

Interprétation d'une réponse diffusiométrique par analyse en transformation d'ondelettes

Scatterometer response and wavelet transformation analysis of water wave surface

B. CHAPRON

et IFREMER, Centre de Brest, DRO/OS,
B.P. 70, 29280 Plouzané

A reçu son doctorat, spécialité Mécanique des Fluides, à l'Université Aix-Marseille II en 1988, sous la direction du Dr A. Ramamon Jiarisoa. Après 3 années passées au NASA/Goddard Space Flight Center, il travaille actuellement à l'IFREMER à l'exploitation des données du satellite européen d'observation ERS-1.

F. L. BLIVEN

NASA/GSFC/WFF, Wallops Island
Code 972 VA, 23337 USA

A reçu son doctorat à l'Université de Caroline du Nord en 1977. En 1985, il rejoint la NASA pour développer des systèmes micro-ondes actifs pour étudier les phénomènes d'interactions air-mer. Ses recherches actuelles s'orientent sur l'effet de la pluie sur la géométrie de surface et l'implication dans l'interprétation des mesures par télédétection.

RÉSUMÉ

Nous présentons une application de la transformation en ondelettes pour obtenir la caractérisation temps-fréquence de profils temporels des hauteurs d'eau dans un bassin de simulation. Les résultats sont discutés dans le but d'interpréter l'interaction d'un rayonnement électromagnétique incident avec les ondes de surfaces libres.

MOTS CLÉS

Radar, Ondes de surfaces libres, Transformation en ondelettes.

ABSTRACT

We present an application of wavelet transform to obtain instantaneous time-frequency information from time water wave height data. The results are discussed for an interpretation of backscattered radar response by water surface states.

KEY WORDS

Radar, Water surface waves, Wavelet Transform.

1. Introduction

Les signaux de rétrodiffusion radars actifs sont utilisés depuis de nombreuses années pour évaluer la géométrie de la surface des océans, afin d'estimer les caractéristiques principales des champs de vent : vitesse et direction.

Aussi bien pour les campagnes d'expériences in situ [1, 2]

que pour les expériences en bassin de simulation [3], les mesures de variation du rayonnement électromagnétique réfléchi par la surface libre révèlent une dépendance forte aux variations de vitesse et de direction du vent sur cette surface.

Cependant, pour améliorer les algorithmes inverses, permettant l'évaluation de ces distributions, une grande

précision est nécessaire pour relier les signatures radar instantanées avec les différentes échelles et les densités spectrales des fluctuations de la surface libre, depuis les longues ondes de gravité jusqu'aux ondes très courtes de type capillaire, qui caractérisent les états de mer.

De manière classique, les traitements à base de transformation de Fourier fournissent l'information spectrale désirée, en terme de spectres de fréquences ou en nombres d'ondes. Ces analyses sont parfaitement satisfaisantes pour obtenir l'information dans le domaine spectral mais ne permettent pas de façon claire de localiser, dans le domaine temporel ou spatial, les événements particuliers.

Étant donnée la complexité des champs de vagues de vent, ces techniques peuvent apparaître par trop restrictives. Dans la continuité de travaux précédents [4], nous proposons l'application de l'analyse temps-échelle, pour obtenir, dans ce cas précis, les représentations temps-fréquences de signaux de fluctuations des hauteurs d'eau. Pour cela, nous utilisons le cadre général connu de la théorie de la transformation continue en ondelettes [5]. On peut rappeler que la transformation en ondelettes permet une décomposition du signal au moyen de fonctions, dites ondelettes d'analyse, de forme constante. La mesure se fait par l'application d'un produit scalaire

$$C[x(t); a, b] = \frac{1}{\sqrt{a}} \int x(t) O^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt$$

où a , paramètre d'échelle, contrôle la dilatation de la fonction O , ondelette originale d'analyse de type filtre passe bande, et b mesure la localisation de cette dernière le long de l'axe des temps. Ainsi, au contraire d'une analyse en temps-fréquence par la transformation de Fourier à court terme, le support temporel du produit scalaire varie en fonction de l'échelle considérée. Cependant, pour une échelle donnée, au voisinage du pic en fréquence de l'ondelette associée, fréquence et paramètre d'échelle sont inversement proportionnels.

