



**HAL**  
open science

## Description fine de la couche limite aérienne à proximité immédiate de l'interface air-mer

Laurent Grare, Jean-Paul Giovanangeli, Hubert Branger

### ► To cite this version:

Laurent Grare, Jean-Paul Giovanangeli, Hubert Branger. Description fine de la couche limite aérienne à proximité immédiate de l'interface air-mer. AMA Atelier de modélisation de l'Atmosphère, Jan 2009, toulouse, France. 10 pp. hal-00362148

**HAL Id: hal-00362148**

**<https://hal.science/hal-00362148>**

Submitted on 17 Feb 2009

**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.

# Description fine de la couche limite aérienne à proximité immédiate de l'interface air-mer

Laurent Grare, Jean-Paul Giovanangeli et Hubert Branger

CNRS/IRPHE, Campus Luminy, case 903, 13288 Marseille

[grare@irphe.univ-mrs.fr](mailto:grare@irphe.univ-mrs.fr) ; [branger@irphe.univ-mrs.fr](mailto:branger@irphe.univ-mrs.fr)

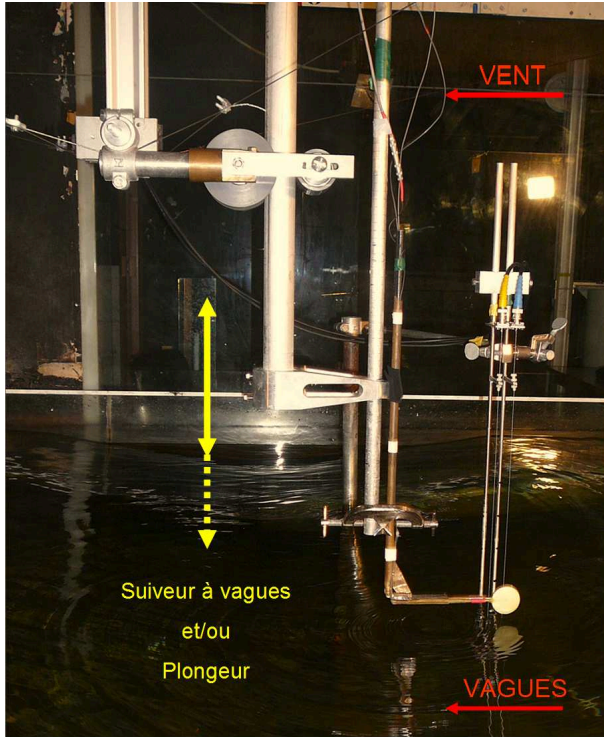
## Résumé

*Des expériences ont été conduites dans la grande soufflerie air-eau du laboratoire IRPHE à Marseille, mettant en oeuvre de nouvelles techniques de mesure des caractéristiques physiques de l'écoulement aérien dans la couche limite au dessus des vagues. D'une part un capteur de pression, monté sur un suiveur à vagues maintenant l'appareil à une altitude constante par rapport à la surface de l'eau, nous a permis d'effectuer des mesures de fluctuations de pression statique à proximité immédiate de l'interface, notamment dans le creux des vagues. D'autre part nous avons mesuré les gradients verticaux de la composante horizontale de la vitesse du vent dans la sous-couche visqueuse, à moins d'un millimètre de la surface grâce à un anémomètre à fil chaud monté sur un dispositif plongeur traversant l'interface air-eau. L'ensemble de ces mesures nous permet d'analyser la répartition des contraintes normales et tangentiels dans le bilan des flux de transfert de quantité de mouvement de l'air vers la mer. Les résultats présentent les évolutions de ces contributions en fonction de la vitesse du vent, de l'état de mer et de l'âge des vagues. Par moyennage de phase, nous décrivons l'évolution de la structure locale de l'écoulement le long de la vague depuis la sous-couche visqueuse jusqu'aux limites de la couche limite turbulente à flux constant. Nous discutons de l'influence des termes induits par les mouvements de l'interface dans les processus d'échange énergétiques océan-atmosphère.*

## 1 Introduction

La détermination des flux de quantité de mouvement à proximité immédiate des vagues est toujours d'actualité. La mesure des flux à une altitude élevée est connue et relativement maîtrisée par méthode Inertio-Dissipative, ou par méthode directe. Par contre, très près de la surface, il reste difficile de mesurer correctement ces flux. A la surface, le vent transfère la quantité de mouvement d'une part par traînée visqueuse générant des courants marins, et d'autre part par traînée de forme amplifiant les hauteurs de vague. La répartition traînée visqueuse/traînée de forme est mal connue, car il faut pouvoir mesurer à l'interface, à la fois le gradient de vitesse du vent dans la sous-couche visqueuse, et la répartition des champs de pression au dessus des vagues. C'est dans cet optique que nous avons mis au point une instrumentation pour mesurer en soufflerie air/eau les caractéristiques de l'écoulement d'air (vitesse et pression) de l'écoulement laminaire jusqu'à l'intérieur de la couche visqueuse qui fait à peine 1 mm d'épaisseur. Nous décrivons successivement 1) l'installation expérimentale, 2) les résultats sur la sous-couche visqueuse, 3) une analyse critique de la méthode inertio-dissipative et de sa validité près de la surface.

