



HAL
open science

Simulation 3D des ondes de batillage générées par le passage des bateaux et des processus associée de transport de sédiments

Shengcheng Shengcheng Ji

► To cite this version:

Shengcheng Shengcheng Ji. Simulation 3D des ondes de batillage générées par le passage des bateaux et des processus associée de transport de sédiments. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Technologie de Compiègne, 2013. Français. NNT : 2013COMP2068 . tel-00833187

HAL Id: tel-00833187

<https://theses.hal.science/tel-00833187>

Submitted on 12 Jun 2013

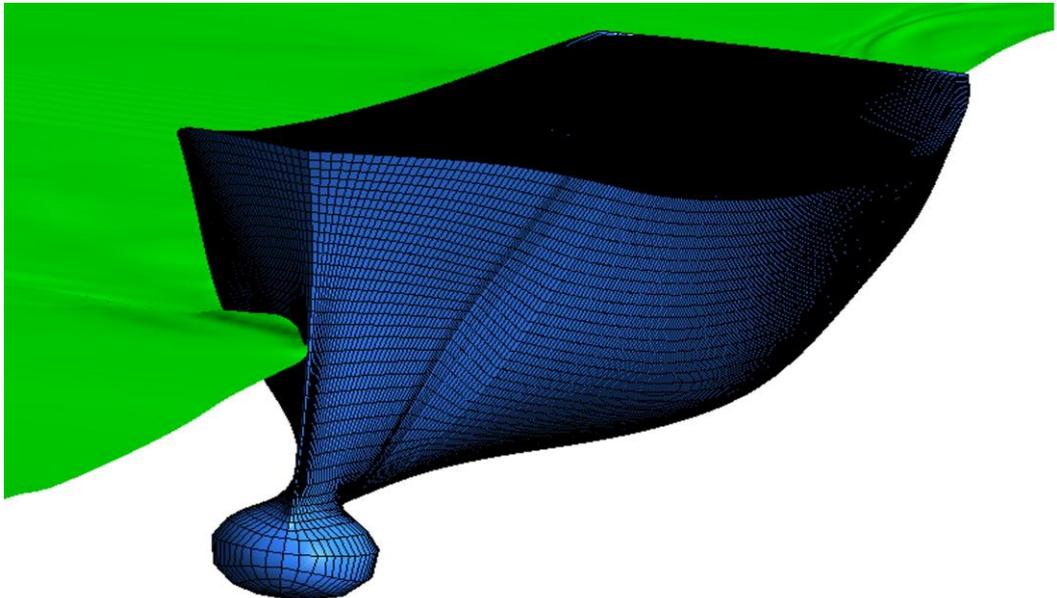
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Par **Ji SHENGCHENG**

Simulation 3D des ondes de batillage générées par le passage des bateaux et des processus associée de transport de sédiments

Thèse présentée
pour l'obtention du grade
de Docteur de l'UTC

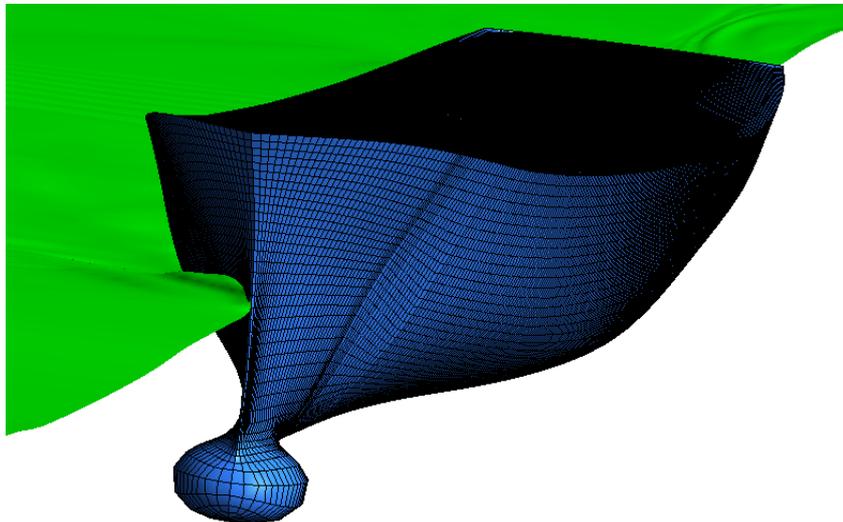


Soutenue le 15 mars 2013
Spécialité : Mécanique avancée

D2068

Shengcheng Ji

***Simulation 3D des ondes de batillage générées
par le passage des bateaux et des processus as-
sociés de transport de sédiments***



Discipline : Mécanique Avancée

Spécialité : Modélisation Numérique en Mécanique

Membres du jury:

L. David, Prof. Université de Poitiers, rapporteur

R. Lafite, Prof. Université de Rouen, rapporteur

A. Rassineux, Prof. Université de Technologie de Compiègne, examinateur

J. Moureh, Chargé de Recherche IRSTEA, examinateur

A. Ouahsine, Prof. Université de Technologie de Compiègne, directeur de thèse

P. Sergent, Ing en Chef HDR. Directeur Scientifique CETMEF, co-directeur

P. Villon, Prof. Université de Technologie de Compiègne, examinateur

H. Smaoui, Chargé de Recherche UTC-CETMEF, examinateur

Rapport de thèse

UTC - 2012/2013

*Simulation 3D des ondes de batillage générées
par le passage des bateaux et des processus
associés de transport de sédiments*

Discipline : Mécanique Avancée

Spécialité : Modélisation Numérique en Mécanique

Membres du jury :

L. David, Prof. Université de Poitiers, *rapporteur*

R. Lafite, Prof. Université de Rouen, *rapporteur*

A. Rassineux, Prof. Université de Technologie de Compiègne, *examineur*

J. Moureh, Chargé de Recherche IRSTEA, *examineur*

A. Ouahsine, Prof. Université de Technologie de Compiègne, *directeur de thèse*

P. Sergent, Ing en Chef HDR. Directeur Scientifique CETMEF, *co-directeur*

P. Villon, Prof. Université de Technologie de Compiègne, *examineur*

H. Smaoui, Chargé de Recherche UTC-CETMEF, *examineur*

Table des matières

Table des matières	i
Liste des figures	v
Liste des tableaux	xi
Introduction générale	1
1 État de l’art et problématique	5
1.1 Description générale des ondes de batillage	5
1.2 Influences des ondes de batillage sur l’abaissement du plan d’eau . .	12
1.2.1 Énergies d’onde et hauteur de vague	12
1.2.2 Expression empirique de la hauteur du plan d’eau H_m	14
1.2.3 Evaluation empirique de l’abaissement du plan d’eau H_d	15
1.3 Influences des ondes de batillage sur le transport de sédiments	16
1.3.1 Transport sédimentaire dans un canal de navigation	16
1.4 Modèles numériques usuels	17
1.4.1 Revue bibliographique	17
1.4.2 Formulation mathématique	20
2 Mise en équations et simulations du problème	21
2.1 Equations du modèle et hypothèses	21
2.1.1 Conservation de la masse	21
2.1.2 Conservation de la quantité de mouvement	22
2.1.3 Equations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds (<i>RANSE</i>)	23
2.2 Modélisation de la turbulence	24
2.2.1 Modèle de turbulence κ - ε	24
2.2.2 Modèle de turbulence <i>SST</i> κ - ω	25
2.2.3 Expression des équations de Navier-Stokes dans le repère mo- bile, lié au bateau	26
2.3 Capture de la surface libre : Méthode <i>VOF</i>	27

2.4	Conditions aux limites	28
2.4.1	Conditions aux limites à l'entrée du domaine	29
2.4.2	Conditions aux limites en sortie du domaine	30
2.4.3	Conditions aux limites au niveau des parois	30
2.4.4	Conditions aux limites au niveau du plan de symétrie	32
2.5	Intégration numérique avec la méthode des Volumes Finis (<i>FV</i>)	33
2.5.1	Discrétisation spatiale	33
2.5.1.1	Schémas de discrétisation spatiale	35
2.5.1.2	Discrétisation temporelle	38
2.5.2	Organigramme et procédure du calcul numérique	38
3	Validation du modèle Hydrodynamique	41
3.1	Introduction	41
3.2	Validation avec le modèle <i>DTMB5415</i> du navire	41
3.2.1	Résultats numériques : Modèle du navire <i>DTMB5415</i>	43
3.2.2	Analyses de résultats des simulations	46
3.3	Validation avec les mesures physiques de <i>C.N.R.</i>	47
3.3.1	Cas d'une seule barge et un pousseur	47
3.3.1.1	Estimation de la taille de la grille du maillage	47
3.3.1.2	Dimensions et maillage du modèle (bateau-canal)	49
3.3.2	Loi de similitude	51
3.3.3	Sensibilité de la solution au maillage	51
3.3.4	Résultats des calculs avec 1 seule barge	54
3.3.4.1	Formes des vagues induites par le convoi	54
3.3.4.2	Estimation de l'abaissement du plan d'eau	56
3.3.5	Résultats des calculs avec 2 barges	58
3.3.6	Conclusion sur la mise en œuvre du modèle hydrodynamique	58
4	Interaction entre les ondes de batillage et le transport sédimentaire	61
4.1	Introduction	61
4.2	Equations <i>3D</i> de transport de sédiments en suspension	62
4.2.1	Conditions aux limites pour la concentration de la <i>MES</i>	63
4.2.2	Influence de la rugosité sur la loi de paroi	65
4.3	Validation du modèle hydrosédimentaire	67
4.3.1	Modèle expérimental : Cas d'une tranchée (Delft Hydraulics Laboratory [Van Rijn.1990])	67
4.3.2	Analyses de la sensibilité du maillage	67

4.3.3	Comparaisons de résultats des calculs avec les mesures	70
4.4	Simulations numériques du transport sédimentaire induit par le bateau en mouvement	72
4.4.1	Influences du passage du bateau, sans hélice	72
4.4.1.1	Paramètres géométriques du canal et du bateau	72
4.4.2	Analyses des modes de transport sédimentaire	73
4.4.3	Influences du sillage du bateau sur la remise en suspension des sédiments	75
4.4.4	Liens entre le transport induit par le bateau et la granulométrie des sédiments	77
4.4.4.1	Introduction	77
4.4.4.2	Résultats et discussions	77
4.4.4.3	Proposition d'une formulation générale	79
4.4.5	Conclusions	80
4.5	Influences des jets de l'hélice sur la distribution des sédiments.	81
4.5.1	Introduction	81
4.5.2	implémentation des forces de l'hélice	81
4.5.3	Résultats et discussions	84
4.5.4	Répartition spatiale des sédiments en suspension	88
4.5.5	Conclusions	93
4.6	Résultats avec deux barges	94
4.6.1	Distribution de la contrainte de cisaillement (cas de 2 barges)	95
4.6.2	Modes de transport des sédiments (cas de 2 barges)	96
4.6.3	Effets des fluctuations de vitesse	97
4.6.3.1	Relations entre le débit de la MES (q_{MES}^x) et la vitesse de fluctuation moyennée ($\overline{\mathbf{u}'}^T$)	97
4.6.3.2	Liens entre le taux de la MES et le nombre de barges	98
4.6.4	Lien entre le taux de la MES , la hauteur des vagues et la vitesse du bateau	101
4.6.4.1	Liens entre MES_{max} , τ_{max} et la vitesse du bateau V_b	101
4.6.4.2	Taux d'érosion au passage d'un bateau	103
4.6.5	Influence de l'accélération initiale sur le transport des sédiments	104
5	Conclusions et perspectives	107
5.1	Conclusions	107
5.2	Perspectives	109

I	Bibliographie	111
II	Annexe A	127
	Annexe A	129

Liste des figures

1	Présentation schématique des effets de la navigation	1
1.1	Convoi en mouvement dans un canal	5
1.2	Schéma du système d’ondes de batillage	6
1.3	Système d’ondes de <i>Kelvin</i> générées par une perturbation mobile	7
1.4	Présentation schématique du domaine	7
1.5	Relation entre l’angle, par rapport à la ligne d’avancement du bateau θ , de l’onde de Kelvin et le demi-angle α de l’enveloppe d’ondes de Kelvin.	10
1.6	Comparaison de l’énergie maximale de sillage de différents navires (ex- traite de [PLLC.2007])	13
1.7	Enregistrement du signal typique de la hauteur desvagues générées par le bateau [Sorensen, R.M.1997]	14
1.8	Profil de l’abaissement du plan d’eau H_d	15
1.9	Présentation schématique des processus étudiés	17
1.10	Schémas du profil de la vitesse au voisinage du fond	18
1.11	Présentation schématique de l’affleurement induit par une hélice.	18
1.12	Propagation d’une vague au-dessus d’un talus	20
2.1	Présentation graphique des repères fixes et mobiles	27
2.2	Frontière du domaine pour imposer les conditions aux limites	29
2.3	Calcul de la distance y_N normale entre noeud N et la surface de la paroi B.	31
2.4	Volume de contrôle 3D de discrétisation	34
2.5	Position des variables dans le volume de contrôle	34
2.6	Position de la vitesse dans le volume de contrôle	35
2.7	Illustration du schéma décentré	36
2.8	Organigramme de résolution numérique	39
3.1	Présentation schématique du domaine modélisé	42
3.2	Maillages de la coque du navire et du plan de symétrie	43
3.3	Zoom sur la proue du navire	43
3.4	Présentation de la surface libre avec différentes valeurs de α	44
3.5	Niveau d’eau simulé, autour du bateau	44

