

**ETUDE HYDRODYNAMIQUE ET SEDIMENTAIRE DE LA COUCHE LIMITE
TURBULENTE OSCILLATOIRE SUR LE FOND MARIN**

HUYNH THANH S. et TEMPERVILLE A.

Institut de Mécanique de Grenoble

B. P. 53X-38041 Grenoble Cedex

RESUME

La couche limite turbulente oscillatoire engendrée par une houle ou une combinaison houle-courant sur un fond marin plat et rugueux est étudiée à l'aide d'un modèle de fermeture turbulente du second ordre simplifié. Les résultats du modèle sont comparés avec plusieurs résultats expérimentaux, y compris la mise en suspension des sédiments non-cohésifs. Le modèle est aussi modifié pour modéliser la couche limite sur un fond présentant des rides. La validité du dernier modèle est vérifiée à travers des comparaisons expérimentales.

SUMMARY

The oscillatory turbulent boundary-layer flow over flat rough beds due to a wave or a combined wave-current interaction is studied by using a simplified numerical second-order turbulence model. The model results are compared with many sets of experimental data, including the suspension of non-cohesive sediments. The model is also modified to simulate the oscillatory turbulent flow over rippled beds. The validity of the model is verified through comparison with experimental data.

I. INTRODUCTION

Dans les zones côtières, le mouvement des ondes de surface à haute fréquence et des courants à faible fréquence produit au voisinage du fond marin une couche limite où les caractéristiques cinématiques et dynamiques de l'écoulement sont importantes, en particulier les contraintes de cisaillement permettant le mouvement des sédiments. Selon l'écoulement moteur (houle, courant ou combinaison houle-courant), le fond peut être plat ou ridé et les sédiments peuvent être transportés par charriage ou mis en suspension. Dans tous les cas, le mécanisme du mouvement dans la couche limite est complexe puisque d'une part, l'écoulement est turbulent et d'autre part, il y a une influence réciproque entre l'écoulement moteur, le fond et le sédiment.

Nous nous limitons ici à deux études:

- La première étude est destinée à la couche limite turbulente oscillatoire sur un fond plat horizontal et rugueux (c'est le cas le plus fréquent et le plus important en réalité) avec application au problème de la mise en suspension des sédiments non-cohésifs.

- La deuxième concernera la couche limite sur un fond présentant des rides.

Dans chaque partie qui suit, après la formulation du modèle, nous présenterons les résultats numériques obtenus en comparaison avec les mesures en laboratoire et avec les autres modèles. Certains résultats généraux seront également donnés sous forme adimensionnelle concernant une gamme des paramètres de la houle, du courant et du fond.

II. COUCHE LIMITE SUR UN FOND PLAT

Les études concernant la couche limite générée par une houle sinusoïdale sans ou avec le courant sur un fond plat horizontal et rugueux sont nombreuses et abondantes tant du côté expérimental que du côté théorique. Une revue bibliographique détaillée peut être trouvée dans Huynh Thanh et Temperville (1990 a,b).

II.1 Formulation du présent modèle. Le problème est traité dans les coordonnées cartésiennes (x,y,z) avec l'axe z dirigé vers le haut (fig. 1). Le fond est fixé au niveau $z_0 = k_N/30$, où k_N est la rugosité équivalente de Nikuradse. Sans perdre la généralité du problème, nous supposons que le courant est dirigé suivant la direction x et la houle se propage suivant la direction qui fait un angle ϕ_h avec le courant. Nous considérons ici seulement le cas où les deux composantes horizontales de vitesses U et V sont mesurées au niveau z_{c0} (par une station de mesure en mer) et que, par simplicité, U et V sont exprimées sous la forme :

$$(1) \quad U = U_c + U_h \cos \phi_h \quad ; \quad V = U_h \sin \phi_h$$

où U_c et U_h sont respectivement la vitesse du courant et de la houle à z_{c0} :

$$(2) \quad U_h = \hat{U}_h \sin \omega t \quad \text{avec} \quad \omega = \frac{2\pi}{T},$$

\hat{U}_h et T étant la vitesse maximale et la période de la houle.

Le modèle numérique que nous utilisons est un modèle de fermeture turbulente du second ordre simplifié à partir du modèle originel de Lewellen (1977). Le système d'équations est établi avec l'hypothèse de la couche mince et de l'équilibre local de la turbulence. Il comprend deux équations de quantité de mouvement linéarisées pour les composantes horizontales de vitesses u et v dans la couche limite. La fermeture turbulente est effectuée au niveau de deux

équations supplémentaires, l'une pour l'énergie cinétique de la turbulence K et l'autre pour l'échelle de longueur L (notons que la notion de L est différente de la longueur de mélange l de Prandtl):

$$(1) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{u'w'}) \quad ; \quad (2) \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{v'w'})$$

$$(3) \quad \frac{\partial K}{\partial t} = v_t \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{v_t}{L^2} K + 1,2 \frac{\partial}{\partial z} \left(v_t \frac{\partial K}{\partial z} \right)$$

$$(4) \quad \frac{\partial L}{\partial t} = 0,175 \frac{v_t}{K} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] L + 0,075 \sqrt{2K} + 1,2 \frac{\partial}{\partial z} \left(v_t \frac{\partial L}{\partial z} \right) - \frac{0,375 \sqrt{2}}{\sqrt{K}} \left[\frac{\partial (\sqrt{K} L)}{\partial z} \right]^2$$

Les tensions de Reynolds sont modélisées sous la forme:

$$(5) \quad -\overline{u'w'} = v_t \frac{\partial u}{\partial z} \quad , \quad -\overline{v'w'} = v_t \frac{\partial v}{\partial z}$$

où la viscosité turbulente v_t est déterminée par l'hypothèse de l'équilibre local de la turbulence (Sheng, 1984; Sheng et Villaret, 1989):

$$(6) \quad v_t = \frac{\sqrt{2}}{4} \sqrt{K} L$$

Les gradients de pression sont exprimés par:

$$(7) \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial U_{hx}}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_c}{\partial x} \quad , \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial U_{hy}}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_c}{\partial y}$$

où (U_{hx}, U_{hy}) sont les composantes horizontales de la vitesse de la houle à z_{c0} ; P_c est la pression due au courant.

Au fond, les conditions aux limites dans tous les cas sont les suivantes:

$$(8) \quad u = v = 0 \quad ; \quad \partial K / \partial z = 0 \quad ; \quad L = 0,67 z_0$$

Les conditions à la frontière de la couche limite dépendent des cas d'étude et seront présentées dans la suite.