## 2 Conditions expérimentales



Les expériences ont été réalisées dans la grande soufflerie air-eau de Luminy (IRPHE - Marseille). Elle est constituée d'une veine fermée de 40m de long, 3.2m de large et de 1.6m de hauteur, située au dessus d'un bassin de 40m de long, pour 2.6m de large et 1m de profondeur. Le ventilateur permet de générer un écoulement d'air qui peut atteindre 14m/s. Le batteur immergé sous la plage amont, piloté par ordinateur, permet de générer des trains de vagues pour lesquels la fréquence de l'onde dominante peut varier entre 0.7Hz et 2Hz. Afin de positionner les divers capteurs à une altitude constante prédéterminée au dessus de l'interface air-eau en présence de vagues, nous avons utilisé un vérin électromagnétique de la marque Copley Corp, modèle XTB 3810. Il peut être piloté par un signal analogique ce qui nous a permis de le connecter directement à la sonde à vagues, et ainsi de réaliser un **suiveur à vagues** (Photo ci-contre).

Ainsi, ce montage nous a permis de maintenir les sondes à une altitude constante de 2cm par rapport à la surface. Un capteur de position, monté sur le vérin, permet de mesurer à chaque instant les déplacements effectifs du vérin. De nombreux essais ont été réalisés afin de régler les différents paramètres d'asservissements de manière à ce que la réponse du suiveur soit satisfaisante par rapport aux déplacements instantanés de l'interface. Dans la gamme des fréquences qui nous intéresse (1 à 3Hz), l'erreur de position du suiveur est d'environ 10% alors que le retard en phase augmente avec la fréquence entre  $-2^\circ$  et  $-6^\circ$ . Cependant, connaissant simultanément la position instantanée des sondes et les mouvements de l'interface, il est possible de calculer, à chaque instant, la position exacte des sondes par rapport à la surface.

Dans une autre série de mesures, nous avons utilisé le vérin dans une configuration de type « **plongeur** ». Ce montage a été réalisé afin de mesurer la composante horizontale de la vitesse dans la sous-couche visqueuse. Le but étant de calculer le gradient vertical de cette vitesse au plus près de la surface, l'utilisation du vérin en suiveur à vagues ne permet pas de suivre la surface avec assez de précision pour réaliser ces mesures. Ce montage original permet aux sondes de traverser l'interface air-eau et donc de transiter dans la sous-couche visqueuse.

Un fil droit monté sur le plongeur permet de mesurer la valeur absolue de la vitesse de l'écoulement dans le référentiel lié au capteur. Si l'on connaît exactement la vitesse de plongée, il est alors possible de calculer la vitesse absolue de l'écoulement dans le référentiel lié au laboratoire. Lorsque le capteur touche la surface de l'eau, le signal fourni par la sonde de vitesse sature instantanément ce qui nous permet de connaître exactement l'instant  $T_0$  qui correspond au point d'impact de la sonde avec la surface. A partir de cette information et de la vitesse de plongée, nous pouvons relier le temps et l'espace et déterminer alors la trajectoire parcourue par la sonde avant la plongée. Nous obtenons ainsi la position de la sonde par rapport à la surface et la vitesse absolue de l'écoulement pour chaque position ce qui nous permet de tracer le profil des vitesses moyennes au plus près de l'interface et ainsi estimer le gradient des vitesses dans cette zone. Les mouvements du vérin sont commandés par un signal périodique, chaque cycle correspondant à une plongée.

Le cycle se décompose en 3 temps :

1. le capteur est en position haute à environ 12cm de la surface au repos, le fil sèche pendant 10 secondes suite à la plongée précédente.
2. la plongée à la vitesse de 1m/s à travers la surface.
3. retour en position haute.

Le but de la manipulation est de connaître la vitesse dans le 1<sup>er</sup>mm au dessus de la surface. Nous avons choisi de plonger à 1m/s ; en réalisant une acquisition à 20000Hz, le millimètre situé au dessus de l'interface est défini par 20 points, ce qui représente une discrétisation spatiale de 50μm.

Nous avons conservé les sondes à vagues afin de connaître à quelle phase de la vague a lieu l'impact. Nous avons pu ainsi étudier l'évolution de l'écoulement dans la sous-couche visqueuse en fonction de la phase de la vague. Afin d'avoir une représentation détaillée de cet écoulement le long du profil de l'onde, nous avons choisi d'effectuer 100 plongées par chaque combinaison vent/vagues étudiée. L'étalonnage du fil droit a nécessité de mettre au point une nouvelle technique de tarage du fil car les vitesses que nous voulons mesurer sont faibles au voisinage de la surface et le fil se dégrade au cours des plongées. La calibration est décrite en détail dans Grare (2009).

Afin de réaliser les mesures de pression, nous avons choisi d'utiliser l'antenne de pression d' Elliott (1972a,b) dans laquelle a été insérée un capteur piézométrique Endevco. La particularité de notre sonde de pression est d'avoir inséré le capteur de pression au plus près de l'orifice en contact avec l'écoulement. Ainsi, l'air compris entre la prise de pression et la capteur a un volume restreint, ce qui permet d'éliminer les problèmes de déphasage et d'atténuation du signal de pression entre la prise de pression et la capteur. Ceci a également permis de minimiser au maximum l'erreur sur la mesure de la pression lorsque la sonde, munie du capteur, a été utilisée sur le suiveur à vagues (effet de l'accélération verticale - voir Donelan *et al.* (2005)). Les détails de fabrication de la pastille et les calibrations de la sonde sont décrits dans Grare (2009).