Nous présentons les représentations en temps et fréquences calculées à partir de signaux mesurés en laboratoire, puis nous discutons ces résultats pour une interprétation des signaux de rétrodiffusion radar obtenus.

2. Expériences

Nous donnons ici les résultats d'expériences réalisées dans le bassin-soufflerie de simulation du NASA Wallops Flight Facility. Le canal a une longueur de 20 m et sa largeur est de 1,5 m. Les vagues de vent sont générées par circulation d'air et les vagues régulières par un batteur hydraulique asservi à 2 Hz.

Les capteurs étaient installés à 8 m de l'entrée de la veine pour considérer des développements limités des vagues dues au vent. Les fluctuations du niveau instantané de l'eau ont été mesurées à l'aide de sondes à effet capacitif.

Le système radar utilisé avait une fréquence de 36 GHz, était pointé contre le vent, avec un angle d'incidence de 30° par rapport à la verticale. L'empreinte de ce radar était

de 12 × 10 cm et centrée sur les sondes capacitives. Dans cette configuration, les échos radar produits par la surface libre peuvent être directement associés aux propriétés morphologiques et dynamiques de celle-ci. Pour rappel, un modèle généralement avancé pour la puissance radar rétrodiffusée par la surface libre de l'océan est le modèle de surface composite dit 2-échelles qui considère des ondes extrêmement longues comparées à celle émise par le radar, parcourues par des structures plus petites. Les grandes ondes favorisent des orientations privilégiées, qui ainsi modulent la puissance rétrodiffusée. Les structures plus fines surimposées, composées de vagues de gravité et/ou de type capillaire, de longueurs d'ondes comparables à celle du radar, sont à l'origine de la rétrodiffusion dite de Bragg (en référence à des travaux expérimentaux en cristallographie). Dans ce cas, une condition de résonance, au premier ordre, est obtenue quand la surface possède des alignements de points équidistants, tels que

$$L = l / (2 \sin A)$$

avec l longueur d'onde électromagnétique, A angle local d'incidence. Pour cette expérience et le choix de fréquence radar utilisée, la longueur d'onde associée à la résonance de type Bragg est 8 mm. Pour une fréquence de 2 Hz de l'onde de base, la longueur d'onde associée est d'environ 40 cm, donnant approximativement une fréquence relative 12-13 Hz pour le mécanisme de Bragg.

L'ensemble des signaux analogiques continus obtenus a été simultanément numérisé à la fréquence d'échantillonnage 100 Hz.

Nous faisons ici l'analyse des deux situations expérimentales suivantes : ondes régulières de faibles amplitudes créées par batter, figure 1 ; ondes régulières de plus grandes amplitudes créées par batter superposées à l'action d'un vent fort de 82 cm/s de vitesse de friction (correspondant à une vitesse de vent de l'ordre de 15 m/s), figure 2. Les séries temporelles simultanées des élévations de la surface et de l'amplitude du signal radar sont données pour ces deux exemples.

3. Représentation Temps-Fréquences

Les images temps-fréquences des signaux d'élévation sont données figure 3. Utilisant l'analyse par transformation continue en ondelettes, les images sont codées en couleur par l'amplitude directe des coefficients réels obtenus par la transformation. L'axe vertical relatif aux fréquences couvre la bande 1-10 Hz selon une échelle logarithmique. Ces images ont été construites à partir d'une ondelette de type Morlet [5], enveloppe gaussienne modulée définie par

$$O(t) = (e^{-t^2/2} - D) e^{-i\omega t}, \quad D = e^{-\omega^2/2}, \quad \omega = \pi \sqrt{\frac{2}{\ln 2}}$$

Afin de faciliter l'analyse et la lecture de ces images nous avons utilisé une redondance de 16 ondelettes par octave. Dans ce cas également, le terme de correction D est négligeable et une bonne approximation du signal original