Le système d'équations (1) à (8) est discrétisé en utilisant la méthode de volumes de contrôle finis (Patankar, 1980) sur un maillage dont le pas augmente exponentiellement de bas en haut, ce qui permet d'avoir une bonne résolution au niveau du fond. Le pas temporel est constant sur toute la période de la houle. Chaque équation discrétisée correspond à une matrice tridiagonale que l'on peut résoudre avec l'algorithme de Thomas (Roache, 1976).

II.2 Cas de la houle. Pour la houle seule ($U_c = 0, \phi_h = 0$), le système précédent est résolu avec les conditions suivantes à la frontière supérieure $z = z_h = \delta_K < z_{c0}$:

$$(9) \quad u = U_h \quad , \quad K = L = 0$$

Notons que δ_K est la hauteur à partir de laquelle l'énergie K est pratiquement nulle.

Les résultats du modèle sont comparés avec les résultats expérimentaux de Jonsson (1963), de Sumer et al. (1986) et de Sleath (1987). Sur la figure 2, on peut constater le bon accord entre les profils de vitesses obtenus avec le présent modèle et mesurés par Sumer et al. ($\hat{U}_h = 210$ cm/s, $T = 8,1$ s, $k_N = 0,4$ cm) aux différentes phases. La vitesse de frottement

calculée $u_* = \text{sign}(-\overline{u'w'}) \sqrt{|-\overline{u'w'}|}$ coïncide bien avec celle trouvée par voie expérimentale (fig. 3). Sur la figure 4, les vitesses fluctuantes $\sqrt{u'^2}$ et $\sqrt{w'^2}$ obtenues avec le modèle sont comparées avec celles mesurées. On voit qu'il y a le bon accord pour $\sqrt{u'^2}$ pour les phases entre 30° et 120° et pour $\sqrt{w'^2}$ pour les autres phases.

A travers des comparaisons effectuées (voir aussi Huynh Thanh et Temperville, 1990 a,c), nous constatons que les résultats numériques sont différents de résultats expérimentaux d'une part aux instants de renverse de la houle et d'autre part aux niveaux inférieurs à $(1+2)k_N$ au voisinage du fond. Cette différence peut être expliquée par le fait que l'hypothèse de l'équilibre local de la turbulence, qui est raisonnable pour un écoulement permanent stationnaire aux grands nombres de Reynolds, n'est pas tout-à-fait vérifiée pour un écoulement oscillatoire, surtout aux instants où la vitesse de la houle devient faible.

La figure 5 présente la variation du coefficient de frottement $f_h = 2\hat{\tau}/\rho\hat{U}_h^2$ en fonction du rapport \hat{a}_h/k_N ($\hat{\tau} = \max(\rho|-\overline{u'w'}|)$ est la contrainte maximale et $\hat{a}_h = \hat{U}_h T/2\pi$ l'amplitude orbitale de la houle). La comparaison avec les autres courbes expérimentales et théoriques montrent que la courbe du présent modèle est plus proche de celle mesurée par Kamphuis (1975) que des autres, surtout dans l'intervalle $30 \leq \hat{a}_h/k_N \leq 500$.

II.3 Cas de l'interaction houle-courant. Le système d'équations complet (1) à (8) est résolu avec les conditions aux limites suivantes à $z = z_{c0} = (0,10+0,15) z_c$:

$$(10) \quad u = U, \quad v = V; \quad \partial K/\partial z = 0; \quad L = \alpha z$$

Signalons que la frontière supérieure de la couche limite peut être traitée jusqu'à la surface libre ($z = z_c$) et dans ce cas, il faut estimer le gradient de pression dû au courant (Huynh Thanh et Temperville, 1989).

Nous avons comparé les résultats du modèle avec les résultats de mesure de Van Doorn (1981) pour le cas colinéaire ($\phi_h = 0$). La figure 6 montre la bonne coïncidence entre le calcul présent et la mesure de Van Doorn (test V20RA, $U_c = 20,2$ cm/s, $\hat{U}_h = 24,3$ cm/s, $T = 2$ s, $k_N = 2,3$ cm, $z_{c0} = 4,5$ cm) pour les profils de vitesses aux différentes phases. Le bon accord se trouve aussi pour le profil de vitesses moyennes (fig. 7).

Néanmoins, pour le test V10RA de Van Doorn ($U_c = 8,45$ cm/s, $\hat{U}_h = 25,9$ cm/s, $T = 2$ s, $k_N = 2,3$ cm, $z_{c0} = 4,5$ cm), le modèle surestime les vitesses moyennes dans la zone inférieure de la couche limite (fig. 8). L'explication possible de cette différence est que la turbulence générée par l'écoulement dans la dernière expérience n'était pas en régime complètement développé comme exigé par notre modèle.

Outre les comparaisons avec les mesures, plusieurs expériences numériques ont été effectuées pour une gamme des paramètres de la houle, du courant, du fond et de l'angle d'interaction. La figure 9 présente les profils de vitesse dans la couche limite aux quatre phases particulières pour $\phi_h = 45^\circ$, $U_c = \hat{U}_h = 100$ cm/s, $T = 4\pi$ s, $k_N = 1$ cm. On peut constater le changement de direction de ces profils suivant la verticale. Sur la figure 10 est montrée l'influence de ϕ_h sur le module de la vitesse moyenne: le cas colinéaire donne l'interaction la plus importante.

Soit $f_c = 2\bar{\tau}_c/\rho\hat{U}_h^2$ le coefficient de frottement associé à la contrainte de cisaillement

moyenne $\bar{\tau}_c/\rho$. La figure 11 présente un exemple de la variation de f_c en fonction des paramètres \hat{a}_h/k_N , z_{c0}/k_N , U_c/\hat{U}_h et ϕ_h . On peut remarquer que pour $U_c/\hat{U}_h \geq 1.5+2$, l'influence de la houle sur le courant n'est pas importante.

La comparaison avec les autres modèles analytiques et numériques (tableau 1) montre que dans tous les cas, le modèle de Bijker (1967) donne les valeurs de $\bar{\tau}_c/\rho$ et $\hat{\tau}_{ch}/\rho$ les plus grandes. Lorsque le courant est dominant (U_c ou $\bar{U}_c \geq \hat{U}_h$, \bar{U}_c étant la vitesse du courant moyennée sur la verticale), le présent modèle donne les mêmes valeurs de $\bar{\tau}_c/\rho$ et $\hat{\tau}_{ch}/\rho$ que celui de Davies et al. (1988) (et de Fredsoe (1984) pour $\bar{\tau}_c/\rho$). En revanche, dans le cas où la houle est dominante (U_c ou $\bar{U}_c < \hat{U}_h$), les résultats de notre modèle sont plus proches de ceux de Grant et Madsen (1979) que des autres.

