_α	0.26763	2.09176	0.12441	0.52569				
[6-7]	ε_{2u}	0.00058	0.05669	0.01051	0.01053	0.9826	0.0019	-0.0001	0.97
	ε_{3u}	-0.00027	0.06507	0.01037	0.01044				
	C_α	0.32381	1.93955	0.11557	0.57379				
[7-8]	ε_{2u}	0.00076	0.06146	0.01092	0.01152	0.9866	0.0019	-0.0015	0.92
	ε_{3u}	-0.00020	0.06323	0.01014	0.01003				
	C_α	0.45382	3.04713	0.17262	0.66325				

Tableau 3: Taux de dissipations de la composante longitudinale du vent calculés pour différentes bandes spectrales du sous-domaine inertiel, à partir des fonctions de structures et des spectres de puissance. Les constantes de Kolmogorov correspondantes sont indiquées. Campagne AMOP.

AMOP : température sonique									
Bande spectrale (Hz)	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison $\varepsilon_{2t_{son}}$ et $\varepsilon_{3t_{son}}$**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
[1-2]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00001	0.00151	0.00026	0.00023	0.9496	0.0001	-0.0001	0.55
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	-0.00000	0.00108	0.00015	0.00012				
	C_θ	-68.02984	25.49009	5.70606	1.77617				
[2-3]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00001	0.00201	0.00032	0.00028	0.9232	0.0002	-0.0001	0.60
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	0.00000	0.00130	0.00021	0.00016				
	C_θ	0.51754	83.78820	4.24035	2.15428				
[3-4]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00001	0.00224	0.00039	0.00033	0.8716	0.0002	-0.0001	0.56
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	0.00000	0.00146	0.00025	0.00019				
	C_θ	0.45490	153.79684	7.75066	2.72313				
[4-5]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00001	0.00267	0.00046	0.00039	0.8132	0.0003	-0.0002	0.48
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	0.00000	0.00164	0.00027	0.00020				
	C_θ	0.50272	46.01393	4.48695	2.90548				
[5-6]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00002	0.00302	0.00054	0.00046	0.7426	0.0004	-0.0002	0.39
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	-0.00000	0.00169	0.00028	0.00021				
	C_θ	-1312.39677	299.10889	56.11017	2.17975				
[7-8]	$\varepsilon_{2t_{son}}$	0.00003	0.00394	0.00076	0.00063	0.6359	0.0006	-0.0004	0.25
	$\varepsilon_{3t_{son}}$	-0.00000	0.00182	0.00030	0.00022				
	C_θ	-69.52475	2065.55577	85.13796	8.53658				

Tableau 4: Taux de dissipations de la température sonique calculés pour différentes bandes spectrales du sous-domaine inertiel, à partir des fonctions de structures et des spectres de puissance. Les constantes de Corrsin correspondantes sont indiquées. Campagne AMOP.

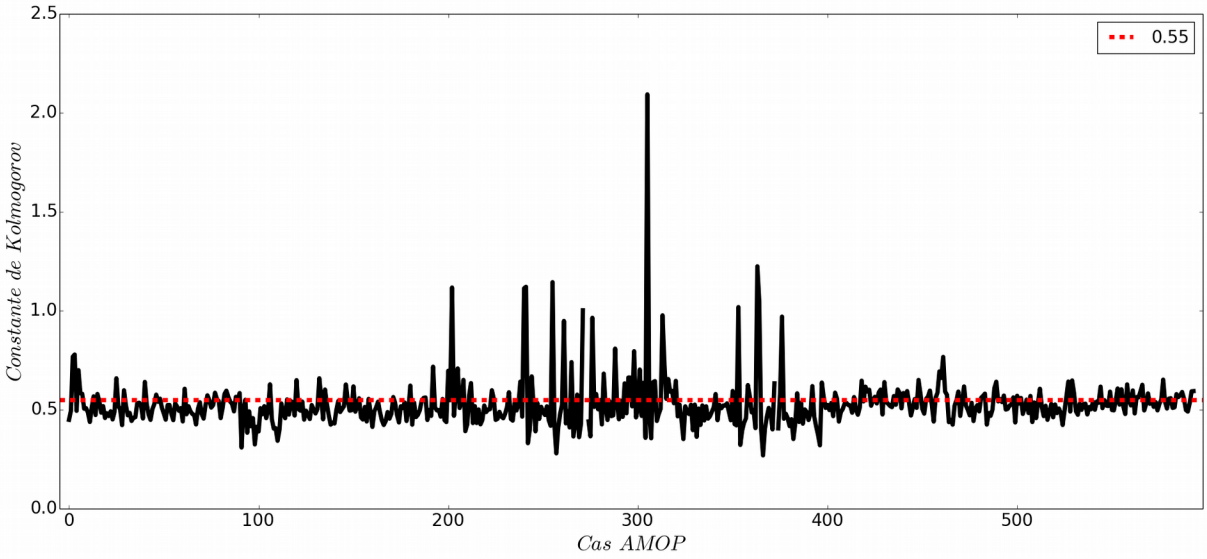

Figure 7: Constante de Kolmogorov durant AMOP, moyenné sur 1 100 secondes. En rouge, y=0.55.

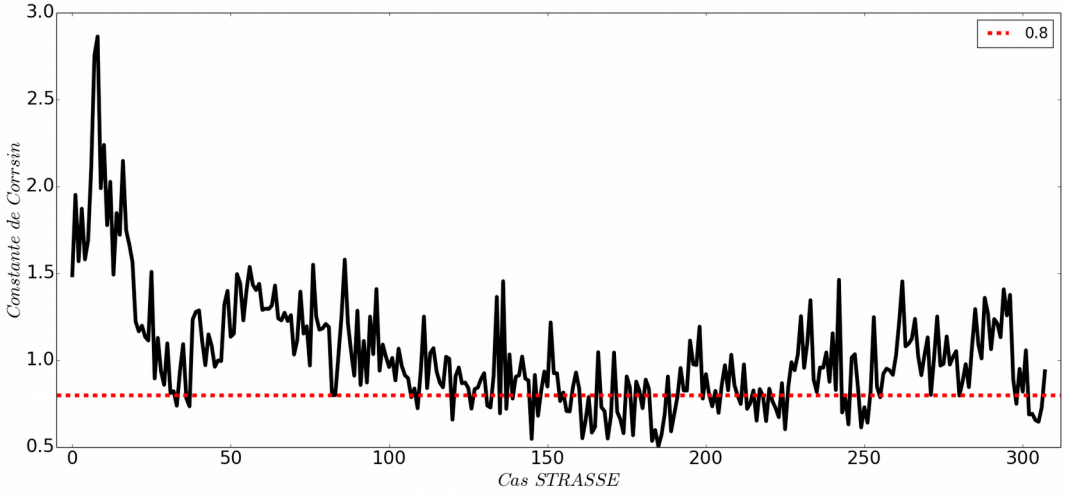

Figure 8: Constante de Corrsin durant STRASSE, moyenné sur 1 100 secondes. En rouge, y=0.8.

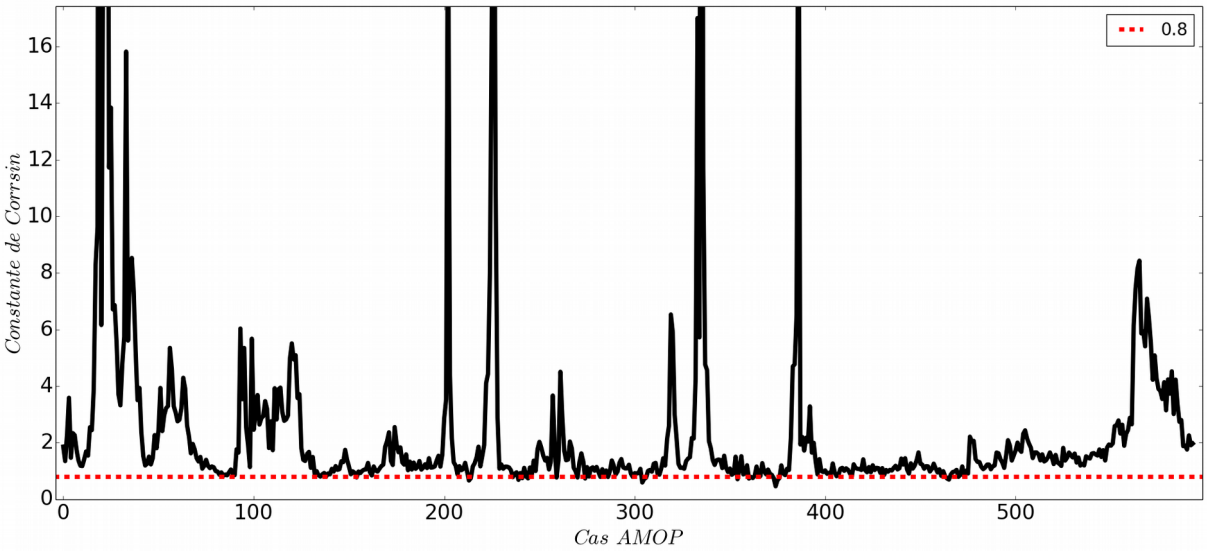

Figure 9: Constante de Corrsin durant AMOP, moyenné sur 1 100 secondes. En rouge, y=0.8.

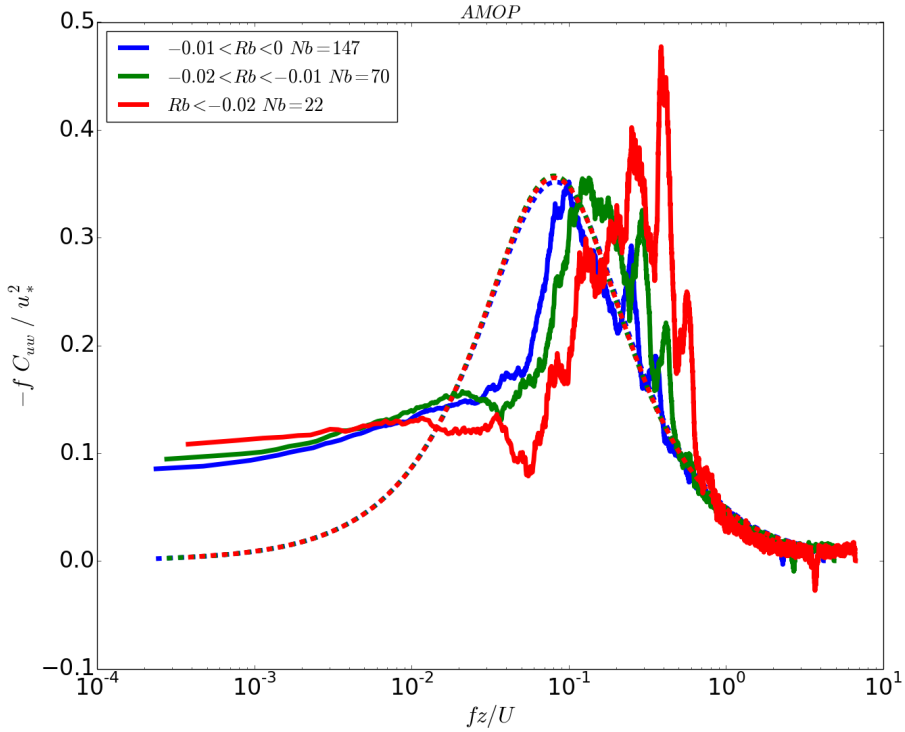

Figure 10: Cospectres pour uw en fonction de la fréquence, moyennés par bins de R_b, pour les cas instables (R_b < 0). Les courbes en tirets sont celles du modèle de Kaimal [1972]. Les cospectres et la fréquence sont normalisés. AMOP.

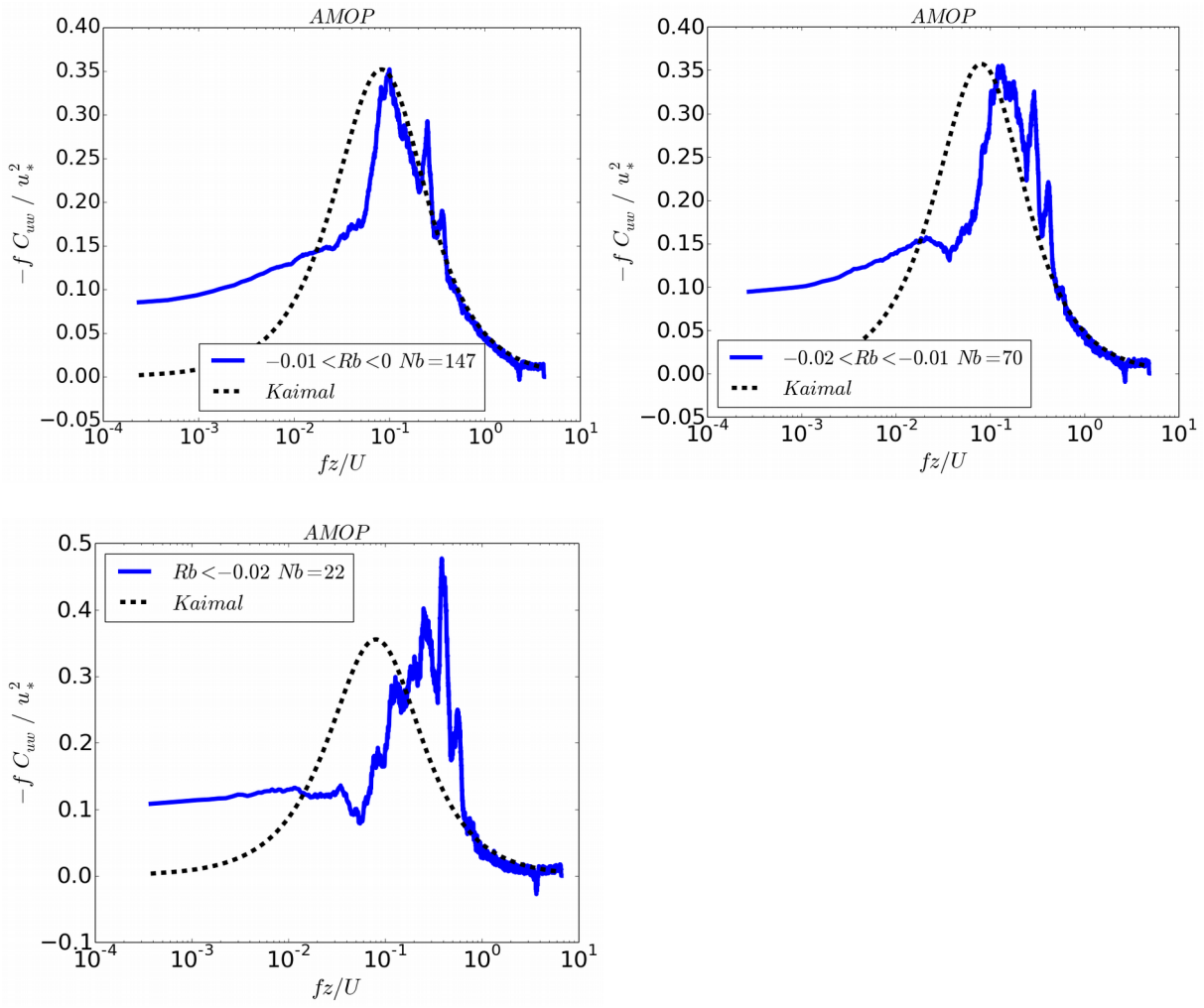

Figure 11: Cospectres de uw séparés pour chaque bin de R_b, pour les cas instables (R_b < 0), avec le modèle de Kaimal [1972].

Annexe 2

Campagne STRASSE : plateforme OCARINA					
Variable	**Comparaison**	**Corrélation**	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
u_*	ID vs EC	0.9753	0.0186	-0.0471	0.75
	Bulk vs EC	0.9680	0.0154	-0.0217	0.94
	Bulk vs ID	0.9850	0.0152	0.0254	1.24
	Profil z/L ID vs ID	0.9223	0.0620	0.0828	2.01
	Profil z/L EC vs EC	0.9099	0.0519	0.0233	1.50
	Profil z/L Bulk vs Bulk	0.9253	0.0508	0.0546	1.57
Hs_v	ID vs EC	0.7621	2.4323	-2.7027	0.51
	Bulk vs EC	0.8848	1.7397	1.4077	0.82
	Bulk vs ID	0.8601	1.8239	4.1104	1.19
z/L	ID vs EC	0.9198	0.0091	-0.0162	1.60
	Bulk vs EC	0.7775	0.0119	-0.0112	1.39
	Bulk vs ID	0.8911	0.0083	0.0050	0.92

Tableau 1: Comparaison de u_*, Hs_v et z/L entre les différentes méthodes d'estimations des flux. Campagne STRASSE, plateforme OCARINA.

Campagne STRASSE : plateforme OCARINA					
Variable	**Méthode**	**Minimum**	**Maximum**	**Écart-type**	**Moyenne**
u_*	ID	0.06747	0.27294	0.04721	0.15322
	EC	0.05282	0.35300	0.06142	0.20031
	Bulk	0.06321	0.32754	0.05938	0.17862
	Profil z/L ID	-0.04367	0.41346	0.10281	0.23600
	Profil z/L EC	-0.05541	0.40590	0.10104	0.22360
	Profil z/L Bulk	-0.05484	0.40840	0.10044	0.23325
Hs_v	ID	5.70344	16.95594	2.48406	10.29674
	EC	-3.29314	22.59325	3.71780	12.99947
	Bulk	8.04489	21.50256	3.44858	14.40716
z/L	ID	-0.08742	-0.00877	0.01740	-0.03449
	EC	-0.03873	0.00308	0.01001	-0.01830
	Bulk	-0.13406	-0.00577	0.01790	-0.02954
$C_{D_{10N}}$	ID	0.00059	0.00298	0.00016	0.00081
	EC	0.00041	0.00597	0.00036	0.00139
	Bulk	0.00098	0.00126	0.00007	0.00107
$C_{H_{10N}}$	ID	0.00099	0.00532	0.00075	0.00189
	EC	-0.00115	:0.00474	0.00058	0.00227
	Bulk	0.00182	0.00564	0.00062	0.00255
U_{10N}		2.00244	9.24224	1.63511	5.42301

Tableau 2: u_*, Hs_v, z/L et coefficients d'échanges C_{D10N} et C_{H10N} estimés par les différentes méthodes. Campagnes STRASSE, plateforme OCARINA.

Campagne AMOP : plateforme OCARINA					
Variable	**Comparaison**	**Corrélation**	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
u_*	ID vs EC	0.9797	0.0176	-0.0390	0.82
	Bulk vs EC	0.9663	0.0192	-0.0131	1.01
	Bulk vs ID	0.9878	0.0182	0.0259	1.23
Hs_v	ID vs EC	0.9556	2.2947	0.4248	1.00
	Bulk vs EC	0.9838	1.6687	0.6168	1.10
	Bulk vs ID	0.9724	1.9714	0.1920	1.04
z/L	ID vs EC	0.7810	0.0181	0.0019	1.10
	Bulk vs EC	0.8437	0.0113	-0.0015	0.83
	Bulk vs ID	0.8949	0.0140	-0.0033	0.62

Tableau 3: Comparaison de u_*, Hs_v et z/L entre les différentes méthodes d'estimations des flux. Campagne AMOP, plateforme OCARINA.