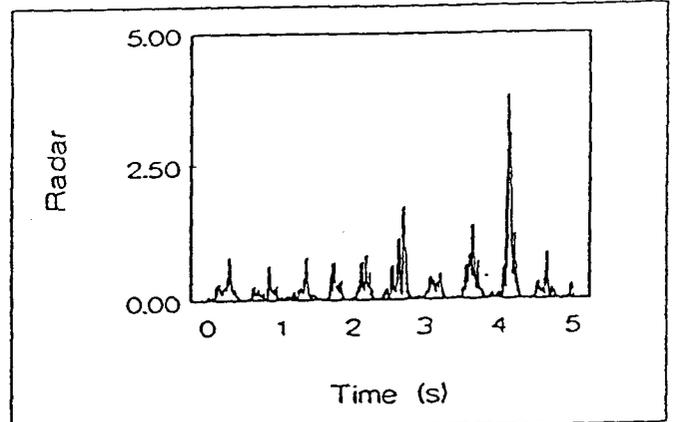
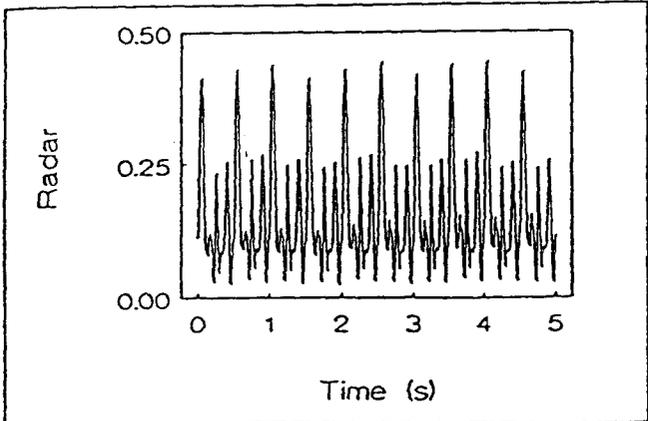
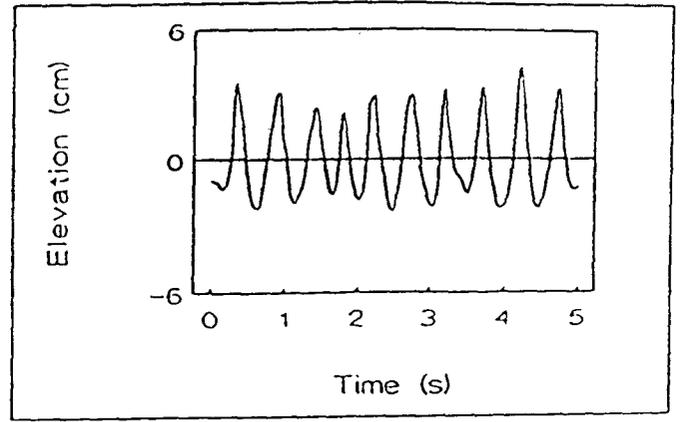
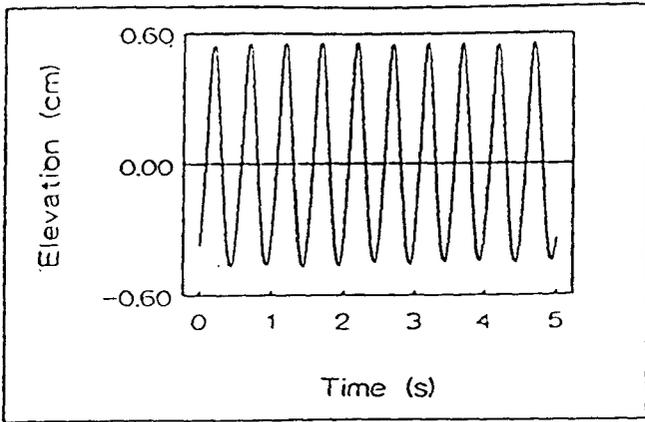


Fig. 1. — Cas d'ondes régulières Élévation Radar.

Fig. 2. — Cas d'ondes régulières en présence de vent Élévation et Radar.