II.4 Mise en suspension des sédiments non-cohésifs. La distribution verticale des sédiments en suspension est caractérisée par la concentration C qui est gouvernée par l'équation de continuité suivante:

$$(11) \quad \frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (w_c C) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_t \frac{\partial C}{\partial z} \right)$$

où w_c est la vitesse de chute des sédiments, γ_t la diffusivité turbulente qui est reliée à la viscosité turbulente ν_t par (Lewellen, 1977):

$$(12) \quad \gamma_t = \frac{4}{3} \nu_t$$

Les conditions aux limites pour C :

* A la frontière supérieure:

$$(13) \quad - C = 0 \text{ à } z = z_h \text{ (cas de la houle)}$$

$$- w_c C + \gamma_t \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \text{ à } z = z_{c0} \text{ (cas de l'interaction houle-courant)}$$

* A la frontière inférieure, nous appliquons la relation proposée par Engelund and Fredsoe (1982) :

$$(14) \quad C = C_a(\Psi) \text{ at } z = z_a = 2.5 d$$

où Ψ est le paramètre de Shields défini par:

$$(15) \quad \Psi(t) = \frac{\tau(t)}{\rho (s-1) g d}$$

avec d le diamètre moyen de grain, s la densité relative et g l'accélération gravitationnelle. Notons que ν_t et $\tau(t)$ sont déterminés à partir du modèle hydrodynamique précédent.

Le résultat du modèle est comparé avec le résultat de l'expérience de Staub et al. (1984) pour le cas d'une houle: $\hat{U}_h = 128$ cm/s, $T = 9,1$ s, $d = 0,019$ cm, $s = 2,65$, $w_c = 2.1$ cm/s. On peut constater le bon accord entre eux pour la variation temporelle de C au niveau $z = 1.8$ cm pendant une période (fig. 12a) et pour le profil de la concentration moyenne \bar{C} (fig. 12b).

La figure 13 présente la variation temporelle de C aux différents niveaux pour un cas typique de l'interaction houle-courant ($U_c = \hat{U}_h = 100$ cm/s, $T = 4 \pi$ s, $d = 0,02$ cm, $\phi_h = 45^\circ$). On voit que la mise en suspension des sédiments n'est important que pour la première demi-période où la houle et le courant se propagent en même sens. L'influence de l'angle d'interaction ϕ_h se trouve ne pas très sensible sur le profil de \bar{C} (fig. 14).

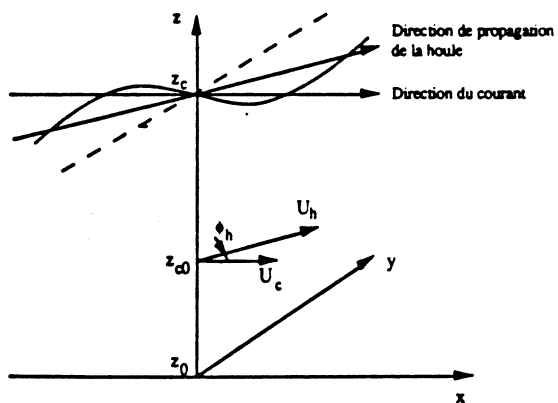


Fig. 1 Schéma du problème physique (fond plat)

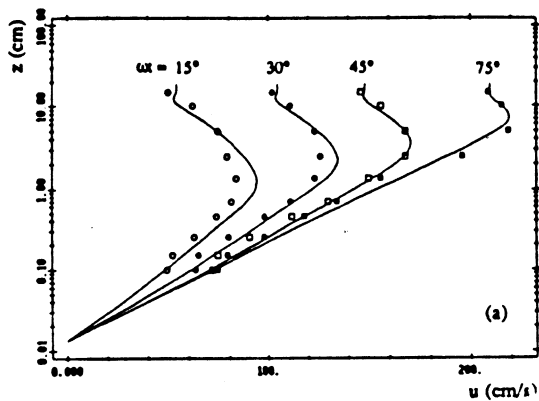


Fig. 2 Profils de vitesses aux différentes phases.
Symboles : Sumer et al. (1986)
— : présent modèle

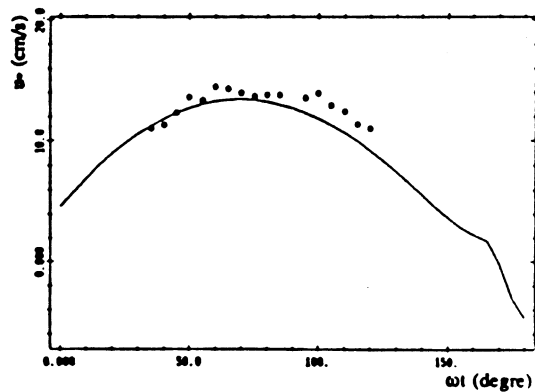
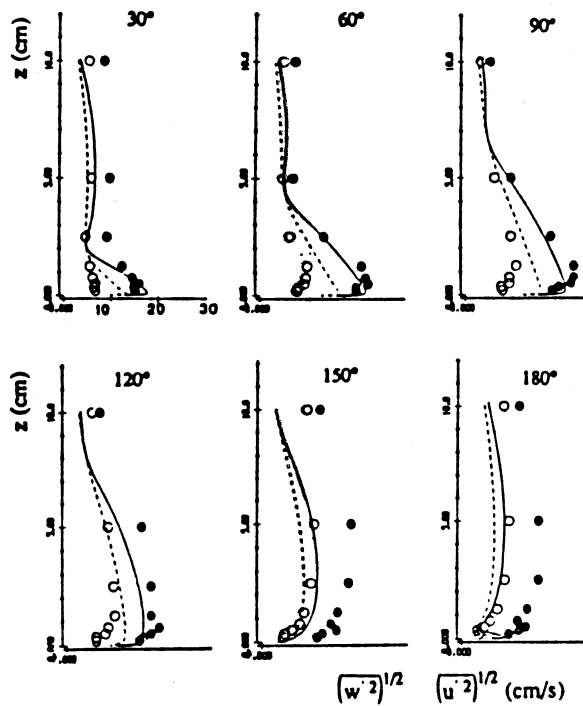


Fig. 3 Variation temporelle de la vitesse de frottement.
● : Sumer et al. (1986); — : présent modèle



Mesure ● $\sqrt{u'^2}$, ○ $\sqrt{w'^2}$
 Présent modèle — $\sqrt{u'^2}$, - - - $\sqrt{w'^2}$

$$\sqrt{u'^2} = \left[\frac{L^2}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \frac{K}{2} \right]^{1/2}, \quad \sqrt{w'^2} = \left(\frac{K}{2} \right)^{1/2}$$

Fig. 4 Comparaison entre les vitesses fluctuantes mesurées par Sumer et al. (1986) et celles calculées par le présent modèle aux différents phases.