### 3 Etude de la sous-couche visqueuse

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus à partir des mesures réalisées avec le montage *plongeur*. Tout d'abord, nous étudions l'évolution verticale de la vitesse horizontale **moyenne**  $U$ . Ceci nous permet de mettre en évidence les différentes zones de l'écoulement à proximité de la surface. Nous présentons sur la figure 1 l'évolution de la vitesse normée  $U^+ = \frac{U}{u_*}$  en fonction de l'altitude normée  $\xi^+ = \frac{\xi u_*}{\nu}$  où  $u_*$  est la vitesse de frottement,  $\xi$  est la distance entre la sonde et la surface et  $\nu$  est la viscosité cinématique de l'air. La vitesse  $U$  est calculée en moyennant, pour chaque altitude, les vitesses instantanées mesurées au cours des 100 plongées.

Ce graphe permet de différencier les différentes couches aériennes au dessus de l'interface : la sous-couche visqueuse (environ 1 mm) à proximité immédiate de la surface, la zone tampon (environ 1cm) qui marque la transition entre écoulement laminaire et turbulent, et le début de la couche turbulente. La représentation logarithmique permet de mettre en évidence la limite inférieure de la couche turbulente caractérisée par la fin de la partie linéaire du graphe. Dans cette zone, la vitesse moyenne évolue de manière logarithmique avec l'altitude suivant la loi

$$U(\xi) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{\xi}{z_0} \right), \quad (1)$$

où  $z_0$  est la rugosité aérodynamique et  $\kappa$  la constante de Von Karman. En remplaçant les valeurs absolues par les grandeurs normées de la vitesse et de l'altitude dans cette équation, nous obtenons la relation suivante :

$$U^+(\xi^+) = \frac{1}{\kappa} \left( \ln(\xi^+) + \ln \left( \frac{\nu}{z_0 u_*} \right) \right). \quad (2)$$

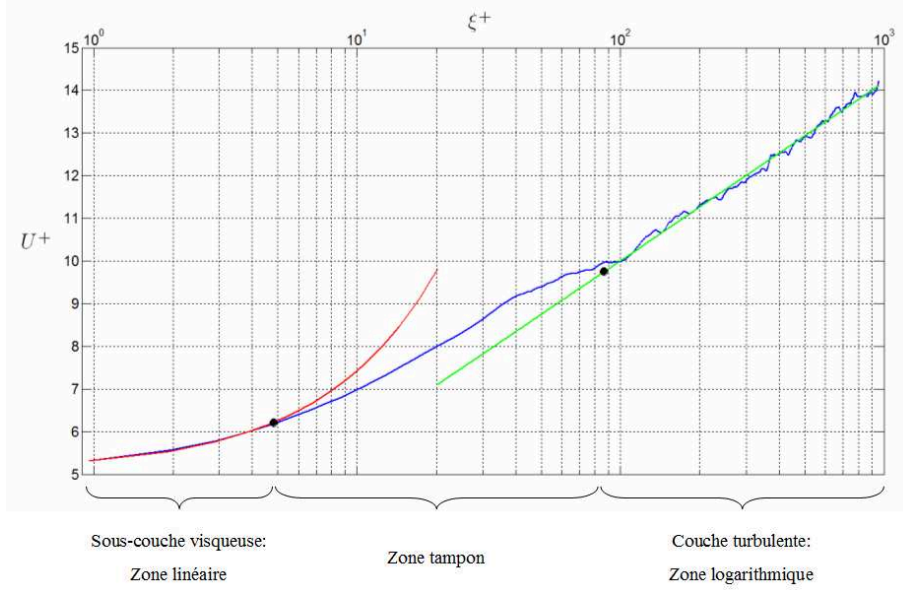


FIG. 1 – Profil vertical de  $U^+$ .

Ainsi, nous remarquons qu'en utilisant cette paramétrisation,  $U^+$  est directement relié à  $\ln(\xi^+)$  par le coefficient directeur  $1/\kappa$ . En effectuant une régression linéaire sur nos points de mesures, nous obtenons un coefficient directeur proche de la théorie <sup>1</sup>.

En ce qui concerne la sous-couche visqueuse, la théorie prédit une augmentation linéaire de la vitesse avec l'altitude. En utilisant la représentation  $(U^+, z^+)$ , la pente de cette partie linéaire est :

$$\frac{\partial U^+}{\partial \xi^+} = \frac{\partial \frac{U}{u_*}}{\partial \frac{\xi u_*}{\nu}} = \frac{\nu}{u_*^2} \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\mu \frac{\partial U}{\partial \xi}}{\rho u_*^2} = \frac{\tau_\nu}{\tau} \quad \text{quand } \xi \text{ tend vers } 0, \quad (3)$$

où  $\tau_\nu$  est la tension visqueuse à la surface et  $\tau = \rho u_*^2$  est la tension totale. Ainsi, nous obtenons directement la contribution de la tension visqueuse à la contrainte totale. Pour le cas d'un écoulement sur une plaque plane, la conservation de la quantité de mouvement prédit une égalité entre tension totale et tension visqueuse à proximité immédiate de la plaque; la pente de la droite représentant l'évolution de  $U^+$  en fonction de  $\xi^+$  dans la sous-couche visqueuse est alors égale à 1. Dans nos expériences, la présence de vagues induit des contraintes normales qui induisent la traînée de forme. D'après le modèle de Deardoff (1967), la somme des tensions normales et tangentiels est égale à la tension totale. Ainsi, la contribution des contraintes visqueuses est balancée par les contraintes normales. Nous obtenons des gradients  $\frac{\partial U^+}{\partial \xi^+}$  qui varient entre 0.1 et 0.5, ce qui montre que pour les différentes conditions que nous avons étudiées, la contribution des contraintes visqueuses à la contrainte totale évolue de 10 à 50%.