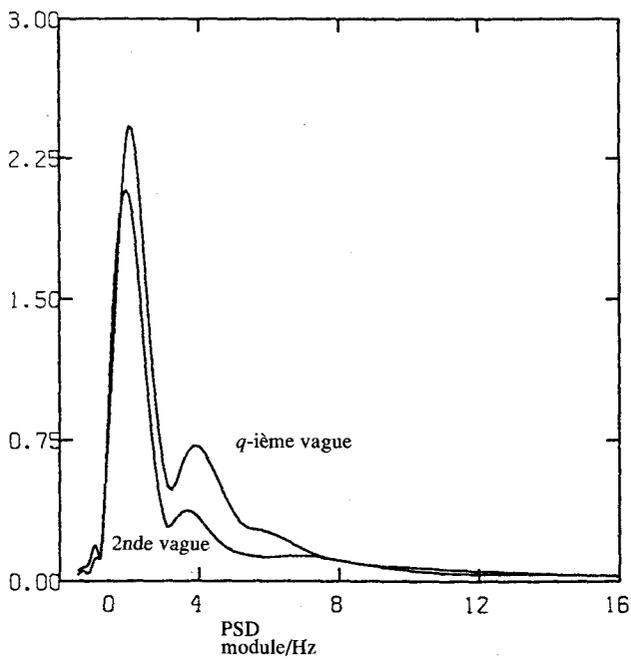


Fig. 4. — Densité spectrale locale d'énergie Vagues 2 et 9.

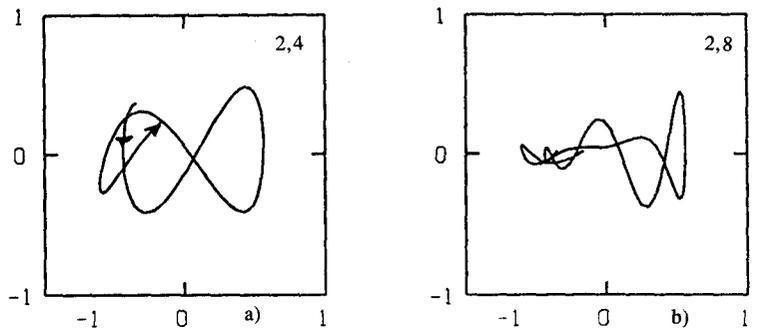


Fig. 5. — Représentation conjointes Vague 2 :

- a) Coefficients associés aux fréquences 2 et 4 Hz.
- b) Coefficients associés aux fréquences 2 et 8 Hz.

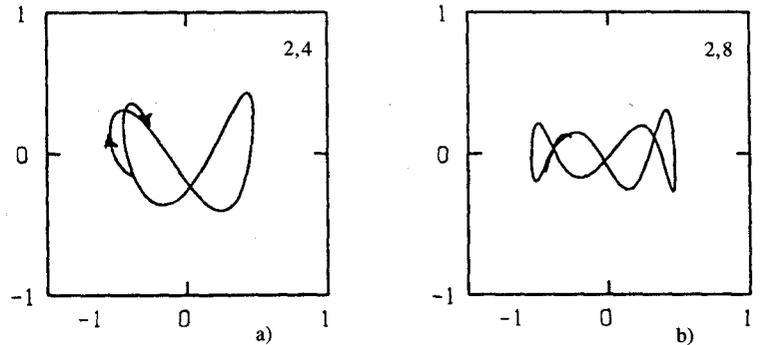


Fig. 6. — Représentation conjointes Vague 9 :

- a) Coefficients associés aux fréquences 2 et 4 Hz.
- b) Coefficients associés aux fréquences 2 et 8 Hz.

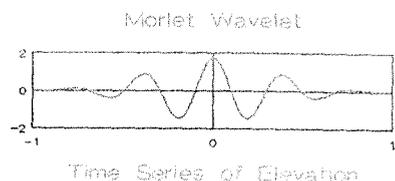


Fig. 1. — Cas d'ondes régulières Élévation Radar.