3.6	Iso-contour de la hauteur d'eau	44
3.7	Simulation des vagues induites par le navire <i>DTMB5415</i>	45
3.8	Comparaisons avec les résultats expérimentaux, du profil d'onde à proximité de la coque du bateau	45
3.9	Comparaisons avec les résultats expérimentaux, du profil d'onde à $y_s/L_{pp} = 0.172$. L_{pp} étant la longueur du bateau.	45
3.10	Coupes du plan d'eau suivant différentes valeurs de y_s	47
3.11	Comparaisons avec les modèles empiriques, les hauteurs maximales des vagues H_{max}	47
3.12	Estimation de la distance des parois solides au premier noeud du maillage	48
3.13	Illustration schématique du canal et du convoi, utilisée pour la modélisation	49
3.14	Vue suivant la direction x , du maillage	50
3.15	Maillage 3D du milieu fluide et 2D de la coque du convoi	50
3.16	Comparaisons des profils d'onde au niveau de la sonde 2 (voir Fig.3.13)	53
3.17	Historique de la convergence de calcul	54
3.18	Iso-contours de la hauteur des vagues après 6000 itérations	54
3.19	Simulation de l'angle des ondes de Kelvin, après 6000 itérations	55
3.20	Illustration d'onde de batillage primaire et secondaire	55
3.21	Profil d'onde au niveau de la sonde 2 : comparaisons avec les mesures [C.N.R.1997b]	56
3.22	Analyse de l'abaissement du plan d'eau aux sondes 1 – 3 (voir Fig.3.13 pour la position des sondes)	56
3.23	Comparaisons de l'abaissement maximal entre les résultat calculés, les mesures [C.N.R.1997b] et modèle empirique (Eq.(1.53))	57
3.24	Comparaisons de l'abaissement maximale entre les résultats calculés, le modèle empirique (l'Eq.(1.53)), et les résultats expérimentaux [C.N.R.1997b]	57
3.25	Comparaisons de la hauteur maximale des vagues secondaires entre les résultats calculés, le modèle empirique (l'Eq.(1.52)), et les résultats expérimentaux [C.N.R.1997b]	58
3.26	Contour simulé avec deux barges	58
3.27	Comparaison avec les données expérimentales [C.N.R.1997b] du profil de vagues à la sonde 2	59
4.1	Allure de la vitesse de chute proposée par différents auteurs	63

4.2 Comparaisons de concentration de référence c_b entre les différentes formules en fonction du paramètre de Shields	65
4.3 Tranchée expérimentale, au Laboratoire d'Hydraulique de Delf [Van Rijn.1990]	67
4.4 Profils de la vitesse aux sondes 1 – 3 (voir Fig.4.3)	70
4.5 Profils de la vitesse aux sondes 4 – 5 (voir Fig.4.3)	71
4.6 Profils de la <i>MES</i> aux sondes 1 – 3 (voir Fig.4.3)	71
4.7 Profils de la <i>MES</i> aux sondes 4 – 5 (voir Fig.4.3)	71
4.8 Géométrie du modèle et conditions aux limites.	72
4.9 Modes de transport sédimentaire au fond du canal (d_{50})	73
4.10 Carte des modes de transport sédimentaire.	73
4.11 Evolution des zones érodées du fond, élargissant en fonction de la vitesse du bateau V_b	74
4.12 Forme d'ondes et distribution de la <i>MES</i> associée ($MES=0.0001g/L$) générée par le mouvement du bateau.	74
4.13 Evaluation de débit de la <i>MES</i> dans les directions x et y respectivement ($V_b = -0.9m/s$).	75
4.14 Distribution de la vitesse sur une coupe transversale du canal	76
4.15 Distribution de la vitesse sur le plan de symétrie	76
4.16 Evolution de la <i>MES</i> en fonction de z/h (pour $V_b = -0.9m/s$)	77
4.17 Evolution de la <i>MES</i> et du niveau du plan d'eau. Vitesse du fluide $\mathbf{u} = 0.1m/s$, Vitesse du bateau $\mathbf{V}_b = -0.9m/s$, Diamètres du sédiment (en μm) : $d_1=70$, $d_2=160$, $d_3=260$, $d_4=600$, $d_5=1200$, $d_6=2500$	78
4.18 Evolution de la <i>MES</i> et du niveau du plan d'eau, Vitesse du fluide : $\mathbf{u} = 0.1m/s$, Vitesse du bateau : $\mathbf{V}_b = -1.1m/s$, Diamètres du sédiment (en μm) : $d_1=70$, $d_2=160$, $d_3=260$, $d_4=600$, $d_5=1200$, $d_6=2500$	78
4.19 Maximum de la <i>MES</i> (MES_{max}) en fonction du nombre de Froude Fr et du diamètre adimensionnel D	79
4.20 Présentation d'implémentation des termes de source	83
4.21 Distribution de la contrainte de cisaillement sur le fond (sans hélice) (a)	85
4.22 Distribution de la contrainte de cisaillement sur le fond (cas 1, avec hélice) (b)	85
4.23 Distribution de la contrainte de cisaillement sur le fond (cas 2, avec hélice) (c)	85
4.24 Iso-valeurs de la surface libre sans effet d'hélice (a) ($V_b = -0.80 m/s$)	86
4.25 Iso-valeurs de la surface libre avec effet d'hélice cas 1 (b) ($V_b = -0.80 m/s$)	86

4.26	Iso-valeurs de la surface libre avec effet d'hélice cas 2 (c) ($V_b = -0.80 m/s$)	86
4.27	Evolution de la <i>MES</i> à $z/h = -0.875$ avec la vitesse du bateau $V_b = -0.8 m/s$	87
4.28	Evolution de la hauteur d'eau à $y_s/L_{pp} = 0.1$ avec la vitesse du bateau $V_b = -0.8 m/s$	87
4.29	Taux de la <i>MES</i> sans influence de l'hélice à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$, derrière le bateau (Vitesse du bateau $V_b = -0.80m/s$)	88
4.30	Taux de la <i>MES</i> avec influence de l'hélice (cas 1, avec hélice) à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$ derrière le bateau (Vitesse du bateau $V_b = -0.80m/s$).	89
4.31	Taux de la <i>MES</i> avec influence de l'hélice (cas 2, avec hélice) à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$ derrière le bateau(Vitesse du bateau $V_b = -0.80m/s$)	89
4.32	Evolution du débit de q_{MES}^x dans la direction x ($V_b = -0.8 m/s$).	90
4.33	Evolution du débit de q_{MES}^y dans la direction y ($V_b = -0.8 m/s$).	90
4.34	Evolution du débit de q_{MES}^z dans la direction z ($V_b = -0.8 m/s$).	90
4.35	Amplitude de vitesse à $z/h = -0.25$, $z/h = -0.50$, et $z/h = -0.75$ pour le cas sans hélice avec $V_b = -0.8m/s$	91
4.36	Amplitude de vitesse à $z/h = -0.25$, $z/h = -0.50$, et $z/h = -0.75$ pour le cas 1 avec $V_b = -0.8m/s$	91
4.37	Amplitude de vitesse à $z/h = -0.25$, $z/h = -0.50$, et $z/h = -0.75$ pour le cas 2 avec $V_b = -0.8m/s$	91
4.38	Distribution verticale de la vitesse à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$ à partir de l'arrière du navire pour les trois cas	92
4.39	Distribution verticale de la concentration de la <i>MES</i> à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$ à partir de l'arrière du navire pour les trois cas	93
4.40	Géométrie du modèle à 2 barges et ses conditions aux limites	94
4.41	Contour de τ_b sur le fond avec une barge ($V_b = -0.9 m/s$)	95
4.42	Contour de τ_b sur le fond avec deux barge ($V_b = -0.9 m/s$)	95
4.43	Modes de transport des sédiments avec 1 seule barge et $V_b = -0.8m/s$	96
4.44	Modes de transport des sédiments avec 2 barges et $V_b = -0.8m/s$	96
4.45	Variations de $\overline{\mathbf{u}}$ et q_{MES}^x suivant la direction x	97
4.46	Variation de \mathbf{u}' suivant x pour 1 seule barge $V_b = -0.9 m/s$	98
4.47	Variation de <i>MES</i> suivant x pour 1 seule barge $V_b = -0.9 m/s$	98
4.48	Variation de \mathbf{u}' suivant x pour 2 barges $V_b = -0.8m/s$	99
4.49	Variation de <i>MES</i> suivant x pour 2 barges $V_b = -0.8 m/s$.	99
4.50	Evolution de la <i>MES</i> et de la hauteur d'eau z/L_{pp} . Cas d'une seule barge (vitesse du fluide $u = 0.1m/s$ et vitesse du bateau $V_b = -0.7m/s$)	101

4.51	Variation du taux maximum de MES_{max} en fonction de la vitesse des bateau V_b (une seule barge)	102
4.52	Variation de la Contrainte de cisaillement maximale τ_{max} en fonction de la vitesse du bateau V_b (une seule barge)	102
4.53	Maximum de la MES en fonction de τ_{max} (une barge)	103
4.54	Variation du SND en fonction du nombre de Froude Fr (1 seule barge)	103
4.55	Effet de l'accélération du bateau sur le profil de l'onde	104
4.56	Effet de l'accélération du bateau sur le transport des sédiments	104

Liste des tableaux

3.1 Paramètres géométriques utilisés pour le modèle de navire <i>DTMB5415</i> [Gothenburg.2000]	42
3.2 Dimensions du domaine [Gothenburg.2000]	42
3.3 Paramètres géométriques du canal [C.N.R.1997]	49
3.4 Les paramètres géométriques du convoi [C.N.R.1997]	49
3.5 Informations sur la taille des grilles	53
4.1 Informations sur les différentes tailles du maillage	68
4.2 Paramètres géométriques du bateau et du canal	72
4.3 Modes de transport sédimentaire	73
4.4 Récapitulatif des paramètres de l'hélice	84
4.5 Récapitulatif des effets de l'hélice sur le transport des sédiments	84
4.6 Échelles géométriques et paramètres du bateau et du canal	94
4.7 Tableau récapitulatif des effets de l'hélice sur le transport des sédiments	96

Notations

A	Amplitude de vagues
A_c	Aire de la section transversale du canal dans la region de l'abaissement
A_b	Aire de la section transversale du navire
c	Concentration instantanée de la <i>MES</i>
C	Concentration moyennée temporelle de la <i>MES</i>
c'	Concentration fluctuée de la <i>MES</i>
d_{50}	Diamètre médian des particules
D	Profondeur du navire ou diamètre adimensionnelle des particules
\overline{E}	Energie mécanique totale
\overline{E}_k	Energie cinétique par unité de largeur
\overline{E}_p	Energie potentielle par une unité de largeur
F_h	Nombre de Froude en profondeur d'eau
F	Densités massiques des efforts extérieurs s'exerçant sur le fluide
g	Gravité
h	Profondeur d'eau
H_m	Amplitude d'onde maximale
$h(x, y)$	Profondeur d'eau
$h_b(x, y)$	Profil du lit
H_d	Abaissement du plan d'eau
\mathbf{k}	Nombre d'onde
k	Energie de TKE
K_s	Hauteur de rugosité
K_s^+	Hauteur de rugosité adimensionnelle
L	Longueur du domaine
L_{pp}	Longueur entre perpendiculaires

L_m, L_p	Echelles dimensionnelles respectives du modèle et prototype
\mathbf{n}	Normale de la surface
p'	Pression fluctuée du fluide
p	Pression statique du fluide
P	Pression statique moyennée du fluide, ou nombre de <i>Rouse</i>
p^1	Premier ordre de précision de l'espace du maillage
q_b	Débit de charriage
\mathbf{q}_{MES}	Débit total de la <i>MES</i>
$q_{MES}^x, q_{MES}^y, q_{MES}^z$	Débits de <i>MES</i> en x, y, z respectivement
$R_0(O, x_0y_0z_0)$	Repère fixe
$R(O, XYZ)$	Repère mobile
$R'(O, x'y'z')$	Repère mobile lié aux vagues progressives
r_{g21}, r_{g32}	Rapport de l'espace des grilles
S_c	Solution analytique
$\hat{S}_1, \hat{S}_2, \hat{S}_3$	Solutions appochées
$\bar{\bar{T}}$	Tenseur de contrainte
T	Tirant d'eau
T_m, T_p	Echelles de temps respectives du modèle et du prototype
t	Temps
\mathbf{u}_b	Vitesse de la charriage
u_*	Vitesse du frottement
u^+	Vitesse adimensionnelle
\mathbf{u}	Vitesse du fluide par rapport au repère fixe $R_0(O, x_0y_0z_0)$
\mathbf{u}'	Fluctuation de vitesse du fluide par rapport au repère fixe $R_0(O, x_0y_0z_0)$
\mathbf{U}	Vitesse du fluide par rapport au repère fixe $R_0(O, x_0y_0z_0)$
\mathbf{U}^r	Vitesse du fluide par rapport au repère mobile $R(O, XYZ)$
U^*	Vitesse moyenne adimensionnelle
V_b	Vitesse d'avancement du navire
V_p	Vitesse de phase des ondes

V_g	Vitesse de groupe d'ondes
V_m, V_p	Échelle caractéristique des vitesses du modèle et prototype
w_s	Vitesse de chute de la <i>MES</i>
y_s	Distance du bateau à un point M au milieu de la voie navigable
y^*	Distance adimensionnelle de la paroi
y^+	Distance adimensionnelle
$\nabla = (\partial_x, \partial_y)$	Gradient horizontal par rapport à x et y
$\ \cdot \ _2$	Norme- L_2
λ	Longueur d'onde
θ	Direction de propagation du groupe de vagues progressives
α	Demi-angle de <i>Kelvin</i>
α_k	Fraction volumique du fluide
Φ	Potentiel de vitesse
ϕ	Variable scalaire
ω	Fréquence de vague
η	Hauteur de la surface libre
τ_b	Contrainte de cisaillement sur la paroi
μ	Viscosité dynamique
μ_t	Viscosité dynamique turbulente
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
ε	Dissipation de l'énergie turbulente
ε_{si}	Coefficient de mélange
ρ	Densité du fluide
ρ_s	Densité du sédiment
σ_c	Nombre de Schmidt
θ_{cr}	Fonction d'entraînement de <i>Shields</i>
$\varepsilon_{21}, \varepsilon_{32}$	Changement de solutions $\hat{S}_1, \hat{S}_2, \hat{S}_3$
Re_*	Nombre de Reynolds du grain

<i>Re</i>	Nombre de Reynolds
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamic
<i>MES</i>	Matière En Suspension
<i>TKE</i>	Turbulence Kinetic Energy
<i>RANSE</i>	Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations
<i>CNR</i>	Compagnie Nationale du Rhône
<i>VOF</i>	Volume Of Fluid
<i>FV</i>	Finite Volume
<i>IBVP</i>	Initial and Boundary Value Problems

Pour mes parents

Remerciements

Ce travail est effectué au sein du Laboratoire Roverval UMR UTC-CNRS 7337 de l'Université de Technologie de Compiègne.