Campagne AMOP : plateforme OCARINA					
Variable	**Méthode**	**Minimum**	**Maximum**	**Écart-type**	**Moyenne**
u_*	ID	0.05657	0.33291	0.05984	0.16164
	EC	0.02960	0.39020	0.07158	0.20061
	Bulk	0.05929	0.39791	0.07475	0.18752
Hs_v **Total**	ID	-21.97139	19.75294	7.78614	0.84877
	EC	-23.69807	13.80070	7.45914	0.42392
	Bulk	-23.10038	14.80764	8.33398	1.04076
Hs_v **Cas instables**	ID	-2.41602	19.75294	4.47730	7.36474
	EC	-0.87785	13.80070	3.60732	6.44029
	Bulk	-0.04514	14.80764	4.48046	7.82721
Hs_v **Cas stables**	ID	-21.97139	4.28970	4.82361	-5.12069
	EC	-23.69807	1.00440	5.58116	-5.08784
	Bulk	-23.10038	-0.07668	5.81778	-5.17652
z/L **Total**	ID	-0.06531	0.10664	0.02873	0.00529
	EC	-0.04118	0.31986	0.02045	0.00343
	Bulk	-0.06764	0.15074	0.02006	0.00196
z/L **Cas instables**	ID	-0.06531	-0.00893	0.01144	-0.02103
	EC	-0.04118	-0.00001	0.00766	-0.01006
	Bulk	-0.06764	-0.00031	0.01009	-0.01375
z/L **Cas stables**	ID	0.00967	0.10664	0.01487	0.02989
	EC	0.00002	0.31986	0.02064	0.01595
	Bulk	0.00004	0.15074	0.01564	0.01634
$C_{D_{10N}}$	ID	0.00053	0.00164	0.00013	0.00083
	EC	0.00025	0.00262	0.00026	0.00130
	Bulk	0.00097	0.00134	0.00009	0.00108
$C_{H_{10N}}$ Cas instables	ID	-0.18615	0.29694	0.02272	0.00196
	EC	-0.05188	0.27088	0.01813	0.00283
	Bulk	-0.08369	0.26388	0.01780	0.00269
$C_{H_{10N}}$ Cas stables	ID	-0.00211	0.00269	0.00048	0.00107
	EC	-0.00064	0.00348	0.00061	0.00097
	Bulk	0.00006	0.00115	0.00028	0.00079
U_{10N}		1.87248	10.85884	2.01531	5.63568

Tableau 4: u, u_*, Hs_v, z/L et coefficients d'échanges C_{D10N} et C_{H10N} estimés par les différentes méthodes. Campagnes AMOP, plateforme OCARINA.*

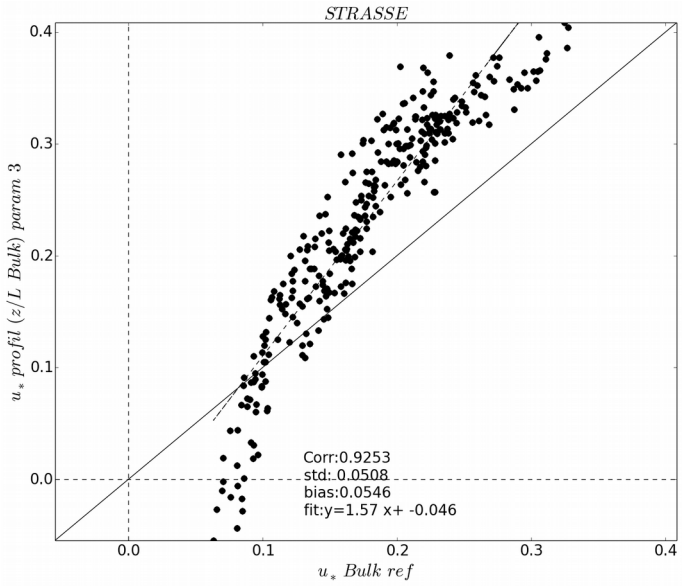

Figure 1: Comparaison entre u_* estimée par la méthode des profils avec z/L Bulk et la méthode Bulk dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, plateforme OCARINA.

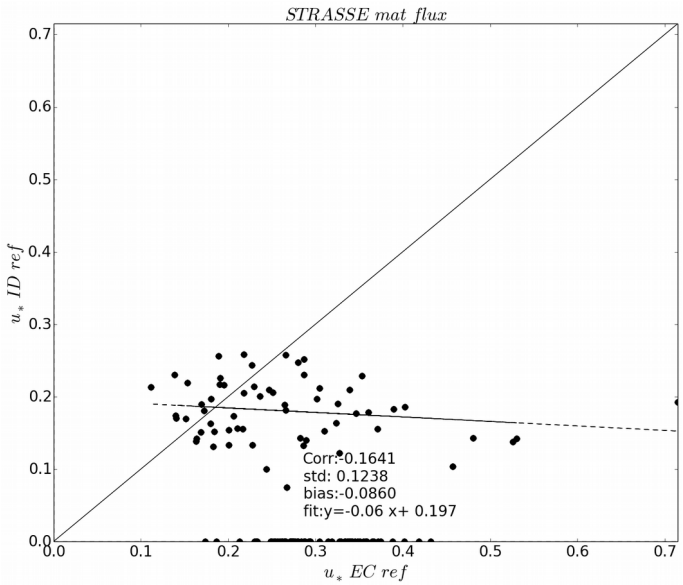

Figure 2: Comparaison entre u∗ estimée par la méthode ID et la méthode EC dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

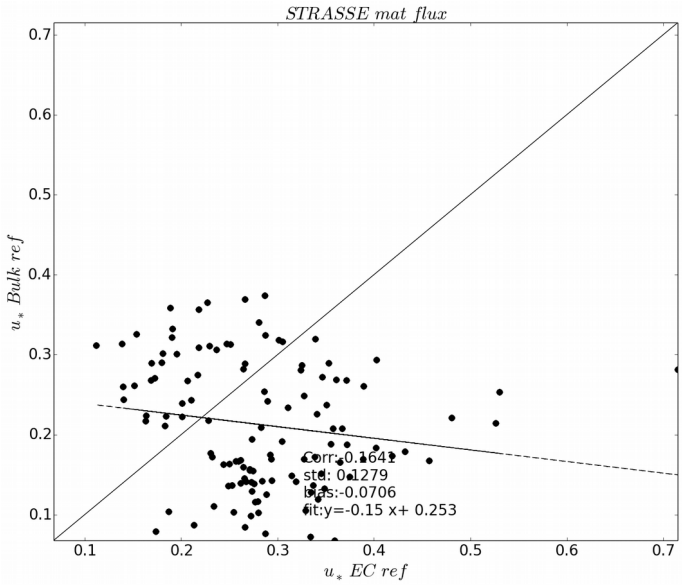

Figure 3: Comparaison entre u∗ estimée par la méthode Bulk et la méthode EC dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

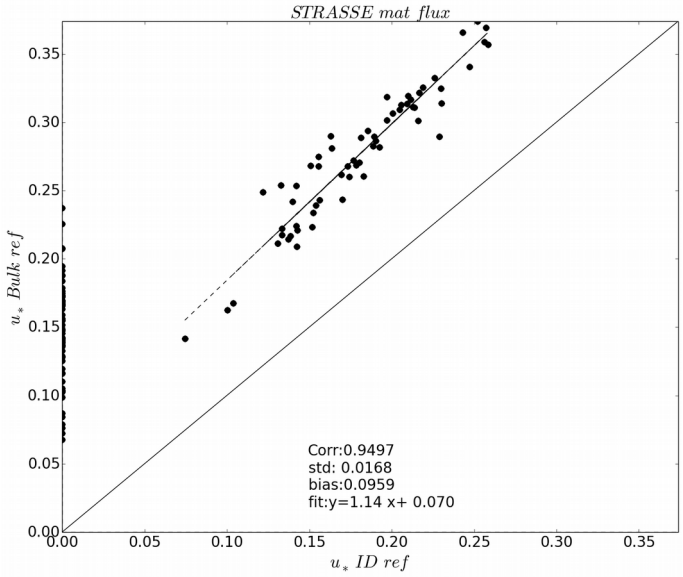

Figure 4: Comparaison entre u∗ estimée par la méthode Bulk et la méthode ID dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

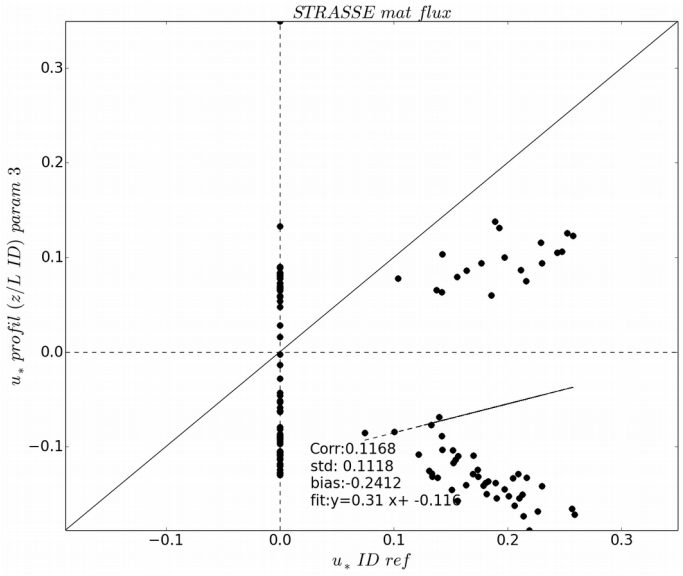

Figure 5: Comparaison entre u∗ estimée par la méthode des profils avec z/L ID et la méthode ID dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

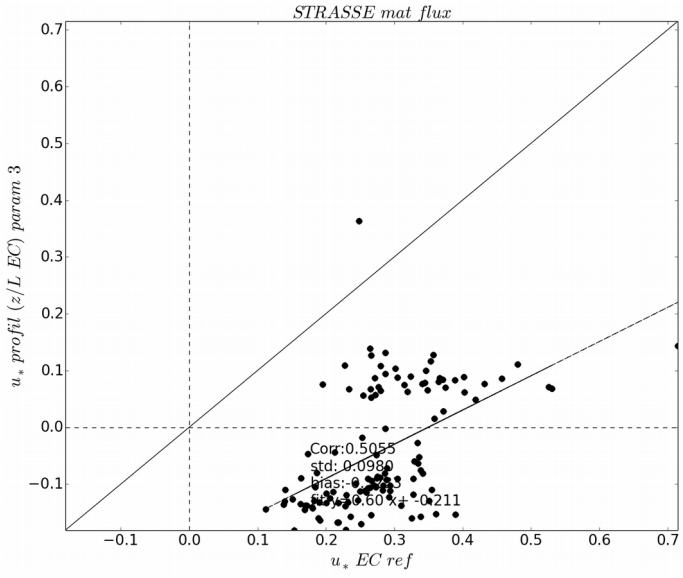

Figure 6: Comparaison entre u_* estimée par la méthode des profils avec z/L EC et la méthode EC dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

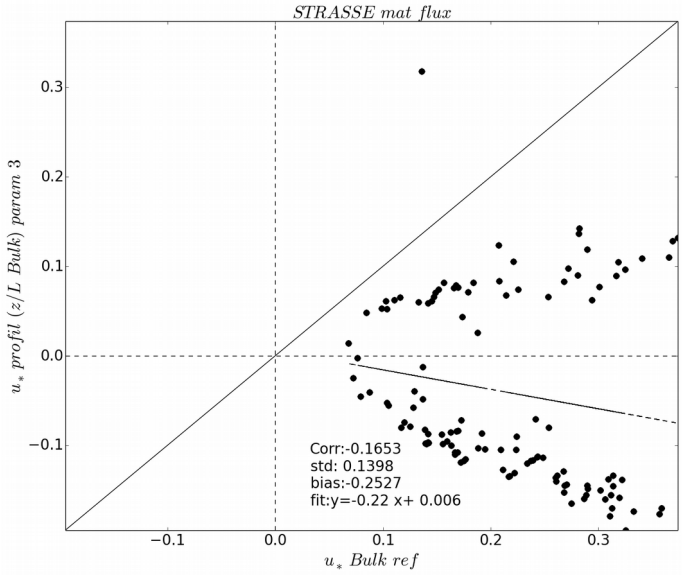

Figure 7: Comparaison entre u_* estimée par la méthode des profils avec z/L Bulk et la méthode Bulk dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

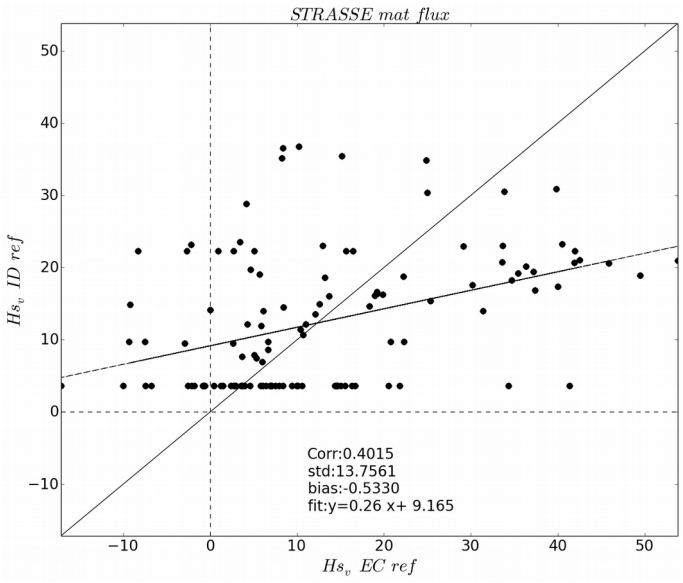

Figure 8: Comparaison entre Hs_v estimé par la méthode ID et la méthode EC dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

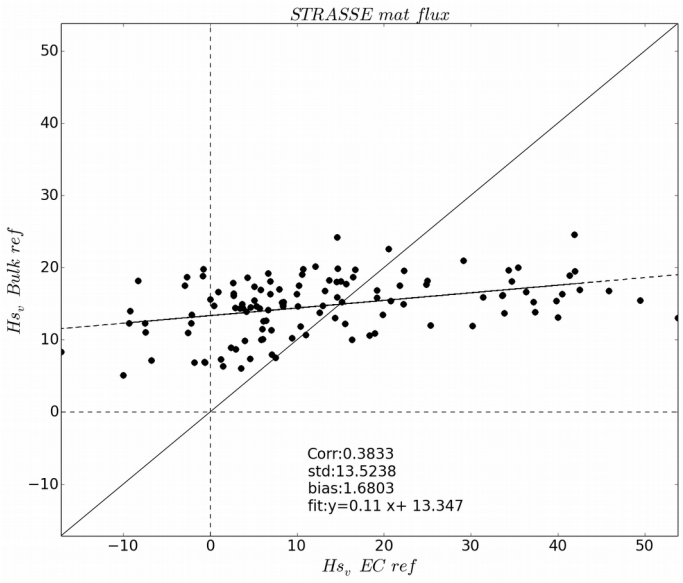

Figure 9: Comparaison entre Hs_v estimé par la méthode Bulk et la méthode EC dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

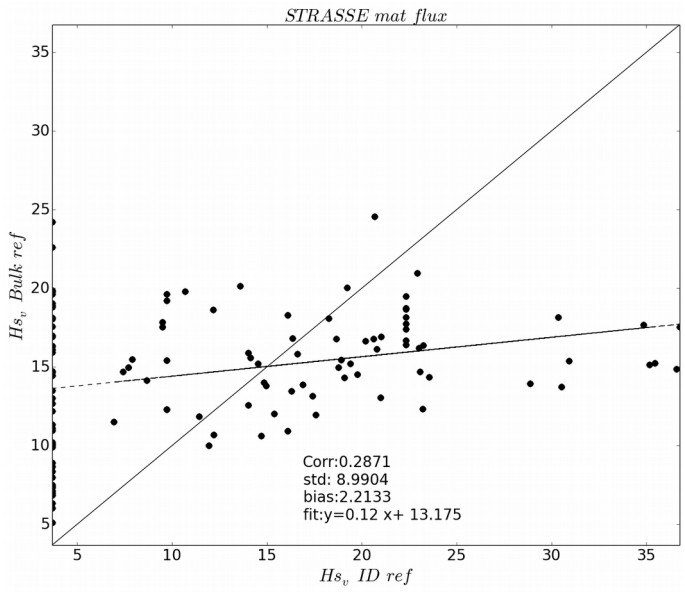

Figure 10: Comparaison entre Hs_v estimé par la méthode Bulk et la méthode ID dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

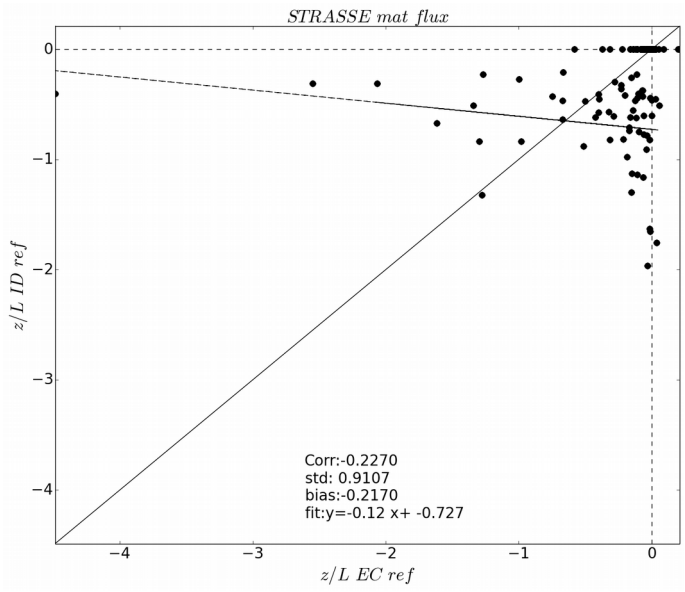

Figure 11: Comparaison entre z/L estimé par la méthode ID et la méthode EC dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

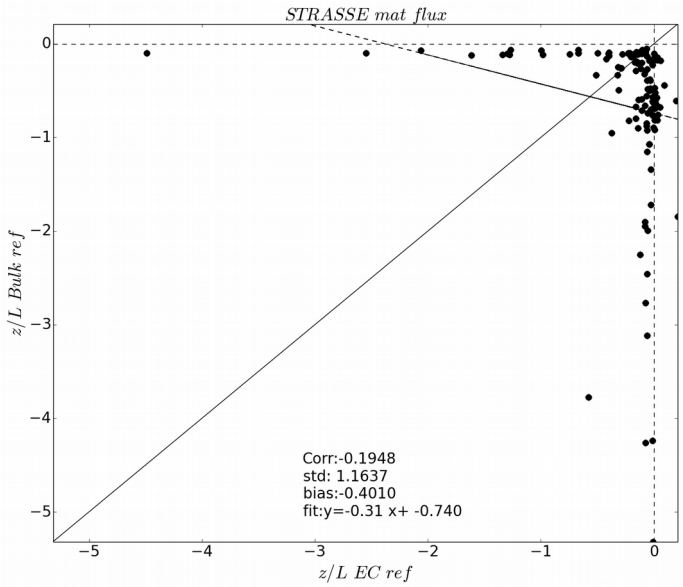

Figure 12: Comparaison entre z/L estimé par la méthode Bulk et la méthode EC dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

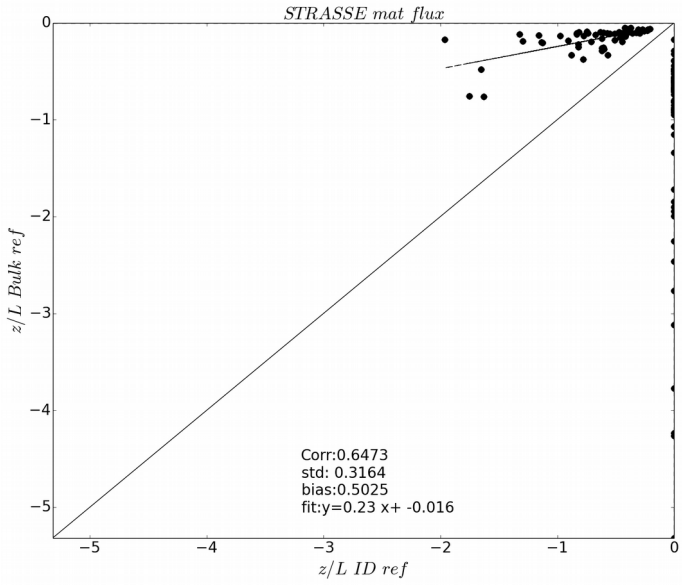

Figure 13: Comparaison entre z/L estimé par la méthode Bulk et la méthode ID dans leur configuration de référence. Chaque point de flux est calculé sur 1100 secondes. La droite discontinue est la régression linéaire à l'ordre 1, et la courbe continu est la fonction linéaire. Campagne STRASSE, mât flux.

