

GENERATION DE HOULES MULTIDIRECTIONNELLES COMPLEXES DANS LE BASSIN DE CENTRALE NANTES

GENERATION OF MULTIDIRECTIONAL SEA STATES IN THE CENTRALE NANTES WAVE BASIN

Pierre ROUX de REILHAC, Félicien BONNEFOY
et Pierre FERRANT

Équipe Hydrodynamique et Génie Océanique, Laboratoire de Mécanique des Fluides
École Centrale de Nantes, BP 92101, 44321 NANTES Cedex 3
pierre.ferrant@ec-nantes.fr

Résumé

Nous étudions ici les capacités d'un unique batteur segmenté à générer un état de mer multidirectionnel. Nous voulons reproduire un état de mer type Afrique de l'Ouest dans un bassin rectangulaire, plus précisément deux spectres représentant une houle et une mer du vent avec des directions de propagation de $\pm 45^\circ$ par rapport à l'axe principal du bassin. Dans ce but nous étudions deux lois de génération, proposées respectivement par Dalrymple et Molin, qui utilisent des réflexions volontaires sur les murs latéraux pour augmenter la taille de la zone utile. Les résultats numériques et expérimentaux ont tout deux montré que l'utilisation de telles méthodes, combinées à un unique générateur de houle, produit un champ de vague de grande qualité ainsi qu'une zone utile très étendue. La méthode de Molin apparaît plus efficace en terme de qualité de zone cible produite, en contre partie son utilisation nécessite plus d'attention que la méthode de Dalrymple.

Summary

In the present work we study the capabilities of a single segmented wavemaker to generate multidirectional sea states. We want to reproduce typical West Africa sea conditions in a rectangular basin, that is two spectra representing swell and wind waves with ± 45 degrees main directions relative to the axis basin. To that extent we study two generation techniques proposed respectively by Dalrymple and Molin which rely on the control of sidewall reflections in order to enlarge the testing zone. Both numerical and experimental results show that the use of such methods in combination with a single wavemaker provides high quality wavefields as well as large extent testing area. The Molin method appears to be more efficient in terms of wavefield quality within the testing area although the tuning of its setting parameters requires more care than the Dalrymple method.

1 – Introduction

Nous rapportons, à travers cet article, l'étude, l'implémentation et l'efficacité de différentes lois de contrôle batteur dans la génération d'états de mer complexes. Le problème considéré est celui de la génération de houle multidirectionnelle dans un bassin rectangulaire dont l'un des cotés est équipé d'un batteur de houle segmenté. Dans l'optique d'étudier le comportement de structures en environnement type Ouest Afrique, nous devons générer un état de mer constitué de deux spectres superposés, l'un représentant une houle et l'autre une mer du vent, dont les directions principales peuvent avoir un écart de 90° . Le but de ce genre de génération est d'obtenir une zone utile la plus étendue possible. Ce type d'états de mer semble en principe nécessiter des bassins équipés d'un double générateur de houle. Hiraishi et Hirayama [9] ont montré une série d'expériences validant l'utilisation de tels batteurs pour la reproduction de spectres directionnels bi-modal. Cependant, nous désirons savoir si ce type de spectre est aussi réalisable dans un bassin dont un seul des cotés est équipé d'un batteur segmenté. Dans ce cas, où un angle de 90° sépare les deux directions principales, des composantes de houle fortement angulées interviennent, avec inévitablement des perturbations dues aux réflexions sur les murs latéraux.

La technique de pilotage la plus simple est le principe du serpent, proposé par Biésel [1]. Cette méthode considérant le batteur infiniment long, on observe très rapidement la formation d'une onde stationnaire transverse due à la réflexion de la houle générée sur le premier mur, et on constate, près du mur opposé, un phénomène de diffraction. Ainsi cette méthode ne semble pas adaptée au champ de vagues étudié, ces phénomènes doivent être pris en compte durant le processus de génération. Ceci est rendu possible par l'utilisation de lois de contrôle élaborées dont les premiers essais ont été effectués par Funke and Miles [7]. Des théories plus complètes ont ensuite été proposées dont l'énorme avantage est de prendre en compte à la fois les réflexions et les effets de diffractions.

La première a été proposée par Dalrymple [6]. Elle consiste à reproduire le champ de vagues cible sur une ligne parallèle au batteur à travers toute la largeur du bassin, en anticipant l'effet des parois latérales pour le champ de houle généré. Cette méthode a déjà été appliquée numériquement (voir *e.g.* [3, 4]) et expérimentalement dans le bassin physique [2]. Un désavantage de cette méthode est que la cible est imposée jusqu'aux murs latéraux, ce qui n'est pas nécessaire dans la plupart des expériences où le modèle est situé au milieu du bassin. Ainsi, pour de grands angles de propagation, la méthode de Dalrymple perd en efficacité et son utilisation devient limitée.

Pour lever cette contrainte près des murs latéraux du bassin, Molin [12] propose deux méthodes dont les zones de contrôle sont de type cercle ou disque. Comme la première méthode a très vite tendance à diverger, son implémentation est difficile, et n'a pas été retenue ici. Bien que la méthode du disque (aussi appelée méthode de Molin par la suite) soit d'une mise en œuvre plus complexe, elle apparaît efficace dans la génération de vastes zones utiles, en ayant soin de contrôler la puissance batteur et de choisir un rayon de disque correctement adapté pour chaque composantes du spectre. Quatre degrés de liberté, ou paramètres, doivent ainsi être choisis pour calculer le mouvement batteur correspondant, alors qu'un seul est nécessaire pour la méthode de Dalrymple. A la connaissance des auteurs, cette méthode n'a jamais été appliquée en bassin de houle. Par conséquent cet article peut également être vu comme une validation de la méthode proposée par Molin.

Des formes de zones cibles ellipsoïdale [5] ou rectangulaire [11], ont déjà été étudiées théoriquement par d'autres auteurs, ainsi que les effets de la segmentation [5].

Ce présent article est organisé comme suit. Premièrement, nous présentons la théorie linéaire directionnelle de génération et détaillons les caractéristiques principales de trois lois de contrôle : le principe du serpent, la méthode de Dalrymple et la méthode de Molin. Deuxièmement nous comparons l'efficacité de ces méthodes dans la génération de houles régulières obliques. Les détails sur l'implémentation de la méthode du disque et le choix des ses paramètres sont ensuite

donnés. Puis nous étudions le cas d'une génération multidirectionnelle, *i.e.* de houles irrégulières avec étalements directionnels. Ainsi nous appliquons ces lois de contrôle pour un spectre, type Ouest Afrique, constitué de la superposition d'une houle et d'une mer du vent, avec 90° entre leur direction principale. A ce niveau, une étude numérique nous permet de correctement choisir les paramètres de la méthode de Molin et d'évaluer l'étendue de la zone utile. Finalement, les expériences valident le processus de génération et confirment les capacités de l'association d'un unique batteur segmenté et d'une loi de contrôle élaborée dans la reproduction précise d'un spectre bi-modal en bassin de houle.