Tout d'abord, mes remerciements s'adressent à mon directeur de thèse Prof. Abdelatif OUAHSINE pour son inspiration, orientation, encouragement et amitié au cours de ce travail.

Je remercie également mon co-directeur de thèse Dr. Philippe SERGENT pour ses orientations scientifiques durant les années de réalisation de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur Robert LAFITE, Professeur à l'Université de Rouen et Monsieur David. LAURENT, Professeur à l' Université de Poitiers, pour avoir consacré une partie de leurs temps comme rapporteurs de ce manuscrit.

J'adresse également mes profonds remerciements à Monsieur Pierre VILLON Professeur à l' Université de Technologie de Compiègne, Monsieur Alain RASSINEUX Professeur à l' Université de Technologie de Compiègne, et Monsieur Hassan SMAOUI, Chargé de Recherche UTC-CETMEF, Monsieur Jean MOUREH, Chargé de Recherche IRSTEA pour m'avoir fait l'honneur de participer au jury. Je remercie Hassan SMAOUI, avec qui je discutais.

Enfin, je remercie tous ceux qui m'ont accompagné tout le long de cette thèse et à qui je dois bien plus que des remerciements. Je remercie encore les anciens et les nouveaux : Nicolas HUYBRECHTS, Florian LINDE, Sami KAIDI, Khanh-toan TRAN, Olivier RAIZER, Shanggui CAI, Karima El WASSIFI avec qui j'ai partagé la vie de bureau et eu des discussions sur des sujets intéressants. je remercie tous mes amis.

Je tiens à remercier le secrétariat du Laboratoire Roberval Madame Brigitte DUCH et de l'Ecole doctorale pour leur aide, leur encouragement et attention aimable .

J'adresse également mes remerciements à China Scholarship Council (CSC) pour le soutien financier et à la section de l'éducation de l'Ambassade de Chine en France pour leur aide et leur attention.

Enfin, mes plus profonds remerciements vont à mes parents pour leur soutien et pour leur amour de toujours.

Introduction générale

Introduction

Le passage d'un navire dans une voie navigable induit les ondes de batillage qui altèrent le régime d'écoulement du chenal, détruisent les berges du canal et modifient la morphologie du lit. On peut distinguer des effets primaires liés aux ondes de surface générées à l'avant et à l'arrière du bateau (voir Fig.1.1), et des effets secondaires liés aux courants de retour générés dans le sillage du bateau, et par les jets d'hélice (voir Fig.1). Les effets secondaires surviennent lorsque les ondes générées par le bateau atteignent les berges et les détruisent, ou lorsqu'ils rencontrent le lit du chenal et modifient sa morphologie. Ces effets incluent également la remise en suspension des sédiments et des matériaux du lit par les jets d'hélice ou par l'écoulement accéléré [Sabine E.Z.2012]. Ces effets primaires et secondaires constituent également des facteurs de stress environnemental. Par exemple, les systèmes de propulsion classiques peuvent tuer ou blesser des mammifères aquatiques, modifier les habitats des invertébrés ou encore entraîner les larves de poissons pélagiques et les œufs de poissons loin de leur habitats par les forces de cisaillement [Wolter.2008].

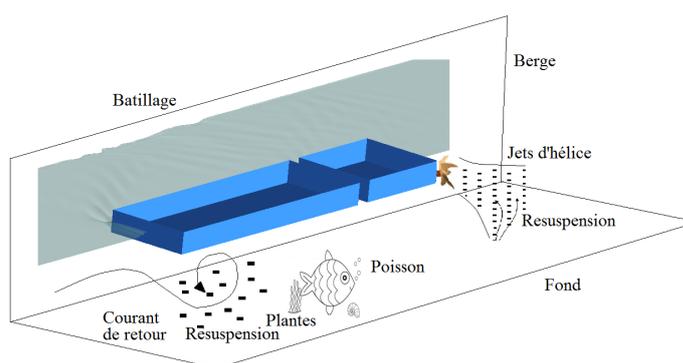


Figure 1 – Présentation schématique des effets de la navigation

Objectifs de la thèse

Dans cette thèse on se propose de modéliser numériquement les processus physiques liés à la génération des ondes de batillage mis en jeu lors du passage des bateaux. L'objectif est de mettre en évidence les caractéristiques de ces ondes de batillage et de quantifier le champ hydrodynamique autour des bateaux et sur l'ensemble de la colonne d'eau, afin d'établir la relation de cause à effet entre les caractéristiques géométriques du bateau, son tonnage et sa vitesse, et les caractéristiques cinématiques et énergétiques des ondes de batillage ainsi formées.

Ainsi, les actions de recherche menées dans le cadre de cette thèse concernent les étapes suivantes :

- Étape 1 :

Développement d'un modèle hydrodynamique $3D$ basé sur les équations de Navier-Stokes, en intégrant le plus finement possible les contraintes liées au milieu confiné, tant pour les automoteurs que pour le convoi poussé. Il s'agit de faire une représentation la plus fine possible de tous les phénomènes qui ont lieu en milieu confiné et d'en tirer les caractéristiques cinématiques des ondes de batillage générées par le mouvement des bateaux. En particulier, il s'agit de prendre en compte les facteurs d'écoulement autour du bateau, le courant de retour et les forces de cisaillement qui amplifient la remise en suspension des sédiments du fond de la voie navigable, ainsi que les couches limites turbulentes au voisinage de la carène du bateau ou du fond du canal. Ceci en intégrant les modèles $k - \varepsilon$ ou $k - \omega$ pour les processus turbulents.

Les résultats obtenus avec le modèle hydrodynamique sont tout d'abord confrontés et calibrés avec les résultats du modèle empirique de BAW-AK (2005) [[BAW-AK.2005](#)] pour évaluer la hauteur d'eau maximale, ensuite avec le modèle Bhowmik (2002) [[Winstanley D.2002](#)] pour l'abaissement maximale, enfin avec les mesures expérimentales réalisées au Laboratoire d'Hydraulique et d'Essais de Matériaux de la C.N.R [[C.N.R.1997b](#)] [[C.N.R.1997](#)].

- Étape 2 :

Développement d'un modèle $3D$ de transport de sédiments et couplage hydro-sédimentaire pour étudier le lien de cause à effet entre le passage des bateaux et la remise en suspension des sédiments. L'objectif de cette étape est :

1. d'examiner tout d'abord la dynamique et la répartition spatiale des sédiments en fonction de la vitesse du bateau et de ses caractéristiques géométriques. Plusieurs configurations hydrauliques, à travers le nombre de Froude, ainsi que différentes granulométries de sédiments ont été examinées, pour une

meilleure représentation de la répartition sédimentaire lors du passage des bateaux.

Le modèle hydro-sédimentaire développé est ainsi validé par des données expérimentales issues d'un modèle de tranchée, réalisé par van Rijn (1990) [Van Rijn.1990].

2. de modéliser ensuite les effets du système propulsif d'un bateau sur la remise en suspension des sédiments et sur leur répartition dans la voie navigable. Ces effets sont pris en compte en incluant les forces volumiques de l'hélice du bateau dans les équations de quantité de mouvement du modèle hydrodynamique de Navier-Stokes. Ces forces sont modélisées en supposant que le torseur des forces induit par l'hélice, est une résultante de la poussée T et du couple Q . Il est également supposé que la résultante des forces extérieures est une combinaison des forces axiale, radiale et tangentielle (voir Stern et al [Stern F., et al.1988]).

Plan de la thèse

Ce document s'articulera comme suit :

Dans l'introduction générale, les motivations et le but de cette thèse sont présentés. Au premier chapitre, nous esquisserons d'abord l'état de l'art sur les caractéristiques cinématiques des ondes de batillage générées par l'avancement des bateaux, ensuite nous présentons les effets de ces ondes sur la remise en suspension des sédiments, ainsi que l'influence des systèmes propulsifs des bateaux sur la répartition et sur le mode de transports des sédiments.

Au chapitre 2, nous présenterons le modèle hydrodynamique utilisé dans le cadre de cette thèse pour simuler la propagation des ondes de batillage. Ce modèle repose sur la résolution des équations 3D de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds, auxquelles sont adjointes des équations du modèle de turbulence $k-\varepsilon$ et des équations du modèle *VOF* pour la prise en compte de la déformation de la surface libre. Les conditions aux limites associées ainsi que la méthode de discrétisation spatio-temporelle des équations sont également présentées.

Le chapitre 3 est dédié à la vérification et la validation du modèle hydrodynamique. La vérification du modèle est effectuée avec les résultats numériques ultérieurs et la validation a été effectuée par les mesures expérimentales en laboratoire.

Le chapitre 4 traite du couplage hydro-sédimentaire. En premier lieu, nous présentons les équations 3D du transport sédimentaire et les conditions aux limites

associées. Ensuite nous donnons la stratégie globale du couplage hydrosédimentaire. La validation du modèle couplé hydrosédimentaire ainsi que les résultats numériques seront également présentés. Les effets des hélices seront pris en compte dans ce couplage hydrosédimentaire.

Les conclusions générales et les perspectives seront données au chapitre 5

État de l'art et problématique

1.1 Description générale des ondes de batillage



Figure 1.1 – Convoi en mouvement dans un canal

Dans les voies navigables, c'est le batillage qui constitue le facteur principal d'attaque des rives et accélère les phénomènes d'érosion au niveau des berges et du fond du canal. Le batillage est caractérisé par l'abaissement moyen du plan d'eau au passage du bateau, correspondant à un train de vagues l'accompagnant et dont les caractéristiques dépendent de la vitesse, de l'enfoncement, du chargement du bateau et aussi que de la profondeur de la voie navigable (voir Fig.1.2). Les vagues générées se composent d'ondes obliques ou divergentes se déplaçant vers les berges avec un angle de $35^{\circ}16'$ par rapport à la ligne d'avancement du bateau et d'ondes transversales se déplaçant dans le sens d'avancement du bateau. En arrivant au rivage, ces ondes détruisent les berges et provoquent leur érosion. Outre cela, les

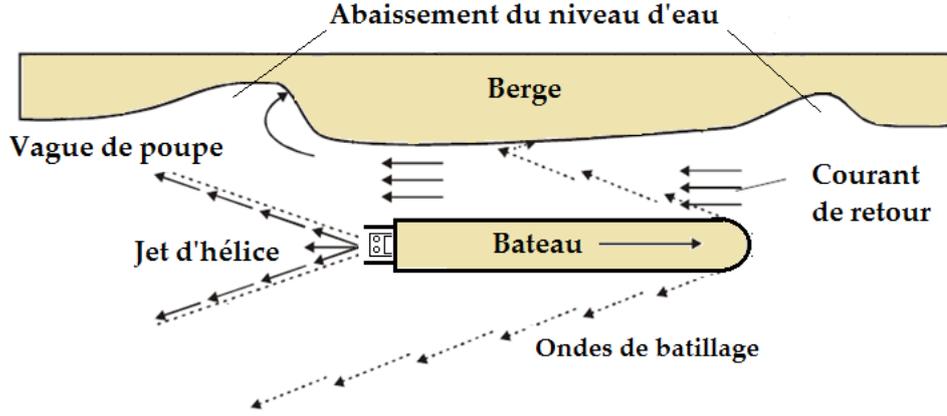


Figure 1.2 – Schéma du système d'ondes de batillage

masses d'eaux accélérées par l'immersion des bateaux et par leur système propulsif induisent la remise en suspension d'une grande quantité de sédiments et provoquent l'érosion du fond de la voie navigable.

Dans la plupart des travaux actuels, le développement des ondes de batillage induite par les navires est fondé sur la théorie linéarisée des ondes de gravité monochromatiques de faible amplitude, basée sur les hypothèses suivantes :

- l'eau est supposée homogène et incompressible,
- les forces de tension superficielle sont négligeables,
- l'écoulement est irrotationnel,
- la pression à l'interface air-eau est constante,
- l'amplitude d'onde est petite par rapport à la longueur d'onde : $\frac{A}{\lambda} \ll 1$ où λ désigne la longueur d'onde et A l'amplitude de l'onde.