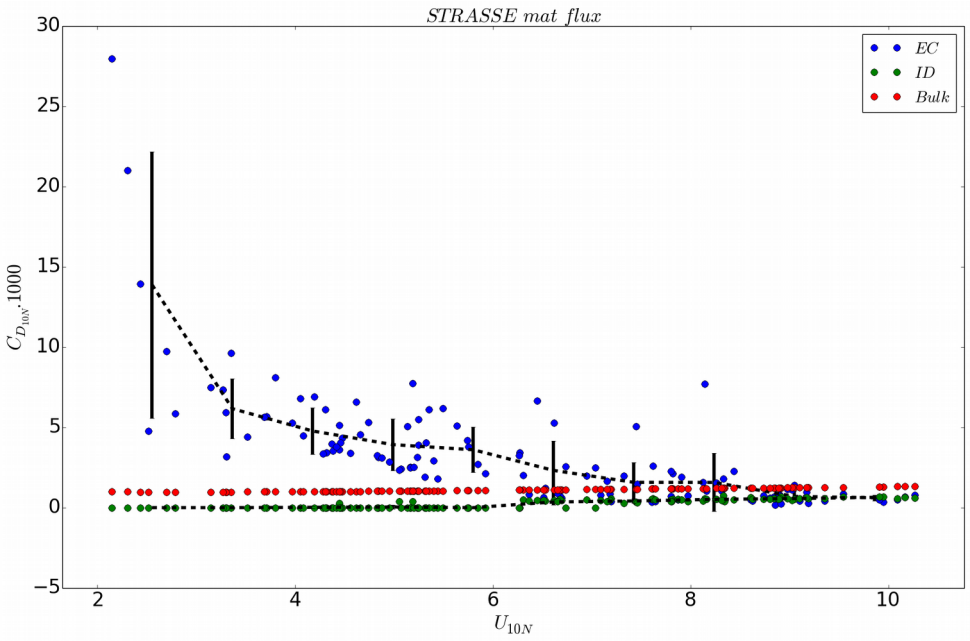

Figure 14: Coefficient d'échange C_{D10N} en fonction de U_{10N} pour les méthodes EC, ID et Bulk. Les courbe en pointillé noires sont les C_{D10N} moyennés par tranche de vent avec ± l'écart-type. Campagne STRASSE, mât flux.

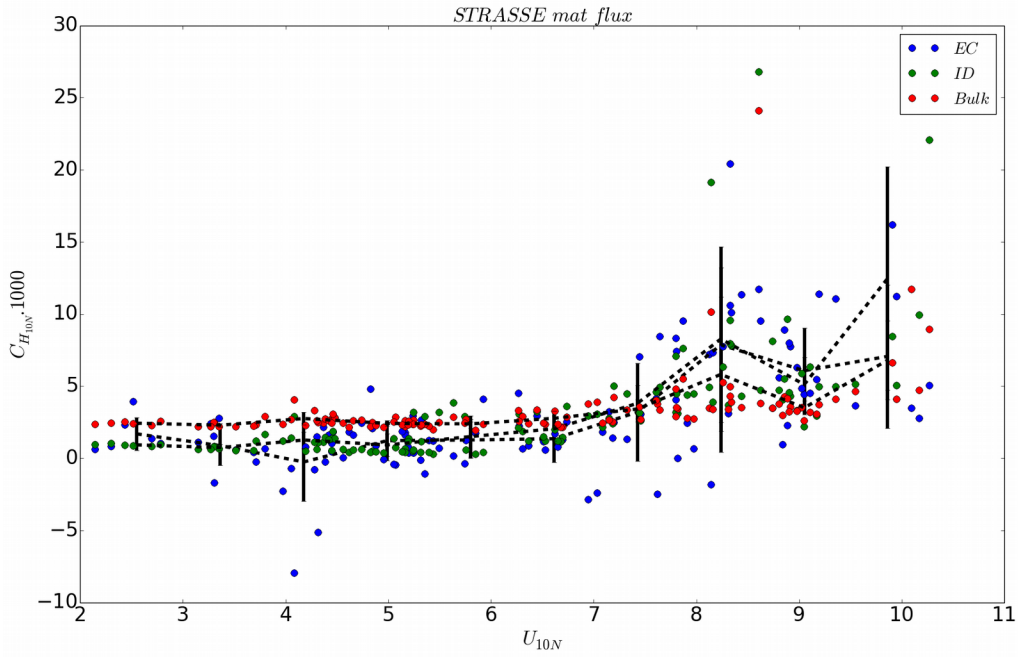

Figure 15: Coefficient d'échange C_{H10N} en fonction de U_{10N} pour les méthodes EC, ID et Bulk. Les courbe en pointillé noires sont les C_{H10N} moyennés par tranche de vent avec ± l'écart-type. Campagne STRASSE, mât flux.

Campagne STRASSE : mât flux					
Variable	**Comparaison**	**Corrélation**	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
u_*	ID vs EC	-0.1641	0.1238	-0.0860	-0.06
	Bulk vs EC	-0.1641	0.1279	-0.0706	-0.15
	Bulk vs ID	0.9497	0.0168	0.0959	1.14
	Profil z/L ID vs ID	0.1168	0.1118	-0.2412	0.31
	Profil z/L EC vs EC	0.5055	0.0980	-0.3233	0.60
	Profil z/L Bulk vs Bulk	-0.1653	0.1398	-0.2527	-0.22
Hs_v	ID vs EC	0.4015	13.7561	-0.5330	0.26
	Bulk vs EC	0.3833	13.5238	1.6803	0.11
	Bulk vs ID	0.2871	8.9904	2.2133	0.12
z/L	ID vs EC	-0.2270	0.9107	-0.2170	-0.12
	Bulk vs EC	-0.1948	1.1637	-0.4010	-0.31
	Bulk vs ID	0.6473	0.3164	0.5025	0.23

Tableau 5: Comparaison de u_*, Hs_v et z/L entre les différentes méthodes d'estimations des flux. Campagne STRASSE, mât flux.

Campagne STRASSE : mât flux					
Variable	**Méthode**	**Minimum**	**Maximum**	**Écart-type**	**Moyenne**
u_*	ID	0.00000	0.25867	0.09488	0.09165
	EC	0.11174	0.71515	0.08887	0.28303
	Bulk	0.06762	0.37384	0.07860	0.21238
	Profil z/L ID	-0.18140	0.36371	0.10598	-0.04030
	Profil z/L EC	-0.18844	0.34949	0.10456	-0.03998
	Profil z/L Bulk	-0.19509	0.31802	0.10340	-0.04028
Hs_v	ID	3.66465	36.76107	9.28213	12.50742
	EC	-17.15713	53.82250	14.54210	13.04039
	Bulk	5.10659	24.56652	3.99589	14.72068
z/L	ID	-1.96296	0.00000	0.43522	-0.34192
	EC	-4.48753	0.21298	0.57044	-0.25871
	Bulk	-5.31730	-0.05281	0.90923	-0.65974
$C_{D_{10N}}$	ID	0.00000	0.00076	0.00026	0.00026
	EC	0.00016	0.02795	0.00373	0.00338
	Bulk	0.00098	0.00133	0.00010	0.00111
$C_{H_{10N}}$	ID	0.00030	0.02681	0.00435	0.00340
	EC	-0.00794	0.02043	0.00405	0.00292
	Bulk	0.00194	0.02411	0.00237	0.00336
U_{10N}		2.14667	10.26948	2.07295	6.29432

Tableau 6: u, u_*, Hs_v, z/L et coefficients d'échanges C_{D10N} et C_{H10N} estimés par les différentes méthodes. Campagnes STRASSE, mât flux.*

Annexe 3

STRASSE : Variation de la sélection de fréquence dans Su(f) pour IDM. Fréquence St(f) constante.									
Bande spectrale (Hz)	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
[1-2]	u_*	0.08727	0.26565	0.03964	0.16520	0.9897	0.0098	0.0120	0.83
	Hs_v	5.89797	16.95852	2.49493	10.39407	0.9989	0.1159	0.0973	1.00
[2-3]	u_*	0.06631	0.27427	0.04650	0.15362	0.9927	0.0057	0.0004	0.98
	Hs_v	5.76526	16.78386	2.46856	10.31044	0.9994	0.0873	0.0137	0.99
[3-4]	u_*	0.06430	0.26670	0.04748	0.15163	0.9962	0.0041	-0.0016	1.00
	Hs_v	5.69952	16.93372	2.46676	10.30016	0.9996	0.0711	0.0034	0.99
Flux de référence [4-6]	u_*	0.06747	0.27294	0.04721	0.15322				
	Hs_v	5.70344	16.95594	2.48406	10.29674				
[6-7]	u_*	0.07055	0.27802	0.04677	0.15591	0.9964	0.0040	0.0027	0.99
	Hs_v	5.74491	17.14784	2.49088	10.33170	0.9998	0.0554	0.0350	1.00
[7-8]	u_*	0.07284	0.28113	0.04753	0.16269	0.9946	0.0049	0.0095	1.00
	Hs_v	5.86610	17.19471	2.51373	10.40889	0.9994	0.0913	0.1121	1.01
[8-9]	u_*	0.08627	0.31029	0.05018	0.19511	0.9640	0.0134	0.0419	1.02
	Hs_v	6.07672	17.53214	2.59073	10.86450	0.9943	0.2909	0.5678	1.04
[9-10]	u_*	0.10710	0.30493	0.04404	0.21350	0.8764	0.0229	0.0603	0.82
	Hs_v	6.14613	18.33005	2.72683	11.15394	0.9904	0.4344	0.8572	1.09

Tableau 1: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode ID, pour différentes bandes spectrales du sous-domaine inertiel du spectre de la composante longitudinale du vent. La bande spectrale dans le spectre de la température sonique est constante, comprise entre 3 et 4 Hz. Campagne STRASSE.

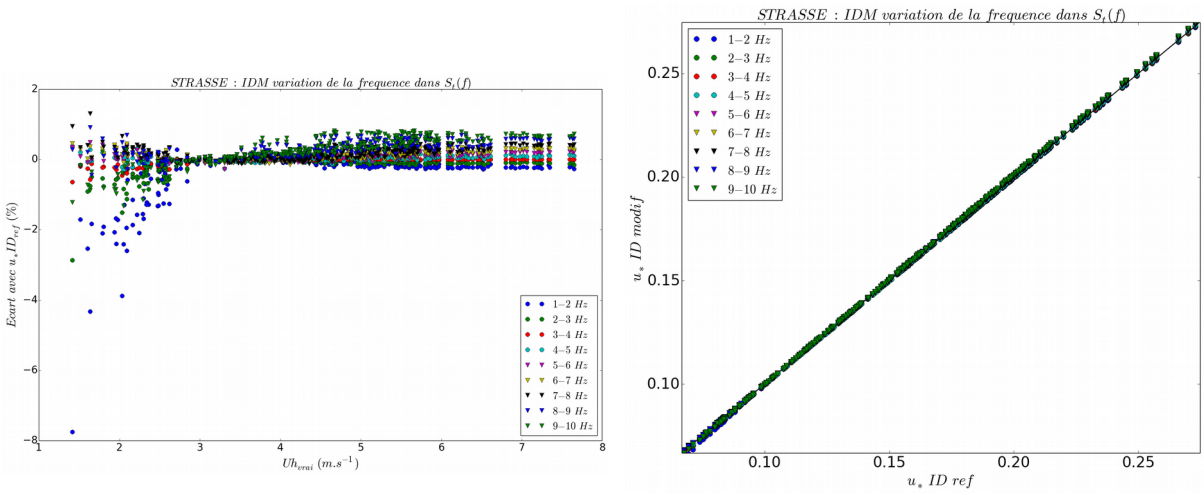

Figure 1: Comparaison entre u∗ ID en modifiant la bande spectrale dans $S_t(f)$ et u∗ ID référence. A gauche, différence en pourcentage entre u∗ ID modifié et u∗ ID réf en fonction du vent moyen. Campagne STRASSE

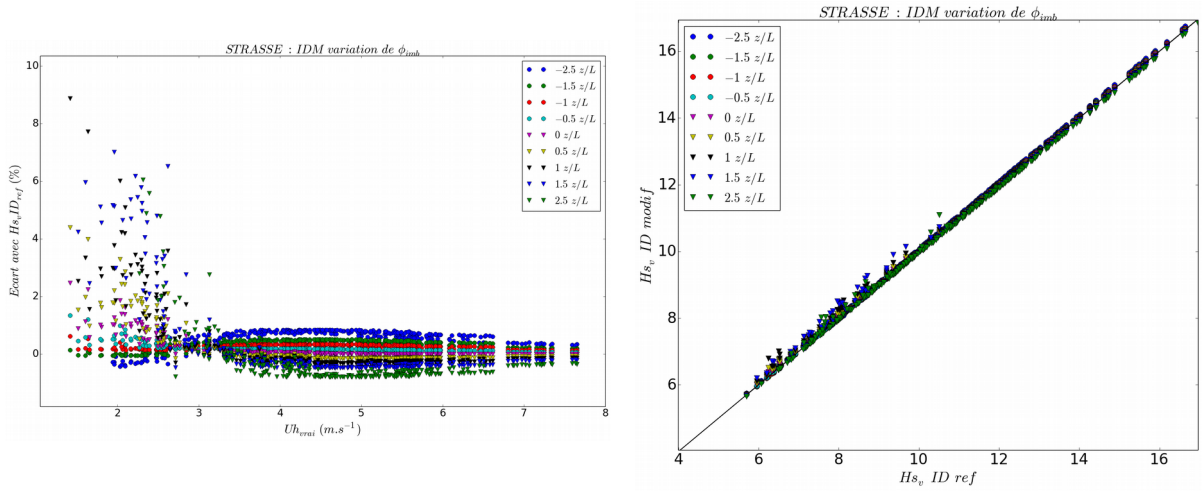

Figure 2: Comparaison entre Hs_v ID en modifiant le terme d'imbalance dépendant de z/L et Hs_v ID référence. A gauche, différence en pourcentage entre Hs_v ID modifié et Hs_v ID réf en fonction du vent moyen. Campagne STRASSE

STRASSE : Variation de la sélection de fréquence dans St(f) pour IDM. Fréquence Su(f) constante.									
Bande spectrale (Hz)	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
[1-2]	u_*	0.06224	0.27241	0.04733	0.15288	0.9999	0.0005	-0.0003	1.00
	Hs_v	5.96309	16.97784	2.18651	10.11249	0.8144	1.4506	-0.1843	0.72
[2-3]	u_*	0.06554	0.27274	0.04724	0.15309	1.0000	0.0002	-0.0001	1.00
	Hs_v	5.94958	15.65663	2.32815	10.18200	0.9664	0.6430	-0.1147	0.91
Flux de référence [3-4]	u_*	0.06747	0.27294	0.04721	0.15322				
	Hs_v	5.70344	16.95594	2.48406	10.29674				
[4-5]	u_*	0.06772	0.27329	0.04729	0.15328	1.0000	0.0001	0.0001	1.00
	Hs_v	5.29810	18.15229	2.67708	10.51933	0.9771	0.5846	0.2226	1.05
[5-6]	u_*	0.06771	0.27348	0.04735	0.15334	1.0000	0.0002	0.0001	1.00
	Hs_v	5.53715	18.38192	2.84624	10.74558	0.9468	0.9398	0.4488	1.08
[6-7]	u_*	0.06778	0.27378	0.04740	0.15342	1.0000	0.0002	0.0002	1.00
	Hs_v	5.13765	19.29810	3.05612	10.99163	0.9088	1.3084	0.6949	1.12
[7-8]	u_*	0.06811	0.27400	0.04746	0.15352	1.0000	0.0003	0.0003	1.01
	Hs_v	4.98821	20.35502	3.35685	11.43143	0.8619	1.7509	1.1347	1.16
[8-9]	u_*	0.06766	0.27453	0.04763	0.15373	1.0000	0.0005	0.0005	1.01
	Hs_v	5.40150	22.63358	3.75223	12.89195	0.8097	2.2708	2.5952	1.22
[9-10]	u_*	0.06665	0.27476	0.04782	0.15378	1.0000	0.0007	0.0006	1.01
	Hs_v	5.97706	24.54088	4.00158	13.81158	0.8063	2.4805	3.5148	1.30

Tableau 2: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode ID, pour différentes bandes spectrales du sous-domaine inertiel du spectre de la température sonique. La bande spectrale dans le spectre de la composante longitudinale du vent est constante , comprise entre 4 et 6 Hz. Campagne STRASSE.

STRASSE : Variation de α dans $\Phi_{imb}=\alpha z/L$ pour IDM.									
α	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
-2.5	u_*	0.00000	0.27493	0.04873	0.15871	0.9993	0.0038	0.0074	0.92
	Hs_v	0.00000	17.06195	2.89892	10.20951	1.0000	0.0374	0.0632	1.01
-1.5	u_*	0.07935	0.27414	0.04486	0.15792	0.9997	0.0026	0.0047	0.95
	Hs_v	5.73257	17.01990	2.50145	10.33526	1.0000	0.0212	0.0385	1.01
-1	u_*	0.07585	0.27374	0.04558	0.15641	0.9998	0.0018	0.0032	0.97
	Hs_v	5.72322	16.99895	2.49341	10.32528	1.0000	0.0111	0.0285	1.00
-0.5	u_*	0.07183	0.27334	0.04636	0.15484	1.0000	0.0009	0.0016	0.98
	Hs_v	5.71401	16.97765	2.48421	10.31667	1.0000	0.0106	0.0199	1.00
Flux de références 0	u_*	0.06747	0.27294	0.04721	0.15322				
	Hs_v	5.70344	16.95594	2.48406	10.29674				
0.5	u_*	0.06086	0.27254	0.04829	0.15142	0.9999	0.0013	-0.0018	1.02
	Hs_v	5.69582	16.93519	2.45984	10.30644	0.9998	0.0521	0.0097	0.99
1	u_*	0.05096	0.27213	0.04956	0.14950	0.9995	0.0028	-0.0037	1.05
	Hs_v	5.68686	16.91375	2.44134	10.30833	0.9994	0.0925	0.0116	0.98
1.5	u_*	0.00000	0.27173	0.05344	0.14637	0.9989	0.0042	-0.0055	1.07
	Hs_v	0.00000	16.89222	2.78039	10.17255	0.9989	0.1240	0.0093	0.98
2.5	u_*	0.00000	0.27092	0.13688	0.06581	0.9986	0.0046	-0.0077	1.09
	Hs_v	0.00000	16.84888	4.07263	9.36414	0.9995	0.0883	-0.0405	0.98

Tableau 3: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode ID, pour différentes valeurs du terme d'imbalance, dépendant de z/L. Campagne STRASSE.