2 – Différentes lois de contrôle

Dans une approche linéarisée, une houle multidirectionnelle peut être décomposée en une série de houles monochromatiques de pulsation ω , amplitude \underline{a} et direction θ par rapport à l'axe Ox du bassin.

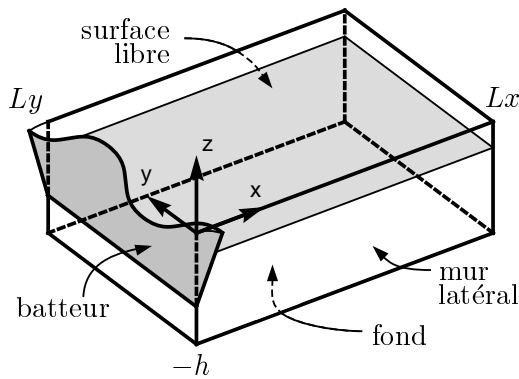


Fig. 1: Schema du bassin

Chacune de ces composantes élémentaires étant à reproduire dans le bassin par l'intermédiaire du générateur de houle, nous parlons dans un premier temps de la théorie nécessaire à la génération de ces houles obliques.

Considérons un bassin rectangulaire, comme présenté en figure 1, de profondeur finie, constitué de deux murs latéraux, permettant une réflexion parfaite de la houle, et équipé d'un batteur segmenté ainsi qu'une plage absorbante lui faisant face. Cette plage permettant d'empêcher les réflexions, seule une propagation vers les x positifs est considérée. Le batteur est piloté fréquentiellement, ainsi on peut exprimer son mouvement en notation complexe comme suit :

$$\widetilde{X}_1(y,z,t) = \text{Re} [\underline{X}_1(y,z) e^{i\omega t}] \quad (1)$$

La solution du problème linéaire, en régime établi, consiste en une superposition de modes élémentaires :

$$\begin{aligned} \underline{\eta}_1(x,y) &= \underline{a}_{mn} e^{-k_{mn}x} \cos(\mu_n y), \text{ avec } \mu_n = \frac{n\pi}{L_y} \\ \underline{\phi}_1(x,y,z) &= \frac{i a_{mn}}{\omega} e^{-k_{mn}x} \cos(\mu_n y) F^+(\alpha_m, z) \end{aligned}$$

où les variables sont adimensionnées par la profondeur h et l'accélération de la gravité g . La détermination des quantités a_{mn} dépend de la loi de commande utilisée. Le nombre d'onde k_{mn} satisfait $k_{mn}^2 = \alpha_m^2 + \mu_n^2$ où les nombres d'ondes verticaux α_m suivent la relation de dispersion $\omega^2 = i\alpha_m F^-(\alpha_m, 0)$ avec $\alpha_o = ik$ et $\alpha_m \in i\mathbb{R}$. En posant $N_1 = E \left[\frac{k L_y}{\pi} \right]$, avec $E[\]$ la fonction partie entière, la nature des modes élémentaires est présentée sur le tableau 1. Pratiquement, le mouvement batteur est calculé soit à partir de l'équation 1, ou bien par l'intermédiaire d'un jeu d'amplitudes complexes \underline{a}_{mn} . Dans ce dernier cas, seuls les modes progressifs sont à considérer et le mouvement batteur peut s'écrire :

$$\underline{X}_1(y,z) = g_v(z) \underline{TF} \sum_{n=0}^{N_1} \underline{a}_{on} \cos \nu_n \cos(\mu_n y) \quad (2)$$

1. Fonction F^\pm définie par $F^\pm(\alpha, z) = \frac{e^{i\alpha(z+1)} \pm e^{-i\alpha(z+1)}}{e^{i\alpha} + e^{-i\alpha}}$

$m = 0$		$m \geq 1$	
$n \leq N_1$	progressif	$n \in \mathbb{N}$	évanescent
$n > N_1$	évanescent		

Tab. 1: Nature des modes longitudinaux

où \underline{TF} est la fonction de transfert à la fréquence ω , $g_v(z)$ la forme verticale du générateur de houle et ν_n les directions des modes propres données par $\nu_n = \arcsin(\mu_n/k)$. Ainsi concernant la génération de houle élémentaire oblique, au premier ordre, nous pouvons écrire les équations de surface libre et du potentiel de vitesse :

$$\begin{aligned}\eta_1 &= \underline{a} e^{-ik(x \cos\theta + y \sin\theta)} \\ \phi_1 &= \frac{i\underline{a}}{\omega} F^+(\alpha_o, z) e^{-ik(x \cos\theta + y \sin\theta)}\end{aligned}$$

La section suivante s'attache à décrire les différentes méthodes de génération dont l'action est effectuée directement sur \underline{X}_1 ou via les amplitudes \underline{a}_{on} .

2.1 Le principe du serpent

La loi de commande la plus simple est celle proposée par Biésel [1]. Le batteur est considéré infiniment long dans la direction y et conduit à un mouvement de forme sinusoïdale suivant sa longueur. Ainsi le mouvement des volets est décrit par $\underline{X}_1 = \underline{b} g_v(z) \exp(-ik \sin\theta y)$ avec \underline{b} l'amplitude du mouvement batteur, défini par la fonction de transfert : $\underline{b} = \underline{TFa}$.

2.2 La méthode de Dalrymple

Dalrymple [6] a proposé une loi qui utilise des réflexions volontaires sur les murs latéraux pour élargir l'étendue de la zone utile. L'idée de base est l'imposition du champ cible sur une ligne parallèle au batteur à une distance choisie X_d . Dans ce cas, les amplitudes sont :

$$\begin{aligned}\underline{a}_{on} &= \underline{a} I_n e^{(k_{on} - \alpha_o \cos\theta) X_d} \\ \text{où } I_n &= \frac{\int_0^b e^{-ik \sin\theta y} \cos(\mu_n y) dy}{\int_0^b \cos^2(\mu_n y) dy}\end{aligned}$$

2.3 La méthode du disque

Développée par Molin [12], cette technique utilise des réflexions volontaires comme celle de Dalrymple, en imposant l'amplitude cible non plus sur une ligne mais sur un disque. Un des avantages est de libérer les contraintes imposées près des murs et ainsi améliorer la qualité au milieu du bassin où se situent les maquettes. La cible, décrite en coordonnées polaires, est un disque de rayon R centré en (x_o, y_o) . En ne conservant que la partie progressive (comme vu en partie 2), nous recherchons un potentiel aussi proche que possible d'une houle régulière de direction θ . Ainsi on peut définir la quantité $A(r; \beta)$ représentant l'erreur sur le champ généré.

$$\begin{aligned}A(r, \beta) &= \sum_{n=0}^{N_1} \underline{a}_{on} e^{-k_{on}(x_o + r \cos\beta)} \cos(\mu_n y) \\ &\quad - \underline{a} e^{-ik((x_o + r \cos\beta) \cos\theta + (y_o + r \sin\beta) \sin\theta)}\end{aligned}$$