Ainsi, dans un système de coordonnées fixes $R_0(O, x_0y_0z_0)$ (Fig.1.3), le mouvement du fluide dans un canal, limité par une surface libre $\eta(x, y, t)$ et un fond qui varie en fonction de x et y , peut être représenté par l'équation suivante :

$$\nabla^2\Phi + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0, (-h(x, y) \leq z \leq \eta(x, y, t)) \quad (1.1)$$

à laquelle on associe les conditions aux limites suivantes :

$$-\frac{1}{g}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)^2) + \frac{p_a}{\rho}\right) = \eta, \quad z = \eta(x, y, t) \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} + \nabla\Phi \cdot \nabla\eta = \frac{\partial\Phi}{\partial z}, \quad z = \eta(x, y, t) \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} + \nabla\Phi \cdot \nabla h = 0, \quad z = -h(x, y) \quad (1.4)$$

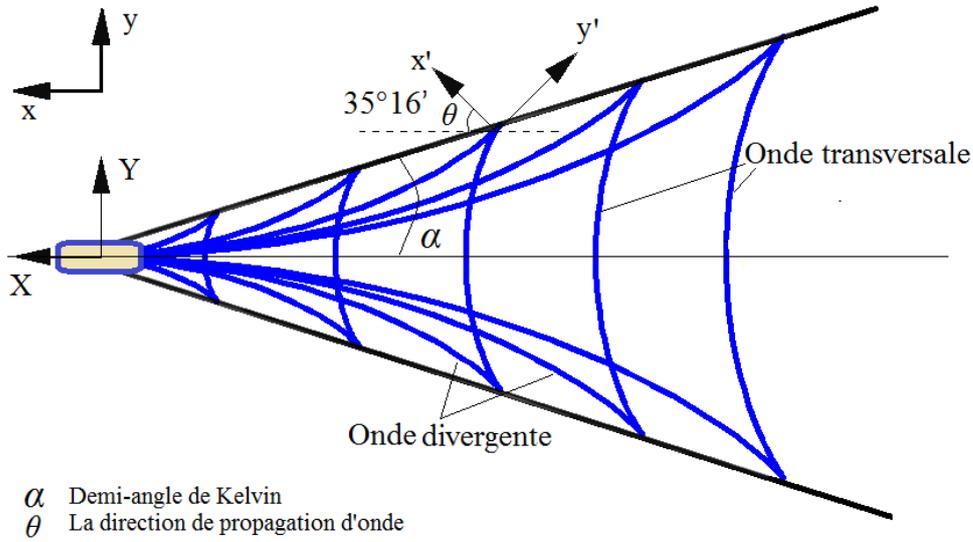


Figure 1.3 – Système d'ondes de *Kelvin* générées par une perturbation mobile

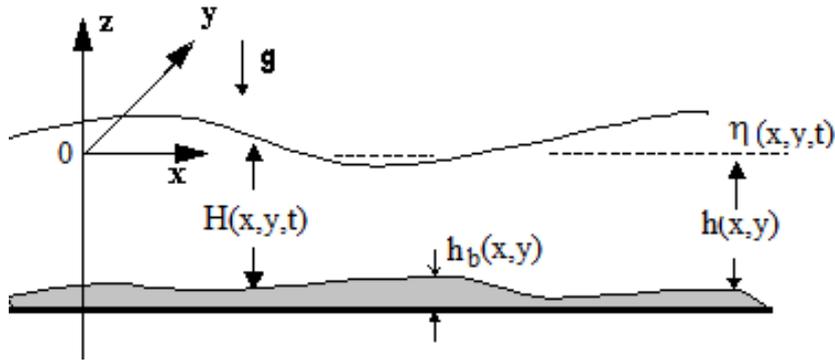


Figure 1.4 – Présentation schématique du domaine

où p_a désigne la pression atmosphérique et $\nabla = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y})$ le gradient horizontal par rapport à x et y .

Eq.(1.2) et Eq.(1.3) représentent respectivement les conditions dynamiques et cinématiques à la surface libre, et Eq.(1.4) représente la condition d'adhérence au fond du canal, déduite de l'équation suivante :

$$\nabla \Phi \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (1.5)$$

avec :

$$\mathbf{n} = \frac{1}{\sqrt{1 + h_x^2(x, y) + h_y^2(x, y)}} \begin{pmatrix} h_x(x, y) \\ h_y(x, y) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Le système d'équations Eqs.(1.1-1.4) est non linéaire. Pour pouvoir le linéariser on

utilise la théorie des perturbations, qui consiste à supposer que :

$$|\nabla\eta| = O(\varepsilon), \quad \text{avec } \varepsilon \ll 1 \quad (1.7)$$

tel que :

$$\eta = \eta_1 + \varepsilon\eta_2 + \varepsilon^2\eta_3 + \dots \quad (1.8)$$

$$\Phi = \Phi_1 + \varepsilon\Phi_2 + \varepsilon^2\Phi_3 + \dots \quad (1.9)$$

Ainsi :

- à l'ordre 1 en ε on obtient :

$$\nabla^2\Phi_1 + \frac{\partial^2\Phi_1}{\partial z^2} = 0, \quad -h(x, y) \leq z \leq \eta(x, y, t) \quad (1.10)$$

$$\eta_1 + \frac{1}{g} \frac{\partial\Phi_1}{\partial t} = 0, \quad z = \eta(x, y, t) \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial\eta_1}{\partial t} - \frac{\partial\Phi_1}{\partial z} = 0, \quad z = \eta(x, y, t) \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial\Phi_1}{\partial z} = 0, \quad z = -h(x, y) \quad (1.13)$$

En substituant Eq.(1.11) dans Eq.(1.12) pour éliminer $\eta_1(x, y, t)$ on obtient le système linéaire suivant :

$$\begin{aligned} \nabla^2\Phi_1 + \frac{\partial^2\Phi_1}{\partial z^2} &= 0, & -h(x, y) \leq z \leq \eta(x, y, t) \\ \frac{\partial^2\Phi_1}{\partial t^2} + g \frac{\partial\Phi_1}{\partial z} &= 0, & z = \eta(x, y, t) \\ \frac{\partial\Phi_1}{\partial z} &= 0, & z = -h(x, y) \end{aligned} \quad (1.14)$$

Supposons que la solution de Eq.(1.14) peut s'écrire sous la forme suivante [Hermans A.J.2011] :

$$\Phi(x, y, z, t) = A \frac{\cosh[k(z+h)]}{\cosh(kh)} e^{-i(K \cos \theta x + K \sin \theta y) + i\omega t} \quad (1.15)$$

où A est l'amplitude d'onde, (x, y, z) sont les coordonnées dans le repère fixe $R_0(O, \mathbf{x}_0\mathbf{y}_0\mathbf{z}_0)$, t est le temps, θ est la direction de propagation d'ondes de batillage, $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, avec k_x et k_y les nombres d'ondes suivant x et y respectivement, et ω est la fréquence des oscillations, qui vérifie l'équation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (1.16)$$

Dans le repère mobile $R(O, XYZ)$ lié au bateau (Fig.1.3), on a :

$$\begin{aligned}x &= X + V_b t \\y &= Y \\z &= Z\end{aligned}$$

où V_b désigne la vitesse du bateau en mouvement. Eq.(1.15) devient :

$$\Phi = A \frac{\cosh[k(Z + h)]}{\cosh(kh)} e^{-ik(X \cos \theta + Y \sin \theta)} e^{-i(kV_b \cos \theta - \omega)t} \quad (1.17)$$

On note que :

- Dans le repère lié au bateau ($R(O, XYZ)$), les vagues sont considérées stationnaires ; il s'ensuit que la vitesse de phase peut s'écrire :

$$V_p = V_b \cos \theta = \frac{\omega}{k} \quad (1.18)$$

Cela signifie que la vitesse de phase des ondes dans la direction de propagation d'ondes de Kelvin θ doit être égale à $V_b \cos \theta$.

- Dans le repère fixe terrestre $R_0(O, x_0 y_0 z_0)$, un observateur observe un système d'ondes se propageant dans la direction θ à sa vitesse de groupe $V_g = \frac{d\omega}{dk}$.
- Dans le système de coordonnées associé aux vagues $R'(O, \mathbf{x}'\mathbf{y}'\mathbf{z}')$, la vitesse de groupe vérifie :

$$V_g = \frac{x'}{t} = \frac{d\omega}{dk} \quad (1.19)$$

avec

$$\begin{aligned}x' &= x \cos \theta + y \sin \theta \\ &= X \cos \theta + Y \sin \theta + V_b t \cos \theta\end{aligned} \quad (1.20)$$

d'où l'on déduit, à partir de Eqs.(1.19-1.20), l'expression suivante :

$$\frac{d(kx' - \omega t)}{dk} = \frac{d(k(X \cos \theta + Y \sin \theta)) + (kV_b \cos \theta - \omega)t}{dk} = 0 \quad (1.21)$$

- 1 En se plaçant dans le cas d'approximation d'eau profonde, c.à.d que $kh \gg 1$, la relation de dispersion Eq.(1.16) s'écrit :

$$\omega^2 = gk \quad (1.22)$$

l'Eq.(1.18) devient alors :

$$k = \frac{g}{V_b^2 \cos^2 \theta} \quad (1.23)$$

Ensuite, en substituant Eq.(2.22) dans Eq.(1.21), on obtient : :

$$\tan \alpha = \frac{Y}{X} = -\frac{\cos \theta \sin \theta}{1 + \sin^2 \theta} \quad (1.24)$$

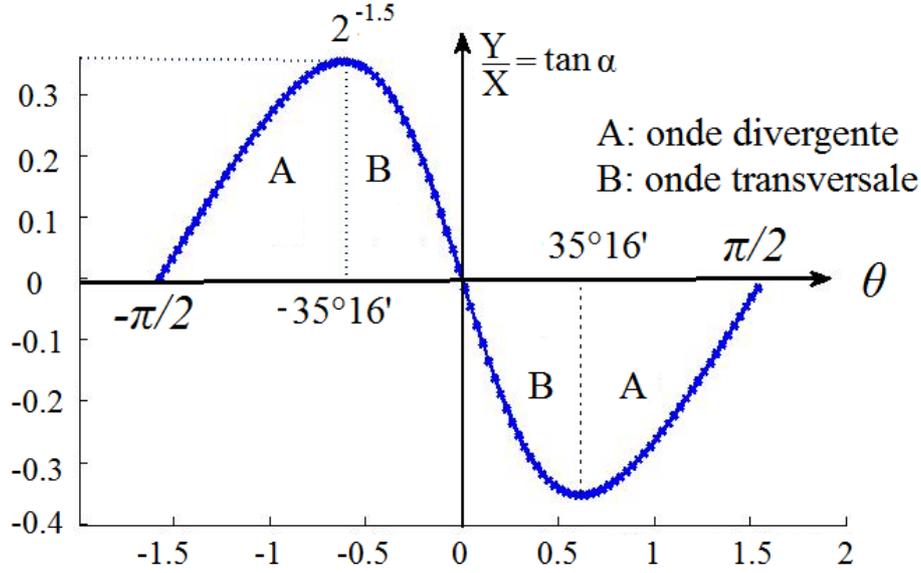


Figure 1.5 – Relation entre l'angle, par rapport à la ligne d'avancement du bateau θ , de l'onde de Kelvin et le demi-angle α de l'enveloppe d'ondes de Kelvin.

L'Eq.(1.24) exprime la relation entre l'angle de l'onde de Kelvin par rapport à la ligne d'avancement du bateau θ et le demi-angle α de l'enveloppe d'ondes de Kelvin (voir Fig.1.5). De Fig.1.5 on distingue 2 régions :

- région d'ondes divergentes A,
- région d'ondes transversales B.

En dérivant Eq.(1.24) on obtient la relation suivante :

$$2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - [(1 + \sin^2 \theta)(1 - 2 \sin^2 \theta)] = 0 \quad (1.25)$$

De cette dernière expression on déduit que $\tan \alpha$ est maximale lorsque θ vérifie :

$$\theta = \sin^{-1} \sqrt{\frac{1}{3}} = 35^\circ 16' \quad (1.26)$$

Ainsi, en utilisant Eq.(1.26) et l'expression suivante :

$$\tan \alpha = \frac{Y}{X} = -\frac{\cos \theta \sin \theta}{1 + \sin^2 \theta} \quad (1.27)$$

on déduit que :

$$\tan \alpha_{max} = \frac{Y}{X} = 2^{-\frac{3}{2}} \simeq \tan 19^\circ 28' \quad (1.28)$$

Toutefois, on note que l'influence d'eau peu profonde devient évidente lorsque la longueur d'onde λ est supérieure à deux fois la profondeur de l'eau h [Sorensen, R.M.1997], [Soomere T.2007], [Stephen T.M.2005] [Alex R., et al.2007], [Eyup M.S.1999], soit :

$$\lambda > 2h \quad (1.29)$$

En utilisant Eq.(1.23) on a :

$$k = \frac{g}{V_b^2 \cos^2 \theta} \quad (1.30)$$

et en utilisant la relation $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, on déduit que :

$$\lambda = \frac{2\pi V_b^2 \cos^2 \theta}{g} \quad (1.31)$$

Dans cette dernière expression on constate que :

✓ La longueur d'onde des vagues transversales est maximale lorsque $\theta = 0$ (voir Fig.1.5).

$$\lambda_{max}^{Transversale} \geq \frac{2\pi V_b^2}{g} \quad (1.32)$$

✓ La longueur d'onde maximale des vagues divergentes est obtenue à $\theta = 35^\circ 16'$ (voir Fig.1.5).

$$\lambda_{max}^{Divergente} = \frac{2\pi V_b^2 \cos^2(35^\circ 16')}{g} \quad (1.33)$$

On conclut que les vagues transversales maximales sont toujours plus longues que les ondes divergentes maximales. Par conséquent, elles peuvent toucher le fond du chenal de navigation plus tôt que les vagues divergentes, car $\lambda_{max}^{Transversale} > \lambda_{max}^{Divergente}$.

-2 Dans le cadre de l'approximation en eau peu profonde, l'équation de dispersion s'écrit :

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (1.34)$$

d'où l'on déduit :

$$\lambda = \frac{2\pi V_b^2 \cos^2 \theta}{g \tanh(kh)} \quad (1.35)$$

Ensuite, en définissant le nombre de Froude, dépendant de la profondeur h :

$$Fr = \frac{V_b}{\sqrt{gh}} \quad (1.36)$$

et en utilisant Eq.(1.31), on obtient :

$$Fr = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi h \cos^2 \theta}} \quad (1.37)$$

À partir de cette équation on peut définir la valeur limite du nombre Fr au-delà de laquelle les vagues atteignent le fond du canal.

- si $h/\lambda \geq 0.5$, on a :

$$Fr \geq \sqrt{\frac{1}{\pi \cos^2 \theta}} \quad (1.38)$$

- 1- pour les vagues transversales on a : $0 \leq \theta \leq 35^\circ 16'$, donc :

$$Fr \geq 0.564 \quad (1.39)$$

- 2- pour les vagues divergentes, on a : $35^\circ 16' \leq \theta \leq 90^\circ$ donc :

$$Fr \geq 0.689 \quad (1.40)$$

On conclut que, les vagues divergentes et transversales générées par les navires atteignent le fond de la voie navigable si $Fr \geq 0.689$ et $Fr \geq 0.564$ respectivement [Sorensen T.M.1973].

1.2 Influences des ondes de batillage sur l'abaissement du plan d'eau

1.2.1 Énergies d'onde et hauteur de vague

L'énergie mécanique totale \overline{E} d'une onde de gravité est la somme des énergies cinétiques et potentielles. Fig.1.6 montre la relation entre l'énergie d'onde et les vitesses de différents bateaux.