STRASSE : Variation de $\Phi_{imb}=cte$ pour IDM.									
Φ_{imb}	Var.	Min	Max	Écart-type	Moyenne	Comparaison avec le flux de référence			
						Corrélation	Écart-type	Biais	Pente
-0.9	u_*	0.05045	0.22011	0.03897	0.12220	1.0000	0.0083	-0.0310	0.83
	Hs_v	5.59974	15.98253	2.29745	10.06641	0.9896	0.3924	-0.2303	0.92
-0.75	u_*	0.05229	0.22626	0.03995	0.12578	1.0000	0.0073	-0.0274	0.85
	Hs_v	5.60337	16.08390	2.31335	10.08153	0.9922	0.3453	-0.2152	0.92
-0.5	u_*	0.05595	0.23825	0.04186	0.13280	1.0000	0.0054	-0.0204	0.89
	Hs_v	5.61792	16.29340	2.34877	10.12244	0.9959	0.2565	-0.1743	0.94
-0.25	u_*	0.06066	0.25327	0.04421	0.14161	1.0000	0.0030	-0.0116	0.94
	Hs_v	5.64826	16.57185	2.39955	10.19239	0.9987	0.1507	-0.1044	0.96
Flux de références 0	u_*	0.06747	0.27294	0.04721	0.15322				
	Hs_v	5.70480	16.95618	2.47332	10.31005				
0.25	u_*	0.07630	0.30056	0.05148	0.16951	1.0000	0.0043	0.0163	1.09
	Hs_v	5.80897	17.52118	2.58438	10.51408	0.9991	0.1487	0.2173	1.04
0.5	u_*	0.09142	0.34432	0.05808	0.19547	0.9999	0.0109	0.0423	1.23
	Hs_v	5.95663	18.44216	2.76368	10.89975	0.9952	0.3788	0.6030	1.11
0.75	u_*	0.12310	0.43439	0.07156	0.24914	0.9998	0.0244	0.0959	1.52
	Hs_v	6.18278	20.33541	3.11193	11.81114	0.9877	0.7642	1.5144	1.24
0.9	u_*	0.00000	0.59068	0.17932	0.27640	0.9993	0.0474	0.2026	2.00
	Hs_v	0.00000	23.42531	6.91024	10.52337	0.9828	1.3040	3.4593	1.42

Tableau 4: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode ID, pour différentes valeurs du terme d'imbalance constant, indépendant de z/L. Campagne STRASSE.

AMOP : Variation de la sélection de fréquence dans Su(f) pour IDM. Fréquence St(f) constante.									
Bande spectrale (Hz)	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
[1-2]	u_*	0.08042	0.31802	0.04925	0.17072	0.9962	0.0116	0.0091	0.82
	Hs_v	-21.04718	19.35551	7.78664	0.77576	0.9996	0.2146	-0.0730	1.00
[2-3]	u_*	0.05588	0.32251	0.05804	0.16109	0.9977	0.0044	-0.0006	0.97
	Hs_v	-21.69511	19.42928	7.73908	0.84668	0.9999	0.1100	-0.0021	0.99
[3-4]	u_*	0.05184	0.32115	0.05966	0.16035	0.9981	0.0037	-0.0013	0.99
	Hs_v	-21.12094	19.70837	7.75300	0.85576	0.9999	0.0965	0.0070	1.00
Flux de référence [4-6]	u_*	0.05657	0.33291	0.05984	0.16164				
	Hs_v	-21.97139	19.75294	7.78614	0.84877				
[6-7]	u_*	0.06097	0.32822	0.05915	0.16459	0.9979	0.0039	0.0030	0.99
	Hs_v	-22.23367	19.92643	7.82972	0.83261	0.9999	0.0995	-0.0162	1.01
[7-8]	u_*	0.06875	0.33695	0.05799	0.17174	0.9968	0.0051	0.0101	0.97
	Hs_v	-22.26227	19.86341	7.93816	0.79907	0.9999	0.1878	-0.0497	1.02
[8-9]	u_*	0.12540	0.37452	0.04605	0.24173	0.9010	0.0271	0.0801	0.69
	Hs_v	-24.65507	20.75815	8.97785	0.50847	0.9976	1.3246	-0.3403	1.15
[9-10]	u_*	0.10039	0.35135	0.04992	0.20026	0.9629	0.0179	0.0386	0.80
	Hs_v	-23.69544	20.38062	8.41392	0.56871	0.9989	0.7367	-0.2801	1.08

Tableau 5: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode ID, pour différentes bandes spectrales du sous-domaine inertiel du spectre de la composante longitudinale du vent. La bande spectrale dans le spectre de la température sonique est constante, comprise entre 3 et 4 Hz. Campagne AMOP.

AMOP : Variation de la sélection de fréquence dans St(f) pour IDM. Fréquence Su(f) constante.									
Bande spectrale (Hz)	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
[1-2]	u_*	0.05347	0.33195	0.05990	0.16169	0.9999	0.0008	0.0000	1.00
	Hs_v	-18.29863	12.04470	6.22606	0.37366	0.9900	1.8441	-0.4751	0.79
[2-3]	u_*	0.05585	0.33248	0.05980	0.16171	1.0000	0.0004	0.0001	1.00
	Hs_v	-20.90897	16.20091	7.03883	0.61990	0.9978	0.8930	-0.2289	0.90
Flux de référence [3-4]	u_*	0.05657	0.33291	0.05984	0.16164				
	Hs_v	-21.97139	19.75294	7.78614	0.84877				
[4-5]	u_*	0.05684	0.33334	0.05994	0.16153	1.0000	0.0004	-0.0001	1.00
	Hs_v	-23.81495	23.60650	8.53469	1.09371	0.9984	0.8780	0.2449	1.09
[5-6]	u_*	0.05652	0.33377	0.06007	0.16141	0.9999	0.0008	-0.0002	1.00
	Hs_v	-25.21445	27.07505	9.32619	1.36031	0.9950	1.7588	0.5115	1.19
[6-7]	u_*	0.05643	0.33414	0.06021	0.16127	0.9998	0.0012	-0.0004	1.01
	Hs_v	-27.09613	30.78422	10.11636	1.63187	0.9912	2.6103	0.7831	1.29
[7-8]	u_*	0.05603	0.33469	0.06038	0.16107	0.9997	0.0016	-0.0006	1.01
	Hs_v	-27.64267	35.78507	11.06092	1.94495	0.9871	3.5970	1.0962	1.40
[8-9]	u_*	0.05277	0.33512	0.06115	0.16021	0.9990	0.0030	-0.0014	1.02
	Hs_v	-32.33618	40.23971	13.05682	2.57000	0.9861	5.5315	1.7212	1.65
[9-10]	u_*	0.05368	0.33541	0.06109	0.16026	0.9990	0.0030	-0.0014	1.02
	Hs_v	-32.54599	43.21518	13.30711	2.60206	0.9807	5.8718	1.7533	1.68

Tableau 6: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode ID, pour différentes bandes spectrales du sous-domaine inertiel du spectre de la température sonique. La bande spectrale dans le spectre de la composante longitudinale du vent est constante , comprise entre 4 et 6 Hz. Campagne AMOP.

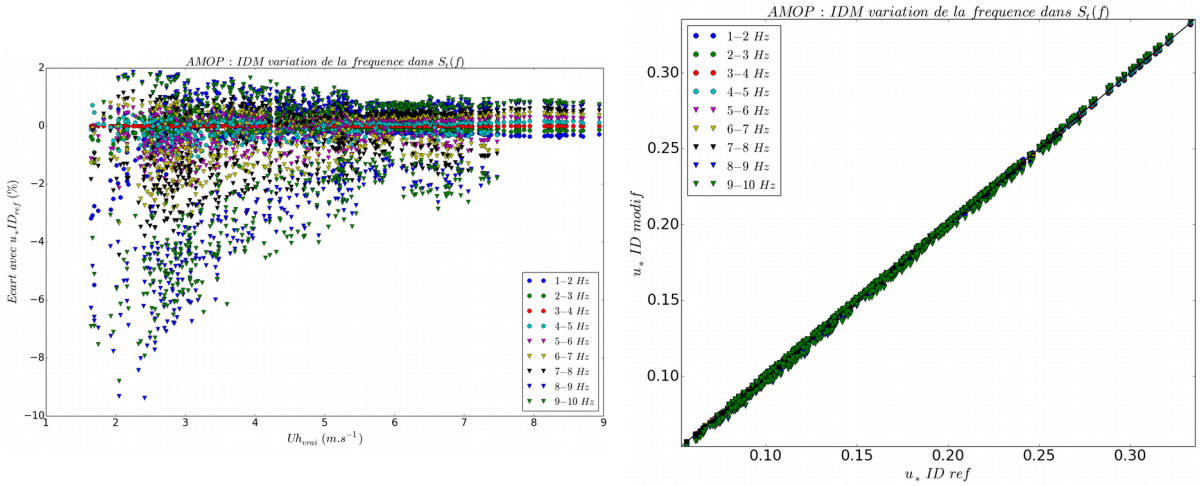

Figure 3: Comparaison entre u_* ID en modifiant la bande spectrale dans St(f) et u_* ID référence. A gauche, différence en pourcentage entre u_* ID modifié et u_* ID réf en fonction du vent moyen. Campagne AMOP

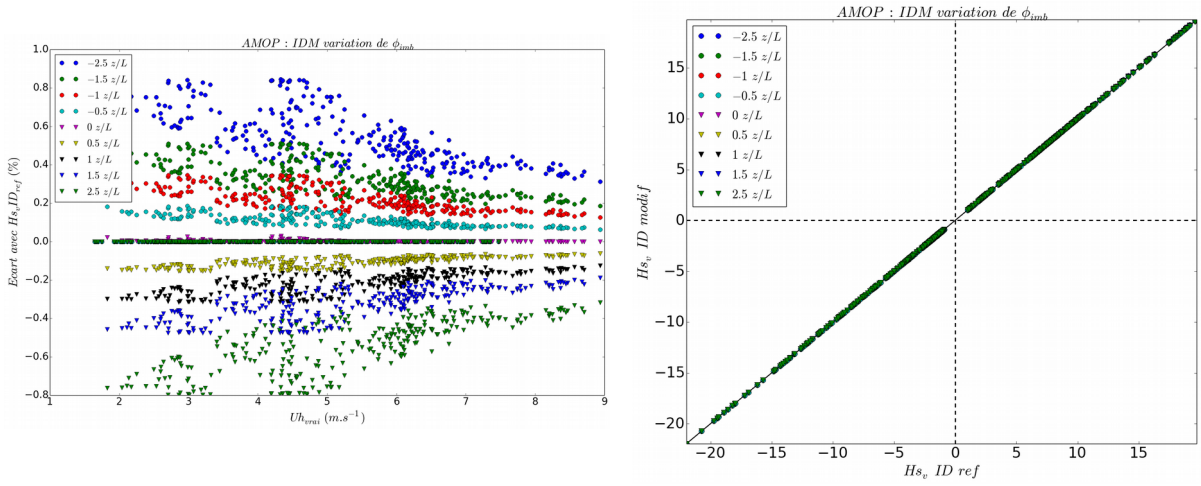

Figure 4: Comparaison entre Hs_v ID en modifiant le terme d'imbalance dépendant de z/L et Hs_v ID référence. A gauche, différence en pourcentage entre Hs_v ID modifié et Hs_v ID réf en fonction du vent moyen. Campagne AMOP

AMOP : Variation de α dans $\Phi_{imb}=\alpha z/L$ pour IDM.									
α	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
-2.5	u_*	0.05657	0.33539	0.06030	0.16302	0.9997	0.0016	0.0014	1.01
	Hs_v	-21.97139	19.82097	7.80532	0.86653	1.0000	0.0223	0.0178	1.00
-1.5	u_*	0.05657	0.33440	0.06011	0.16247	0.9999	0.0010	0.0008	1.00
	Hs_v	-21.97139	19.79318	7.79763	0.85944	1.0000	0.0134	0.0107	1.00
-1	u_*	0.05657	0.33391	0.06002	0.16220	0.9999	0.0006	0.0006	1.00
	Hs_v	-21.97139	19.78030	7.79388	0.85595	1.0000	0.0090	0.0072	1.00
-0.5	u_*	0.05657	0.33341	0.16220	0.16192	1.0000	0.0003	0.0003	1.00
	Hs_v	-21.97139	19.76665	7.79004	0.85240	1.0000	0.0046	0.0036	1.00
Flux de référence 0	u_*	0.05657	0.33291	0.05984	0.16164				
	Hs_v	-21.97139	19.75294	7.78614	0.84877				
0.5	u_*	0.05657	0.33241	0.05975	0.16136	1.0000	0.0003	-0.0003	1.00
	Hs_v	-21.97139	19.73922	7.78233	0.84526	1.0000	0.0044	-0.0035	1.00
1	u_*	0.05657	0.33191	0.05967	0.16107	0.9999	0.0006	-0.0006	1.00
	Hs_v	-21.97139	19.72544	7.77846	0.84168	1.0000	0.0089	-0.0071	1.00
1.5	u_*	0.05657	0.33141	0.05959	0.16079	0.9999	0.0010	-0.0009	1.00
	Hs_v	-21.97139	19.71161	7.77459	0.83810	1.0000	0.0134	-0.0107	1.00
2.5	u_*	0.05657	0.33041	0.05943	0.16021	0.9996	0.0016	-0.0014	0.99
	Hs_v	-21.97139	19.68383	7.76687	0.83095	1.0000	0.0224	-0.0178	1.00

Tableau 7: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode ID, pour différentes valeurs du terme d'imbalance, dépendant de z/L. Campagne AMOP.

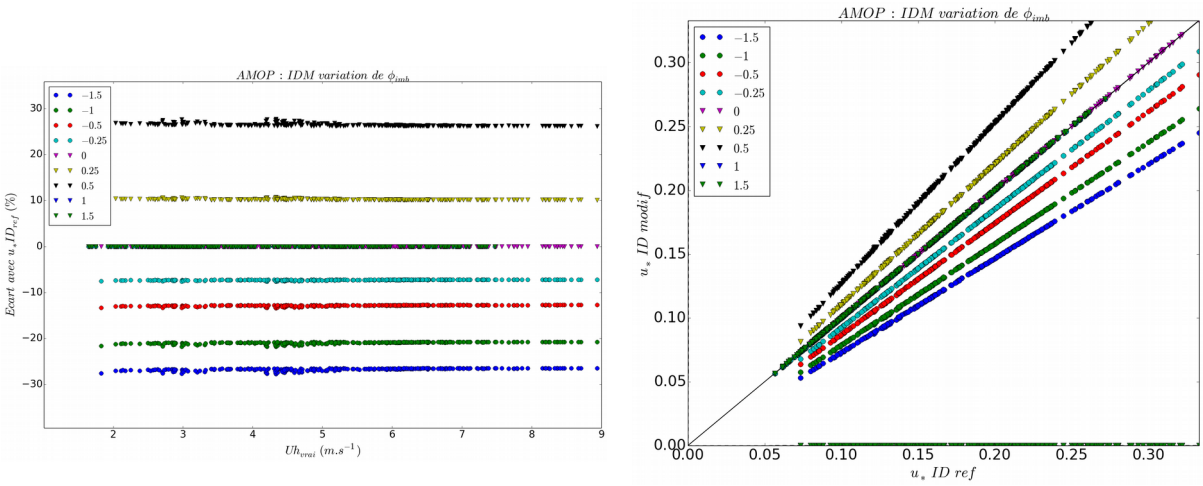

Figure 5: Comparaison entre u_* ID en modifiant le terme d'imbalance indépendant de z/L et u_* ID référence. A gauche, différence en pourcentage entre u_* ID modifié et u_* ID réf en fonction du vent moyen. Campagne AMOP

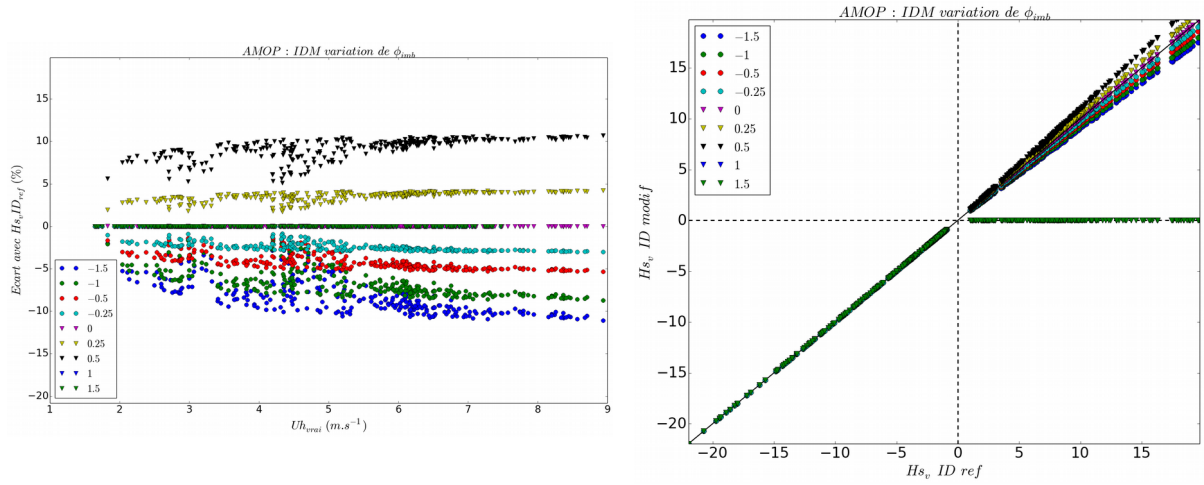

Figure 6: Comparaison entre Hs_v ID en modifiant le terme d'imbalance indépendant de z/L et Hs_v ID référence. A gauche, différence en pourcentage entre Hs_v ID modifié et Hs_v ID réf en fonction du vent moyen. Campagne AMOP

AMOP : Variation de $\Phi_{imb}=cte$ pour IDM.									
Φ_{imb}	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
-1.5	u_*	0.05319	0.27172	0.04888	0.13797	0.8990	0.0267	-0.0237	0.73
	Hs_v	-21.97139	17.62511	7.39872	0.53569	0.9994	0.4726	-0.3131	0.95
-1	u_*	0.05657	0.27172	0.05026	0.14308	0.9426	0.0209	-0.0186	0.79
	Hs_v	-21.97139	18.07422	7.47573	0.59718	0.9996	0.3751	-0.2516	0.96
-0.5	u_*	0.05657	0.29060	0.05321	0.15026	0.9811	0.0128	-0.0114	0.87
	Hs_v	-21.97139	18.71956	7.59169	0.69074	0.9999	0.2325	-0.1580	0.97
-0.25	u_*	0.05657	0.30892	0.05582	0.15518	0.9945	0.0073	-0.0065	0.93
	Hs_v	-21.97139	19.16694	7.67469	0.75809	1.0000	0.1325	-0.0907	0.99
Flux de référence 0	u_*	0.05657	0.33291	0.05984	0.16164				
	Hs_v	-21.97139	19.75294	7.78614	0.84877				
0.25	u_*	0.05657	0.36662	0.06643	0.17071	0.9924	0.0102	0.0091	1.10
	Hs_v	-21.97139	20.56954	7.94557	0.97879	0.9999	0.1865	0.1300	1.02
0.5	u_*	0.05657	0.41999	0.07848	0.18508	0.9628	0.0264	0.0234	1.26
	Hs_v	-21.97139	21.83521	8.19951	1.18582	0.9995	0.4789	0.3370	1.05
1	u_*	0.00000	0.27172	0.08031	0.07282	1.0000	0.0000	0.0000	1.00
	Hs_v	-21.97139	0.00000	4.29318	-2.70528	1.0000	0.0000	0.0000	1.00
1.5	u_*	0.00000	0.27172	0.08031	0.07282	1.0000	0.0000	0.0000	1.00
	Hs_v	-21.97139	0.00000	4.29318	-2.70528	1.0000	0.0000	0.0000	1.00

Tableau 8: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode ID, pour différentes valeurs du terme d'imbalance constant, indépendant de z/L. Campagne STRASSE.