Puis Molin recherche une solution \underline{a}_{on} qui minimise cette erreur A sur le disque par méthode des moindres carrés, avec (I_1) l'intégrale du carré de A . Ayant parfois remarqué l'apparition d'

amplitudes irréalistes, Molin ajoute une seconde quantité (I_2) permettant de limiter la puissance du batteur. Ainsi il faut minimiser $I = I_1 + I_2$ avec :

$$I_1 = \int_0^{2\pi} \int_0^R A(r, \beta) A^*(r, \beta) r dr d\beta$$

$$I_2 = C \int_0^{L_y} \int_{-h}^0 \varphi_x \varphi_x^* dy dz$$

Puis en posant $a_{on} e^{-k_{on}x_o} = x_n + iy_n$, il faut annuler $\partial I / \partial x_n$ et $\partial I / \partial y_n$, ce qui conduit au double système linéaire suivant :

$$\begin{aligned} B_{qn} &= \pi \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{kR} J_m^2(r) r dr (\cos m\nu_q \cos \mu_q y_o \cos m\nu_n \cos \mu_n y_o \\ &\quad + \sin m\nu_q \sin \mu_q y_o \sin m\nu_n \sin \mu_n y_o) + 2\tilde{C}(1 + \delta_{qo}) \frac{ik_{oq}^2}{k^2} \\ \sum_{n=0}^{N_1} B_{qn} x_n &= C_q \\ C_q &= -\pi \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{kR} J_m^2(r) r dr \cos m\nu_q \cos \mu_q y_o \cos m\beta \\ \sum_{n=0}^{N_1} B_{qn} y_n &= D_q \\ D_q &= -\pi \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{kR} J_m^2(r) r dr \sin m\nu_q \sin \mu_q y_o \sin m\beta \end{aligned}$$

Les intégrales en $J_m^2(r)$ étant évaluées par :

$$I_o = \int_0^{kR} J_o^2(r) r dr = \frac{k^2 R^2}{2} (J_o^2(kR) + J_1^2(kR))$$

$$I_1 = \int_0^{kR} J_1^2(r) r dr = I_o - kR J_o(kR) J_1(kR)$$

$$I_m = \int_0^{kR} J_m^2(r) r dr = \frac{m}{m-1} I_{m-1} - \frac{(kR)^2}{2(m-1)} (J_m^2(kR) + J_{m-1}^2(kR))$$

L'expression originale de la partie représentative de la puissance du batteur $2\tilde{C}(1 + \delta_{qo}) ik_{oq}^2 / k^2$ a été réécrite $2\tilde{C}(\delta_{1n} + \delta_{on} \delta_{q1}) ik_{oq}^2 / k^2$, cette nouvelle expression ayant été trouvée préférable dans le contrôle de la qualité de la zone utile. Concernant les trois sommes infinies, il a été choisi d'utiliser $10 \times N_1$ comme limite supérieure.

3 – Houle régulière

Avant d'aborder des houles complexes, regardons la performance de ces méthodes sur un cas simple. Nous avons généré ici une houle régulière de 5 m de longueur d'onde avec une incidence de 45°. Pour la méthode de Dalrymple, la cible est fixée à 20 m du batteur. Concernant la méthode du disque la cible est posé en $x_o = 20$ m et $Y_o = L/2 = 15$ m avec $R = 0.45 L_y/2$.

3.1 Tests numériques

La figure 2 présente l'écart relatif à l'amplitude cible de l'élévation de surface libre calculée analytiquement suivant une formulation linéaire. Comme attendu, le principe du serpent produit une zone utile de piètre qualité et difficilement exploitable car restreinte à l'environnement proche batteur. Concernant la méthode de Dalrymple, on voit tout de suite l'énorme avantage de la technique, la zone utile est plus grande, plus homogène et dans ce cas facilement exploitable. La méthode du disque quant à elle, améliore encore nettement la zone utile à la fois en surface et en qualité.

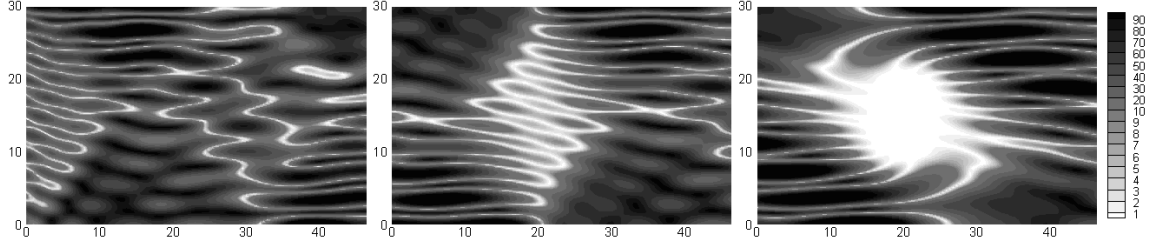


Fig. 2: Erreur (en %) sur l'amplitude cible pour les méthodes, de gauche à droite : serpent, Dalrymple et Molin

3.2 Tests expérimentaux

3.2.1 Equipements et mise en œuvre

Le bassin de l'Ecole Centrale de Nantes ($50 \times 30 \times 5$ m) est équipé d'un générateur de houle segmenté constitué de 48 volets situé sur un coté du bassin (voir figure 1). Chaque volet peut être contrôlé indépendamment à l'aide du logiciel **ocean** [13] qui permet la génération d'ondes obliques, par méthode serpent uniquement, en spécifiant leurs composantes w , \underline{a} et θ . Pour permettre l'utilisation de nouvelles lois de générations, il faut reconsidérer le mouvement batteur selon l'équation 2 et ainsi générer une onde d'amplitude \underline{a}_{00} , de direction $\theta = 0$ plus une série de composantes d'amplitude $\underline{a}_{0n}/2$ et de directions $\pm\nu_n$, pour $n = 1$ to N_1 . Chacunes des composantes sont ensuite générées via **ocean** par le principe du serpent. Ainsi le mouvement batteur correspondant à la série de composantes est exactement celui spécifié par la nouvelle méthode. Ce procédé est employé pour les méthodes de Dalrymple et de Molin, expérimentalement nous mesurons l'élévation de surface libre à l'aide de 3 sondes situées à 18.35, 18.89 et 20.25 m du batteur.