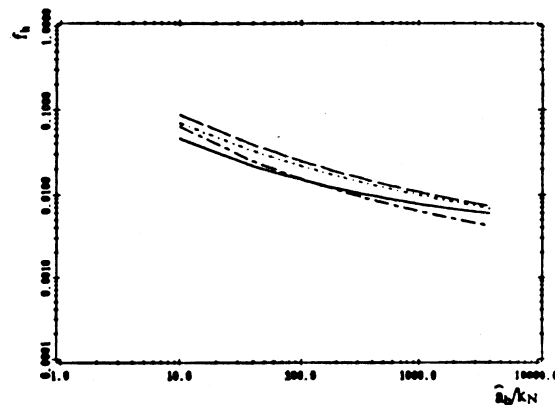


Fig. 5 Coefficient de frottement f_h .
- - - : Kajiura (1968); - . - : Jonsson (1963);
— : Kamphuis (1975); — : Présent modèle

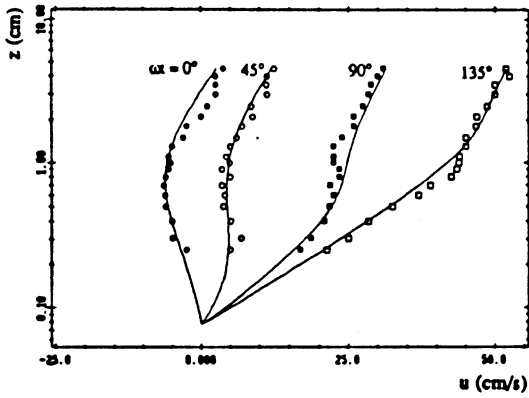


Fig. 6 Profils de vitesses aux différentes phases.
Symboles : Van Doorn (1981). Test V20RA
— : présent modèle

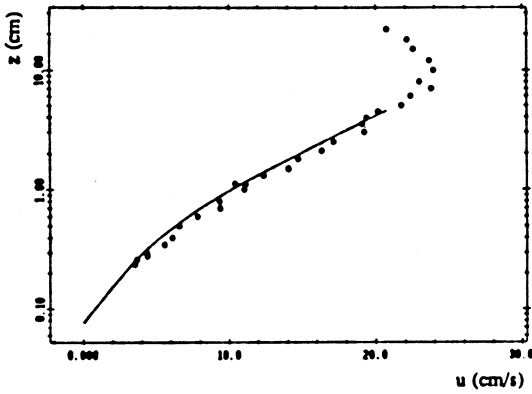


Fig. 7 Profil de vitesse moyenne.
● : Van Doorn (1981). Test V20RA
— : présent modèle

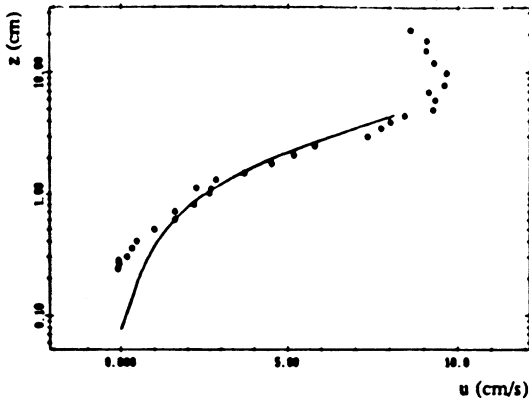


Fig. 8 Profil de vitesse moyenne.
● : Van Doorn (1981). Test V10RA
— : présent modèle

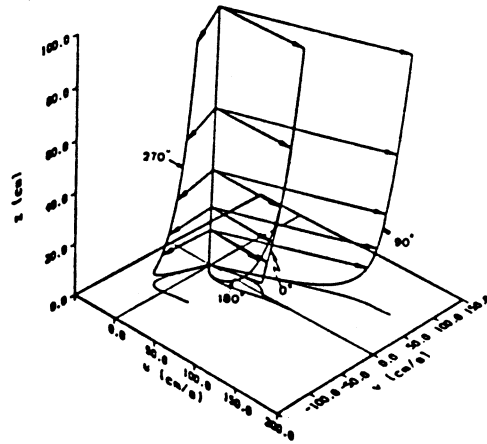


Fig. 9 Profils de vitesse aux différentes phases obtenus avec le présent modèle.

$U_c = \hat{U}_h = 100 \text{ cm/s}, T = 4 \pi \text{ s}, k_N = 1 \text{ cm}, \phi_h = 45^\circ$

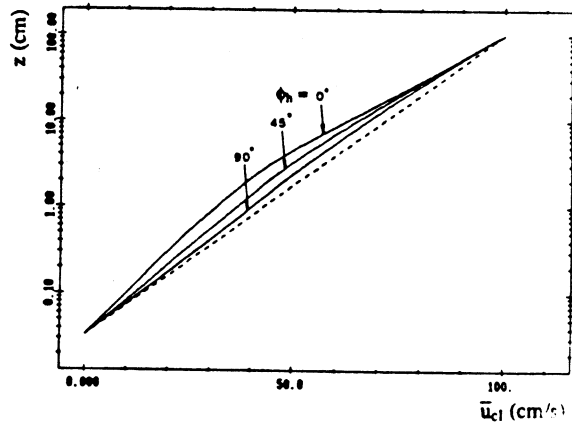


Fig. 10 Variation verticale du module de la vitesse moyenne pour les différents angles d'interaction ϕ_h .

$U_c = \hat{U}_h = 100 \text{ cm/s}, T = 4 \pi \text{ s}, k_N = 1 \text{ cm}$

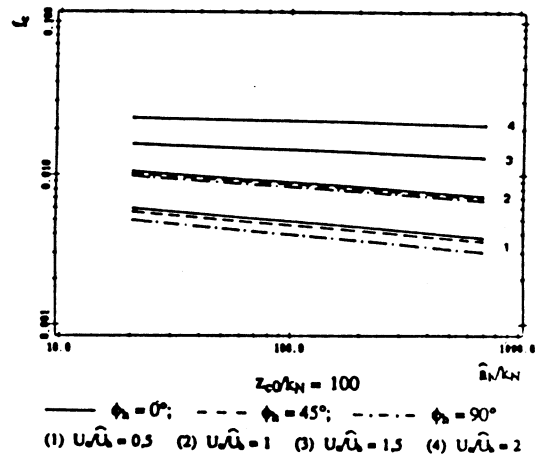


Fig. 11 Variation de f_c en fonction de \hat{a}_h/k_N , z_{c0}/k_N , U_c/\hat{U}_h et ϕ_h .

Tableau 1 *Comparaison entre les différents modèles.