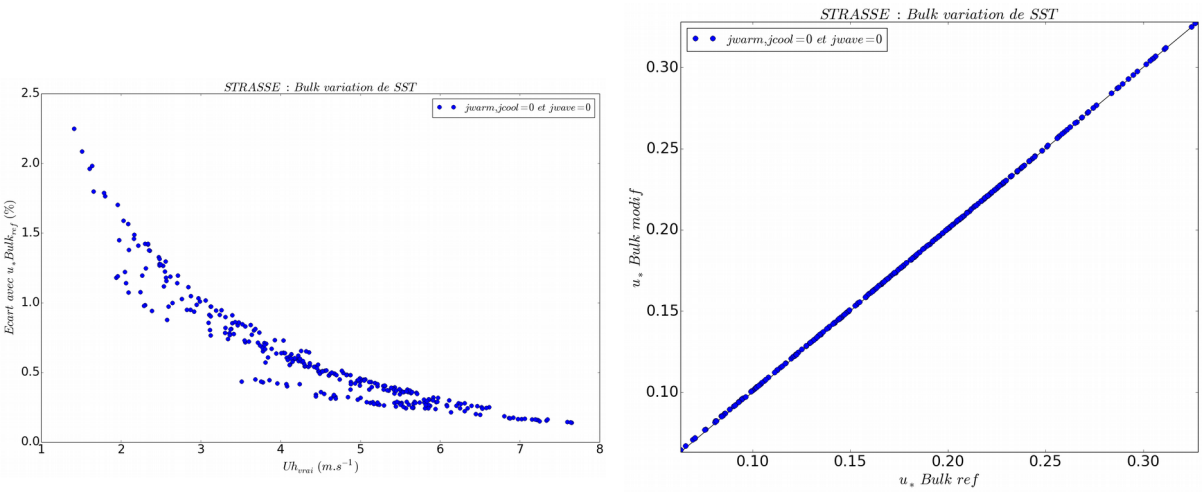

Figure 7: Comparaison entre u_* bulk estimé en utilisant la SST mesuré à 15 cm sous la surface et u_* bulk référence (SST skin). A gauche, différence en pourcentage entre u_* bulk modifié et u_* bulk réf en fonction du vent moyen. Campagne STRASSE.

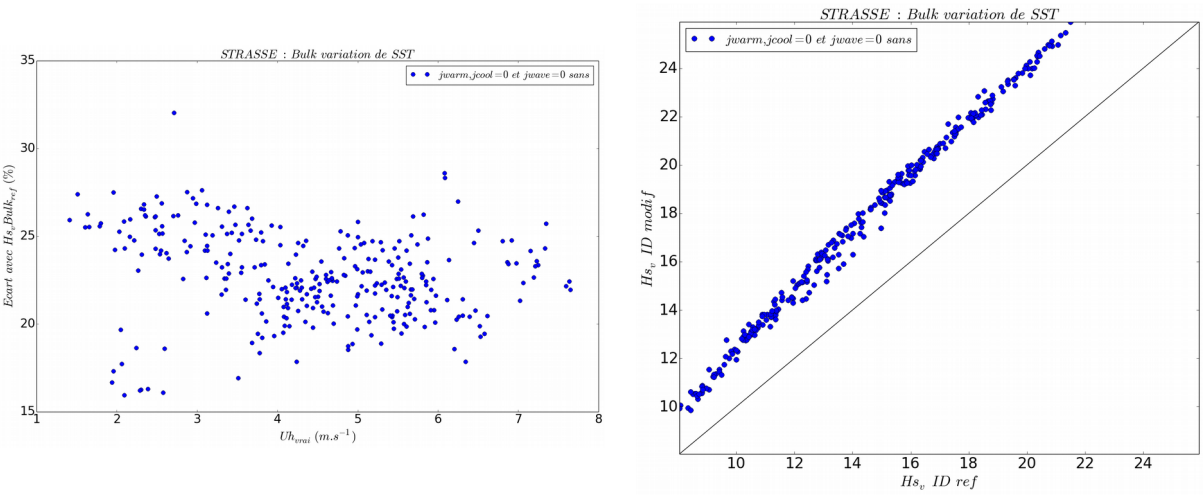

Figure 8: Comparaison entre Hs_v bulk estimé en utilisant la SST mesuré à 15 cm sous la surface et Hs_v bulk référence (SST skin). A gauche, différence en pourcentage entre Hs_v bulk modifié et Hs_v bulk réf en fonction du vent moyen. Campagne STRASSE.

STRASSE : Variation de la paramétrisation de z_0 pour bulk.									
z_0	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
jwave=1 sans	u_*	0.06360	0.34039	0.06139	0.18015	0.9997	0.0025	0.0015	1.03
	Hs_v	8.00679	21.60965	3.45689	14.40899	0.9996	0.0954	0.0018	1.00
jwave=1 avec	u_*	0.06233	0.26567	0.04523	0.15693	0.9983	0.0145	-0.0217	0.76
	Hs_v	7.32357	19.64792	3.11047	13.30038	0.9964	0.4367	-1.1068	0.90
jwave=2 sans	u_*	0.06264	0.31308	0.05610	0.17228	1.0000	0.0033	-0.0063	0.94
	Hs_v	7.89747	21.16411	3.40263	14.13390	0.9997	0.0940	-0.2733	0.99
jwave=2 avec	u_*	0.06235	0.26193	0.04322	0.15551	0.9942	0.0171	-0.0231	0.72
	Hs_v	7.27034	19.27788	3.08223	13.21484	0.9920	0.5525	-1.1923	0.89
Flux de référence jwave=0	u_*	0.06321	0.32754	0.05938	0.17862				
	Hs_v	8.04489	21.50256	3.44858	14.40716				

Tableau 9: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode Bulk, pour différentes paramétrisations de z_0. Campagne STRASSE.

STRASSE : Variation de la paramétrisation de SST pour bulk.									
SST	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
jwarm=0 jcool=0 jwave=0	u_*	0.06463	0.32800	0.05918	0.17951	1.0000	0.0002	0.0009	1.00
	Hs_v	9.85793	25.91725	4.08812	17.65266	0.9970	0.7023	3.2455	1.18
Flux de référence jwarm=1 jcool=1 jwave=0	u_*	0.06321	0.32754	0.05938	0.17862				
	Hs_v	8.04489	21.50256	3.44858	14.40716				

Tableau 10: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode Bulk, pour différentes SST. Campagne STRASSE.

Campagne STRASSE					
Variable	**Unité**	**Minimum**	**Maximum**	**Moyenne**	**Écart-type**
Hauteur significative des vagues OCARINA	m	1.06874	1.81570	1.38665	0.13801
Hauteur significative des vagues Modèle	m	0.03673	1.17427	0.42213	0.25265
Fréquence pic des vagues OCARINA	Hz	0.06273	0.15818	0.08700	0.01446
Fréquence pic des vagues Modèle	Hz	0.17931	0.97041	0.35037	0.14367
Température de surface de la mer bulk	° C	26.85802	27.64400	27.22356	0.17780
Température de surface de la mer skin (modèle)	° C	26.70404	27.41503	26.93735	0.14910
z_0 Smith (x1000) Hs_{vague} et f_p : modèle	m	0.02813	0.12580	0.05076	0.02152
z_0 Oost (x1000) Hs_{vague} et f_p : modèle	m	0.02880	0.15639	0.05419	0.02670
z_0 Taylor (x1000) Hs_{vague} et f_p : modèle	m	0.02238	0.08088	0.03448	0.01256
z_0 Smith (x1000) Hs_{vague} et f_p : OCARINA	m	0.02813	0.12580	0.05076	0.02152
z_0 Oost (x1000) Hs_{vague} et f_p : OCARINA	m	0.00993	0.05396	0.01427	0.00427
z_0 Taylor (x1000) Hs_{vague} et f_p : OCARINA	m	0.00533	0.06851	0.01206	0.00631

Tableau 11: Paramètres de prise en compte de l'état de mer dans l'algorithme bulk. Campagne STRASSE.

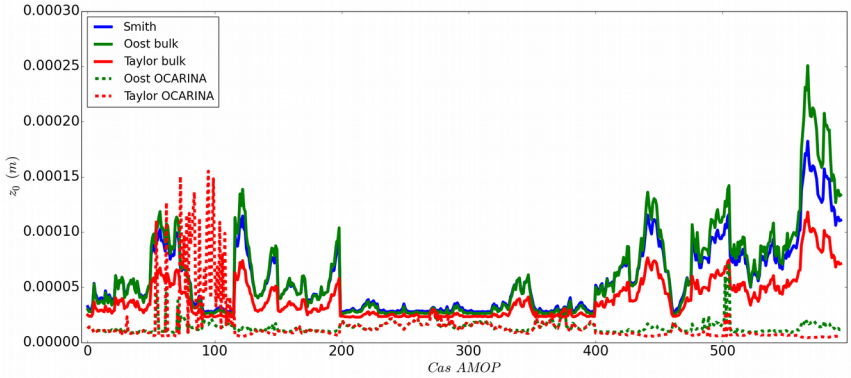

Figure 9: Longueur de rugosité de surface de la mer pour les trois paramétrisations utilisées dans l'algorithme bulk. En trait plein, z_0 est calculé avec Hs_{vague} et f_p calculés par un modèle et en pointillés mesurés par OCARINA. Campagne AMOP.

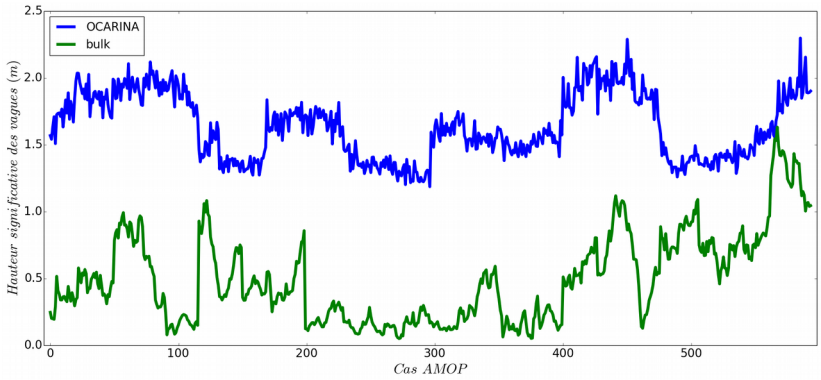

Figure 10: Hauteur significative des vagues mesuré par OCARINA en bleu, calculé à partir d'un modèle, en vert. Campagne AMOP.

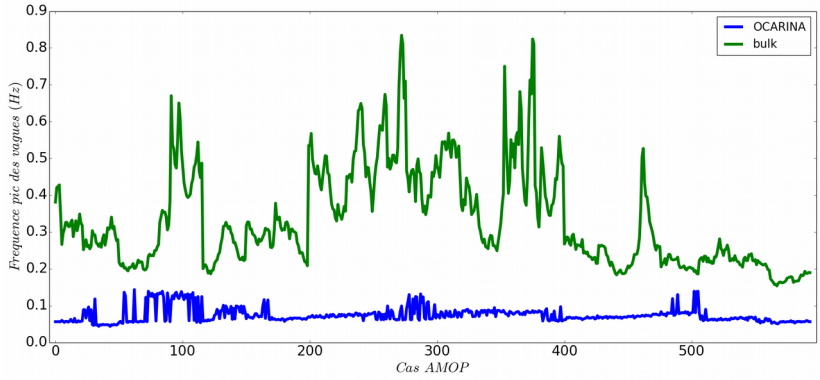

Figure 11: Fréquence pic des vagues mesuré par OCARINA en bleu, calculé à partir d'un modèle, en vert. Campagne AMOP.

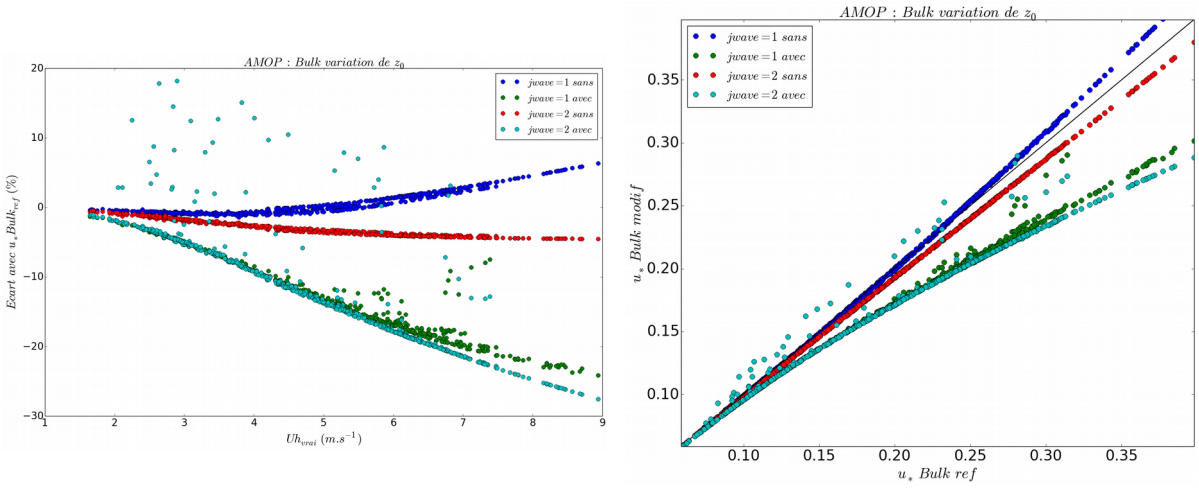

Figure 12: Comparaison entre u_* bulk en modifiant la terme paramétrisation de la longueur de rugosité et u_* bulk référence. A gauche, différence en pourcentage entre u_* bulk modifié et u_* bulk réf en fonction du vent moyen. Campagne AMOP.

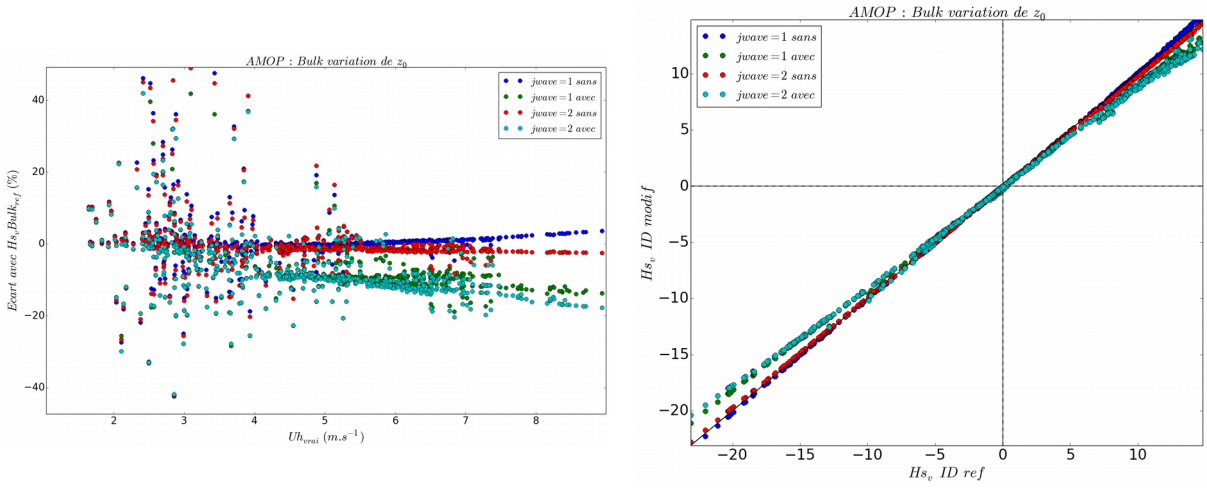

Figure 13: Comparaison entre Hs_v bulk en modifiant la terme paramétrisation de la longueur de rugosité et Hs_v bulk référence. A gauche, différence en pourcentage entre Hs_v bulk modifié et Hs_v bulk réf en fonction du vent moyen. Campagne AMOP.

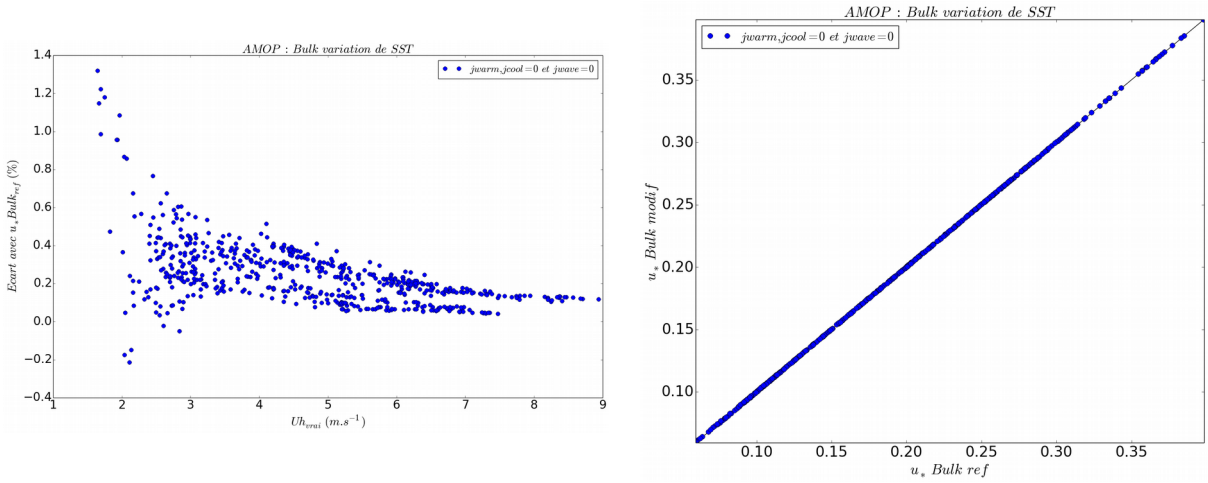

Figure 14: Comparaison entre u_* bulk estimé en utilisant la SST mesuré à 15 cm sous la surface et u_* bulk référence (SST skin). A gauche, différence en pourcentage entre u_* bulk modifié et u_* bulk réf en fonction du vent moyen. Campagne AMOP.