- L'énergie cinétique par unité de largeur s'écrit :

$$\overline{E}_k = \overline{\left(\int_{-h}^{\eta(t)} \frac{1}{2} \rho u^2 dz \right)} \quad (1.41)$$

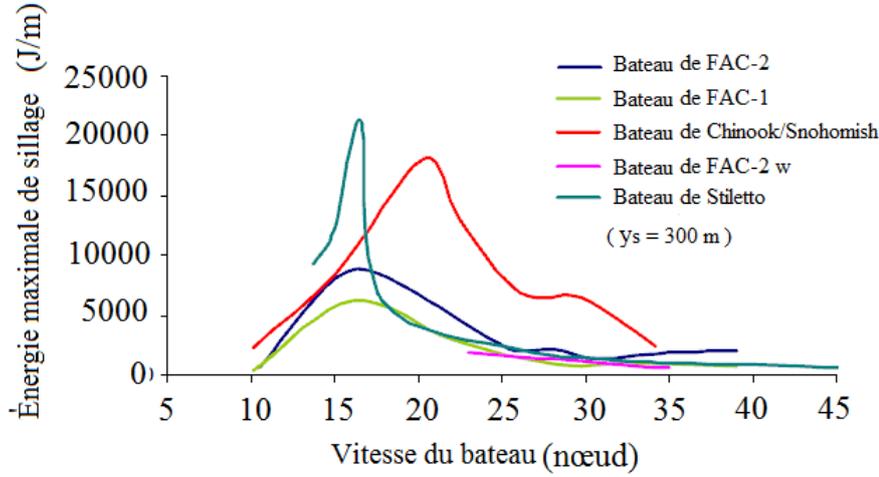


Figure 1.6 – Comparaison de l'énergie maximale de sillage de différents navires (extraite de [PLLC.2007])

où $u^2 = \Phi_x^2 + \Phi_z^2$.

$$\begin{aligned}
 \overline{E_k} &= \frac{1}{2} \rho \int_{-\infty}^0 \overline{(\Phi_x^2 + \Phi_z^2)} dz + O(A^3) \\
 &= \frac{\rho \omega^2 A^2}{4K} \\
 &= \frac{1}{4} \rho g A^2
 \end{aligned} \tag{1.42}$$

où $\overline{(\)}$ désigne la moyenne sur une période de temps T .

- L'énergie potentielle par unité de largeur s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \overline{E_p} &= \frac{1}{2} \rho \int_{-h}^{\eta(t)} g z dz \\
 &= \frac{1}{2} \rho g \overline{(\eta^2(t) - h^2)}
 \end{aligned} \tag{1.43}$$

où le terme $-\frac{1}{2} \rho g h^2$, qui représente l'énergie potentielle au repos, est ignoré. En utilisant Eq.(1.15), on a :

$$\eta(t) = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{z=\eta} \tag{1.44}$$

on en déduit que :

$$\overline{E_p} = \frac{1}{4} \rho g A^2 \tag{1.45}$$

Ainsi l'énergie mécanique \overline{E} devient :

$$\begin{aligned}\overline{E} &= \overline{E_k} + \overline{E_p} \\ &= \frac{1}{2}\rho g A^2\end{aligned}\quad (1.46)$$

$$= \frac{1}{8}\rho g H_m^2\quad (1.47)$$

où H_m désigne la l'amplitude maximale des ondes de gravité (voir Fig.1.7)

1.2.2 Expression empirique de la hauteur du plan d'eau H_m

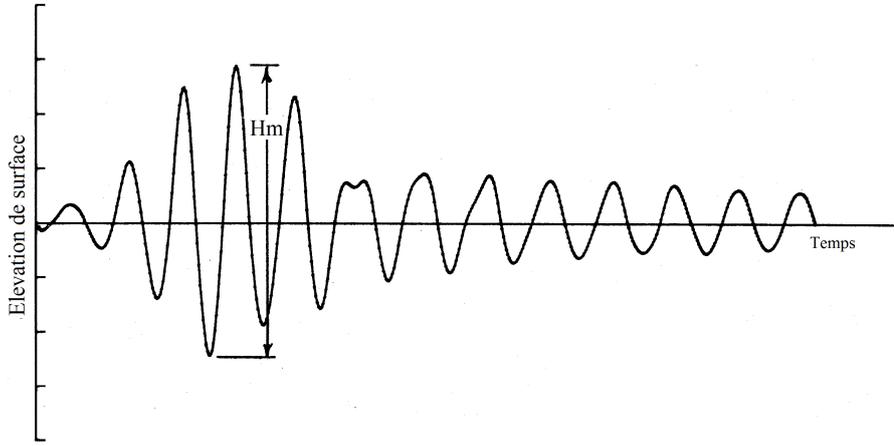


Figure 1.7 – Enregistrement du signal typique de la hauteur desvagues générées par le bateau [Sorensen, R.M.1997]

Lorsque la profondeur du canal de navigation est inférieure à la moitié de la longueur d'onde, le mouvement des particules d'eau induit par l'onde atteint le fond et la profondeur d'eau influe sur les caractéristiques d'onde [Sorensen, R.M.1997] [Stephen T.M.2005] [Alex R., et al.2007] [Eyup M.S.1999].

Dans leurs investigations expérimentales, Sorensen et Weggel (1984) ont donné une formulation de la hauteur maximale H_m des vagues induites par des navires en fonction : de la vitesse du navire V_b , du déplacement ∇ , de la profondeur de l'eau h , et de la distance de la ligne de voie navigable y_s pour les navires de 3 tonnes à 18 000 tonnes, de 7m à 154m de longueur, et de 0.52m à 61m de tirant d'eau. Cette expression s'écrit :

$$\frac{H_m}{L_{pp}} = \alpha \left(\frac{y_s}{L_{pp}} \right)^\xi \left(\frac{L_{pp}}{\nabla^{1/3}} \right)^{\xi-1}\quad (1.48)$$

où L_{pp} est la longueur du bateau, α et ξ sont donnés par :

$$\log \alpha = -\frac{0.6}{Fr} + 0.75Fr^{-1.125} \log \left(\frac{h}{\nabla^{1/3}} \right) + (2.6531Fr - 1.95) \left[\log \left(\frac{h}{\nabla^{1/3}} \right) \right]^2 \quad (1.49)$$

$$\xi = \beta \left(\frac{h}{\nabla^{1/3}} \right)^\delta \quad (1.50)$$

où Fr est le nombre de *Froude*, h est la profondeur d'eau, et

$$\beta = -0.225Fr^{-0.699}; \delta = -0.118Fr^{-0.356} \quad \text{pour} \quad 0.20 \leq Fr < 0.55$$

$$\beta = -0.342 \quad ; \quad \delta = -0.146 \quad \text{pour} \quad 0.55 \leq Fr < 0.80 \quad (1.51)$$

Dans cette thèse, nous avons adopté le modèle présenté par *BAW – AK* [BAW-AK.2005] donnée par :

$$H_m = 0.5 \frac{V_b^{8/3}}{g^{4/3} y_s^{1/3}} \quad (1.52)$$

où y_s est la distance du bateau à point M du milieu du canal de navigable.

1.2.3 Evaluation empirique de l'abaissement du plan d'eau

H_d

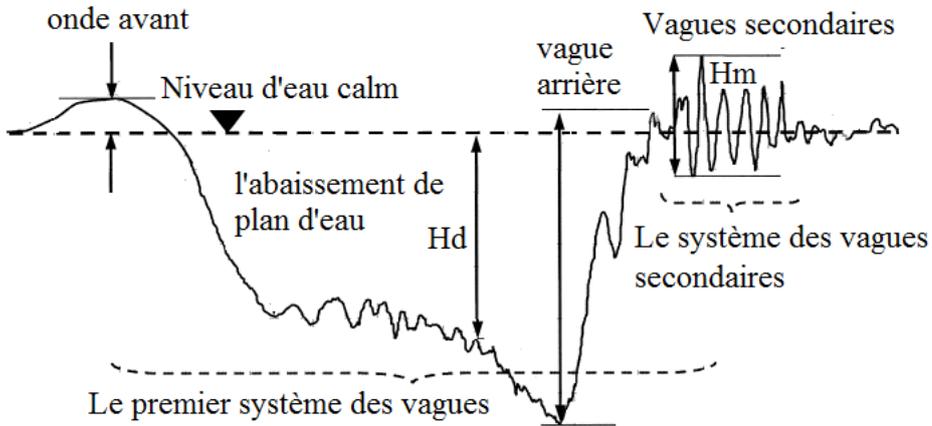


Figure 1.8 – Profil de l'abaissement du plan d'eau H_d

Lorsqu'un navire est en mouvement dans un cours d'eau, l'énergie cinétique E_K de l'eau augmente tandis que sa énergie potentielle E_p diminue. Cette diminution de

l'énergie potentielle induit une diminution de la pression et donc l'abaissement du niveau d'eau. A son tour, le navire subit un enfoncement du navire connu sous le nom de "phénomène du squat" (voir Fig.1.2) [Bhowmik N.G.1981].

Dans la présente étude, pour estimer l'abaissement H_d , nous avons adopté la formule proposée par *Bhowmik* [Winstanley D.2002] suivante :

$$H_d = 1.03 \left(\frac{V_b^2}{2g} \right) \left(\frac{A_b}{A_c} \right)^{0.81} \left(\frac{L_{pp}}{y_s} \right)^{0.31} \quad (1.53)$$

H_d est l'abaissement maximal du plan d'eau, A_c est l'aire de la section transversale du canal dans la région de l'abaissement, A_b est l'aire de la section transversale du navire, L_{pp} est la longueur du navire et y_s est la distance du bateau à point M situé au milieu de la voie navigable.

1.3 Influences des ondes de batillage sur le transport de sédiments

Les navires, comme les pousseurs et les barges, génèrent des vagues de batillage dont l'amplitude dépend de leur vitesse, de leur géométrie, de leur gabarit et de leur chargement. Ces vagues provoquent l'abaissement du niveau d'eau et induisent des courants de retour qui détruisent et érodent les berges et les fonds des canaux de navigation [Bernard O.2002] [McConchie J.A.2003] [Ants E.2009] [John R.2011].

On note également que le système propulsif des bateaux (hélices) induit les jets, avec une vitesse de débit d'eau supérieure à celle de l'écoulement du canal. Cela contribue à la remise en suspension de grandes quantités de sédiments dans la colonne d'eau [Jonas A.2010] [Ants E.2006] (voir la Fig.1.11). À ce propos, dans la thèse de Martin. L [Martin L.2009], l'action de l'hélice est prise en compte en calculant la poussée totale du système propulsif par la théorie de Hug (1975) [Hug M.1975]. Il a montré que les jets d'hélice ont leur intensité maximale lorsque le bateau est à l'arrêt et utilise toute sa puissance pour démarrer ou manoeuvrer. L'érosion est manifeste à proximité des écluses (notamment au raccordement du radier de l'écluse avec le fond), le long des quais et dans les courbes.

1.3.1 Transport sédimentaire dans un canal de navigation

Il est supposé que le processus de transport par charriage a lieu dans une couche au voisinage immédiat du lit, avec une concentration constante de sédiments c_b et une

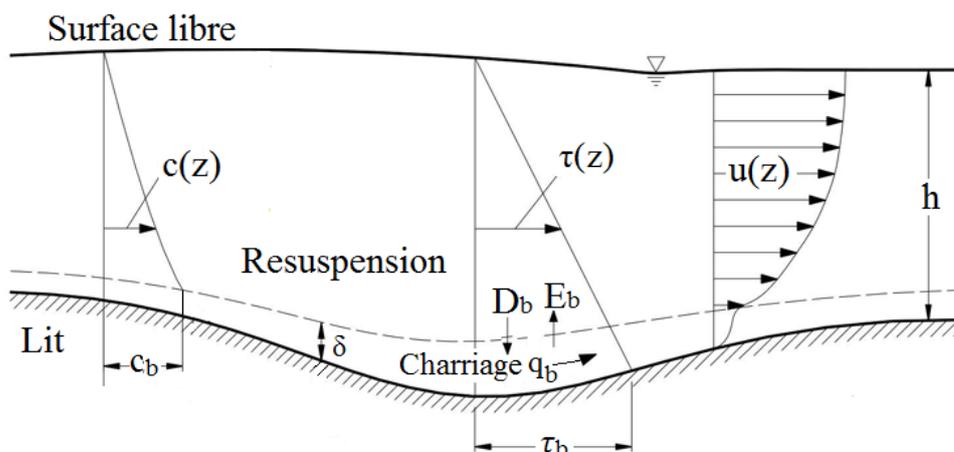


Figure 1.9 – Présentation schématique des processus étudiés

épaisseur δ . Le domaine d'écoulement est divisé en une couche de charriage avec une épaisseur de δ et une couche de sédiments en suspension au-dessus d'une épaisseur de $h-\delta$ (voir Fig.1.9).

L'échange de sédiments entre les deux couches se fait : (i) par dépôt du flux sédimentaire vers le bas avec un débit de D_b et (ii) par érosion de la couche de charriage avec un débit E_b . La distribution de la concentration de sédiment dans la couche de suspension est régie par l'équation de convection-diffusion (qui sera présentée dans le chapitre 4). Le débit de charriage est contrôlé par les formules empiriques proposées par Van Rijn [Van Rijn.1984].

Quant à l'altitude de référence δ , Bijker (1971) [Bijker E.W.1971] considère δ comme la hauteur de rugosité k_s du lit (voir Fig.1.10) tandis que Van Rijn [Van Rijn.1987] suggère que $\delta = 4k_s$ dans les rivières.

En dessous du niveau de référence δ , le transport de particules de sédiments est considéré par charriage q_b , et la concentration effective de référence c_b est définie par [Van Rijn.1984] :

$$c_b = \frac{q_b}{u_b \delta} \quad (1.54)$$

où u_b est la vitesse des particules charriées.