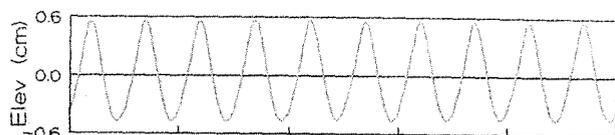


Fig. 2. — Cas d'ondes régulières en présence de vent Élévation et Radar.

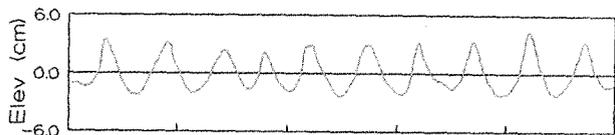


Fig. 3. — Représentation Temps-fréquences (Partie Réelle).

Instantaneous Power Spectral Density



Fig. 4. — Densité spectrale locale d'énergie Vagues 2 et 9.



Fig. 5. — Représentation conjointes Vague 2 :

- a) Coefficients associés aux fréquences 2 et 4 Hz.
- b) Coefficients associés aux fréquences 2 et 8 Hz.

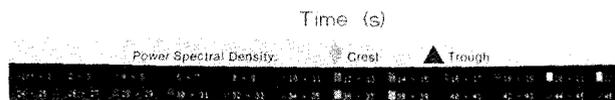


Fig. 6. — Représentation conjointes Vague 9 :

est obtenue à partir du calcul simplifié de l'inversion de la transformation en ondelettes en appliquant

$$x(b) = C_0 \int C[x(t); a, b] \frac{da}{a^{3/2}}$$

Avec ce type de choix bien connu, l'ondelette de base est régulière et périodique, avec une bonne localisation dans les espaces temps et fréquences. On peut également noter que la forme de cette ondelette s'accorde bien avec le caractère fondamentalement périodique des houles sans déferlement. Les travaux récents pour décrire la propagation de paquets d'ondes de gravité de type solitons ont démontré l'utilité de l'analyse obtenue à partir de transformations en ondelettes de type Morlet pour une parfaite description de l'agitation de surface [6, 7].

4. Discussion

Cas 1 : l'image temps-fréquence présente la répétition régulière attendue autour de la fréquence choisie (2 Hz)

avec l'apparition de traces sur les harmoniques supérieures qui peuvent être interprétées comme les composantes dites de Stokes, relatives au caractère non linéaire de second ordre de la propagation des ondes de gravité en eau profonde. Cette image révèle également que l'apparition de ce phénomène est plus particulièrement marqué aux crêtes que dans les creux. Pourtant de faible amplitude, cette houle possède déjà un profil légèrement dissymétrique.

La surface illuminée par le radar représente environ le quart d'une longueur d'onde, et l'on observe les variations du signal radar avec le passage de chaque vague.

Cette réponse est périodique avec des maxima prenant source sur la partie frontale des vagues qui est alors orientée vers le cône récepteur du radar. Ainsi sans atteindre le cas extrême d'une rétrodiffusion purement spéculaire (pente locale très inférieure à 30 degrés), la surface libre en l'absence de vent reste suffisamment lisse pour pouvoir considérer le champ réfléchi principalement distribué autour de la direction imposée par la position de l'antenne réceptrice.

Cas 2 : l'image temps-fréquence présente toujours des maxima autour de la fréquence des vagues artificiellement générées (2 Hz), mais on peut noter une plus grande dispersion de l'amplitude des coefficients obtenus, correspondant à la formation possible de regroupements de vagues. Des amplitudes non négligeables sont observées pour les échelles plus petites, pouvant être associées à l'action du vent. Pour cette situation la réponse radar reste toujours très cohérente avec le passage des vagues dans son empreinte, mais le signal est plutôt erratique, présentant des échos différents pour chaque vague, avec en particulier l'émergence d'un très fort pic. On identifie aisément sur l'image temps-fréquence la vague correspondante à cette plus forte fluctuation. Pour tenter d'interpréter ce phénomène, nous nous intéressons à deux vagues particulières, la seconde et la neuvième.