Paramètres					
\bar{U}_c (cm/s)	79.5	67.2	61.2	73.4	78.4
U_c (cm/s)	63.	50.	42.	56.	61.5
\hat{U}_h (cm/s)	50.	100.	150.	100.	100.
ϕ_h°	0	0	0	45	90
Contrainte de cisaillement moyenne $\bar{\tau}_c/\rho$ (cm ² /s)					
Bijker	59.1	97.0	130.9	84.7	61.7
Grant-Madsen	46.7	47.3	46.0	54.8	57.3
Fredsoe	32.5	33.6	36.0	—	36.0
Davies et al.	33.8	33.8	33.8	33.8	33.8
Present model	32.0	48.0	60.0	50.0	51.0
Contrainte de cisaillement maximale $\hat{\tau}_{ch}/\rho$ (cm ² /s)					
Bijker	193.7	491.2	729.6	522.7	345.9
Grant-Madsen	176.9	377.5	632.6	362.9	317.6
Fredsoe	105.3	227.4	368.6	—	174.2
Davies et al.	130.3	279.6	488.5	269.6	241.6
Present model	135.4	367.0	649.5	360.6	332.3

* Ce tableau a été établi par Dyer et Soulsby (1988) sauf les lignes pour le présent modèle.

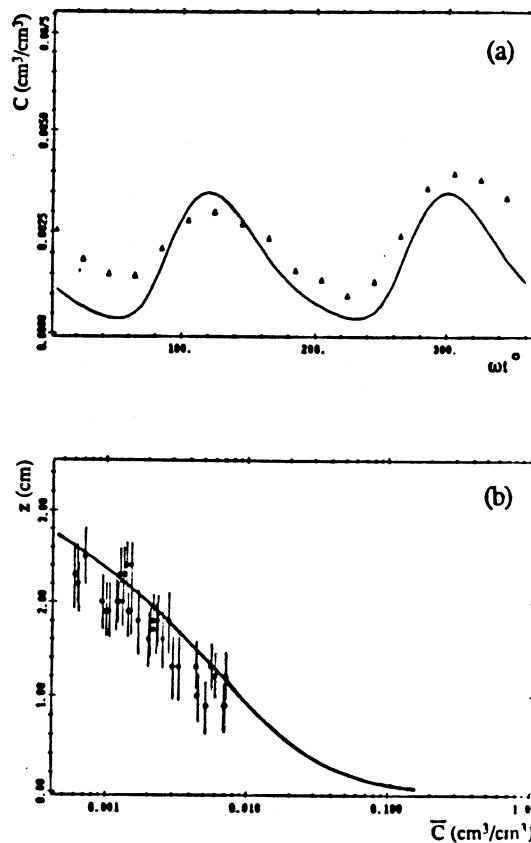


Fig. 12 Comparaison avec les résultats expérimentaux.

— : Présent modèle; Δ , \bullet : Staub et al. (1984)
 (a) Variation temporelle de la concentration C à $z = 1,8$ cm
 (b) Profil de la concentration moyenne \bar{C}

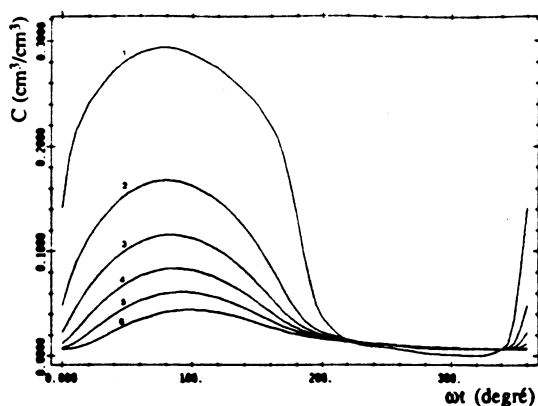


Fig. 13 Variation temporelle de C aux différents niveaux pour un cas typique de l'interaction houle-courant ($U_c = \hat{U}_h = 100$ cm/s, $d = 0,02$ cm, $\phi_h = 45^\circ$)
 (1) $z = 0,05$ cm, (2) $z = 0,15$ cm, (3) $z = 0,30$ cm,
 (4) $z = 0,50$ cm, (5) $z = 1$ cm, (6) $z = 1,50$ cm

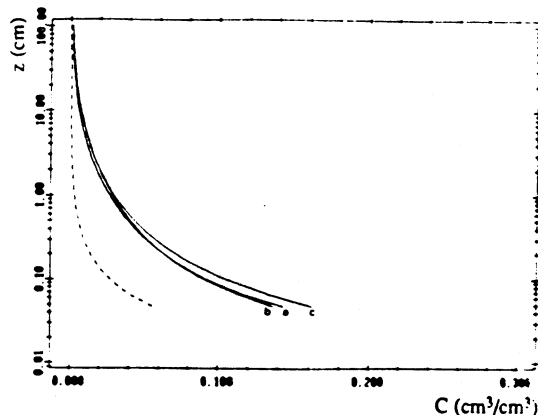


Fig. 14 Profils de la concentration moyenne \bar{C} pour les différentes valeurs de ϕ_h .

Les paramètres sont comme dans la figure 13

----- : Profil de \bar{C} pour le courant seul.

(a) $\phi_h = 0^\circ$; (b) $\phi_h = 45^\circ$; (c) $\phi_h = 90^\circ$

III. COUCHE LIMITE SUR UN FOND RIDE

Soit $\widehat{\Psi}$ la valeur maximale du paramètre de Shields correspondant à la contrainte de cisaillement maximale $\widehat{\tau}$. Lorsque $\widehat{\Psi}$ est compris entre 0,045 et 1, les rides apparaissent sur le fond (Nielsen, 1979). Nous nous limitons ici à l'étude des rides de vortex bidimensionnelles dont la hauteur h_r est égale à (0,10+0,25) la longueur d'onde L_r .

Notons que la plupart des études théoriques concernant la couche limite sur un fond ridé ne sont que pour le cas d'un écoulement laminaire oscillatoire (Sleath, 1974; Longuet-Higgins, 1981; Blondeaux et Vittori, 1989; Hara et Mei, 1990). Dans le cas turbulent, il existe seulement le modèle du type K- ϵ de Sato et al. (1986).