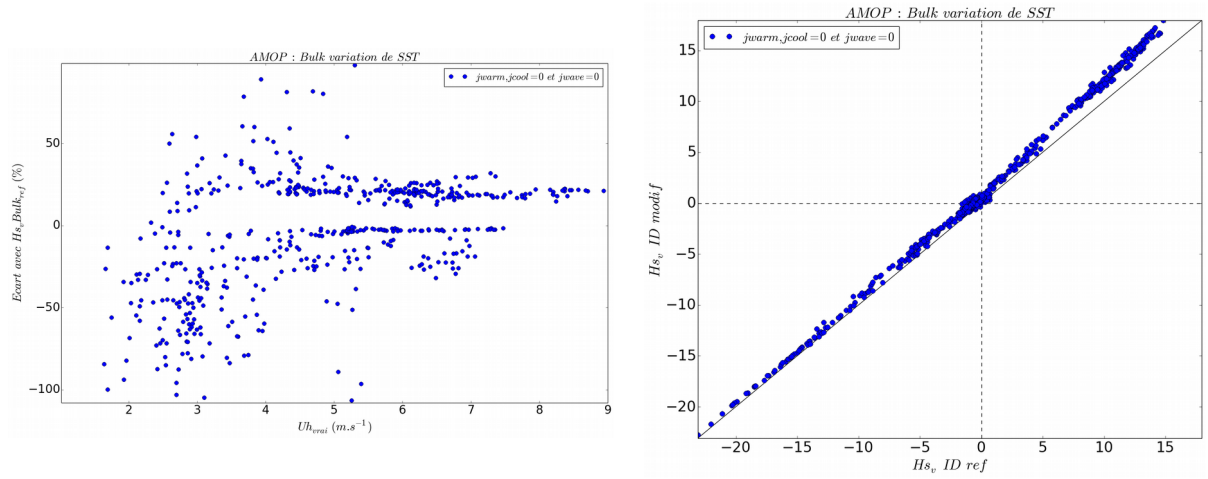

Figure 15: Comparaison entre Hs_v bulk estimé en utilisant la SST mesuré à 15 cm sous la surface et Hs_v bulk référence (SST skin). A gauche, différence en pourcentage entre Hs_v bulk modifié et Hs_v bulk réf en fonction du vent moyen. Campagne AMOP.

AMOP : Variation de la paramétrisation de z_0 pour bulk.									
z_0	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
jwave=1 sans	u_*	0.07857	0.05909	0.42312	0.18925	0.9995	0.0045	0.0017	1.05
	Hs_v	-23.39499	15.33602	8.38797	1.02215	0.9999	0.1221	-0.0186	1.01
jwave=1 avec	u_*	0.05861	0.30172	0.05461	0.16161	0.9968	0.0208	-0.0259	0.73
	Hs_v	-21.10423	13.42509	7.54275	0.83276	0.9998	0.8075	-0.2080	0.90
jwave=2 sans	u_*	0.05902	0.37987	0.07057	0.18117	1.0000	0.0042	-0.0064	0.94
	Hs_v	-22.76883	14.43580	8.20773	0.95642	1.0000	0.1457	-0.0843	0.98
jwave=2 avec	u_*	0.05865	0.28977	0.05268	0.16131	0.9856	0.0245	-0.0262	0.69
	Hs_v	-20.39699	13.12529	7.43881	0.78481	0.9995	0.9284	-0.2559	0.89
Flux de référence jwave=0	u_*	0.05929	0.39791	0.07475	0.18752				
	Hs_v	-23.10038	14.80764	8.33398	1.04076				

Tableau 12: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode Bulk, pour différentes paramétrisations de z_0. Campagne AMOP.

AMOP : Variation de la paramétrisation de SST pour bulk.									
SST	**Var.**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
jwarm=0 jcool=0 jwave=0	u_*	0.06002	0.39837	0.07476	0.18791	1.0000	0.0002	0.0004	1.00
	Hs_v	-22.75051	17.96255	8.97198	2.17281	0.9984	0.8052	1.1321	1.07
Flux de référence jwarm=1 jcool=1 jwave=0	u_*	0.05929	0.39791	0.07475	0.18752				
	Hs_v	-23.10038	14.80764	8.33398	1.04076				

Tableau 13: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode Bulk, pour différentes SST. Campagne AMOP.

Campagne AMOP					
Variable	**Unité**	**Minimum**	**Maximum**	**Moyenne**	**Écart-type**
Hauteur significative des vagues OCARINA	m	1.18556	2.29692	1.63597	0.24429
Hauteur significative des vagues Modèle	m	0.04986	1.63092	0.49302	0.33264
Fréquence pic des vagues OCARINA	Hz	0.04364	0.14364	0.07455	0.02016
Fréquence pic des vagues Modèle	Hz	0.15347	0.83431	0.33230	0.13272
Température de surface de la mer bulk	° C	16.45735	25.30296	21.83351	2.21438
Température de surface de la mer skin (modèle)	° C	16.42465	25.11563	21.74045	2.17809
z_0 Smith (x1000) Hs_{vague} et f_p : modèle	m	0.02724	0.18224	0.05647	0.03097
z_0 Oost (x1000) Hs_{vague} et f_p : modèle	m	0.02490	0.25068	0.06055	0.04127
z_0 Taylor (x1000) Hs_{vague} et f_p : modèle	m	0.02282	0.11805	0.03924	0.01843
z_0 Smith (x1000) Hs_{vague} et f_p : OCARINA	m	0.02724	0.18224	0.05647	0.03097
z_0 Oost (x1000) Hs_{vague} et f_p : OCARINA	m	0.00862	0.07165	0.01380	0.00574
z_0 Taylor (x1000) Hs_{vague} et f_p : OCARINA	m	0.00423	0.15512	0.01533	0.02001

Tableau 14: Paramètres de prise en compte de l'état de mer dans l'algorithme bulk. Campagne AMOP.

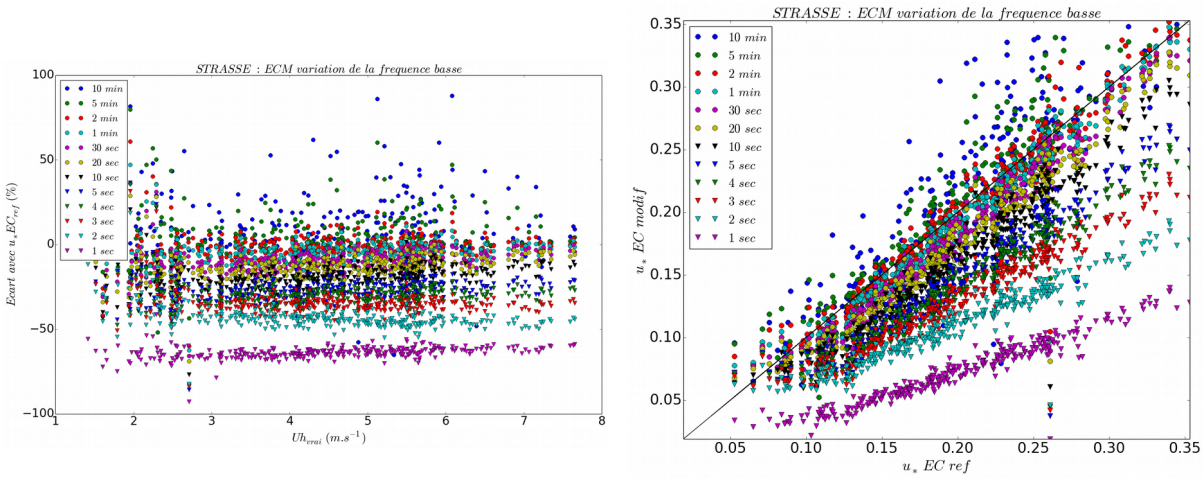

Figure 16: Comparaison entre u∗ EC estimé en faisant varier la fréquence de coupure basse et u∗ EC référence. A gauche, différence en pourcentage entre u∗ EC modifié et u∗ EC réf en fonction du vent moyen. Campagne STRASSE.

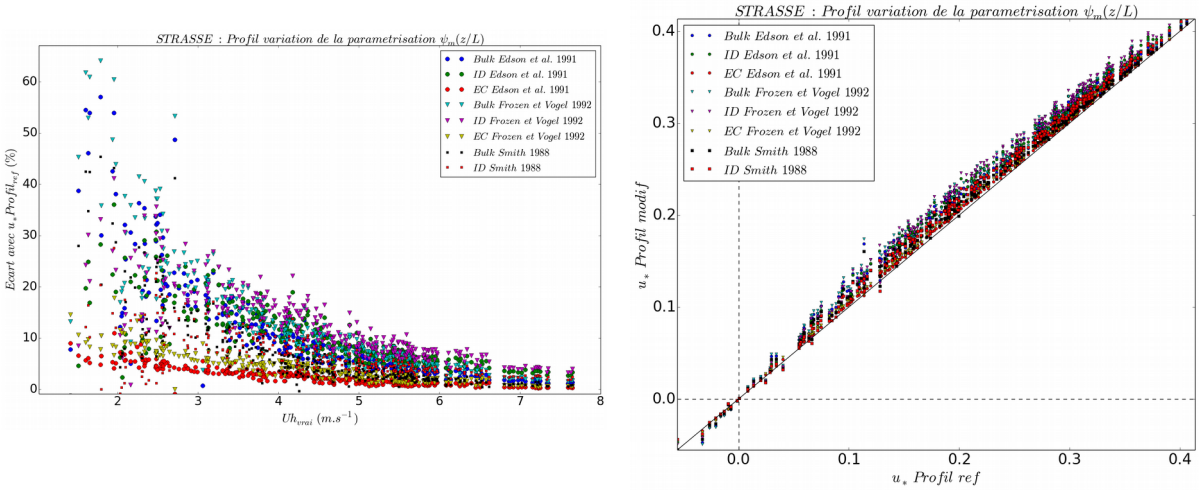

Figure 17: Comparaison entre u∗ profil estimé suivant différentes paramétrisations de ψm(z/L) et u∗ profil référence. A gauche, différence en pourcentage entre u∗ profil modifié et u∗ profil réf en fonction du vent moyen. Campagne STRASSE.

STRASSE : Variation de la fréquence de f_b pour ECM.									
f_b	Var.	Min	Max	Écart-type	Moyenne	Comparaison avec le flux de référence			
						Corrélation	Écart-type	Biais	Pente
Flux de référence 1100 sec	u_*	0.05282	0.35300	0.06142	0.20031				
	Hs_v	-3.29314	22.59325	3.71780	12.99947				
10 min	u_*	0.06155	0.49840	0.08162	0.21265	0.8530	0.0434	0.0123	1.13
	Hs_v	-5.11472	60.95987	6.38159	14.05933	0.4575	5.7306	1.0599	0.79
5 min	u_*	0.05225	0.42929	0.07013	0.20627	0.9292	0.0262	0.0060	1.06
	Hs_v	3.54535	36.23380	4.17891	13.26006	0.7022	3.0768	0.2606	0.79
2 min	u_*	0.07629	0.35196	0.06364	0.19816	0.9719	0.0150	-0.0022	1.01
	Hs_v	5.45685	20.98675	3.22076	12.00902	0.9056	1.5840	-0.9905	0.78
1 min	u_*	0.07465	0.34773	0.06206	0.19114	0.9769	0.0133	-0.0092	0.99
	Hs_v	5.10667	19.16881	2.98343	10.94130	0.9097	1.5948	-2.0582	0.73
30 sec	u_*	0.07191	0.33903	0.06072	0.18188	0.9752	0.0136	-0.0184	0.96
	Hs_v	4.32040	17.30122	2.73692	9.58999	0.8640	1.9313	-3.4095	0.64
20 sec	u_*	0.06805	0.32756	0.05918	0.17537	0.9730	0.0142	-0.0249	0.94
	Hs_v	4.04945	16.46632	2.57417	8.74602	0.8395	2.0927	-4.2535	0.58
10 sec	u_*	0.05984	0.30497	0.05528	0.16311	0.9690	0.0158	-0.0372	0.87
	Hs_v	2.85267	14.50975	2.30512	7.36742	0.7967	2.3409	-5.6321	0.49
5 sec	u_*	0.03765	0.26903	0.04838	0.14720	0.9628	0.0198	-0.0531	0.76
	Hs_v	1.80855	11.55230	1.99438	5.97094	0.7561	2.5666	-7.0285	0.41
4 sec	u_*	0.04465	0.25308	0.04464	0.14042	0.9634	0.0220	-0.0599	0.70
	Hs_v	1.52993	10.95106	1.87756	5.50915	0.7364	2.6582	-7.4903	0.37
3 sec	u_*	0.04206	0.23007	0.03870	0.12972	0.9614	0.0264	-0.0706	0.61
	Hs_v	1.21657	10.12635	1.76364	4.93043	0.6988	2.7871	-8.0690	0.33
2 sec	u_*	0.04618	0.19285	0.03037	0.11129	0.9583	0.0335	-0.0890	0.47
	Hs_v	0.81157	8.15462	1.51922	3.97834	0.6698	2.9263	-9.0211	0.27
1 sec	u_*	0.01910	0.13995	0.02486	0.07290	0.9583	0.0383	-0.1274	0.39
	Hs_v	0.41439	5.20199	1.02531	2.39166	0.6199	3.1855	-10.6078	0.17

Tableau 15: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode EC, pour différentes fréquences de coupures du filtre passe-haut appliqué aux perturbations de vent et de température. Campagne STRASSE.

AMOP : Variation de la fréquence de f_b pour ECM.									
f_b	Var.	Min	Max	Écart-type	Moyenne	Comparaison avec le flux de référence			
						Corrélation	Écart-type	Biais	Pente
Flux de référence 1100 sec	u_*	0.02960	0.39020	0.07158	0.20061				
	Hs_v	-23.69807	13.80070	7.45914	0.42392				
10 min	u_*	0.04800	0.08171	0.56133	0.21428	0.8789	0.0390	0.0137	1.00
	Hs_v	-47.55130	31.62255	9.36938	0.22814	0.8943	4.2923	-0.1958	1.12
5 min	u_*	0.03349	0.46042	0.07445	0.20587	0.9559	0.0219	0.0053	0.99
	Hs_v	-34.17560	20.68751	8.17973	0.28386	0.9628	2.2487	-0.1401	1.06
2 min	u_*	0.04992	0.41313	0.07085	0.19953	0.9906	0.0098	-0.0011	0.98
	Hs_v	-25.67190	15.79032	7.46972	0.26359	0.9910	1.0015	-0.1603	0.99
1 min	u_*	0.05246	0.40164	0.06944	0.19374	0.9950	0.0073	-0.0069	0.97
	Hs_v	-23.70270	12.83821	7.01298	0.22388	0.9957	0.8065	-0.2000	0.94
30 sec	u_*	0.05357	0.37045	0.06709	0.18588	0.9951	0.0082	-0.0147	0.93
	Hs_v	-21.64524	11.16100	6.48062	0.17539	0.9963	1.1485	-0.2485	0.87
20 sec	u_*	0.05371	0.35503	0.06521	0.18007	0.9944	0.0096	-0.0205	0.91
	Hs_v	-20.57658	10.71648	6.10697	0.16280	0.9960	1.4811	-0.2611	0.82
10 sec	u_*	0.05390	0.32761	0.06070	0.16915	0.9905	0.0142	-0.0315	0.84
	Hs_v	-17.33326	9.51378	5.35072	0.16012	0.9951	2.1994	-0.2638	0.71
5 sec	u_*	0.05387	0.30827	0.05430	0.15558	0.9660	0.0237	-0.0450	0.73
	Hs_v	-14.88708	8.43277	4.47136	0.16248	0.9932	3.0625	-0.2614	0.60
4 sec	u_*	0.02810	0.29666	0.05222	0.14931	0.9481	0.0276	-0.0513	0.69
	Hs_v	-14.49363	8.07104	4.27287	0.16393	0.9910	3.2750	-0.2600	0.57
3 sec	u_*	0.01547	0.27589	0.04703	0.13913	0.9342	0.0323	-0.0615	0.61
	Hs_v	-14.07951	8.10391	4.03556	0.15178	0.9869	3.5373	-0.2721	0.53
2 sec	u_*	0.02605	0.23824	0.03883	0.12098	0.9336	0.0380	-0.0796	0.51
	Hs_v	-12.26212	7.70384	3.45960	0.12189	0.9805	4.1236	-0.3020	0.45
1 sec	u_*	0.01306	0.17574	0.03141	0.08033	0.9760	0.0415	-0.1203	0.43
	Hs_v	-8.06793	6.38508	2.36660	0.06794	0.9613	5.2251	-0.3560	0.30

Tableau 16: Flux de flottabilité et vitesse de frottement calculés par la méthode EC, pour différentes fréquences de coupures du filtre passe-haut appliqué aux perturbations de vent et de température. Campagne AMOP.

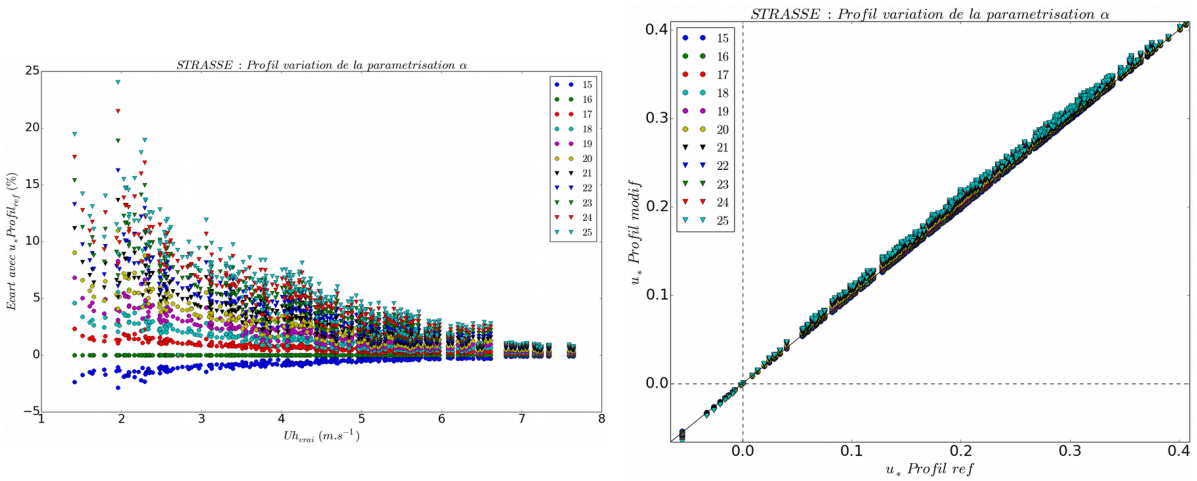

Figure 18: Comparaison entre u_* profil estimé suivant différentes paramétrisations de $\psi_m(z/L)$ en faisant varier α et u_* profil référence. A gauche, différence en pourcentage entre u_* profil modifié et u_* profil réf en fonction du vent moyen. Campagne STRASSE.