Nous observons que les limites des différentes zones de l'écoulement ont le même ordre de grandeur que pour une couche limite sur paroi

Sur la figure 2, nous présentons les modulations de la vitesse moyenne horizontale dans la sous-couche visqueuse le long du profil moyen de la vague. Ce graphe présente les résultats des mesures effectuées pour un vent de  $7 \text{ m.s}^{-1}$ . On notera que la variable  $\eta^*$  correspond au profil moyen  $\tilde{\eta}$  du champ de vague normé à l'échelle de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse.

La principale information que l'on peut tirer de cette représentation est la dissymétrie de l'écoulement entre la face amont et aval de la vague. En effet, dans toute la sous-couche visqueuse, on observe une

<sup>1</sup>Pour l'ensemble des cas étudiés, les coefficients expérimentaux s'approchent de la valeur théorique avec une erreur inférieure à 20%

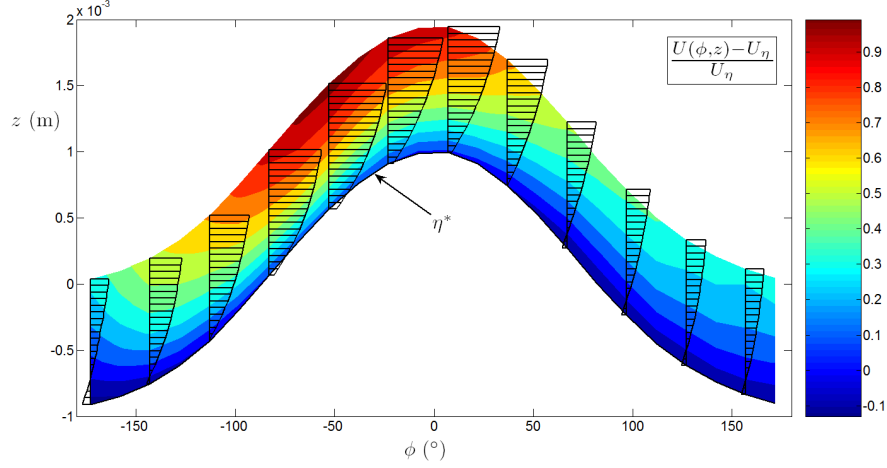


FIG. 2 – Modulation de la vitesse moyenne le long du profil moyen du champ de vagues.

compression des lignes de courant sur la face amont de la vague, ce qui produit une accélération de l'écoulement à cet endroit. Par opposition, sous le vent de la vague, la vitesse moyenne diminue sous l'effet d'abri provoqué par la crête de la vague.

De plus, ce phénomène a aussi une influence sur l'évolution du gradient vertical de la vitesse horizontale. Sur la face au vent, la vitesse de l'écoulement augmente rapidement avec l'altitude tandis que, sous le vent, cette augmentation est beaucoup moins importante. Ces résultats tendent à montrer que l'on doit trouver une dissymétrie de la tension visqueuse de part et d'autre de la crête.

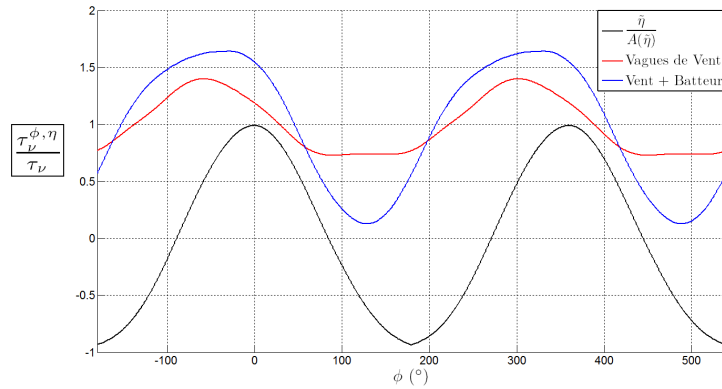


FIG. 3 – Modulation de la tension visqueuse à la surface le long du profil moyen du champ de vagues.

Nous avons tracé sur la figure 3 l'évolution moyenne de la tension visqueuse à la surface le long du profil moyen de la vague pour deux types de champs de vagues. Afin d'avoir une vision d'ensemble, nous avons regroupé tous les cas où le champ de mer est uniquement composé de vagues de vent pures (courbe rouge) et les cas où le champ de mer est complexe, soit la combinaison de vagues de vent et de vagues de batteur (courbe bleue). Afin de pouvoir regrouper les différents cas, nous étudions l'évolution du rapport de la tension visqueuse locale à la surface  $\tau_\nu^{\phi,\eta} = \mu \frac{\partial u(\phi,\eta)}{\partial \xi}$  sur la tension visqueuse moyenne  $\tau_\nu$  noté  $R_{\tau_\nu}^{\phi,\eta}$  :