III.1 Formulation du présent modèle

Le schéma du problème physique est illustré sur la figure 15. Des mesures en laboratoire et in situ ont montré que la longueur d'onde de la houle L_h est beaucoup plus grande que L_r , ce qui nous permet de modéliser la couche limite seulement sur une longueur d'onde L_r . Pour faciliter la description des conditions aux limites au fond et pour éliminer le gradient de pression inconnu dû à la forme de la ride, nous utilisons les coordonnées curvilignes orthogonales (X,Z) à la place de coordonnées cartésiennes (x,z) et les variables fonction de courant ψ et vorticité ξ au lieu de composantes de vitesse u et w. Le système d'équations à résoudre s'écrit :

$$(16) \quad J \nabla^2 \psi = \xi$$

$$(17) \quad \frac{1}{J} \frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial (\psi, \xi)}{\partial (X, Z)} = \nabla^2 (v_t \xi) - J \zeta$$

$$(18) \quad \frac{1}{J} \frac{\partial K}{\partial t} - \frac{\partial (\psi, K)}{\partial (X, Z)} = 1,2 \frac{\partial}{\partial X} \left(v_t \frac{\partial K}{\partial X} \right) + 1,2 \frac{\partial}{\partial Z} \left(v_t \frac{\partial K}{\partial Z} \right) + v_t J \left[\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} \right)^2 \right] - \frac{1}{J} v_t K - \frac{1}{J} \frac{v_t}{L^2} K$$

L'échelle de longueur L est supposée varier sous la forme:

$$(19) \quad L = \alpha Z \sqrt{1 - \frac{Z}{Z_h}}$$

et la viscosité turbulente v_t est déterminée par (6).

Dans (17) et (18), ζ et K sont les termes relatifs aux dérivées partielles de ψ et v_t ; J est le jacobien de la transformation; ∇^2 désigne l'opérateur laplacien. Les conditions aux limites du problème sont les suivantes:

- A la frontière inférieure ($Z = Z_0 = k_N/30$):

$$(20) \quad \frac{\partial \psi}{\partial Z} = \frac{\partial \psi}{\partial X} = \psi = \frac{\partial K}{\partial Z} = 0 \quad ; \quad \xi_0 = \frac{2 J \psi_1}{(Z_1 - Z_0)^2}$$

où ψ_1 est la valeur de la fonction de courant au niveau Z_1 correspondant au deuxième noeud du maillage (Roache, 1976).

- A la frontière supérieure ($Z = Z_h$):

$$(21) \quad \psi = Z_h U_h(t) \quad ; \quad K = \xi = 0$$

- Aux frontières latérales ($X = 0$ et $X = L_T$), nous supposons la conditions de périodicité pour ψ , ξ et K .

Le système d'équations précédent est discrétisé en utilisant les schémas aux différences finies. La méthode A.D.I. (alternating direction implicit) est utilisée pour résoudre les équations pour ξ et K . L'équation de Poisson pour ψ est résolue par la méthode de réduction cyclique en bloc (Roache, 1976). Le maillage spatial comprend $M \times N$ noeuds avec le pas $\Delta X = \text{const}$ et ΔZ variant exponentiellement de bas en haut. Le pas temporel $\Delta t = T/360$ s.

III.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Les résultats du modèle ont été comparés avec les résultats de mesure en laboratoire pour les rides symétrique et asymétrique. Nous présentons ici la comparaison avec l'expérience de Sato et al. (1984) pour une ride symétrique. Les autres comparaisons avec Du Toit et Sleath (1981) et Sato et al. (1987) peuvent être trouvées dans Huynh Thanh et Temperville (1990 b,c,d).

Les paramètres expérimentaux (Sato et al., 1984):

- Ride de la forme sinusoïdale: $L_T = 12$ cm, $h_r = 1,2$ cm, $d = 0,02$ cm.

- Houle cosinusoidale: $\hat{U}_h = 19,2$ cm/s, $T = 4$ s.

Pour le modèle, nous avons choisi $M \times N = 13 \times 25$, $Z_0 = 0,0016$ cm, $Z_h = 5$ cm, $\Delta X = 1$ cm, $\Delta Z = 0,056 + 0,5$ cm. La convergence de la solution est obtenue après 20 périodes de calcul.

La figure 16 montre que le champ de vitesse calculé est très semblable à celui mesuré aux différentes phases. Il faut noter l'apparition du vortex au bord gauche de la ride à la phase $\omega t = 70^\circ$, avant le renverse de la houle potentiel (à $\omega t = 90^\circ$).

La figure 17 présente la variation temporelle des composantes de vitesses (u , w), des fluctuations de vitesse ($\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$) et des tensions de Reynolds ($\overline{u'w'}$) mesurée par fil-chaud au niveau $z = 0,3$ cm au-dessus de la crête de la ride et celle obtenue avec le modèle. On peut voir que les résultats de mesure et ceux de calcul ont le même ordre de grandeur. Remarquons qu'il existe un deuxième pic pour u et w à $\omega t = 120^\circ$ pendant la première-demi période, outre le pic correspondant à la phase de renverse de la houle (à $\omega t = 180^\circ$). Ce deuxième pic est dû à l'éjection du vortex qui apparaît aux instants précédents et qui joue un rôle important pour le transport des sédiments, car à la même phase $\omega t = 120^\circ$ les fluctuations de vitesse et les tensions de Reynolds présentent également leurs valeurs maximales.

Le champ de vitesse résiduelle (vitesse moyennée sur une période) obtenue avec le présent modèle (fig. 18) montre qu'il existe une paire de circulation en sens inverse sur les deux bords de la ride. La vitesse maximale ($\cong 3,5$ cm/s) juste près de la surface est dirigée du creux vers la crête correspondante. Cette propriété contribue à expliquer le maintien du système des rides sur le fond marin.

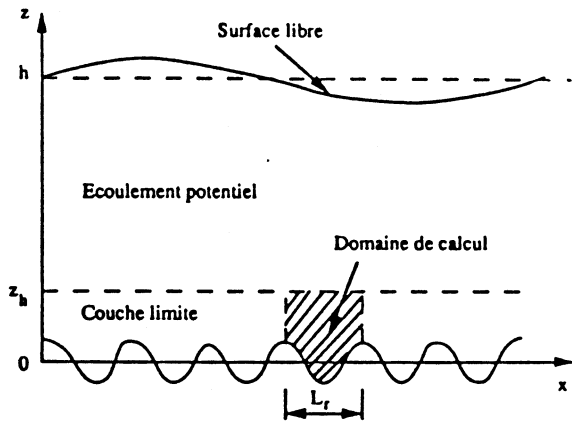


Fig. 15 Schéma du problème physique (fond ridé).