Afin d'obtenir une information plus globale du contenu spectral de ces deux vagues, on peut estimer la distribution de densité d'énergie autour de leurs crêtes. A partir des coefficients de la transformation en ondelettes, l'application d'une déconvolution dans les espaces temps et échelle permet l'évaluation en temps et fréquence. Le calcul s'effectue suivant

$$F[x(t); \nu, t] = \iint C[x(t); a, b] K^*(\nu, t; a, b) \frac{da db}{a^2}$$

avec pour définition du noyau K

$$K(\nu, t; a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int W(u-t) e^{2i\pi\nu u} O^*\left(\frac{u-b}{a}\right) du$$

W est la fenêtre d'analyse localisée autour de chacune des crêtes, de longueur 75 points, ce qui correspond à 1,5 fois la période fondamentale. La représentation des modules des coefficients F en fonction de la fréquence est donnée sur la figure 4.

Comme rappelé précédemment, des pics sont observés sur les fréquences surharmoniques, avec une accentuation sur la neuvième vague, indiquant la dépendance de ce phénomène à l'augmentation de la cambrure locale. On peut également observer que la neuvième vague rassemble plus d'énergie que la seconde pour l'ensemble des basses fréquences (< 8 Hz), mais que la distribution d'énergie est équivalente pour les fréquences supérieures à 8 Hz.

Cette dernière remarque suggère une influence négligeable du caractère rugueux de la surface, lié aux effets propres du vent, ou la possibilité d'apparition de tache d'écume et de turbulence après déferlements, caractérisé par la densité d'énergie aux plus hautes fréquences, sur l'amplitude du rayon électromagnétique réfléchi.

Ainsi le système radar, pourtant incliné à 30°, fonctionne plus dans un mode optique quasi-spéculaire que dans un mode de diffusion pure de type Bragg. Prenant pour estimation de la pente locale des vagues de l'ordre de 15°, cette remarque est pleinement justifiée en considérant le domaine de validité 0-22°, des solutions de l'optique physique pour mécanisme prépondérant de rétrodiffusion.

Dans un second temps, pour évaluer l'évolution des différentes échelles et principalement leurs parcours le

long de la grande onde, nous avons tracé la représentation conjointe de la partie réelle des coefficients d'ondelettes correspondantes. Ces diagrammes de type Lissajous, (Re (C [x(t); a, b]), Re (C [x(t); a', b])), sont construits à partir du même nombre de points autour des crêtes pour chacune des deux vagues choisies (75 points). On a tracé ces différents plans pour les associations 2 et 4 Hz, figures 5a et 6a, et 2 et 8 Hz, figures 5b et 6b. Ces plans sont normalisés par le maximum des coefficients de l'échelle considérée.

Visuellement on peut noter des différences importantes pour ces deux vagues. Les figures 5a et 6a ont des aspects comparables mais montrent un sens totalement inversé dans les trajectoires obtenues. Pour la seconde vague, figure 5a, le déphasage entre composante est d'environ $-\pi/2$. Pour la neuvième, figure 6a, on peut évaluer ce déphasage à $+\pi/4$, entraînant un point de croisement négatif. Suivant l'inversion simplifiée de la transformation en ondelettes, ceci indique que la neuvième vague est localement plus creusée (concave) que la seconde.

Pour les figures 5b et 6b, la différence est plus nette. Il apparaît clairement qu'une amplification du coefficient correspondant à la fréquence 8 Hz a lieu autour de la crête de la deuxième vague où le coefficient correspondant à la fréquence 2 Hz est positif. Cette amplification est toutefois précédée et suivie d'une presque totale atténuation, pouvant être interprétée comme la présence d'un possible déferlement. En revanche la trajectoire paraît beaucoup plus lisse et régulière le long de la neuvième vague.

A partir de cette simple analyse descriptive, le fort pic radar semble correspondre à la vague la plus creusée, avec un comportement régulier des composantes liées à l'apparition d'harmoniques supérieures à l'onde de base. On peut également noter que cette vague est au maximum de la modulation très légèrement décelable de l'enveloppe des crêtes des vagues, figure 2. Cette remarque confirme l'influence non négligeable des effets non linéaires dits d'ordre 3 (interaction vagues-vagues), au cours de la propagation des trains d'ondes avec la possibilité d'apparition d'ondes dites liées non dispersives, et la formation de paquets d'ondes cohérents pour lesquels les vitesses de phase des différentes composantes sont déterminées par celle de l'onde de base. Pour ce type particulier d'analyse de phénomènes non linéaires, les représentations des figures 5 et 6 suggèrent la possibilité de combiner ces résultats avec une analyse bispectrale.