$$R_{\tau_\nu}^{\phi,\eta} = \frac{\tau_\nu^{\phi,\eta}}{\tau_\nu}. \quad (4)$$

Nous retrouvons bien la dissymétrie observée, avec une augmentation significative de la tension visqueuse sur la face au vent de la vague, qui s'équilibre avec une diminution en aval de la crête. Pour le cas des vagues de vent pures, on s'aperçoit que le maximum de  $R_{\tau_\nu}^{\phi,\eta}$  est très localisé, à environ  $-55^\circ$  de la crête, tandis que le minimum présente une zone couvrant quasiment toute la face sous le vent. Ce résultat montre que la tension visqueuse n'est pas seulement déphasée par rapport aux mouvements de l'interface mais qu'il existe une forte dissymétrie entre les faces au vent et sous le vent. Pour les champs de mer complexes, les modulations de la tension visqueuse locale sont bien plus importantes (70 à 80 %) que pour les vagues de vent pures (environ 40 %). De plus, la dissymétrie entre amont et aval de la crête est différente, avec une zone assez étendue pour laquelle la tension visqueuse est importante alors que le minimum est atteint sur une zone localisée de la face sous le vent. Ainsi ce graphe nous montre que les modulations de la tension visqueuse sont sensibles à l'état du champ de mer (que l'on caractérise généralement par la cambrure  $ak$ ).

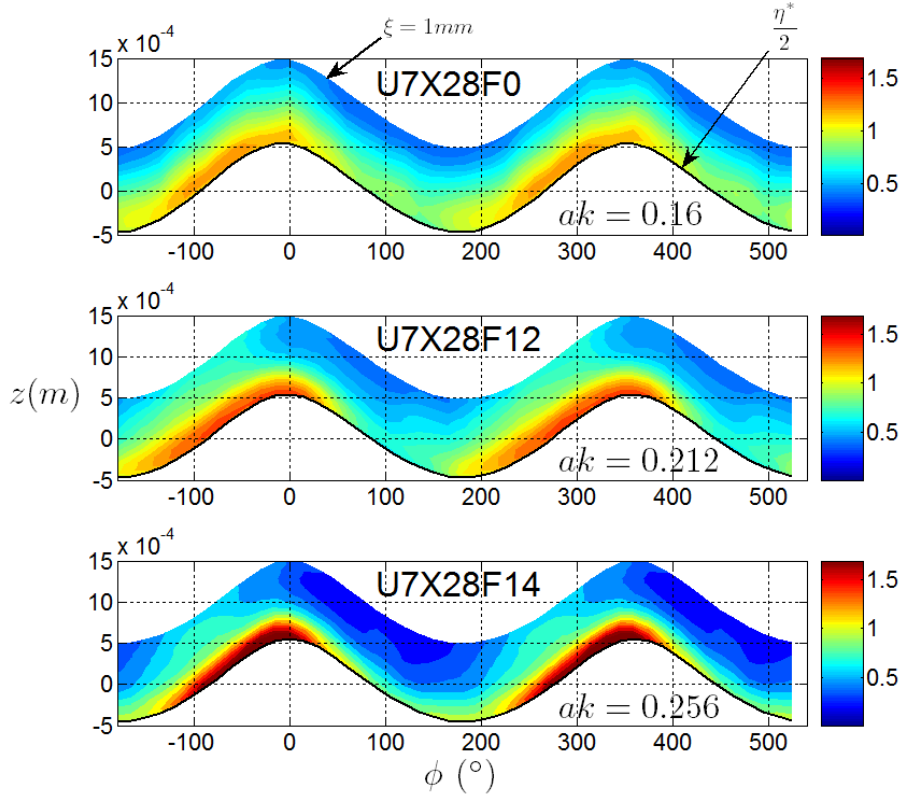


FIG. 4 – Evolutions de  $R_{\tau_\nu}^{\phi,z}$  en fonction de  $ak$ .

Afin d'étudier cette tendance, nous comparons sur la figure 4 trois cas pour lesquels la vitesse du vent est constante et égale à  $7 \text{ m.s}^{-1}$  mais avec des cambrures différentes. Le cas U7X28F0 correspond à des vagues de vent pures tandis que les deux autres cas sont issus de la combinaison de vagues de batteur et de vagues de vent. Nous avons reporté ici, les modulations de  $R_{\tau_\nu}^{\phi,\xi}$  le long de la vague et à l'intérieur de la sous-couche visqueuse pour différentes vitesses de vent avec

$$R_{\tau_\nu}^{\phi,\xi} = \frac{\tau_\nu^{\phi,\xi}}{\tau_\nu}, \quad (5)$$

où  $\tau_\nu^{\phi,\xi}$  est la contrainte de cisaillement locale définie par  $\mu \frac{\partial u(\phi, \xi)}{\partial \xi}$ . Sur cette représentation, nous observons une intensification de la contrainte de cisaillement sur la face au vent sur une zone de plus en plus petite et une diminution importante de la contrainte de cisaillement dans le creux de la vague

(pour les vagues de vent (U7X28F0), la tension visqueuse augmente au maximum de 25% par rapport à sa valeur moyenne, de 50% pour le cas intermédiaire (U7X28F12) et enfin de 100% pour le dernier cas (U7X28F14).

De plus, l'épaisseur de la sous-couche visqueuse semble être modulée par les mouvements de l'interface lorsque la cambrure augmente. Ainsi, on observe que la sous-couche visqueuse s'épaissit en amont de la crête puis elle s'amincit au niveau de la face sous le vent. Ainsi, les modulations de la tension visqueuse locale relative dans la sous-couche visqueuse sont générées par les mouvements de l'interface et sont particulièrement sensibles à la cambrure moyenne du champ de vagues.