STRASSE : Variation de Ψ_m à partir de la littérature et de z/L, pour la méthode des profils. Calcul de u_*									
Ψ_m	**z/L**	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
						Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
Edson et al., 1991 α=20 β=0.25	**Bulk**	-0.05975	0.41067	0.10088	0.23926	0.9967	0.0082	0.0157	1.00
	IDM	-0.04691	0.41691	0.10371	0.24258	0.9975	0.0077	0.0190	1.02
	ECM	-0.06041	0.40756	0.10135	0.22777	0.9998	0.0020	0.0042	1.00
Frenzen et Vogel, 1992a α=22.6 β=0.25	**Bulk**	-0.06276	0.41213	0.10122	0.24300	0.9956	0.0095	0.0194	1.00
	IDM	-0.04887	0.41912	0.10433	0.24668	0.9966	0.0091	0.0231	1.03
	ECM	-0.06348	0.40864	0.10157	0.23040	0.9995	0.0032	0.0068	1.00
Smith 1988 α=16 β=0.25	**Bulk**	-0.05484	0.40840	0.10044	0.23325	0.9981	0.0062	0.0097	0.99
	IDM	-0.04367	0.41346	0.10281	0.23600	0.9986	0.0057	0.0124	1.02
Flux de référence Smith 1988 ECM		-0.05541	0.40590	0.10104	0.22360				

Tableau 17: Vitesse de frottement calculés par la méthode des profils, pour différentes paramétrisation de $\psi_m(z/L)$, avec z/L estimés à partir des méthode ID, EC et bulk . Campagne STRASSE.

STRASSE : Variation de α dans Ψ_m pour la méthode des profils. β=0.25 et z/L ECM référence. Calcul de u_*								
α	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
					Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
15	-0.05409	0.40548	0.10098	0.22253	1.0000	0.0005	-0.0011	1.00
Flux de référence Smith 1988 α=16	-0.05541	0.40590	0.10104	0.22360				
17	-0.05670	0.40631	0.10111	0.22466	1.0000	0.0005	0.0011	1.00
18	-0.05796	0.40673	0.10118	0.22571	1.0000	0.0010	0.0021	1.00
19	-0.05920	0.40715	0.10126	0.22675	0.9999	0.0015	0.0031	1.00
20	-0.06041	0.40756	0.10134	0.22777	0.9998	0.0020	0.0042	1.00
21	-0.06161	0.40798	0.10143	0.22879	0.9997	0.0024	0.0052	1.00
22	-0.06278	0.40839	0.10152	0.22980	0.9996	0.0029	0.0062	1.00
23	-0.06394	0.40880	0.10161	0.23080	0.9995	0.0033	0.0072	1.01
24	-0.06508	0.40922	0.10171	0.23178	0.9993	0.0038	0.0082	1.01
25	-0.06621	0.40963	0.10181	0.23276	0.9992	0.0042	0.0092	1.01

Tableau 18: Vitesse de frottement calculés par la méthode des profils, pour différentes valeurs de α dans la paramétrisation de $\psi_m(z/L)$, β constant égal à 0.25 et z/L estimés à partir de la méthode EC. Campagne STRASSE.

STRASSE : Variation de β dans Ψ_m pour la méthode des profils. α=16 et z/L ECM référence. Calcul de u_*								
β	**Min**	**Max**	**Écart-type**	**Moyenne**	**Comparaison avec le flux de référence**			
					Corrélation	**Écart-type**	**Biais**	**Pente**
0.10	-0.02915	0.40176	0.10151	0.21087	0.9977	0.0069	-0.0127	1.00
0.15	-0.03359	0.40312	0.10152	0.21463	0.9987	0.0051	-0.0090	1.00
0.20	-0.04109	0.40450	0.10138	0.21883	0.9996	0.0029	-0.0048	1.00
Flux de référence Smith 1988 β=0.25	-0.05541	0.40590	0.10104	0.22360				
0.30	-0.09125	0.40732	0.10062	0.22903	0.9990	0.0045	0.0054	0.99
0.35	-0.31688	0.40876	0.10162	0.23541	0.9828	0.0188	0.0118	0.99
0.40	-1.10536	0.41022	0.12351	0.24063	0.8176	0.0711	0.0170	1.00
0.45	-3.82895	30.5005	1.73999	0.33868	0.4469	0.2275	0.0163	1.13
0.50	-0.77697	1.27345	0.13995	0.27244	0.7076	0.0836	0.0412	0.81
0.55	-6.42284	1.55663	0.41269	0.26715	0.2718	0.3865	0.0320	1.09
0.60	-25.0105	1.37431	1.52606	0.14259	0.1759	1.5124	-0.0853	2.66

Tableau 19: Vitesse de frottement calculés par la méthode des profils, pour différentes valeurs de β dans la paramétrisation de $\psi_m(z/L)$, α constant égal à 16 et z/L estimés à partir de la méthode EC. Campagne STRASSE.

Annexe 4

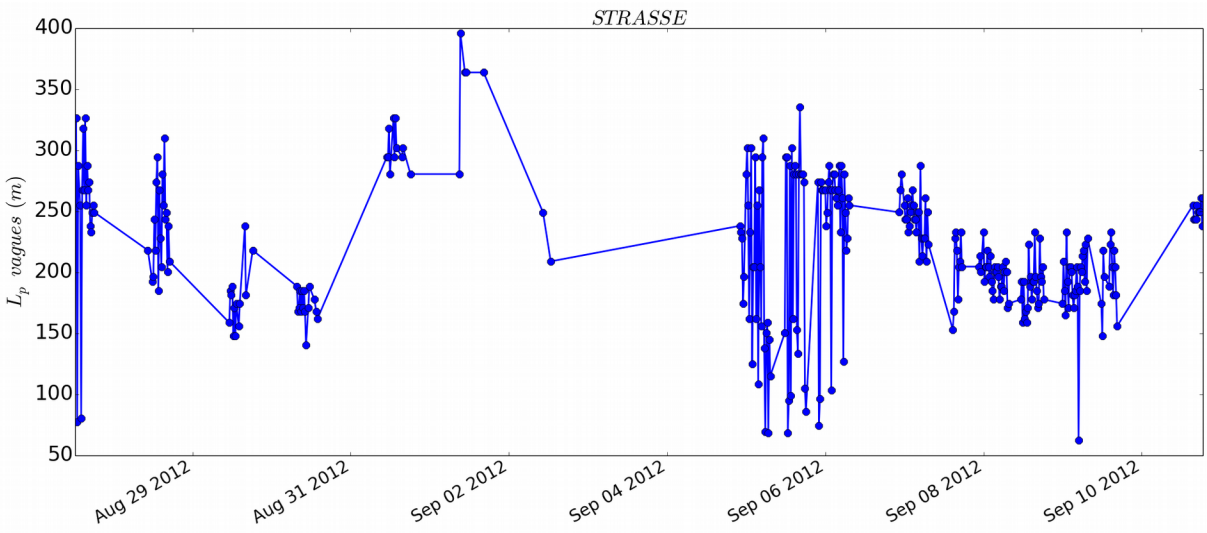

Figure 1: Longueur des vagues dominantes. Campagne STRASSE.

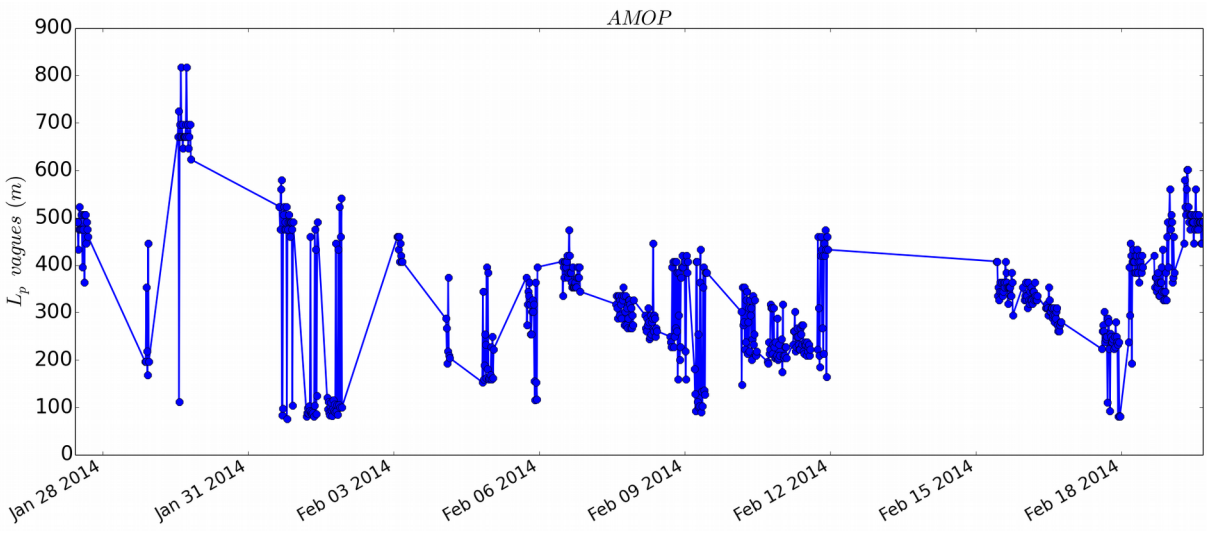

Figure 2: Longueur des vagues dominantes. Campagne AMOP.

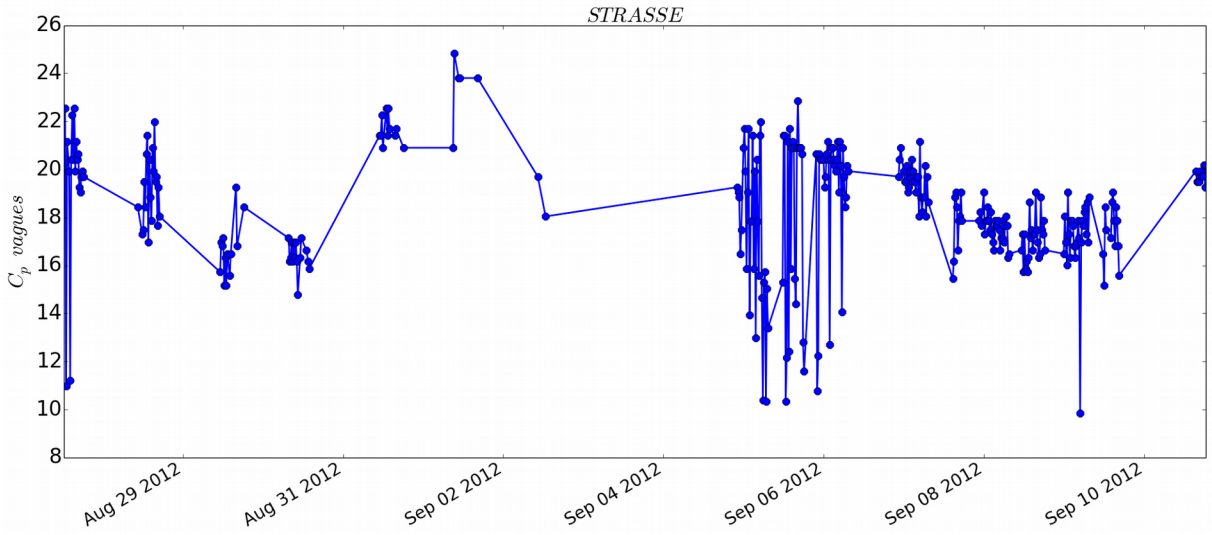

Figure 3: Vitesse de phase des vagues dominantes (m.s^{-1}). Campagne STRASSE.

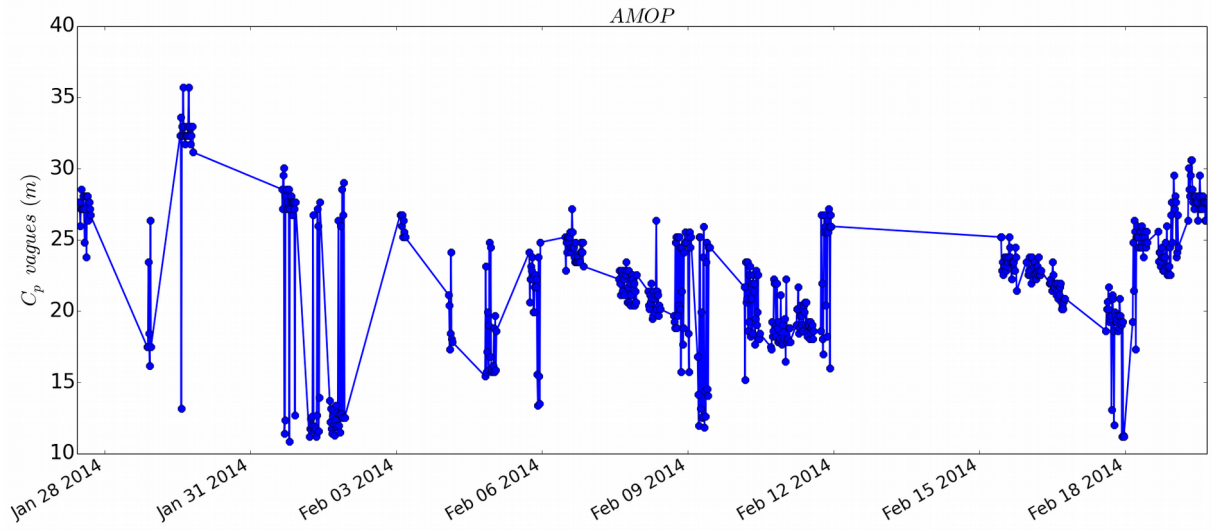

Figure 4: Vitesse de phase des vagues dominantes (m.s^{-1}). Campagne AMOP.

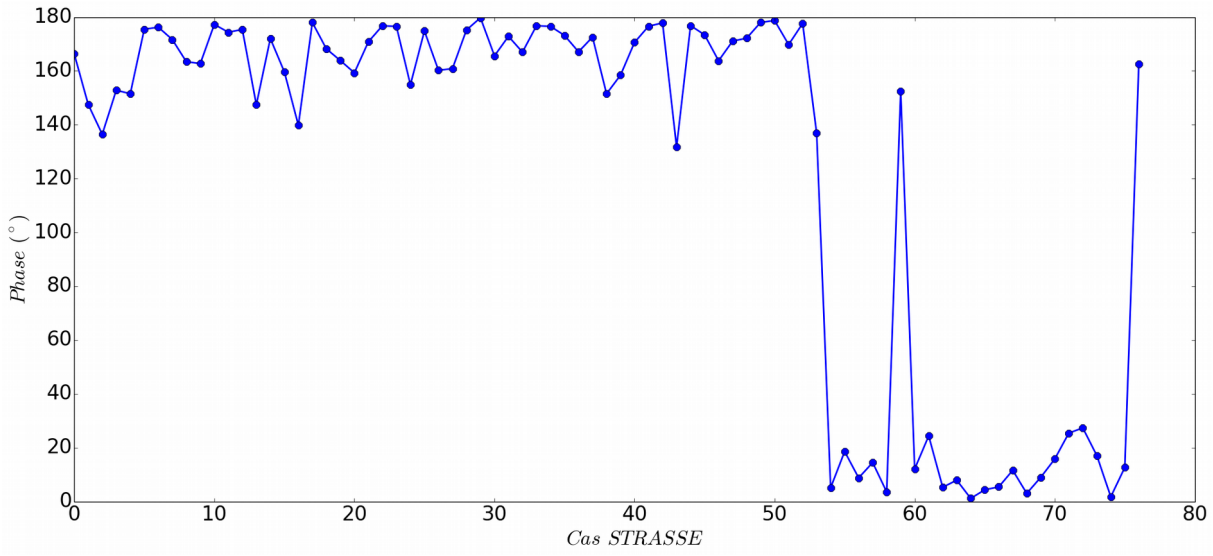

Figure 5: Phase (en valeur absolue) entre U_h vrai et η dans la bande [0.05 Hz - 0.25 Hz], pour les cas où la cohérence est supérieure à 0.7. Campagne STRASSE.

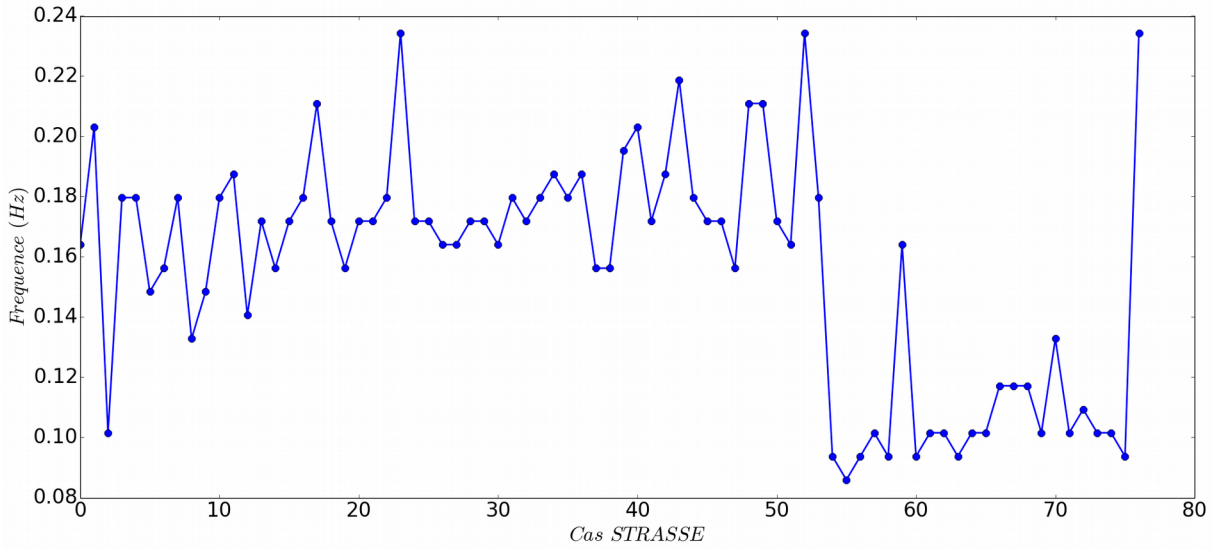

Figure 6: Fréquence du maximum de cohérence entre U_h vrai et η dans la bande spectrale [0.05 Hz - 0.25 Hz], pour les cas où la cohérence est supérieure à 0.7. Campagne STRASSE.