1.4 Modèles numériques usuels

1.4.1 Revue bibliographique

Les vagues jouent un rôle particulièrement important dans l'hydrodynamique fluviale et littorale : elles agissent comme un "moteur" pour la circulation des masses d'eau et des sédiments, notamment dans les zones proches du fond, des berges et de

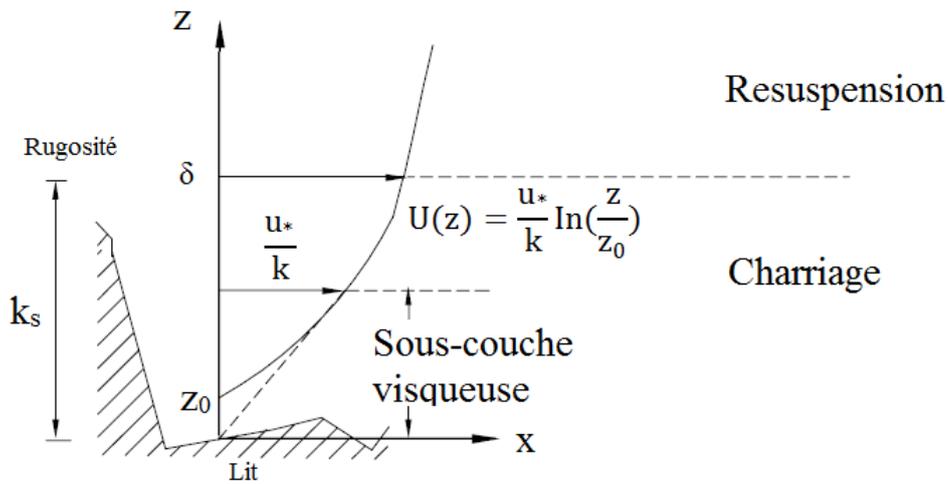


Figure 1.10 – Schémas du profil de la vitesse au voisinage du fond

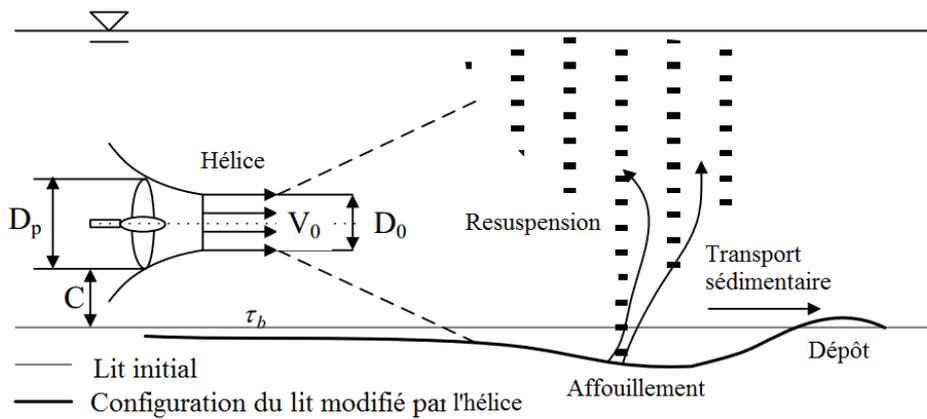


Figure 1.11 – Présentation schématique de l'affouillement induit par une hélice.

déferlement. Leur influence a été abondamment étudiée depuis l'observation historique par [Russell et Scott J.1844] d'une onde solitaire se propageant le long d'un canal. Un peu plus tard, plusieurs investigations mathématiques ont été faites sur ce sujet par [Airy G.B.1845], [Stokes G.G.1880], [Boussinesq M.J.1871], [Boussinesq M.J.1872], [Boussinesq M.J.1877], [Rayleigh J.W.S.1945] et [Korteweg D.J., DeVries G.1895].

En eau profonde on a : $kh \gg 1$ et $c = \sqrt{g/k}$. Les vagues se propagent sans ressentir les effets du fond. Leur propagation est un phénomène dispersif. Par contre en eau peu profonde, on a : $kh \ll 1$ et $c = \sqrt{gh}$. Les vagues seront modifiées sous l'action des processus de réfraction bathymétrique et de diffraction et sous l'effet du déferlement. Donc, si l'on fait une approximation d'ondes longues, on peut considérer au premier

ordre que la vitesse de propagation des vagues ne dépend que de la profondeur h et de ce fait n'est plus un phénomène dispersif.

Historiquement, les équations d'ondes dispersives non-linéaires ont été développées pour expliquer les observations expérimentales des vagues solitaires qui pourraient se propager sur les distances relativement grandes sans changement de leur forme ou vitesse. Ursell [Ursell F.1953] a unifié ce travail en définissant un paramètre basé sur l'amplitude de vague A , la longueur d'onde λ et la profondeur h de l'eau : $Ur = A\lambda^2/h^3$. Ce paramètre permet de paramétrer les effets de la non-linéarité $\varepsilon = A/h \ll 1$ et de la dispersion $\sigma = h/\lambda \ll 1$, de telle sorte que $Ur = O(1)$. Plus tard, Peregrine [Peregrine D.H.1967] présenta un ensemble d'équations bidimensionnelles de Boussinesq qui ont été à la base d'une grande partie des travaux de recherche actuels. Cependant ce système d'équations est limité dans le cas particulier d'eau très peu profonde.

Les difficultés inhérentes à ces modèles classiques de Boussinesq sont de plusieurs types. Tout d'abord les modèles de Boussinesq sont très performants pour les ondes longues (basses fréquences), mais le sont beaucoup moins pour des ondes courtes. C'est pourquoi de plus en plus de modèles, dits de Boussinesq étendu, essaient d'élargir leurs domaines de validité en améliorant la relation de dispersion utilisée. La deuxième difficulté est de bien traiter les conditions aux frontières ouvertes et de s'assurer que les conditions aux limites soient capables de tenir compte non seulement de la pulsation fondamentale du signal, mais également des harmoniques générées au cours de la propagation.

Récemment, des modèles de Boussinesq d'ordre élevé ont aussi été proposés notamment par [Gobbi M.F. et al.2000]. Ces derniers donnent de très bons résultats. Ils demandent cependant des extensions analytiques complexes, qui sont difficiles à généraliser. Toutefois, tous les modèles de Boussinesq étendus sont asymptotiquement équivalents en faible profondeur, mais ont des domaines de validité différents. Le fait d'améliorer le comportement dispersif des modèles de Boussinesq étendus améliore leur validité en eau plus profonde. Ce fait fut mis en valeur par une étude comparative [Dingemans M.W.1997] des modèles étendus de Boussinesq qui mit en évidence le fait que les modèles qui traitent le mieux la dispersion sont aussi les modèles les plus performants, ce qui montre l'importance d'une bonne relation de dispersion pour ces modèles. Un enjeu majeur pour l'utilisation des modèles de Boussinesq est d'intégrer la dissipation d'énergie liée au déferlement des vagues afin de les étendre à la zone de surf [Nwogu, O.G.1996]. Ces modèles se sont révélés relativement performants sur des bathymétries présentant des systèmes « barre-baine ».

Une synthèse non exhaustive sur l'évolution des modèle Boussinesq en milieu côtier est proposée dans [Hamm L. et al.1993].

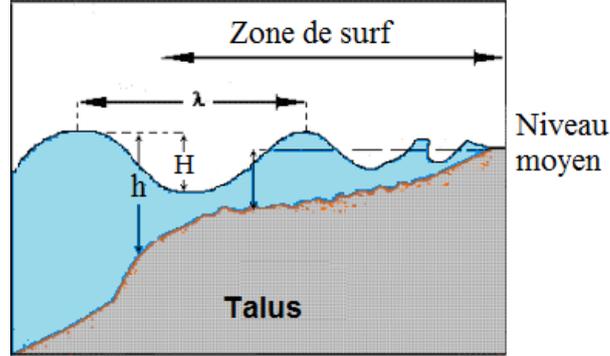


Figure 1.12 – Propagation d'une vague au-dessus d'un talus

1.4.2 Formulation mathématique

Les équations de type Boussinesq (Peregrine (1967) [Peregrine D.H.1967]) s'écrivent :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot ((h + \eta)\bar{\mathbf{u}}) = 0 \quad (1.55)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla)\bar{\mathbf{u}} + g\nabla\eta = \frac{h}{2}\nabla \left(\nabla \cdot \left(h \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} \right) \right) - \frac{h^2}{6}\nabla \left(\nabla \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} \right) \quad (1.56)$$

où $\bar{\mathbf{u}}(x, y, t)$ est le vecteur vitesse moyennée par rapport à la profondeur du canal de navigation.

- En présence d'un bateau en mouvement avec une vitesse V_b , ces équations s'écrivent [Jiang T.1996] :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}(h + \eta)) = 0 \quad (1.57)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + ((\bar{\mathbf{u}} - V_b) \cdot \nabla)\bar{\mathbf{u}} + g\nabla\eta = -\frac{1}{3}gh^2(\nabla^2(h + \eta)) \quad (1.58)$$

La résolution de ce système d'équations de type de Boussinesq permet d'obtenir, avec une précision parfois très satisfaisante, la hauteur des vagues générées, mais ne permet pas de simuler le champ des vitesses autour du navire et au voisinage immédiat du fond et des berges de la rivière. La détermination avec précision du champ des vitesses dans ces régions est importante pour le calcul de la résistance à l'avancement du navire et pour le calcul des contraintes de cisaillement sur le fond, pour étudier du transport des sédiments.

Mise en équations et simulations du problème

2.1 Equations du modèle et hypothèses

Le modèle hydrodynamique utilisé dans le cadre de cette thèse repose sur la résolution des équations 3D de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds, auxquelles sont adjointes des équations du modèle de turbulence $k - \varepsilon$ et des équations pour la prise en compte de la déformation de la surface libre.

Pour la modélisation du problème posé, les hypothèses suivantes sont considérées :

- le fluide est supposé incompressible, homogène, isotrope et newtonien ;
- l'écoulement est supposé instationnaire et tridimensionnel ;
- la tension superficielle à l'interface air-liquide est ignorée.

2.1.1 Conservation de la masse

Soient $R_0(O, x_0y_0z_0)$ un repère de référence supposé Galiléen et m la masse du fluide à l'intérieur d'un volume V . L'équation de conservation de la masse dans R_0 , s'écrit :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \oint_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) dV \quad (2.1)$$

où S est la surface englobant le volume V . Cette équation s'écrit encore :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.2)$$

En coordonnées cartésiennes, en utilisant la convention de sommation sur les indices, cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.3)$$

où $(x_i)_{i=1,2,3}$ sont les coordonnées cartésiennes, t le temps, ρ la densité du fluide, et $(u_i)_{i=1,2,3}$ les composantes de la vitesse. Puisque le fluide considéré est supposé incompressible c.a.d : $\rho(\mathbf{x}, t) = \rho_0 = cst$, on obtient alors :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.4)$$

2.1.2 Conservation de la quantité de mouvement

Dans un repère terrestre supposé Galiléen, les équations de conservation de la quantité de mouvement vérifient :

$$\int_V \frac{d(\rho \mathbf{u})}{dt} dV = \oint_S \bar{\bar{T}} \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \rho \mathbf{g} dV + \int_V \mathbf{F} dV \quad (2.5)$$

avec $\bar{\bar{T}}$ le tenseur des contraintes qui s'appliquent sur le fluide, \mathbf{g} l'accélération de la pesanteur et \mathbf{F} la résultante des efforts extérieurs s'exerçant sur le fluide.

Cette dernière expression s'écrit encore, après un calcul intermédiaire :

$$\frac{d(\rho \mathbf{u})}{dt} = \nabla \cdot \bar{\bar{T}} + \rho \mathbf{g} + \rho \mathbf{F} \quad (2.6)$$

Le fluide considéré est supposé newtonien, donc le tenseur des contraintes $\bar{\bar{T}}$ vérifie :

$$\bar{\bar{T}} = - \left(p + \left(\frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \mathbf{u} \right) \right) \bar{\bar{I}} + \mu \left((\nabla \otimes \mathbf{u}) + (\nabla \otimes \mathbf{u})^T \right) \quad (2.7)$$

p est la pression, μ la viscosité dynamique, \mathbf{u} le champ de vitesse et $\bar{\bar{I}}$ la matrice identité, \otimes le produit tensoriel. En appliquant l'hypothèse d'un fluide incompressible Eq.(2.4), cette dernière expression devient :

$$\bar{\bar{T}} = -p + \mu \left((\nabla \otimes \mathbf{u}) + (\nabla \otimes \mathbf{u})^T \right) \quad (2.8)$$

Ensuite, en utilisant la notation en coordonnées cartésiennes, avec la convention de sommation sur les indices répétés, Eq.(2.5) et Eq.(2.7) s'écrivent :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \right] + F_i \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.9)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

2.1.3 Equations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds (*RANSE*)

En introduisant la décomposition de Reynolds en grandeur moyenne et grandeur fluctuante pour la vitesse u_i , la pression p , on a :

$$u_i = U_i + u'_i ; \quad p = P + p' \quad (2.10)$$

NB : Les lettres capitales désignent des grandeurs moyennées temporelle.

$$f = F + f' \quad (2.11)$$

$$\text{avec } f' = 0 \text{ mais } \overline{f'f'} \neq 0 \quad (2.12)$$

L'écoulement est supposé incompressible, d'où :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(U_i + u'_i) = 0 \quad (2.13)$$

et par application de la moyenne, Eq.(2.13) devient :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}U_i = 0 \quad ; \quad \frac{\partial}{\partial x_i}u'_i = 0 \quad (2.14)$$

✓ On note que le champ turbulent de vitesse est lui-même incompressible. Pour les équations de conservation de la masse et de Navier-Stokes, nous avons :

$$\varrho \left[\frac{\partial(U_i + u'_i)}{\partial t} + (U_j + u'_j) \frac{\partial(U_i + u'_i)}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial(P + p')}{\partial x_i} = \varrho(F_i + F'_i) + \frac{\partial(\tau_{ij} + \tau'_{ij})}{\partial x_j} \quad (2.15)$$

$i, j = 1, 2, 3$

✓ En moyennant ces équations on obtient :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial P}{\partial x_i} = F_i + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial(\tau_{ij} - \overline{\varrho u'_i u'_j})}{\partial x_j} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.16)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right) \Rightarrow \text{Contrainte de viscosité laminaire} \quad (2.17)$$

NB : Ce système d'équations n'est pas fermé, car l'apparition des vitesses turbulentes augmente le nombre d'inconnues, et donc il est nécessaire d'ajouter des équations

supplémentaires pour former ainsi un modèle de turbulence.

$$\tau'_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \Rightarrow \begin{array}{l} \text{Tenseur de Reynolds} \\ \text{Contraintes de viscosité turbulente} \end{array} \quad (2.18)$$

Pour la modélisation de ces tenseurs on suppose qu'ils sont proportionnels aux gradients des vitesses :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} \sim \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2.19)$$

en introduisant un coefficient de viscosité turbulente μ_t , ces tenseurs deviennent [[Fluent-tutorial.V13.0](#)] :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_i}) \delta_{ij} \quad (2.20)$$

μ_t est la viscosité turbulente dynamique, k est l'énergie cinétique turbulente (TKE). Ces deux derniers termes (μ_t et κ) sont calculés par l'intermédiaire d'un modèle de turbulence qui sera décrit dans la section 2.2. L'équation de conservation de la quantité de mouvement prend la forme suivante :

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.21)$$

où $\tilde{P} = P + \frac{2}{3} \rho \kappa$ est la pression dynamique turbulente qui intègre les contraintes gravitationnelles et les contraintes liées à l'énergie cinétique turbulente. Il est donc nécessaire d'utiliser un modèle de turbulence pour décrire ces deux derniers termes (μ_t et κ).