3.2.2 Résultats

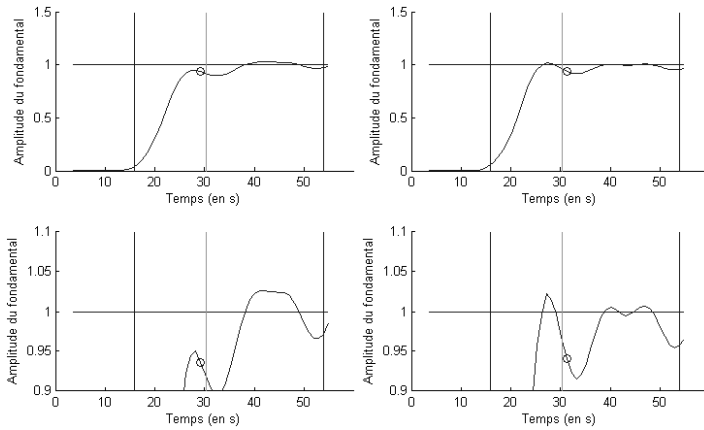


Fig. 3: Amplitude du fondamental pour une houle régulière de 45° , à gauche : méthode de Dalrymple, à droite : méthode de Molin

La figure 3 présente l'estimation de l'amplitude à chaque pas de temps. A chaque pas de temps, l'amplitude est évaluée grâce à une technique basée sur celle de Mansard et Funke [10], utilisant 3 sondes et un signal de 4 périodes. En admettant que les sondes sont situées dans la zone utile, aucune réflexion n'a lieu et la houle possède bien une direction de propagation de 45° . Ainsi la version originale de Mansard et Funke est modifiée pour tenir compte de la direction de propagation de la houle. Les deux figures du haut sont une vue globale de l'amplitude mesurée, adimensionnées par l'amplitude cible. Les

2 méthodes présentent une évolution correcte et, une fois le champ de vagues établi à $t = 30$ s, l'amplitude cible est bien atteinte. A gauche, la méthode de Dalrymple montre tout d'abord une sous-estimation de 10% après $t = 30$ s et une surestimation de 3% après $t = 38$ s, alors qu'à droite la méthode du disque, plus précise, présente des écarts plus réduits.

4 – La méthode de Molin et ses paramètres

Nous venons de voir que la méthode du disque est très performante et produit une zone utile étendue, de très grande qualité, et ce même en cas de fort angle de propagation comme présenté en partie 2.3 et 3.2. Cependant, dans certains cas, cette méthode génère de fortes amplitudes hors de la zone cible. Pour éviter ce phénomène, Molin introduit une quantité représentative de la puissance batteur, modulée par le paramètre \tilde{C} . Un second paramètre, présentant un intérêt important, est le rayon du disque. Nous tentons dans cette partie d'analyser l'influence de ces deux paramètres sur la qualité du champ généré.

4.1 Influence du paramètre \tilde{C}

En faisant varier ce paramètre \tilde{C} et en relevant les amplitudes maximales du débattement batteur et de la surface libre, les analyses ont montré que $\tilde{C} = 0$ donnait de bons résultats pour de petits angles ($\theta < 0.1$). Cependant, une valeur non nulle est nécessaire pour des angles plus importants. Ainsi, pour une houle régulière de 5 m de longueur d'onde et avec une direction de propagation de 45° , il est apparu qu'une valeur de $\tilde{C} = 0.1$ réduisait d'un facteur 3 les amplitudes obtenues avec $\tilde{C} = 0$. Considérant les spécifications batteur et la limite avant déferlement, les amplitudes maximales du mouvement batteur et de la surface libre ainsi obtenues (respectivement 1 et 3 fois l'amplitude cible de la houle), sont physiquement acceptables. L'augmentation de \tilde{C} jusqu'à une valeur de 1.5 n'a pas montré d'apport significatif. Ainsi par la suite, si non précisé, $\tilde{C} = 0.1$ sera toujours utilisé.

4.2 Influence du paramètre \tilde{R}

Avec une valeur intermédiaire pour le rayon du disque, la méthode de Molin donne, dans la plupart des cas, une large zone utile de haute qualité, supérieur à la méthode de Dalrymple. Mais ce très bon respect de la cible s'accompagne, dans certains cas, de fortes amplitudes, pouvant être totalement irréelles, au niveau du mouvement batteur et de la surface libre.

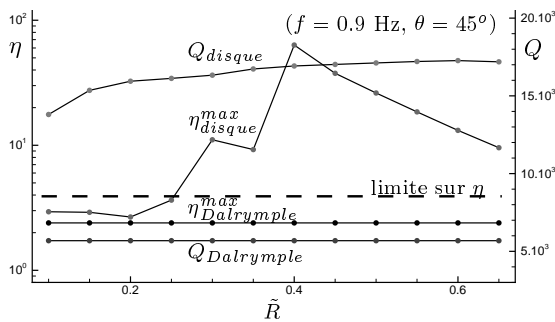


Fig. 4: Evolution de η^{max} et Q suivant \tilde{R}

La figure 4 présente l'évolution de l'amplitude maximale de surface libre η^{max} pour une gamme de \tilde{R} , paramètre représentant le rayon du disque normalisé par le rayon maximum $Ly/2$. Cette figure montre que ce paramètre doit être choisi avec un soin tout particulier : conserver la valeur utilisée pour la houle représentée sur les figures 2 et 3 ($\tilde{R} = 0.45$) n'aurait pas été acceptable. Pour choisir convenablement les valeurs de \tilde{R} , nous devons quantifier à la fois la qualité du champ généré ainsi que la taille de la zone utile. Dans ce but, nous définissons un indice de qualité noté Q (présent sur la figure 4). En premier lieu, nous discrétisons le batteur et la surface libre avec respectivement 128 et 100×128 points. Puis, en chacun de ces points, nous calculons l'amplitude batteur X_i et l'élévation résultante η_i pour une gamme de \tilde{R}_i . Ensuite, nous sélectionnons les \tilde{R}_j qui permettent de conserver des amplitudes physiquement acceptables (inférieurs aux limites posées). Puis, pour chaque valeur \tilde{R}_j , les points de la surface libre, dont l'élévation $\eta_j(x,y)$ est à maximum 1% de la cible, sont repérés et associés à un coefficient de pondération dépendant de la distance au centre de la cible (voir figure 5). Ces coefficients de pondération $C_1 = 1$, $C_2 = 14$ et $C_3 = 100$ sont choisis dans le but de s'assurer d'une qualité maximale au centre de la surface cible, là où sont positionnées les maquettes à tester, mais aussi de renseigner sur l'étendue de

cette zone. Enfin, une somme de tout les coefficients des points sélectionnés définit l'indice Q .

Dans la pratique, nous choisissons le \tilde{R} qui maximise cet indice. La limite de 1% est très restrictive et montre bien la grande qualité des champs générés. Cet indice Q apparait sur les figures 4 et 7. La figure 4 présente par exemple l'évolution de η^{max} obtenue pour une gamme de \tilde{R} compris entre 0.1 et 0.65. Les valeurs concernant la méthode de Dalrymple y sont aussi portées comme référence. Le cas présenté ici correspond à une houle de faible longueur d'onde (2 m) avec une direction de propagation importante (45°). Dans ce cas, la limite imposée sur η^{max} autorise des rayons allant jusqu'à 0.25 seulement. Concernant l'indice de qualité, on voit très facilement la supériorité de la méthode du disque.