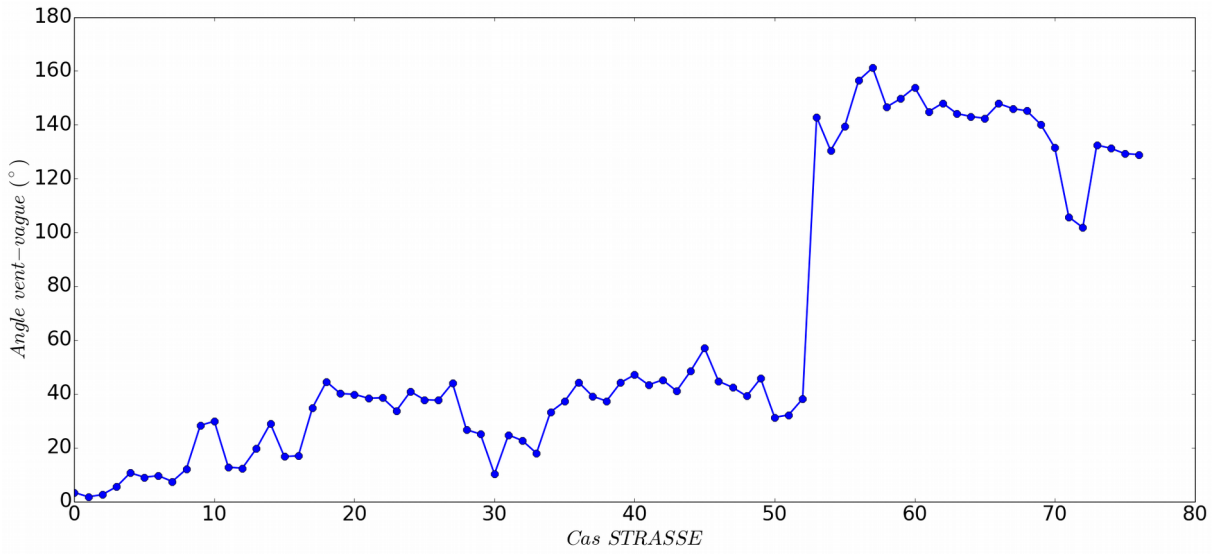

Figure 7: Angle relatif (en valeur absolue) entre la direction des vagues et la direction du vent, pour les cas où la cohérence est supérieure à 0.7. Campagne STRASSE.

Références Bibliographiques

Anctil, F., M. A. Donelan, W. M. Drennan, and H. C. Graber, 1994: Eddy correlation measurements of air–sea fluxes from a Discus buoy. *J. Atmos. Oceanic Technol.,* **11,** 1144–1150.

Anctil, F., and M. A. Donelan (1996), Air-water momentum flux observations over shoaling waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 1344– 1353.

Axford, D. N., On the accuracy of wind measurements using an inertial platform in an aircraft and an example of a measurement of the vertical mesostructure of the atmosphere, *J. Appl. Meteorol.*, 7, 645– 666, 1968.

Berry, D. I., E. C. Kent, and P. K. Taylor, 2004: Ananalytical model of heating errors in marine air temperatures from ships. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 21, 1198–1215, doi:10.1175/1520-0426(2004)021,1198:AAMOHE.2.0.CO;2.

Bourras, D., A. Weill, G. Caniaux, L. Eymard, B. Bourlès, S. Letourneur, D. Legain, et al. "Turbulent Air-sea Fluxes in the Gulf of Guinea During the AMMA Experiment." *Journal of Geophysical Research* 114, no. C4 (April 25, 2009).

Bourras, D., H. Branger, G. Reverdin, L. Marié, R. Cambra, L. Baggio, et al., 2014 : A new Platform for the Determination of Air-Sea Fluxes (OCARINA) : Overview and First Results, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 31, 1043-1062, DOI: 10.1175/JTECH-D-13-00055.1

Brut,A.,A. Butet, P.Durand,G.Caniaux, and S. Planton, 2005:Airsea exchanges in the equatorial area from the EQUALANT99 dataset: Bulk parameterizations of turbulent fluxes corrected for airflow distortion. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc*., 131, 2497– 2538, doi:10.1256/qj.03.185.

Burgers G., 1990: A guide to the Nedwam model, Scientific report WR-90-04, *KNMI De Bilt*

Charnock H., 1955: Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **81**, 639-640

Christensen, K. H., J. Röhrs, B. Ward, I. Fer, G. Broström, O. Saetra, and O. Breivik, 2013: Surface wave measurements using a ship-mounted ultrasonic altimeter. *Methods Oceanogr.*, 6, 1–15, doi:10.1016/j.mio.2013.07.002.

Corrsin, S. An experimental verification of local isotropy, J. Aero. Sci. 16, 757, 1949.

Delahaye J.Y., C. Guérin, J.-P. Vinson, H. Dupuis, H. Branger, L. Eymard, J. Lavergnat and G. Lachaud, 2001: A new shipborne microwave refractometer for estimating the evaporation flux at the sea surface, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 18, 459-475, Mars 2001

Dobson, F. W., S. D. Smith, and R. J. Anderson, 1994: Measuring the relationship between wind stress and sea state in the open ocean in the presence of swell. *Atmos.–Ocean,* **32,** 237–256.

Donelan M.A., J. Hamilton, and W.H. Hui, 1985: Directional spectra of wind-generated waves, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A315, 509-562

Donelan M.A., and Hui W.H., 1990: Mechanics of ocean surface waves, *Kluwer Academic Publishers*, **Vol I**, 209-246

Donelan M.A*.,* 1990: Air–sea interaction. *The Sea,* B. Le´Mehaute´ and D. Hanes, Eds., Vol. 9A, Wiley, 239–292.

Donelan M.A, F. W. Dobson, S. D. Smith, and R. J. Anderson, 1993: On the dependence of sea surface roughness on wave development. *J. Phys. Oceanogr.,* **23,** 2143–2149.

Donelan*,* 1997: Air-water exchange processes. *Physical Limnology,* J.Imberger, Ed., *Coastal Estuar.*

Studies, Amer. Geophys. Union, in press.

Donelan, M. A., and F. W. Dobson (2001), The influence of swell on the drag, in Wind Stress over the Ocean, edited by I. S. F. Jones and Y. Toba, pp. 181– 189, Cambridge Univ. Press, New York.

Drennan, William M., Kimmo K. Kahma, and Mark A. Donelan. "On Momentum Flux and Velocity Spectra over Waves." *Boundary-Layer Meteorology* 92, no. 3 (1999): 489–515.

Drennan, William M. "On the Wave Age Dependence of Wind Stress over Pure Wind Seas." *Journal of Geophysical Research* 108, no. C3 (2003). doi:10.1029/2000JC000715.

Drennan, William M., Peter K. Taylor, and Margaret J. Yelland. "Parameterizing the Sea Surface Roughness." *Journal of Physical Oceanography* 35, no. 5 (2005): 835–48.

Drennan, W. M., H. C. Graber, and M. A. Donelan, 1999a: Evidence for the effects of swell and unsteady winds on marine wind stress. *J. Phys. Oceanogr.,* **29,** 1853–1864.

Drennan, W. M., K. K. Kahma, and M. A. Donelan, 1999b: On momentum flux and velocity spectra over waves. *Bound.-Layer Meteor.,* **92,** 489– 515.

Dupuis H., P.K. Taylor, A. Weill, and K. Katsaros, 1997: Inertial dissipation method applied to derive turbulent fluxes over the ocean during the Surface of Ocean, Fluxes and Interactions with the Atmosphere/Atlantic Stratocumulus Transition Experiment (SOFIA/ASTEX) and Structure des Echanges Mer-Atmosphere, Proprietes des Heterogeneites Oceaniques: Recherche Experimentale (SEMAPHORE) experiments with low to moderate wind speeds, *Journal of Geophysical Research*, **102** (C9), 21115-21129

Dyer, A. J., A review of flux-profile relationships, *Boundary Layer Meteorol., 7,* 363–372, 1974.

Edson, J. B.,and Coauthors, 2007: The Coupled Boundary Layers andAir–Sea Transfer experiment in low winds. *Bull. Amer. Meteor.Soc.*, 88, 341–356, doi:10.1175/BAMS-88-3-341.

Edson, J. B., A. A. Hinton, and K. E. Prada (1998), Direct covariance flux estimates from mobile platforms at sea, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 15, 547– 562.

Edson, J. B., C. W. Fairall, P. G. Mestayer, and S. E. Larsen (1991), A study of the inertial dissipation method for computing air-sea fluxes, *J. Geophys. Res.*, 96, 10,689–10,711.

Eymard L., G. Caniaux, H. Dupuis, L. Prieur, H. Giordani, R. Troadec, P. Bessemoulin, G. Lachaud, G. Bohours, D. Bourras, C. Guérin, P. Le Borgne, A. Brisson, A. Marsouin, 1999: Surface fluxes in the North Atlantic Current during the CATCH/FASTEX experiment, *Q.J.R.Meteorol. Soc.*, **125**, 3563-3599

Fairall, C. W., Edward F. Bradley, J. E. Hare, A. A. Grachev, and J. B. Edson. "Bulk Parameterization of Air-sea Fluxes: Updates and Verification for the COARE Algorithm." *Journal of Climate* 16, no. 4 (2003): 571–91

Fairall, C. W., E. F. Bradley, D. P. Rogers, J. B. Edson, and G. S. Young (1996), Bulk parameterization of air-sea fluxes in TOGA COARE, *J. Geophys. Res.*, 101, 3747–3767.

Frisch, U., 1995 : *Turbulence*, Cambridge University Press

Fujitani, T., Method of turbulent flux measurement on a ship using a stable platform system, Pap. Meteorol. Geophys., 36, 157– 170, 1985.

Garratt, J. R. (1977), Review of drag coefficient over oceans and continents, *Mon. Weather Rev.*,

105, 915– 929.

Geernaert, G. L., F. Hansen, and M. Courtney (1993), Directional attributes of the ocean surface wind stress vector, *J. Geophys. Res.*, 98(C9), 16,571– 16,582.

Goldstein, H., Classical Mechanics, 399 pp., Addison-Wesley-Longman, Reading, Mass., 1950.

Graber, H. C., E. A. Terray, M. A. Donelan, W. M. Drennan, J. C. V. Leer, and D. B. Peters (2000), ASIS—A new Air-Sea Interaction Spar buoy: Design and performance at sea, *J. Atmos. Oceanic. Technol.*, 17(5), 708– 720.

Grachev, A. A., C. W. Fairall, J. E. Hare, J. B. Edson, and S. D. Miller (2003), Wind stress vector over ocean waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 2408– 2429.

Guo-Larsen, X. V., K. Makin, and A. S. Smedman (2003), Impact of waves on the sea drag: Measurements in tha baltic sea and a model interpretation, *Global Atmos. Ocean Syst.*, 9, 97– 120.

Hasselmann K., T.P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D.E. Cartwright, K. Ende, J.A. Ewing, H. Gienapp, D.E. Hasselmann, D. Kruseman, A. Meerburg, P. Müller, D.J. Olbers, K. Richter, W. Sell and H. Walden, 1973: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Deut. Hydrogr. Z. Suppl.* , **A8** (12), 95pp.

Hidy, G. M. (1972), A review of recent air-sea interaction research, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 53, 1083–1102.

Howden, S., D. Gilhousen, N. Guinasso, J. Walpert, M. Sturgeon, L. Bender, 2008: Hurricane Katrina winds measured by a buoy-mounted sonic anemometer. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 25, 607–616, doi:10.1175/2007JTECHO518.1.

Janssen P.A.E.M., 1999: On the effect of ocean waves on the kinetic energy balance and consequences from the Inertial dissipation technique, *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 530-534

Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, and O. R. Cote, 1972: Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Quart.J. Roy. Meteor. Soc.*, 98, 563–589, doi:10.1002/qj.49709841707.

Kaimal, J. C., and J. J. Finnigan, *Atmospheric Boundary Layer Flows*, 289 pp., Oxford Univ. Press, New York, 1994.

Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, D. A. Haugen, O. R. Cot6, Y. Izumi, S. J. Caughey, and C. J. Readings, Turbulence structure in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 33, 2152-2168, 1976.

Katsaros, K. B., M. A. Donelan, and W. M. Drennan, 1993: Flux measurements from a SWATH ship in SWADE. *J. Mar. Syst.*, 4, 117– 132, doi:10.1016/0924-7963(93)90003-5.

Kolmogorov, A. N., 1941: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Izv. Acad. Sci. USSR*, 30, 299–303.

Kudryavstev, V. N., and V. K. Makin (2004), Impact of swell on the marine atmospheric boundary layer, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 934– 949.

Kudryavtsev, V. N., and V. K. Makin, 2001: The impact of air-flow separation on the drag of the sea surface. *Bound.-Layer Meteor.,* **98,** 155–171.

Kudryavtsev, V. N., V. K. Makin, and J. F. Meirink. “Simplified Model of the Air Flow Above

Waves." *Boundary-layer Meteorology* 100, no. 1 (2001): 63–90.

Large W.G., 1979: The turbulent fluxes of momentum and sensible heat over the sea during moderate to strong winds, PhD thesis, *University of British Columbia*, 180pp.

Large, W. G., and S. Pond (1982), Sensible and latent heat flux measurements over the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 464– 482.

Large, W. G., and S. Pond (1981), Open ocean momentum flux mesurements in moderate to strong winds, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 324– 336.

Liu, W. T., K. B. Katsaros, and J. A. Businger, 1979: Bulk parameterization of air–sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface. *J. Atmos. Sci.*, 36, 1722–1735, doi:10.1175/1520-0469(1979)036,1722: BPOASE.2.0.CO;2.

Longuet-Higgins M.S., D.E. Cartwright and N.D. Smith, 1963: Observations of the directional spectrum of sea water using the motion of a floating buoy, Ocean wave spectra, *in Proceedings of Nat. Acad. Of Science*, 111-132

Mahrt, L., E. Moore, D. Vickers, and N. O. Jensen, 2001 : Dependence of turbulent and mesoscale velocity variances on scale and stability. *J. Appl. Meteor.*, 40, 628-641

Miles, J. W., 1957: On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.,* **3,** 185–204.

Miyake, M., R. W. Stewart, and R. W. Burling, 1970b : Spectra and cospectra of turbulence over water. *Quart. J. Roy. Meteor.* Soc., 96, 138-143

Monin, A. S., and A. M. Obukhov (1954), Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, Akad. Nauk. SSSR Geofiz. Inst. Tr., 151, 163– 187.

Oost, W. A., 1998: The KNMI HEXMAX stress data: a reanalysis, *Boundary Layer Meteorology*, **86**, 447-468

Oost, Wiebe Aaldert, G. J. Komen, C. M. J. Jacobs, and C. Van Oort. "New Evidence for a Relation Between Wind Stress and Wave Age from Measurements During ASGAMAGE." *Boundary-Layer Meteorology* 103, no. 3 (2002): 409–38

Pan, J., D. W. Wang, and P. A. Hwang (2005), A study of wave effects on wind stress over the ocean in a fetch-limited case, *J. Geophys. Res.*, 110, C02020, doi:10.1029/2003JC002258.

Paulson, C. A., E. Leavitt, and R. G. Fleagle (1972), Air-sea transfer of momentum, heat and water determined from profile measurements during BOMEX, *J. Phys. Oceanogr.*, 2, 487–497.

Pedreros, R. "Momentum and Heat Fluxes via the Eddy Correlation Method on the R/V *L'Atalante* and an ASIS Buoy." *Journal of Geophysical Research* 108, no. C11 (2003). doi:10.1029/2002JC001449.

Phillips O. M., 1977: The dynamics of the upper ocean, *Cambridge University Press*, 336 pp., 2nd edition

Pierson W.J. Jr and L. Moskowitz, 1964: A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii, *Journal of Geophysical Research*, **69**, 5181

Popinet, S., M. Smith, and C. Stevens, 2004: Experimental and numerical study of the turbulence characteristics of airflow around a research vessel. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 21, 1575–1589, doi:10.1175/1520-0426(2004)021,1575:EANSOT.2.0.CO;2.

Rieder, K. F., J. A. Smith, and R. A. Weller (1994), Observed directional characteristics of the wind, wind stress, and surface waves on the open ocean, *J. Geophys. Res.*, 99(C11), 22,589–22,596.

Smedman, A., U. Högström, E. Sahleé, W. M. Drennan, K. K. Kahma, H. Pettersson, and F. Zhang. "Observational Study of Marine Atmospheric Boundary Layer Characteristics During Swell." *Journal of the Atmospheric Sciences* 66, no. 9 (September 2009): 2747–63. doi:10.1175/2009JAS2952.1.

Smedman, A.,U. Ho¨ gstro¨m, H. Bergstro¨m, A. Rutgersson, K. K. Kahma, and H. Pettersson, 1999: A case study of air–sea interaction during swell conditions. *J. Geophys. Res*., 104, 25 833–25 851.

Smith, S. D. (1988), Coefficeints for sea surface wind stress, heat flux and wind profiles as a function of wind speed and temperature, *J. Geophys. Res.*, 93, 15,467– 15,472.

Smith, S. D. (1980), Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 709– 726.

Stull, R. B., *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, 666 pp., Kluwer Acad., Norwell, Mass., 1988.

Soloviev,Y. P.,andV.N.Kudryavtsev, 2010: Wind-speed undulations over swell: Field experiment and interpretation. *Bound. Layer Meteor.,* 136, 341–363, doi:10.1007/s10546-010-9506-z.

Stewart, R. W. (1974), The air-sea momentum exchange, *Boundary Layer Meteorol.*, 6, 151– 167.

Sullivan, Peter P., James B. Edson, Tihomir Hristov, and James C. McWilliams. "Large-Eddy Simulations and Observations of Atmospheric Marine Boundary Layers Above Nonequilibrium Surface Waves." *Journal of the Atmospheric Sciences* 65, no. 4 (April 2008): 1225–45. doi:10.1175/2007JAS2427.1.

Taylor, G., 1938 : The spectrum of turbulence. *Proc. Roy. Soc*. London, A164, 476-490

Taylor, P. K., and M. J. Yelland, 2000: A note on the apparent ''imbalance'' term in the turbulent kinetic energy budget. *J. Atmos. Oceanic Technol.,* **17,** 82–89.

Taylor P. K., and members of the WGASF, 2000: Final report of the Joint WCRP/SCOR Working Group on Air-Sea Fluxes (SCOR Working Group 110) INTERCOMPARISON AND VALIDATION OF OCEAN ATMOSPHERE ENERGY FLUX FIELDS Taylor, P. K., and M. Yelland (2001), The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 572–590.

Tennekes, H. and J. L. Lumley. A First Course in Turbulence. MIT Press, 1972.

Vickers, D., and L. Mahrt, 2002 : The Cospectral Gap and Turbulent Calculations. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 20, 660-672

Webb, E. K., Pearman, G. I., and Leuning, R.: 1980, 'Correction of the Flux Measurements for Density Effects Due to Heat and Water Vapour Transfer', Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 106, 85–100.]

Weill, A., and Coauthors, 2003: Toward a better determination of turbulent air–sea fluxes from several experiments. *J. Climate,* 16, 600–618, doi:10.1175/1520-0442(2003)016,0600: TABDOT.2.0.CO;2.

Weller, R. A., S. P. Bigorre, J. L. Jonathan, D. Ware, and J. B.Edson, 2012 : Asurfacemooring for air–sea interaction research in the Gulf Stream. Part I:Mooring design and instrumentation. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 29, 1363–1376, doi:10.1175/ JTECH-D-12-00060.1.

Wilson, R., « Une introduction à la physique de la couche limite planétaire », communication personnelle

Wu, J. (1980), Wind stress coefficients over the sea surface near neutral conditions: A revisit, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 727– 740.

Wyngaard, J. C., and O. R. Cote (1971), The budget of turbulence kinematic energy and temperature variances in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 28, 190– 201.

Yelland, M. J., and P. K. Taylor, Wind stressm easurementsfr om the open ocean, *J. Phys. Oceanogr.* 2, 6, 541-558, 1996.

Yelland, M. J., B. I. Moat, R. W. Pascal, and D. I. Berry. "CFD Model Estimates of the Airflow Distortion over Research Ships and the Impact on Momentum Flux Measurements." *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 19, no. 10 (2002): 1477–99.

Yelland, M., and P. K. Taylor (1996), Wind stress measurements over the open ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 541– 558.