2.2 Modélisation de la turbulence

2.2.1 Modèle de turbulence κ - ε

Le modèle turbulent standard κ - ε (Launder et Spalding [[Launder et Spalding.1972](#)]) est basé sur les équations du modèle de transport pour l'énergie cinétique turbulente κ et son taux de dissipation ε , ce modèle est décrit :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon + S_k \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.23)$$

où P_k est la production de TKE, S_k et S_ε sont les termes de source, et μ_t est la viscosité dynamique de turbulence dans les équations Eq.(2.22) et Eq.(2.23). P_k et μ_t sont donnés comme suit :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.24)$$

$$P_k = -\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.25)$$

Les constantes du modèle $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, C_μ , σ_k et σ_ε ont les valeurs par défaut ci-dessous [Launder et Spalding.1972] : $C_{1\varepsilon}=1.44$, $C_{2\varepsilon}=1.92$, $C_\mu=0.09$, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_\varepsilon=1.3$

2.2.2 Modèle de turbulence SST κ - ω

Afin de mieux prendre en compte les effets de la turbulence au voisinage immédiat des parois, les performances du modèle SST $k - \omega$ (voir Wilcox [Menter F.R.1994]) ont été testées. La formulation de SST $k - \omega$ est donné par les équations suivantes [Menter F.R.1994] :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} &= \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &+ 2\rho(1 - F_1) \sigma_\omega^2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad i, j = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (2.27)$$

où τ_{ij} désigne la contrainte de Reynolds (voir Eq.(2.20)) et ν_t la viscosité cinématique turbulente donnée par la relation suivante :

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (2.28)$$

avec $\Omega = \partial U / \partial y$ et

$$\lambda = \lambda_1 F_1 + \lambda_2 (1 - F_1) \quad (2.29)$$

où

- λ représente les constantes $(\gamma, \sigma_k, \sigma_\omega, \beta^*, \sigma_{\omega 2})$ du modèle *SST* $k - \omega$ (Eq.(2.26) et Eq.(2.27)) [Menter F.R.1994],
- λ_1 représente ces constantes dans le modèle original $k - \omega$ (voir Ref. [Menter F.R.1994]),
- λ_2 représente ces constantes dans le modèle transformé $k - \varepsilon$ (voir Ref. [Menter F.R.1994]),

avec F_1 et F_2 données par :

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y\omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{cd_{k\omega}y} \right] \right\}^4 \right\} \quad (2.30)$$

$$F_2 = \tanh \left[\max \left\{ 2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega} \right\}^2 \right] \quad (2.31)$$

où, y est la distance, suivant la normale de la surface solide à un point de l'écoulement non-turbulent. $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, et $cd_{k\omega}$ s'écrit :

$$cd_{k\omega} = \max \left\{ 2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right\} \quad (2.32)$$

Les valeurs des coefficients de λ , λ_1 , λ_2 , a_1 ainsi que l'interprétation physique des termes Eq.(2.30) à Eq.(2.32) sont données dans [Menter F.R.1994].

2.2.3 Expression des équations de Navier-Stokes dans le repère mobile, lié au bateau

Dans le repère mobile $R(O, XYZ)$ associé au bateau (Fig.1.3), se déplaçant avec une vitesse linéaire \mathbf{v}_t et une vitesse angulaire ω par rapport au repère de référence fixe (voir Fig.2.1).

Les vitesses de fluide peuvent être écrites, à partir du repère fixe, à l'aide de la relation suivante :

$$\mathbf{U}^r = \mathbf{U} - \mathbf{v}_r \quad (2.33)$$

où l'indice r se réfère au repère mobile $R(O, XYZ)$, et

$$\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_t + \omega \times \mathbf{r} \quad (2.34)$$

- \mathbf{U}^r est la vitesse relative , par rapport au repère $R(O, XYZ)$);
- \mathbf{U} est la vitesse absolue (par rapport au repère $R_0(O, x_0y_0z_0)$);

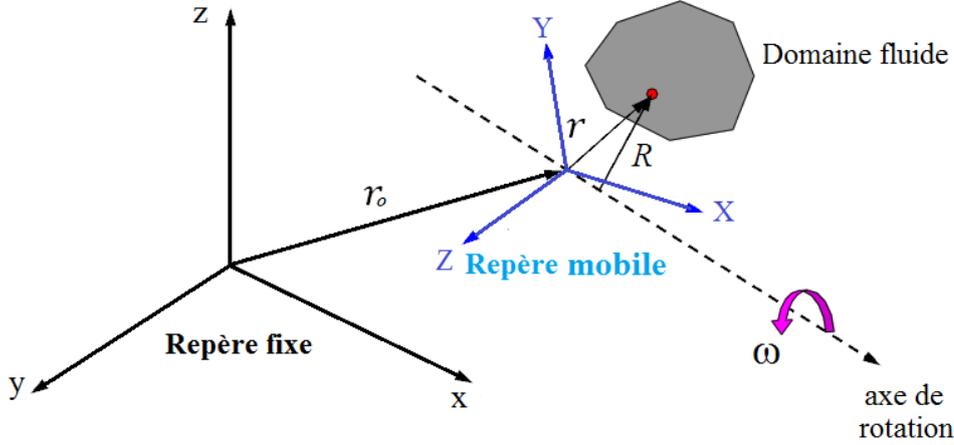


Figure 2.1 – Présentation graphique des repères fixes et mobiles

- \mathbf{v}_r est la vitesse dans le repère mobile $R(O, XYZ)$ par rapport à $R_0(O, x_0y_0z_0)$;
- \mathbf{v}_t est la vitesse de translation dans le repère mobile $R(O, XYZ)$;
- et ω est la vitesse angulaire.

On note que \mathbf{v}_t et ω sont des fonctions du temps. Lorsque les équations de mouvement sont résolues dans le repère mobile, l'accélération du fluide est augmentée par d'autres termes qui apparaissent dans les équations dynamiques. Dans le repère mobile $R(O, XYZ)$, les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i^r)}{\partial x_i} = 0 \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.35)$$

- Quantité de mouvement, moyennée au sens de Reynolds :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i^r U_j)}{\partial x_j} + \rho \varepsilon_{ijk} \omega_j (U - v_t)_k &= - \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_j} \\ + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right) \right] & \quad i, j, k = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (2.36)$$

2.3 Capture de la surface libre : Méthode VOF

Dans les présentes investigations, il a été utilisé la méthode VOF "Volume Of Fluid" (voir Hirt [Hirt C.W.1981]) pour modéliser la surface libre. Elle est basée sur le concept d'affectation à chaque élément du domaine de calcul, une variable α indiquant le taux de remplissage de cet élément par le fluide. Elle fait appel alors à la masse volumique et à la viscosité dynamique dans chaque élément, par les relations

suivantes :

$$\rho = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k \quad (2.37)$$

$$\mu = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \mu_k \quad (2.38)$$

avec

$$\sum_{k=1}^2 \alpha_k = 1 \quad (2.39)$$

et $k = 1$ désigne l'eau (fluide 1) et $k = 2$ désigne l'air (fluide 2). Ainsi, en notant α_k la fraction volumique du fluide dans une cellule traversée par la ligne d'interface entre les deux fluides, les conditions suivantes sont possibles :

- $\alpha_k=0 \implies$ la cellule ne contient pas k^{th} fluide
- $\alpha_k=1 \implies$ la cellule est pleine du k^{th} fluide
- $0 < \alpha_k < 1 \implies$ la cellule contient simultanément le k^{th} fluide et l'autre fluide

La détermination des équations de convection relatives à chaque fraction de volume se déduit de l'équation de conservation de la masse Eq.(2.2). En effet, il suffit d'y introduire l'expression de la masse volumique Eq.(2.37) pour en déduire la relation suivante :

$$\sum_{k=1}^2 \left(\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{U}^r) \right) = 0 \quad (2.40)$$

Dans le cas d'un fluide incompressible, cette dernière relation devient :

$$\sum_{k=1}^2 \frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{U}^r) = 0 \quad (2.41)$$

2.4 Conditions aux limites

Dans les présentes applications, les équations de Navies-Stokes, détaillées ci-dessus, ont été discrétisées par la méthode des volumes finis [Versteeg et Malalasekera.1995], en spécifiant des conditions aux limites aux contours des domaines suivants (voir Fig.2.2) :

- entrée
- sortie
- paroi
- plan de symétrie

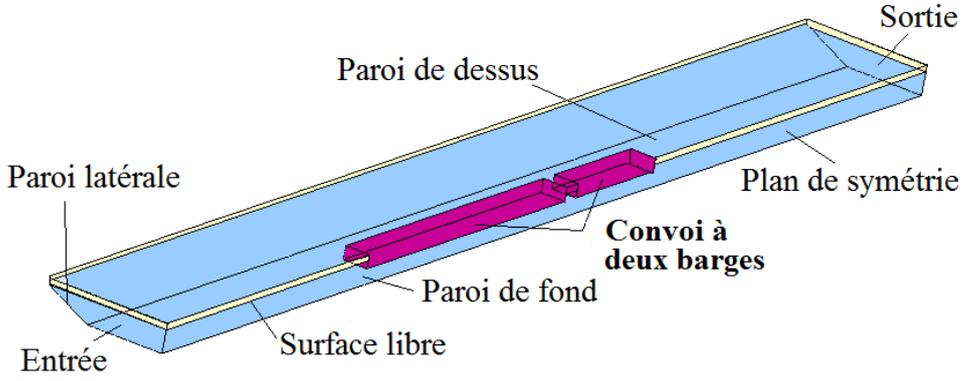


Figure 2.2 – Frontière du domaine pour imposer les conditions aux limites

2.4.1 Conditions aux limites à l'entrée du domaine

A l'entrée du domaine, la pression totale P_{in} est calculée par la relation suivante :

$$P_{in} = \frac{1}{2}(\rho - \rho_0)U_{in}^2 + (\rho - \rho_0)g(\mathbf{k} \cdot (\mathbf{b} - \mathbf{a})) \quad (2.42)$$

où \mathbf{a} est un point quelconque de la surface libre et \mathbf{b} est le vecteur position au centre de la surface d'un élément, et U_{in} est la vitesse du fluide supposée connue. Ici, la surface est supposé horizontale et perpendiculaire à la direction de la pesanteur g . Donc le niveau de la surface libre à l'entrée est égal à la projection de $(\mathbf{a} \cdot \mathbf{k})$.

- Au niveau de la surface libre à l'entrée : la fraction volumique de l'eau α_{in} est égale à 0.5
- En dessous du niveau de la surface libre, $\alpha_{in} = 1$.
- Au dessus de niveau de la surface libre $\alpha_{in} = 0$.

L'énergie cinétique k_{in} et la dissipation ε_{in} sont données directement à l'entrée du domaine par les relations suivantes :

$$k_{in} = \frac{3}{2}(U_{in}^{avg}I)^2 \quad (2.43)$$

$$\varepsilon_{in} = \rho C_\mu \frac{k^2}{\mu} \left(\frac{\mu_t}{\mu} \right)^{-1} \quad (2.44)$$

Pour le modèle $k - \omega$, on a :

$$\omega_{in} = \rho \frac{k}{\mu} \left(\frac{\mu_t}{\mu} \right)^{-1} \quad (2.45)$$

où U_{in}^{avg} est la vitesse d'écoulement moyenne à l'entrée. I est l'intensité turbulente donnée à l'entrée. C_μ est une constante empirique dans le modèle turbulent (section 2.2). Le rapport de μ_t/μ est donné à l'entrée [Fluent-tutorial.V13.0].

On note que le rapport μ_t/μ est proportionnelle au nombre de Reynolds turbulent, soit $\mu_t/\mu \sim Re_t$ ($Re_t = k^2/(\varepsilon\nu)$). Dans les présentes applications, ce rapport vérifie : $1 < \mu_t/\mu < 10$.

2.4.2 Conditions aux limites en sortie du domaine

Si la sortie du domaine est choisie loin des perturbations géométriques, l'écoulement atteint souvent un état complètement développé dans la direction de l'écoulement. Ainsi, dans une telle région, nous pouvons placer une surface de sortie et supposer que les gradients de toutes les variables (sauf la pression) sont nuls dans la direction de l'écoulement. Il est donc possible de prédire avec précision la direction de l'écoulement loin de l'obstacle. Ainsi, en localisant la surface de sortie, perpendiculaire à la direction d'écoulement, on impose des gradients nuls dans cette direction, normale à la surface de sortie :

$$\frac{\partial U_{out}}{\partial n} = 0 \quad (2.46)$$

Pour le modèle $k - \varepsilon$:

$$\frac{\partial k_{out}}{\partial n} = 0 \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{out}}{\partial n} = 0 \quad (2.48)$$

Pour le modèle $k - \omega$:

$$\frac{\partial \omega_{out}}{\partial n} = 0 \quad (2.49)$$

où \mathbf{n} est la normale à la surface de sortie. La distribution de la pression statique à la sortie prend la forme suivante :

$$P_{out} = (\rho - \rho_0)g(\mathbf{k} \cdot (\mathbf{b} - \mathbf{a})) \quad (2.50)$$

- Au niveau de la surface libre, la fraction volumique de l'eau est $\alpha_{out} = 0.5$
- En dessous du niveau de la surface libre, $\alpha_{out} = 1$.
- Au dessus de niveau de la surface libre, $\alpha_{out} = 0$.