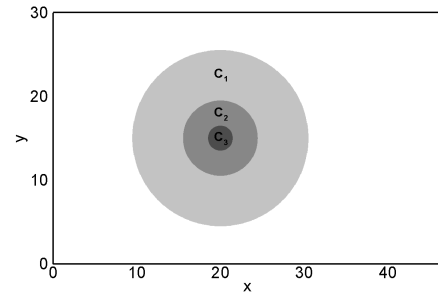


Fig. 5: Coefficients de pondération intervenant dans le calcul de l'indice de qualité Q : $C_1 \ll C_2 \ll C_3$

5 – Génération d'un spectre type Ouest Afrique

Après une description succincte du spectre cible étudié, nous verrons que la génération expérimentale d'un tel spectre nous a conduit à pousser davantage les tests numériques (parties 5.3 et 5.4). Puis nous présentons une validation expérimentale du processus de génération (parties 5.5 et 5.6). Les états de mer rencontrés au large de l'Afrique de l'Ouest possèdent généralement un spectre composé d'une houle établie de longue période, souvent combinée à une mer du vent locale de différentes directions. Ainsi, dans cette étude, nous considérons une houle de 3.8 m de hauteur significative (H_s^{swell}) avec une période de pic de 15 s (T_p^{swell}). La mer du vent est caractérisée par $H_s^{wdsea} = 2.5$ m et $T_p^{wdsea} = 7.2$ s. Ainsi il est admis que l'état de mer est complètement défini par le spectre directionnel :

$$S(f, \theta) = \sum_{j=1}^2 D_j(\theta) \cdot S_j(f)$$

5.1 Spectre en fréquence

Le model utilisé est dérivé d'un classique spectre de Bretschneider :

$$S_j(f) = A_j \frac{(H_s^j)^2}{F_p^j} \left(\frac{f}{F_p^j} \right)^{-m_j} e^{-B_j \left(\frac{f}{F_p^j} \right)^{-4}}$$

Où $S_j(f)$, H_s^j et F_p^j , représentent la densité spectrale d'élévation de surface libre, la hauteur significative et la fréquence de pic de chacun des deux spectres. Une échelle au 1:42 est choisie pour cet essai, dont voici les caractéristiques :

$$\begin{array}{ll} H_s^{swell} = 0.09 \text{ m} & H_s^{wdsea} = 0.06 \text{ m} \\ F_p^{swell} = 0.43 \text{ Hz} & F_p^{wdsea} = 0.9 \text{ Hz} \end{array}$$

5.2 Facteur d'étalement et spectre en direction

Houle et mer du vent ont parfois des directions de propagation très différentes. Ainsi nous avons choisi d'étudier un cas assez difficile où 90° sépare les deux directions moyennes. De plus, comme l'influence de la directionalité est importante dans ces environnements, nous avons choisi des spectres assez fortement étalés. Ainsi nous avons :

$$D_j(\theta) = T_j \left[\cos \left(\frac{\theta - \theta_{0j}}{2} \right) \right]^{2s_j} \quad \text{with } -\pi \leq \theta - \theta_{0j} \leq \pi$$

où θ_{0j} représente la direction moyenne de l'état de mer (en radians), T_j est une constant permettant d'assurer que $\int_{-\pi}^{\pi} D(\theta)d\theta = 1$ et s_j le facteur d'étallement. Dans notre cas nous avons pris :

$$\begin{aligned} \theta_0^{swell} &= -45^\circ & \theta_0^{wdsea} &= 45^\circ \\ s_{swell} &= 18 & s_{wdsea} &= 11 \end{aligned}$$

5.3 Reglages de la méthode du disque

Pour obtenir le mouvement batteur, comme vu à la partie 4.2, nous devons déterminer le rayon du disque pour les différentes composantes du spectre. Les valeurs de \tilde{R} qui maximisent la zone utile sont représentées en couleur sur le figure 6.

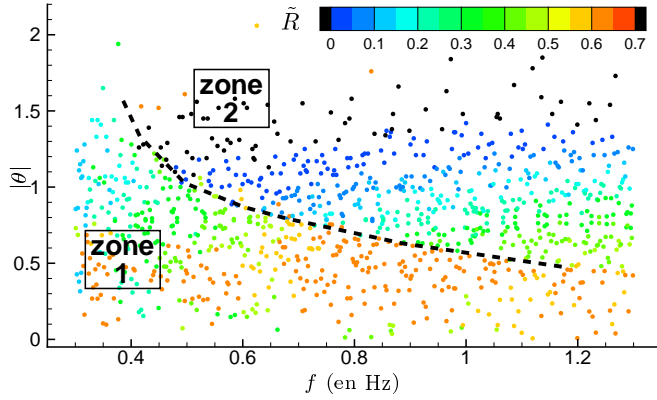


Fig. 6: Evolution de \tilde{R}

pour des directions supérieurs à $1.05 \text{ rad} \approx 60^\circ$ à basse fréquence et supérieurs à $1.5 \text{ rad} \approx 86^\circ$ pour les plus hautes fréquences. Pour ces cas, et lorsque la méthode du disque donne de moins bon résultats que la méthode de Dalrymple, cette dernière sera préférée.

Premièrement, on peut voir que l'évolution générale de \tilde{R} est organisée en deux parties, délimités ici par une ligne pointillée noire. La zone 1 met en évidence une évolution de \tilde{R} suivant la fréquence, alors que la zone 2 présente une forte dépendance en θ . Plus précisément, \tilde{R} augmente avec f dans la zone 1 et diminue avec θ dans la zone 2.

Deuxièmement, on peut remarquer plusieurs valeurs de \tilde{R} représentées en noire sur cette figure. Cela indique qu'aucune valeur de \tilde{R} n'a permis de respecter les limites imposées. Ces quelques cas, présents dans la seconde zone, apparaissent

5.4 Disque, Dalrymple : efficacité comparée

La figure 7 présente l'indice de qualité Q , dont le calcul a été détaillé en partie 4.2, pour chaque composante du spectre et ceci pour les deux méthodes testées ici : à gauche la méthode de Dalrymple et à droite la méthode du disque. On voit facilement que la méthode du disque produit une très bonne qualité, et ce pour une gamme plus large de composantes que la méthode de Dalrymple.

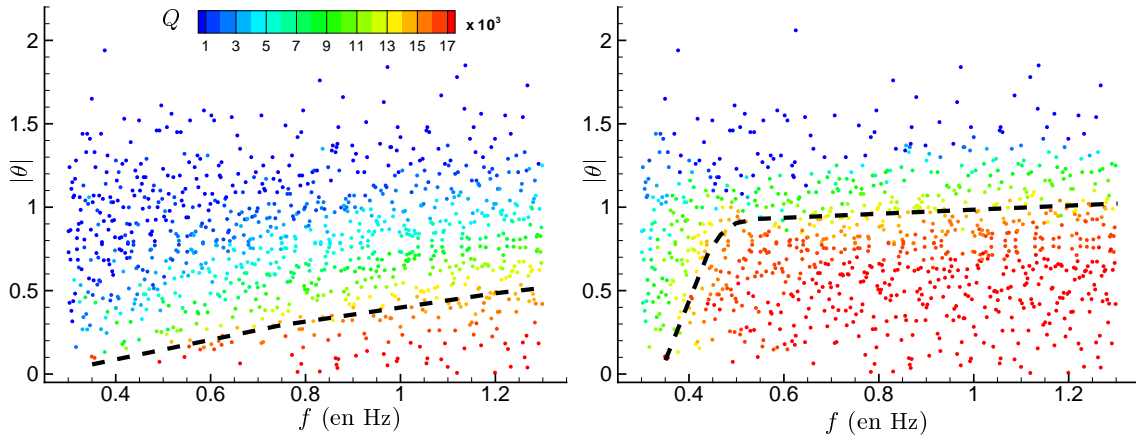


Fig. 7: Indice de qualité Q pour, de gauche à droite, la méthode de Dalrymple et de Molin

Plus précisément, on peut voir que l'étendue de la zone, où la qualité maximum est atteinte, est plus de 3 fois plus grande avec la méthode du disque par rapport à celle de Dalrymple. Ainsi on voit que des composantes ayant un fort angle de propagation sont beaucoup mieux traitées avec cette méthode.