#### 4 Mesures réalisées sur le suiveur à vagues

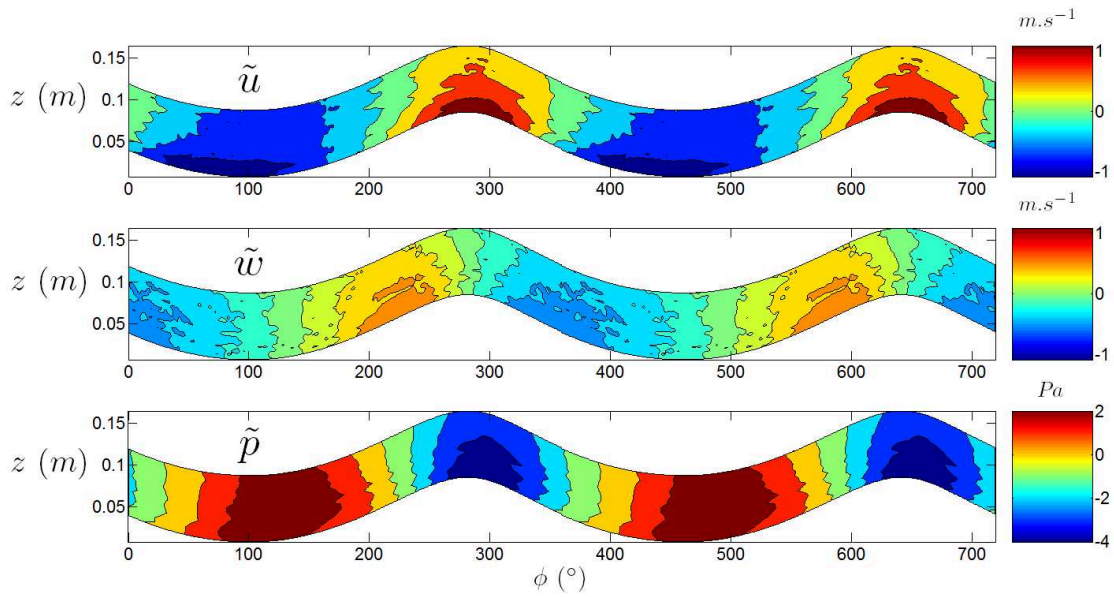


FIG. 5 – Exemple de résultats acquis à partir de mesures réalisées sur le suiveur à vagues.

Nous présentons sur la figure 5 un exemple de résultats obtenus à partir de mesures réalisées en utilisant le suiveur à vagues. Le traitement des données et les corrections nécessaires aux calculs de tels termes sont détaillés dans Grare (2009). Le principal outil mathématique utilisé pour le traitement de ces données est le moyennage de phase qui permet d'extraire les composantes induites par les mouvements de l'interface. Il est alors possible de décomposer une variable  $f$  en parties moyennes ( $\bar{f}$ ), parties induites ( $\tilde{f}$ ) et en parties purement turbulentes ( $f''$ ) :  $f = \bar{f} + \tilde{f} + f''$ .

Des lors, l'utilisation de ces outils combinée aux trajectoires suivies par les sondes grâce au suiveur à vagues permettent d'étudier la structure de l'écoulement au plus près de l'interface. Sur le graphe 5, nous avons reporté les composantes induites de la vitesse et de la pression statique afin d'illustrer le type de mesures que nous avons réalisées. Nous remarquons ainsi, que les modulations des vitesses induites augmentent à mesure que l'on s'approche de la surface, avec notamment un lien fort entre les maxima de la vitesse horizontale et les creux et crêtes des vagues. En ce qui concerne la pression statique, on observe un léger déphasage entre la pression induite et les mouvements de l'interface qui traduit un transfert de quantité de mouvement positif du vent vers les vagues via la traînée de forme induite  $\tilde{p} \frac{\partial \eta}{\partial x}$ . L'utilisation de ces composantes et leurs corrélations ont notamment permis de mener une étude critique de la méthode Inertio-Dissipative .



## 5 Quelques considérations sur la méthode Inertio-Dissipative

Dans cette partie, nous nous intéressons au domaine de validité de la méthode Inertio-Dissipative (ID). Nous rappelons que la méthode ID est basée sur le bilan de l'énergie cinétique turbulente auquel sont associées plusieurs hypothèses importantes. Dans une approche classique, les variables  $f$  de l'écoulement sont décomposées en parties moyennes  $\bar{f}$  et en parties fluctuantes (ou turbulentes)  $f'$  de manière à ce qu'une grandeur instantannée  $f$  s'écrive  $f = \bar{f} + f'$ .

En supposant que l'écoulement est stationnaire, homogène suivant  $\vec{x}$ , bi-dimensionnel (pas de composante transversale) et unidirectionnel en moyenne de composante  $\bar{u}$ , le bilan de l'énergie cinétique turbulente (TKE en anglais soit Turbulent Kinetic Energy) s'écrit dans un repère cartésien :

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{e'w'}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p'w'}}{\partial z} = \epsilon, \quad (6)$$

où  $\epsilon$  désigne la dissipation visqueuse, le premier terme de gauche correspond à la production turbulente, et les second et troisième terme de gauche forment la diffusion de la turbulence par elle-même. En négligeant les termes de diffusion (communément admis), il y a égalité entre production turbulente et dissipation visqueuse :