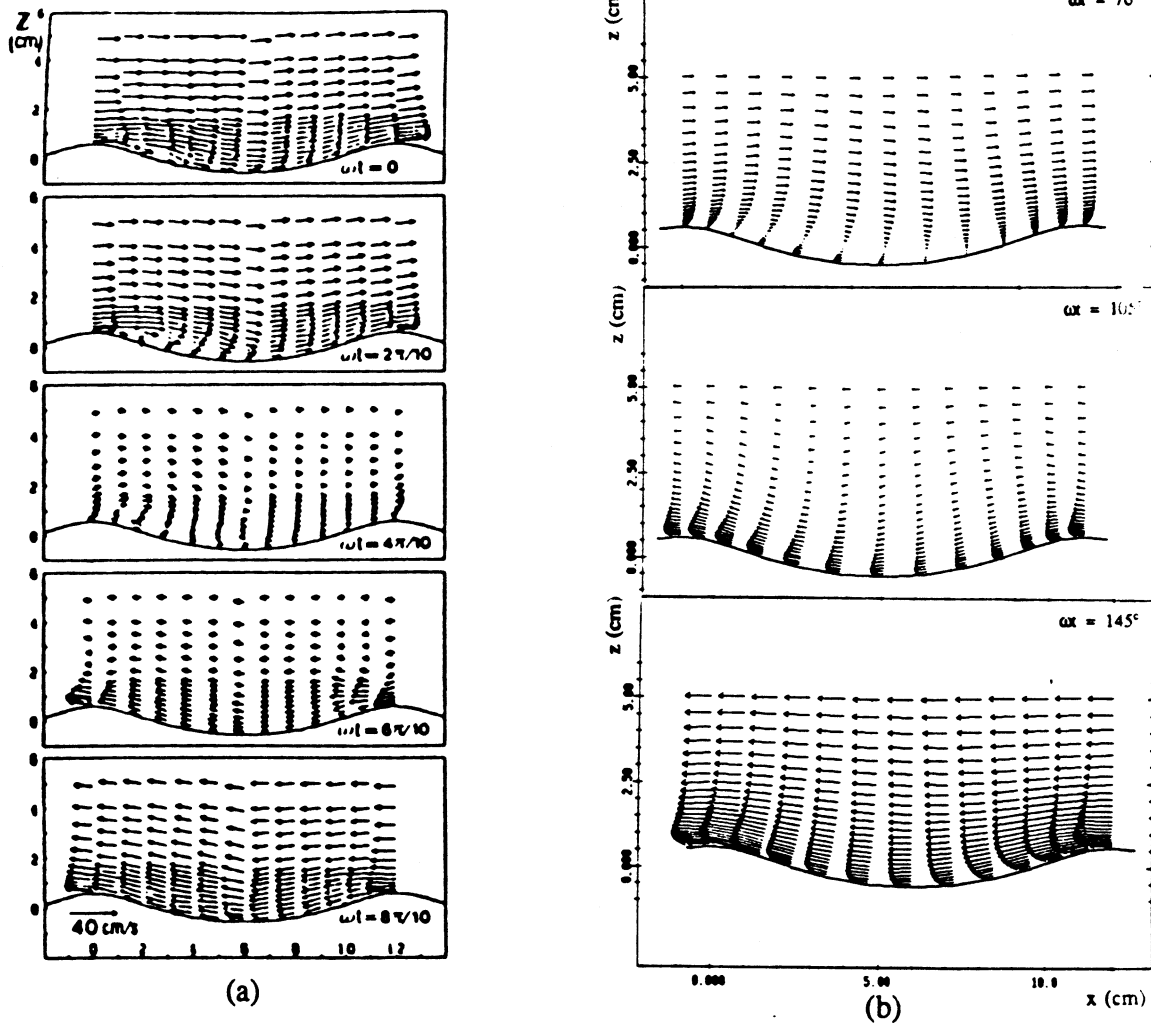


Fig. 16 Champ de vitesse aux différentes phases.

(a) Mesure de Sato et al. (1984)

(b) Présent modèle

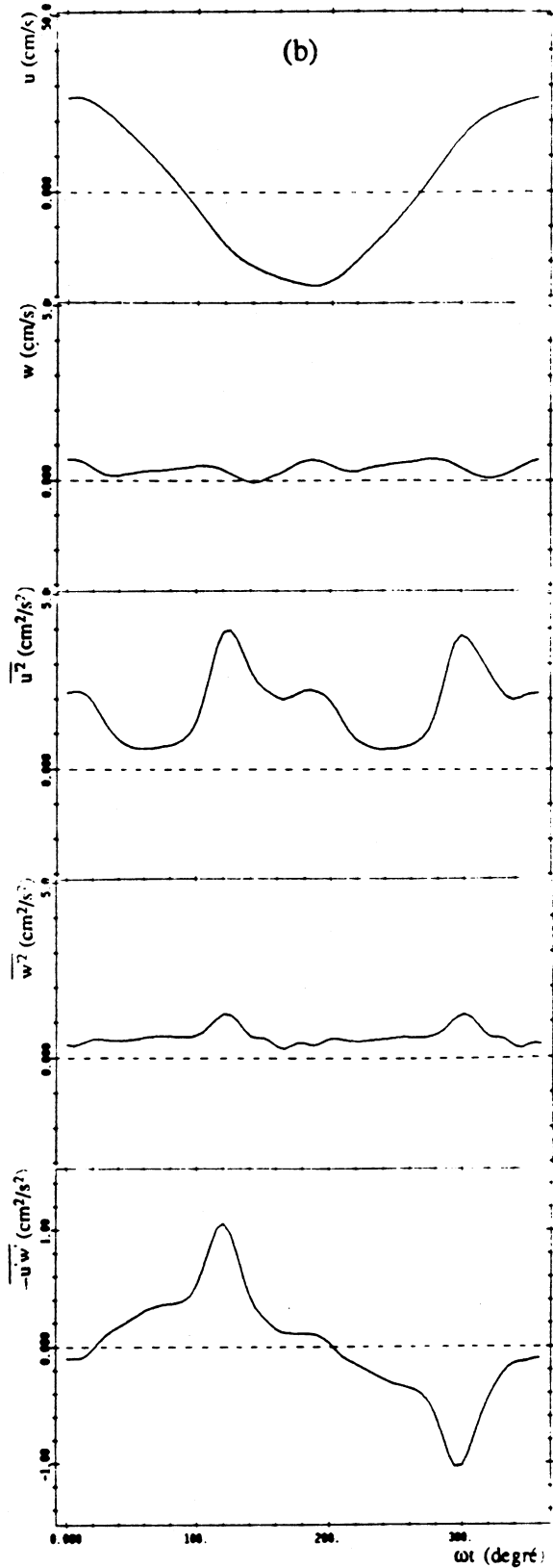
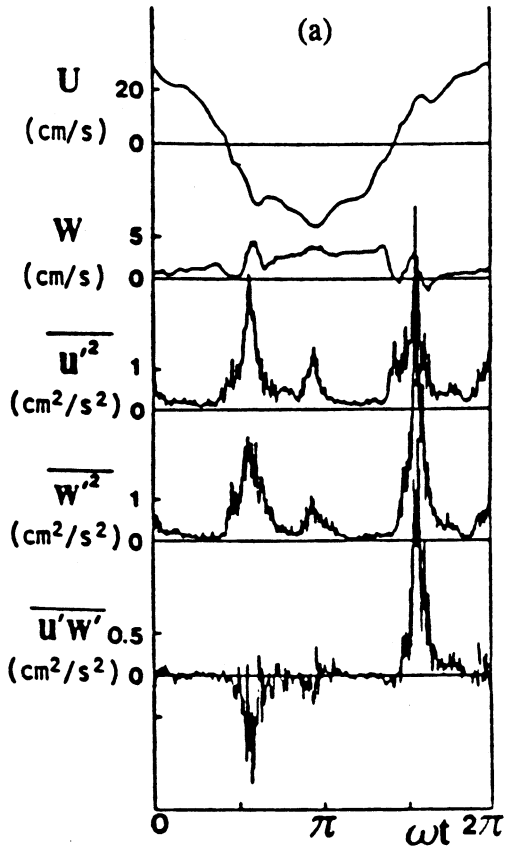