Concernant la méthode de Dalrymple, on remarque que la qualité augmente suivant la fréquence. Ceci s'explique par le nombre de composantes progressives intervenant dans le calcul du potentiel de vitesse (voir partie 2) qui augmente conformément à $N_1 = E \left[\frac{kL_y}{\pi} \right]$. Les intégrales I_n représentant l'évolution transverse de la cible $\exp(-iky \sin \theta)$ sur les modes propres transverses du bassin $\cos(\mu_n y)$, similairement au phénomène de Gibbs, plus le nombre de modes est grand, meilleur est la reconstruction de la cible.

Pour ce qui est de la méthode du disque, on peut voir que la limite de la zone de qualité maximum paraît constante. En effet, après 0.45 Hz cette zone est assimilable à une surface de forme rectangulaire. Ainsi on peut en déduire que, contrairement à la méthode de Dalrymple, la méthode du disque semble rapidement être indépendante de la fréquence tout en assurant une qualité moyenne supérieure.

Jusqu'à maintenant, nous avons vu que la méthode du disque est très puissante au niveau d'une certaine gamme de composantes mais échoue au niveau des composantes ayant les plus forts angles de propagation et, comme décrit en partie 5.3, la méthode de Dalrymple est appliquée. Ainsi nous devons choisir une limite sur \tilde{R} au delà de laquelle la taille de la zone cible sera considérée comme trop réduite. Pour étudier l'influence de cette limite, nous étudions l'erreur globale sur le champ généré. Cette analyse consiste, pour toutes les composantes du spectre, à sommer l'erreur relative au champ cible en chaque point de la surface libre, en ayant au préalable pondéré l'erreur générée au niveau de chaque composantes par leur amplitude spectrale. Les résultats sont portés sur la figure 8 pour deux limites de \tilde{R} différentes. Par exemple, le cas où 76% des composantes du spectre sont traitées par la méthode du disque correspond à un \tilde{R} limite de 0.1. Cette figure présente l'erreur sur le champ généré avec la méthode de Dalrymple (1) et un mélange entre la méthode du disque et celle de Dalrymple (2 et 3, respectivement 76 et 93% des composantes). Les cas 4 et 5 présentant quant à eux l'erreur obtenue en ne considérant que la partie générée par la méthode du disque. Dans le cas numéro 1, le premier niveau de contour, donc l'erreur la plus faible (6%), est mis en évidence par une ligne noire, aussi reportée sur les cas 2 et 3 en délimitant le même niveau de contour. D'emblée on remarque que les cas 2 et 3 atteignent une précision supérieure à celle rencontrée pour une génération totale par méthode de Dalrymple. Ainsi, si on voit que la zone utile est mince et discontinue dans le premier cas, elle est continue et plus large pour les deux générations mixtes (cas 2 et 3).

Maintenant, en comparant les cas 2 et 3, on peut voir qu'augmenter le nombre de composantes générées par la méthode du disque (cas 3) permet de sensiblement améliorer la précision au centre de la cible, mais amène un rétrécissement non négligeable de la surface utilisable. En effet, les composantes supplémentaires, traitées dans le cas 3, sont celles ayant les angles de propagation les plus importants et donc leur traitement nécessite de réduire, parfois fortement, la taille de la zone cible pour conserver des amplitudes batteur et de surface libre acceptables, c'est pourquoi la surface de la zone utile diminue. Cela est évident en comparant les cas 4 et 5, où seul la partie traitée par la méthode du disque est représentée, ces quelques composantes ont une énergie non négligeable et réduisent grandement la surface de la zone utile. Il est donc nécessaire de faire un compromis entre qualité et étendue de la zone utile, ce qui est effectué par action sur le paramètre \tilde{R} .

5.5 Mise en place expérimentale

Les expériences sont menées au bassin de houle de l'Ecole Centrale de Nantes. Le contrôle du mouvement batteur par les méthodes de Dalrymple et de Molin est affectué conformément à la partie 3.2.1. L'enregistrement des déformées de surface libre est réalisé au moyen d'un ensemble de 5 sondes résistives disposées en pentagone tronqué, de 1 m de rayon dans le but

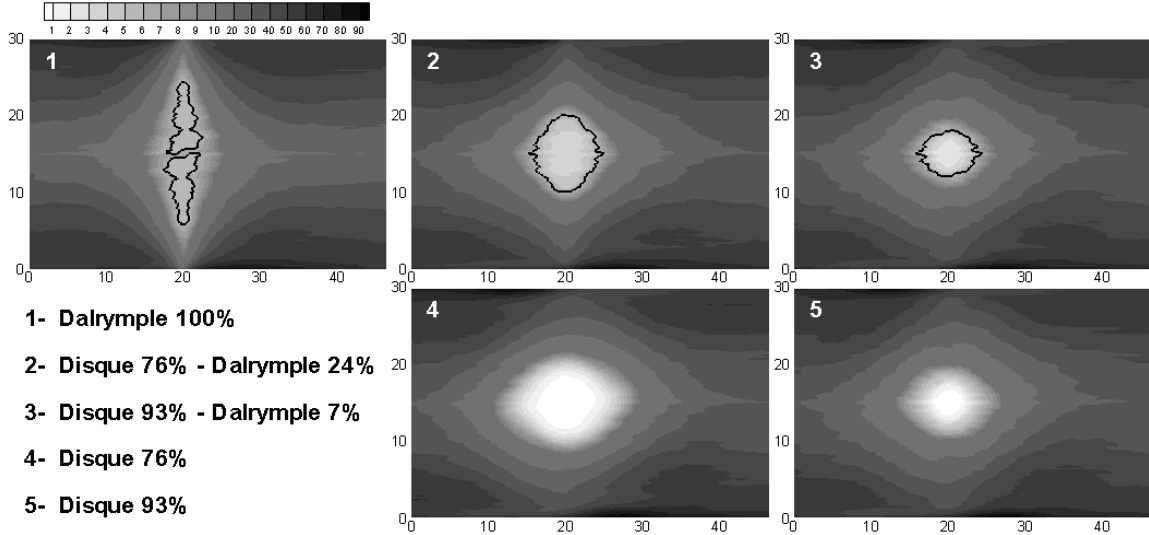


Fig. 8: Erreur sur le surface libre (en %)

d'inscrire le ratio rayon sur longueur d'onde de pic dans l'intervalle 0.2 à 0.4, qui est classiquement recommandé. Ce système est ensuite positionné à 20 m du batteur et centré transversalement. La distance cible X_d pour la méthode de Dalrymple et le centre du disque x_0 dans la méthode du disque sont tout deux placés à 20 m du générateur de houle, où sont positionnées les sondes.