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \epsilon. \quad (7)$$

De plus, si l'on suppose l'existence de la couche à flux constant et que le profil vertical de la vitesse horizontale moyenne  $\bar{u}$  est logarithmique de la forme :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (8)$$

on peut alors exprimer le gradient vertical de  $\bar{u}$  en fonction de  $u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}}$ , et il est alors possible de relier directement la vitesse de frottement  $u_*$  à la dissipation visqueuse  $\epsilon$  :

$$u_* = (\kappa z \epsilon)^{1/3}. \quad (9)$$

Dès lors, la paramétrisation de  $\epsilon$  permet alors d'obtenir une estimation de la vitesse de frottement  $u_*$ . Cependant, cette paramétrisation de la dissipation visqueuse introduit une nouvelle hypothèse, à savoir que la turbulence est homogène isotrope et en équilibre local dans la zone inertielle. L'existence de la zone inertielle se justifie en partie par une gamme de fréquence dans laquelle le spectre en fréquence de  $u$  (noté  $S_u$ ) décroît en  $f^{-5/3}$ . Il est alors possible d'estimer la valeur de la dissipation visqueuse à partir de  $S_u$  et de  $\bar{u}$  :

$$\epsilon = \frac{2\pi}{\bar{u}} C_2^{-3/2} f^{5/2} S_u^{3/2} \quad \text{où } C_2 \text{ est une constante expérimentale égale à } 0,5, \quad (10)$$

la valeur de  $f^{5/2} S_u^{3/2}$  étant relativement constante dans la zone inertielle.

Cependant, il existe toujours quelques controverses quand à l'utilisation de la méthode ID en présence de vagues. On peut citer, par exemple, Janssen (1992) qui évalue de manière théorique le terme de transport dû à la pression ( $\frac{\partial \overline{p'w'}}{\partial z}$ ). Pour notre part, nous observons qu'il n'y a pas toujours égalité entre la vitesse de frottement estimée à partir de la méthode ID et à partir de la méthode directe (mesure directe des fluctuations verticales et horizontales de la vitesse). En effet, en présence de vagues, les deux méthodes concordent lorsque l'on se trouve loin de l'interface, cependant lorsque l'on se rapproche de la surface, les deux méthodes divergent.

Ce phénomène est mis en valeur sur la figure 6 sur laquelle sont représentées en noir la production turbulente totale et en vert la dissipation visqueuse. Ces mesures ont été réalisées pour un vent de  $7 \text{ m.s}^{-1}$ , à un fetch de 28 m, au dessus d'un champ de mer complexe dont la cambrure moyenne est égale

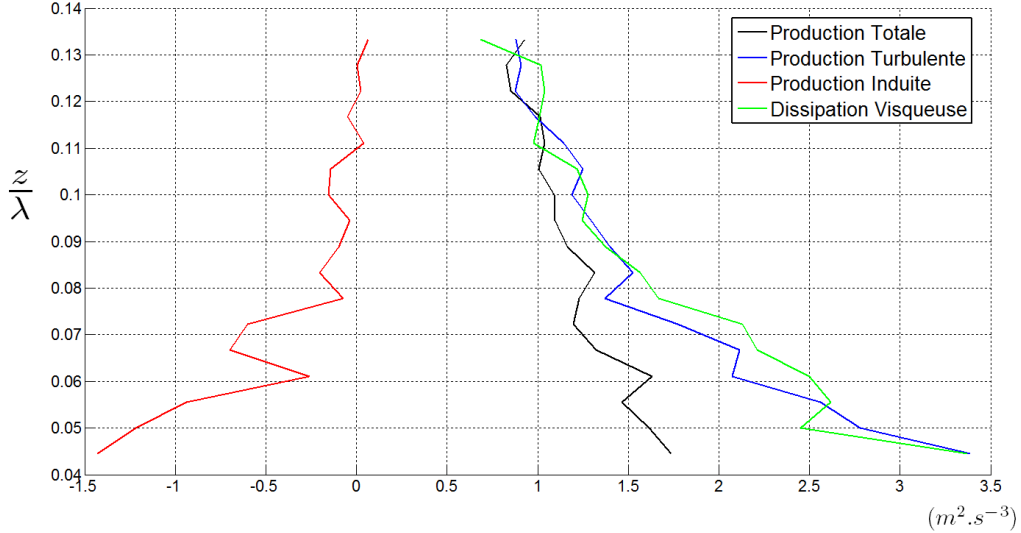


FIG. 6 – Comparaison entre les termes de production et de dissipation de la turbulence.

à 0,26. Nous observons que plus l'interface est proche du point de mesure, plus l'hypothèse d'égalité entre production turbulente et dissipation visqueuse devient erronée. Nous avons alors décomposé les parties fluctuantes de la vitesse en parties induites par les mouvements de l'interface ( $\tilde{u}$  et  $\tilde{w}$ ) et en parties purement turbulentes ( $u''$  et  $w''$ ). Ainsi, l'équation 7 devient :

$$-\overline{u''w''} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{\tilde{u}\tilde{w}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \epsilon, \quad (11)$$

où  $-\overline{u''w''} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  définit la production purement turbulente et  $-\overline{\tilde{u}\tilde{w}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  la production induite. Ces deux termes sont reportés sur la figure 6 respectivement à l'aide de la courbe bleue et de la courbe rouge. On remarque alors que la production purement turbulente est égale à la dissipation visqueuse. Ce résultat tend à montrer que l'estimation de la dissipation visqueuse via le spectre de  $u$  ne prend en compte que les échelles purement turbulentes de l'écoulement. Et l'agitation induite par les mouvements de l'interface ne semble pas prise en compte à l'aide de cette méthode.