Fig. 17 Variation temporelle de u , w , u'^2 , w'^2 et $u'w'$ au niveau $z = 0,3$ cm au-dessus de la crête.
 (a) Mesure de Sato et al. (1984)
 (b) Présent modèle

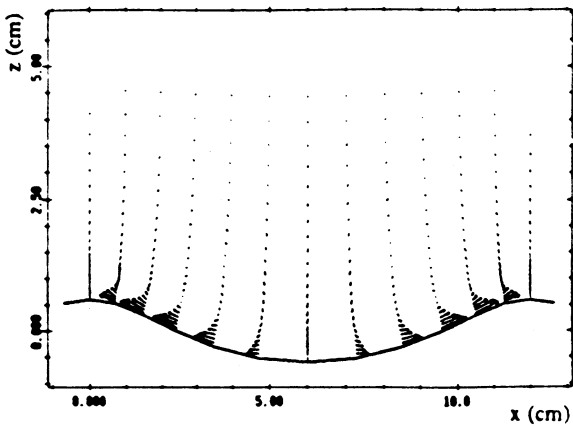


Fig. 18 Champ de vitesse résiduelle calculé.

IV. CONCLUSION

Nous avons présenté deux versions différentes d'un modèle de fermeture turbulente du type K-L avec application à l'étude de la couche limite turbulente oscillatoire sur le fond marin plat ou présentant des rides. Des comparaisons avec les résultats expérimentaux montrent que le modèle est capable de prévoir bien les caractéristiques de l'écoulement dans la couche limite, surtout pour les quantités turbulentes complexes, ce que les modèles simples de viscosité turbulente ou de longueur de mélange ne peuvent pas faire. Avant d'appliquer le modèle à l'exploitation des mesures in-situ, il est nécessaire de vérifier encore le modèle pour le cas de l'interaction houle-courant oblique et pour le cas d'un fond ridé (par manque de mesures valables à l'heure actuelle, surtout pour les tensions de Reynolds).

REFERENCES

- BIJKER E. W. (1967). *Delft Hydraul. Lab. Rep.* 50.
- BLONDEAUX P. et VITTORI G. (1989). *Proc. 23th Cong. IAHR*, pp. C309-C316.
- DAVIES A. G., SOULSBY R. L. et KING H. L. (1988). *J. Geophys. Res.*, 93 (C1), pp. 491-508.
- DU TOIT C. G. et SLEATH J. F. A. (1981). *J. Fluid Mech.*, 112, pp. 71 - 96.
- DYER K. R. et SOULSBY R. L. (1988). *Rev. Fluid Mech.*, 20, pp. 295-324.
- ENGELUND F. et FREDSOE J. (1982). *Advances in Hydrosience*, 13, pp. 187-215.
- FREDSOE J. (1984). *Inst. Hydrodyn. Hydraul. Eng. Tech. Univ. Denmark. Series paper* 35.
- GRANT W. D. et MADSEN O. S. (1979). *J. Geophys. Res.*, 84 (C4), pp. 1797 - 1808.
- HARA T. et MEI C. C. (1990). *J. Fluid Mech.*, 211, pp. 183 - 209.
- HUYNH THANH S. et TEMPERVILLE A. (1989). *Proc. 23th Cong. IAHR*, Ottawa, Canada.
- HUYNH THANH S. et TEMPERVILLE A. (1990 a). *Euromech 262*, Wallingford, England.
- HUYNH THANH S. et TEMPERVILLE A. (1990 b). *22 nd Conf. Coastal Eng.*, Delft, The Netherlands.
- HUYNH THANH S. et TEMPERVILLE A. (1990 c). *1ères Journées Inter-Universitaires*. Le Havre, France.
- HUYNH THANH S. et TEMPERVILLE A. (1990 d). *3rd Euro. Workshop on Coastal Zone*. Cyprus, Greece.
- JONSSON I. G. (1963). *Proc. 10th Congr. IAHR*, pp. 85 - 92.
- KAJIURA K. (1968). *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 46, pp. 75 - 123.
- KAMPHUIS J. W. (1975). *J. Waterw., Harbors Coastal Eng. Div.*, 101 (WW 2), pp. 135 - 144.
- LEWELLEN W. S. (1977). In *Handbook of turbulence*, Plenum Publishing Corp., Vol. 1, pp. 237- 280.
- LONGUET-HIGGINS M. S. (1981). *J. Fluid Mech.*, 107, pp. 1 - 35.
- PATANKAR S. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flows*. McGraw Hill Book Co..
- ROACHE P. J. (1976). *Computational fluid dynamics*. Eds. Hermosa Publishers.
- SATO S., MIMURA N. et WATANABE A. (1984). *Proc. 19th Conf. Coastal Eng.*, pp. 2293 - 2309.
- SATO S., UEHARA H. et WATANABE A. (1986). *Coastal Eng. Jpn.*, 29, pp. 65- 78.
- SATO S., SHIMOSAKO K. et WATANABE A. (1987). *Coastal Eng. Jpn.*, 30, pp. 89 - 98.
- SHENG Y. P. (1984). *Proc. 19th Conf. Coastal Eng.*, pp. 2380 - 2396.
- SHENG Y. P. et VILLARET C. (1989). *J. Geophys. Res.*, 94 (C10), pp. 14,429 - 14,444.
- SLEATH J. F. A. (1974). *J. Waterw., Port, Coastal and Ocean Eng. Div.*, 100 (WW4), pp. 105-122.
- SLEATH J. F. A. (1987). *J. Fluid Mech.*, 182, pp. 369 - 409.
- STAUB C., JONSSON I. G. et SVENDSEN I. A. (1984). *Proc. 19 th Coastal Eng.*, pp. 2310-2321.
- SUMER B. M., JENSEN B. L. et FREDSOE J. (1986). In *Advances in Turbulences*, pp. 556-567.
- VAN DOORN Th. (1981). *Delft Hydraul. Lab. Rep.* M1423. Part 1.