5.6 Résultats expérimentaux

Dans ces essais, nous avons choisi d'appliquer la méthode de Molin sur 93% des composantes du spectre dans le but d'obtenir la plus haute qualité possible au niveau de la zone de mesure. Le cas avec 100% des composantes traitées par méthode de Dalrymple est aussi généré expérimentalement pour comparaison. Le système de mesure nous permet donc d'estimer le spectre directionnel généré par ces deux méthodes, mais en aucun cas l'étendue de la zone utile.

5.6.1 Analyse du spectre fréquentiel

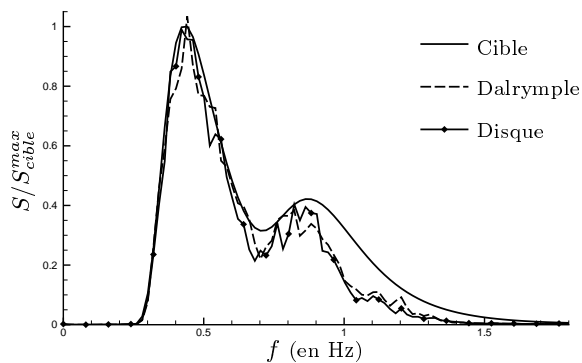


Fig. 9: Densité spectrale d'élévation de surface libre, adimensionnée par S_cible^{max}

La figure 9 présente la densité spectrale d'élévation de surface libre, extraite par méthode de Welch et moyennée sur les 5 sondes. Les deux spectres obtenus par méthode du disque et de Dalrymple sont superposés à la cible. De manière générale, on peut voir que la bi-modalité du spectre est bien résolue. Le premier pic est correctement décrit par chacune des deux méthodes mais le second pic présente moins d'énergie que la cible, spécialement après 0.9 Hz et ce pour les deux méthodes. Pour tenter de comprendre ce manque d'énergie, des tests numériques ont été effectués par l'intermédiaire d'un bassin numérique 3D au second ordre appelé SWEET [3, 4].

L'avantage principal de ce model est qu'il reproduit toutes les caractéristiques d'un bassin expérimental et utilise la même méthode de contrôle du batteur. En effet le mouvement batteur est obtenu à partir des même fichiers que pour la génération expérimentale et possède la même géométrie (voir [3, 4] pour plus de détails). Ce bassin numérique a été utilisé avec les deux méthodes de génération et nous avons relevé les déformées de surface libre en des locations

identiques aux 5 sondes utilisées pour les essais expérimentaux. Les spectres estimés de ces tests numériques ont montrés une bonne superposition à la cible, il est apparu que la méthode de Dalrymple surestimait chacun des 2 pics alors que la méthode du disque paraissait beaucoup plus proche de la cible, spécialement au niveau du second pic où la méthode de Dalrymple montrait le plus d'écart (cette analyse n'est pas montrée ici par soucis de brièveté). Ainsi la méthode de génération n'est pas responsable de ce phénomène, il semble donc que ce manque d'énergie soit imputable au batteur de houle qui ne respecte pas parfaitement le mouvement imposé. Cette hypothèse est actuellement en cours d'analyse.

5.6.2 Analyse du spectre directionnel

L'analyse par méthode de Welch permet une estimation des spectres croisés depuis le signal des 5 sondes, qui est ensuite traité par méthode BDM (Bayesian Directional Spectrum Estimation Method [8]) pour obtenir le spectre directionnel, cette dernière méthode étant reconnue comme la plus adaptée pour l'analyse de signaux expérimentaux. Les figures 10 et 11 présentent

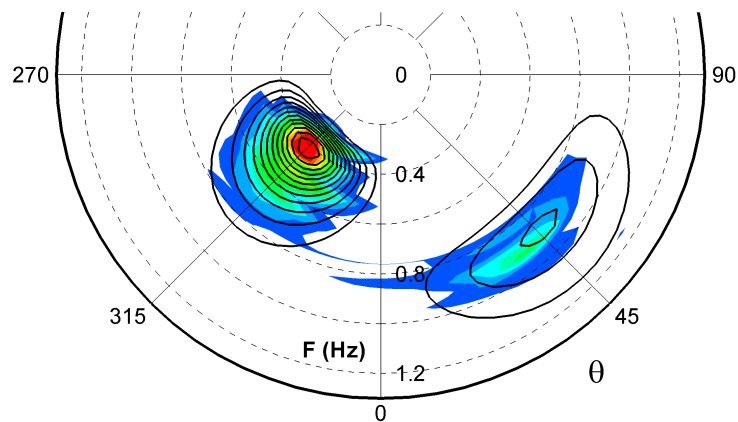


Fig. 10: Spectre directionnel généré par la méthode de Dalrymple

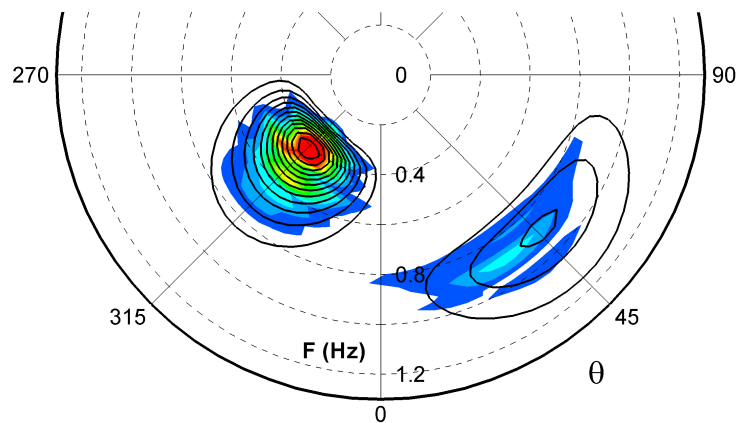


Fig. 11: Spectre directionnel généré par la méthode de Molin

les résultats de l'estimation du spectre directionnel avec respectivement la méthode de Dalrymple et la méthode du disque. Pour chaque figure, nous avons superposé la cible, avec les mêmes niveaux de contour que les résultats expérimentaux, mais en ligne. A première vue, il apparaît que les deux méthodes reproduisent convenablement le spectre bi-modal dans le bassin. La concordance avec la cible est correcte à la fois en direction et en fréquence. Les amplitudes spectrales sont aussi bien reproduites par les deux méthodes de génération. Ceci illustre une nouvelle fois