5. Conclusion

Pour une houle régulière créée par batteur, la réponse radar instantanée est corrélée avec la pente positive de l'onde principale. En présence d'un fort vent sur des vagues très cambrées, cette observation reste exacte.

Quoique les distributions et les variations des petites échelles soient connues pour être des paramètres majeurs de la rétrodiffusion des rayons électromagnétiques sur les champs de vagues, pour des angles incidents supérieurs à 25° (diffusion de Bragg), nos observations en bassin de simulation sont plus proches de réflexions quasi spéculaires

(optique directe). La pente la mieux orientée vers le récepteur, combinée à la surface la plus régulière donne la plus grande fluctuation dans le signal radar. Même si l'amplification importante des vagues, probablement peu réaliste des situations en mer, est la principale origine de ce mécanisme, il semble toutefois clair qu'une attention particulière doit être portée à l'estimation de la densité de probabilité des pentes des vagues de gravité de petites échelles (longueurs d'onde comprises entre 0,1 et 1 m), pour la mise en œuvre d'algorithmes d'inversion plus performants.

Notre analyse a également montré l'importance de la présence de composantes harmoniques supérieures se propageant avec l'onde de base. Il n'a pas été observé de variation particulière du signal radar associée avec un déferlement, l'apparition d'écume ou de bulles. L'importance de la formation de groupes amenant la formation de vagues localement plus creusées a, par contre, été explicitement mis en évidence.

Ce dernier résultat doit aider à interpréter puis modéliser les interactions ondes électromagnétiques-ondes de surface, en intégrant les effets non linéaires connus qui sont en jeu au cours de la propagation dans les champs de vagues de vent, tels l'apparition de blocages des vitesses de phase [8] ou encore la propagation de solitons [4, 9, 10]. L'ensemble de ces conclusions s'appuie sur l'unique mise en œuvre de la transformation en ondelettes. Nous avons essayé de présenter dans cette communication l'exploitation directe des coefficients ainsi obtenus pour une application physique importante. Cette méthode, relativement simple d'implémentation est équivalente à une opération

de filtrages de surtension spectrale constante. Les représentations temps-fréquences sont apparues aisément exploitables et sont parfaitement adaptées pour la visualisation et l'analyse des événements intermittents locaux qui apparaissent dans les signaux hydrodynamiques.

Remerciements : Ce travail a été effectué avec le soutien du : National Aeronautic and Space Administration, du National Research Council, et de l'Office Naval Research.

Email : Chapron @osbl.wff.nasa.gov

Manuscrit reçu le 26 octobre 1991.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. MASUKO *et al.*, 1986, *J.G.R.*, 91.
- [2] A. H. CHAUDHRY and R. K. MOORE, 1984, *IEEE J. Ocean. En.*, OE-9.
- [3] J. P. GIOVANANGELI and F. L. BLIVEN, colloque IGARSS 89.
- [4] B. CHAPRON, 1988, Thèse, Un. Aix-Marseille II.
- [5] A. GROSSMAN and J. MORLET, 1984, *SIAM, J. Math.*, Vol. 15.
- [6] E. D. BROWN *et al.*, 1989, *J.F.M.*, Vol. 204.
- [7] B. CHAPRON et A. RAMAMONJIARISOA, colloque GRETSI 89.
- [8] A. RAMAMONJIARISOA and M. COANTIC, 1976, *CRAS B*.
- [9] E. MOLLO-CHRISTENSEN and A. RAMAMONJIARISOA, 1982, *J.G.R.*, 87, C8.
- [10] D. MIDDLETON and R. H. MELLEN, 1985, *IEEE J. Ocean. En.*, 10, No. 4.