Sur la figure 7, nous avons tracé le spectre de  $u$  à différentes altitudes afin d'appréhender l'évolution des caractéristiques statistiques de l'écoulement lorsque l'on se rapproche de la surface. Nous avons utilisé une représentation de  $f^{5/3}S_u$  en fonction de  $f$  afin de faire apparaître la zone inertielle. On s'aperçoit alors que, loin de la surface, la zone inertielle couvre un large domaine spectral, mettant en évidence l'équilibre local de la turbulence pour ces échelles. Par contre, lorsque l'on se rapproche de l'interface, les composantes induites par les vagues modifient l'allure du spectre de  $u$ , en limitant la gamme des fréquences pour lesquelles la production turbulente est compensée par la dissipation visqueuse. Il apparaît ici que l'hypothèse de turbulence isotrope homogène n'est vérifiée. La méthode ID ne peut alors pas être appliquée près de la surface.

## 6 Conclusions

Nous avons mis au point un système de mesure des champs de pression et de vitesse de vent sur un système suiveur à vagues (les instruments restent à la même élévation par rapport à la surface), soit sur un plongeur (les capteurs traversent l'interface). Le développement, les tests, les mesures et les résultats font l'objet d'un travail de thèse (Grare (2009)). Les premiers millimètres et centimètres de la couche atmosphérique de surface ont pu être ainsi observés. Par moyennage de phase, nous avons pu calculer les composantes moyennes, les composantes induites par le mouvement des vagues,

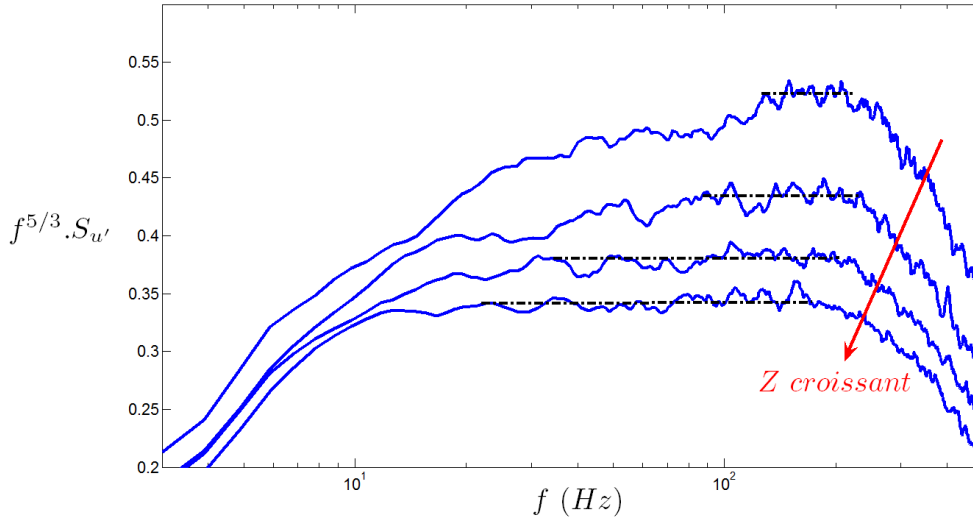


FIG. 7 – Spectres de  $u$  mesurés à différentes altitudes.

et les composantes purement turbulentes des différentes grandeurs. Nous avons pu aussi calculer les termes qui interviennent dans le calcul des flux, et dans le bilan de l'équation de transport de l'énergie cinétique. Les principales conclusions sont les suivantes :

- a) Les formes des vagues induisent des asymétries entre les faces au vent et sous le vent qui modulent les valeurs des transferts de quantité de mouvement du vent aux vagues le long de ces dernières.
- b) La répartition traînée visqueuse (courant) / traînée de forme (amplification des vagues) est liée aux cambrures des vagues. La contribution de la traînée visqueuse sur la traînée totale diminue quand la cambrure augmente. De plus, la traînée visqueuse n'est pas répartie uniformément le long des vagues : elle est plus importante sur la face au vent et près des crêtes.
- c) Les hypothèses couramment faites à haute altitude pour calculer les flux par la méthode Inertio-Dissipative ne sont plus valables près de la surface. Les mouvements de la surface font apparaître des termes induits qui modifient le bilan local entre production turbulente et dissipation visqueuse et qui mettent en défaut les hypothèses de la méthode ID.

## Références

- DEARDOFF, J.W. 1967 Aerodynamic theory of growth with constant wave steepness. *J. Oceanogr. Soc. Japan* **23** (6), 278–297.
- DONELAN, M.A., BABANIN, A.V., YOUNG, I.R., BANNER, M.L. & MCCORMICK, C. 2005 Wave-follower field measurement of the wind-input spectral function. part I : Measurements and calibrations. *J. Atmos. Oceanic Tech.* **22**, 799–813.
- ELLIOTT, J. A. 1972a Microscale pressure fluctuations measured within the lower atmospheric boundary layer. *J. Fluid Mech.* **53**, 351–384.
- ELLIOTT, J. A. 1972b Microscale pressure fluctuations near waves being generated by the wind. *J. Fluid Mech.* **54**, 427–448.
- GRARE, L. 2009 Structure détaillée de la couche limite atmosphérique à proximité de l'interface air-eau : Mesures expérimentales de la pression statique et de la tension visqueuse (En cours de rédaction). PhD thesis, Université d'Aix-Marseille II.
- JANSSEN, P.A.E.M. 1992 On the effect of ocean waves on the kinetic energy balance and consequences for the inertial dissipation technique. *J. Phys. Oceanogr.* **29**, 530–534.