l'énorme intérêt de ce type de méthode dans la génération d'états de mer fortement angulés. Elles permettent la génération de houles irrégulières dont les directions principales dépassent 45° par rapport à l'axe du bassin. Ceci était nécessaire pour générer le spectre bi-modal désiré et permet aussi, dans le cas d'études sur maquette, de modifier sur une assez large gamme la direction principale du champ de vague dans le but de tester un large panel d'incidence de houle. Les figures 10 et 11 donnent également des informations supplémentaires. Ainsi premièrement, concernant l'estimation en direction, on remarque que la direction du spectre de houle à -45° est parfaitement reproduite par les deux méthodes alors qu'elles sousestiment toutes deux la direction principale du spectre de mer du vent à $+45^\circ$. Ce phénomène, qui apparaît pour les deux méthodes, doit être dû au batteur qui, à de si faibles amplitudes et pour de telles fréquences, perd en précision et peine à générer correctement le mouvement imposé. En effet, la hauteur significative du spectre de mer du vent est de 0.06 m, ce qui est très faible en regard des dimensions des installations expérimentales. Concernant les fréquences de pic, on peut voir que les deux méthodes reproduisent correctement les deux composantes, à 0.43 Hz pour la houle et à 0.9 Hz pour la mer du vent, avec cependant une précision légèrement plus faible dans le cas de la méthode de Dalrymple sur le spectre de mer du vent.

Deuxièmement, on peut voir qu'il n'y a ni superposition des deux spectres, ni énergie loin de la cible. Concernant ce point, on peut dire que la méthode du disque donne un résultat légèrement meilleur que celui avec la méthode de Dalrymple car excédant moins la cible. Cependant, concernant le spectre de houle, on voit que l'énergie paraît plus faible dans le cas de la génération par méthode du disque et plus spécialement au niveau de la bordure de la cible, la méthode de Dalrymple donnant ici de meilleurs résultats. Pour ce qui est du second spectre, celui modélisant la mer du vent, on voit que les deux méthodes donnent approximativement la même énergie, avec un léger mieux dans le cas de la méthode du disque qui, contrairement à la méthode de Dalrymple, ne surestime pas l'énergie de pic. Cependant, comme vu précédemment il semble que, passé 1 Hz, le batteur est difficilement capable de générer le mouvement imposé.

6 – Conclusions

Dans cet article, nous avons présenté l'implémentation et l'efficacité de deux lois de contrôle, permettant la génération d'un état de mer bi-modal fortement étalé en direction en bassin de houle muni d'un seul batteur segmenté. En premier lieu, nous avons présenté puis analysé la performance de deux méthodes spécialisées dans la génération de houle oblique, que sont les méthodes de Dalrymple et de Molin. La méthode de Molin est apparue plus performante dans la génération de houle fortement angulée, en produisant une surface utile plus étendue et de meilleur qualité, mais nous avons pu constater que sa mise en place nécessitait un réglage fin du rayon du disque pour conserver des amplitudes acceptables sur le mouvement batteur et au niveau de la surface libre. Les essais expérimentaux ont confirmés les résultats analytiques et ont permis de valider les premières pistes dégagées pour assurer un réglage correct de la méthode. Puis nous avons utilisé ces deux lois pour générer un état de mer multidirectionnel, reproduisant un spectre bi-modal rencontré en Afrique de l'Ouest avec 90° d'écart entre les deux directions principales de propagation. Une analyse numérique de la taille sur la zone utile produite nous a permis de correctement configurer la méthode de Molin pour une grande part des composantes de ce spectre. Cependant, nous n'avons pas réussi à la régler convenablement dans le cas des angles les plus important du spectre. Pourtant il est clair qu'une réduction du rayon du disque cible permet l'application de la méthode sur la majorité de ces composantes mais dès lors la qualité globale du champ de vague s'en trouve réduite. Ceci à été analysé numériquement en utilisant différents rayons limites dans l'application de la méthode du disque, les composantes non générables étant traitées par méthode de Dalrymple. Ainsi c'est une génération mixte qui a été testée expérimentalement au bassin de l'Ecole Centrale de Nantes. Les expériences menées ont permis de comparer une génération par méthode de Dalrymple et par une méthode hybride Molin-Dalrymple. Cette dernière s'est montrée performante, mais en deçà de nos attentes. Il reste

encore à optimiser la méthode, mais il est clair qu'elle offre beaucoup plus de possibilités. Dans l'ensemble, ces essais ont validé le processus de génération et ont mis en évidence les capacités d'un unique batteur segmenté à générer une houle bi-modale avec des écarts importants entre les directions principales.

Références

- [1] F. BIÉSEL. Wave machines . Dans *Proc. 1st Conference on Ships and Waves International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, 1954.
- [2] F. BONNEFOY. *Modélisation expérimentale et numérique des états de mer complexes* . PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2005.
- [3] Félicien BONNEFOY, David Le TOUZÉ, et Pierre FERRANT. A fully-spectral time-domain model for second-order simulation of wavetank experiments. Part A: Formulation, implementation and numerical properties . *App. Ocean Res.*, 28(1):33–43, February 2006.
- [4] Félicien BONNEFOY, David Le TOUZÉ, et Pierre FERRANT. A fully-spectral time-domain model for second-order simulation of wavetank experiments. Part B: Validation, calibration versus experiments and sample applications . *App. Ocean Res.*, 28(2):121–132, April 2006.
- [5] L. BOUDET et J.-P. PÉROIS. Nouvelles techniques de pilotage d'un batteur segmenté pour la génération de houle oblique . Dans *Compte-Rendu des Huitièmes Journées de l'Hydrodynamique*, 2001.
- [6] R.A. DALRYMPLE. Directional wavemaker theory with sidewall reflection . *J. of Hyd. Research*, 27(1):23–24, 1989.
- [7] E.R. FUNKE et M.D. MILES. Multi-directional wave generation with corner reflectors . Rapport Technique TR-HY-021, National Research Council Canada, Div. Mech. Eng., 1987.
- [8] Noriaki HASHIMOTO, Koji KOBUNE, et Yutaka KAMEYAMA. Estimation of directional spectrum using the bayesian approach, and its application to field data analysis . *Report of the Port and Harbour Research Institute*, 26:57–100, 1987.
- [9] T. HIRAISHI et K. HIRAYAMA. Generation of double peak directional wave by dual mode snake-type wave maker . Dans *Proc. of the 26th Int. Conference on Coastal Engineering*, volume 1, pages 1096–1109, Copenhagen, Denmark, 1998.
- [10] E.P.D. MANSARD et E.R. FUNKE. The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method . Dans *Proceedings of the 17th International Conference on Coastal Engineering*, pages 154–172, Sydney, 1980.
- [11] B. MOLIN. Génération de houle multidirectionnelle dans le bassin d'Haslar. Note complémentaire au rapport 1.04.32.0390 . Rapport Technique, DGA, 1991.
- [12] B. MOLIN. Génération de houle multidirectionnelle dans un bassin rectangulaire, application à une petite cuve à houle . Rapport Technique 1.04.32.0390, DGA, 1991.
- [13] D. ROGERS et G. BOLTON KING. *Wave generation using Ocean and wave* . Edinburgh Designs Ltd, Edinburgh, mars 1997. 3.62.