2.4.3 Conditions aux limites au niveau des parois

L'application de la condition de non-glissement dans la région proche de la paroi, dans des modèles de type $k - \varepsilon$ peut donner lieu à des résultats non satisfaisants. Une approche alternative, à ces conditions de non-glissement, consiste en l'utilisation

de fonctions dites "proche paroi". Ces fonctions permettent de modéliser la région proche de la paroi, plutôt qu'à la paroi elle-même.

Ainsi, au niveau de la paroi :

- la vitesse moyennée, la pression et l'énergie cinétique k vérifient :

$$\mathbf{U} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (2.51)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad (2.52)$$

$$\frac{\partial k}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad (2.53)$$

où \mathbf{n} est le vecteur unitaire de direction normale à la paroi.

On note que dans le modèle $k - \varepsilon$, l'équation de k est résolue dans le domaine entier en incluant les cellules adjacentes à la paroi.

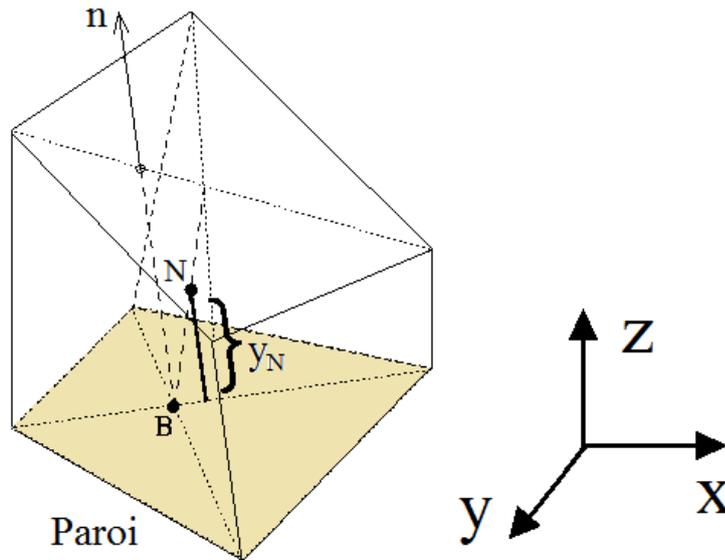


Figure 2.3 – Calcul de la distance y_N normale entre noeud N et la surface de la paroi B.

- pour les vitesses de fluctuation \mathbf{u}' on a : $\mathbf{u}' = 0$ [Durbin P.A., et Petterson B.A.2011]. Donc,

$$k = \frac{1}{2} \overline{|\mathbf{u}'|^2} = 0 \quad (2.54)$$

- de la vitesse moyenne au niveau de la paroi est donnée par la loi suivante :

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) + B \quad (2.55)$$

où U^* est une vitesse adimensionnelle, qui vérifie :

$$U^* \equiv \frac{U_N C_\mu^{1/4} k_N^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (2.56)$$

Par ailleurs, la distance adimensionnelle de la paroi s'écrit :

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_N^{1/2} y_N}{\mu} \quad (2.57)$$

où

- κ est la constante de Von Kármán ;
- $E = 9.793$ est une constante empirique ;
- U_N est la vitesse moyenne du fluide au noeud N près de la paroi ;
- k_N l'énergie cinétique de la turbulence au noeud N près de la paroi ;
- y_N est la distance du noeud N à la paroi (voir Fig.2.3).
- si $y^* > 11$: la loi Logarithmique (Eq.(2.55)) est utilisée.
- si $y^* < 11$: on utilise la relation suivante :

$$U^* = y^* \quad (2.58)$$

En utilisant Eq.(2.56) et Eq.(2.57), nous pouvons obtenir la relation de contrainte-déformation dans la couche laminaire qui vérifie :

$$\tau_w = \mu \frac{U_N}{y_N} \quad (2.59)$$

A l'état d'équilibre local, il y a égalité entre la production de l'énergie turbulente P_k (Eq.2.25) et son taux de dissipation ε_N dans le volume de contrôle [Durbin P.A., et Pettersson B.A.2011] (voir Fig.2.3) :

$$P_k = \frac{\mu^2 U_N^2}{\kappa \rho k_N^{1/2} y_N^3} \quad (2.60)$$

$$\varepsilon_N = \frac{C_\mu^{3/4} k_N^{3/2}}{\kappa y_N} \quad (2.61)$$

2.4.4 Conditions aux limites au niveau du plan de symétrie

Au niveau des plans de symétrie, les condition aux limites peuvent se résumer comme suit :

- Pas de débit convectif à travers le plan de symétrie. On a donc :

$$\mathbf{U}_s \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (2.62)$$

- Pas de débit de diffusion à travers le plan de symétrie. Les gradients normaux de toutes les variables d'écoulement vérifient donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{U}_s}{\partial \mathbf{n}} = 0; & \quad \frac{\partial k_s}{\partial \mathbf{n}} = 0 \\ \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial \mathbf{n}} = 0; & \quad \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mathbf{n}} = 0 \\ \frac{\partial \omega_s}{\partial \mathbf{n}} = 0; & \quad \frac{\partial P_s}{\partial \mathbf{n}} = 0 \end{aligned} \quad (2.63)$$

où $\mathbf{U}_s, k_s, \varepsilon_s, \alpha_s, \omega, P$ sont les variables dans le plan symétrie.

2.5 Intégration numérique avec la méthode des Volumes Finis (FV)

2.5.1 Discrétisation spatiale

Dans la méthode des volumes finis, la discrétisation des équations sur un volume de contrôle est mise en œuvre en considérant l'équation de bilan, pour la quantité scalaire ϕ , suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \phi dv + \oint_S \phi \mathbf{U}^r \cdot \mathbf{n} ds = \oint_S \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot \mathbf{n} ds + \int_V S_\phi dv \quad (2.64)$$

où V est le volume de contrôle, S est la surface qui le délimite, \mathbf{n} est le vecteur unitaire normal extérieur à la surface S , \mathbf{U}^r vecteur vitesse relative de convection du scalaire ϕ (voir Fig.2.4), Γ_ϕ coefficient de diffusion de ϕ , $\nabla \phi$ gradient de ϕ , et S_ϕ source de ϕ par unité de volume.

La discrétisation de l'Eq.(2.64) est effectuée en supposant que la pression ainsi que les tensions normales de Reynolds sont traitées aux centres des volumes de contrôle tandis que les vitesses sont évaluées aux centres des faces et les composantes de cisaillement des tenseurs des extra-tensions sont calculées aux coins des mailles de pression (voir Fig.2.5).

Ainsi, en considérant Eq.(2.64) et en utilisant le théorème de la moyenne, on a :

- $\frac{\partial}{\partial t} \int_V \phi dv = V \frac{\partial \phi_0}{\partial t}$
- $\int_V S_\phi dv = V S_\phi$

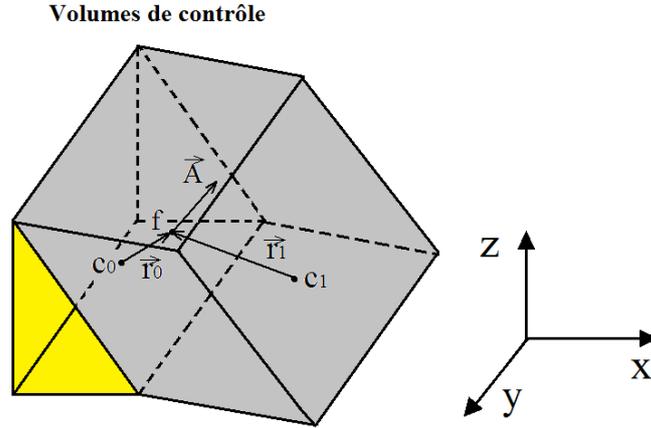


Figure 2.4 – Volume de contrôle 3D de discrétisation

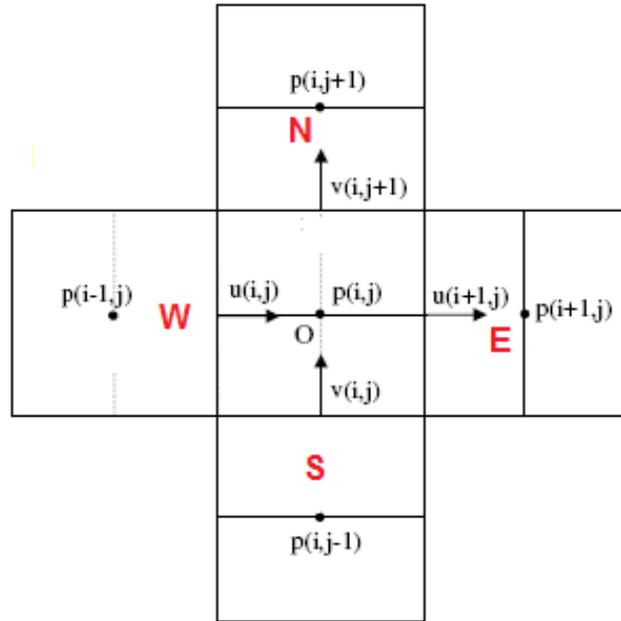


Figure 2.5 – Position des variables dans le volume de contrôle

- $\oint_s \phi \mathbf{U}^r \cdot \mathbf{n} = \sum_{i=1}^{N_f} (\mathbf{U}^r \cdot \mathbf{n} S_f)_i \phi_f$

- $\oint_s \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot \mathbf{n} = \sum_{i=1}^{N_f} \Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot \mathbf{S}_f$

Eq.(2.64) devient :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} V + \sum_{i=1}^{N_f} (\mathbf{U}^r \cdot \mathbf{n} S_f)_i \phi_f = \sum_{i=1}^{N_f} (\Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot \mathbf{n} S_f)_i + S_\phi V \quad (2.65)$$

où N_f est le nombre de faces entourant la cellule, ϕ_f la valeur de ϕ convectée à

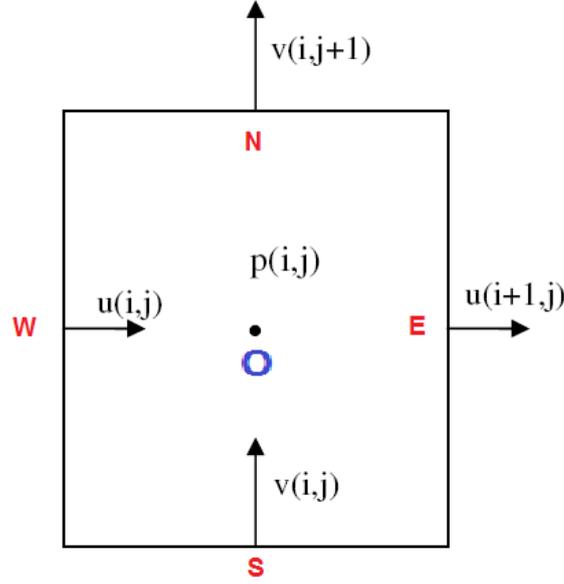


Figure 2.6 – Position de la vitesse dans le volume de contrôle

travers la face f , $(\mathbf{U}^r \cdot \mathbf{n}S_f)$ débit de masse traversant la face f et S_f est la surface de face f , Γ_ϕ le coefficient de diffusion pour ϕ , et S_ϕ source de ϕ par volume unité.

Nous notons que : O est le centre du volume de contrôle, et E, W, N, S sont les centres des volumes de contrôles adjacents est, ouest, nord et sud respectivement. Les points e, w, n et s sont les centres des faces est, ouest, nord et sud respectivement du volume de contrôle.

2.5.1.1 Schémas de discrétisation spatiale

Plusieurs schémas numériques peuvent être utilisés pour résoudre l'Eq.(2.65), parmi lesquels :

– Le schéma upwind (voir Fig.2.7) :

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_E & \text{si } u < 0; \\ \phi_O & \text{si } u > 0. \end{cases} \quad (2.66)$$

dans ce cas, le flux total de convection peut s'écrire :

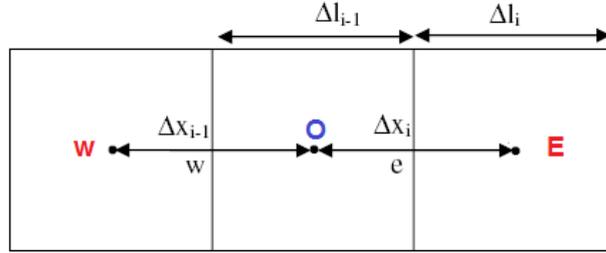
$$\oint_s \phi \mathbf{U}^r \cdot \mathbf{n} = \sum_{i=1}^{N_f} (\mathbf{U}^r \cdot \mathbf{n} S_f \phi_f)_i = (U^r S_f)^e \phi_f^e - (U^r S_f)^w \phi_f^w \\ + (V^r S_f)^n \phi_f^n - (V^r S_f)^s \phi_f^s \quad (2.67)$$

Dans ce cas, le flux total de diffusion peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{N_f} (\Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot \mathbf{n} S_f)_i &= \Gamma_\phi^e S_f^e \frac{(\phi_E - \phi_O)}{\Delta x_i} - \Gamma_\phi^w S_f^w \frac{(\phi_O - \phi_W)}{\Delta x_{i-1}} \\ &+ \Gamma_\phi^n S_f^n \frac{(\phi_N - \phi_O)}{\Delta x_j} - \Gamma_\phi^s S_f^s \frac{(\phi_O - \phi_S)}{\Delta x_{j-1}} \end{aligned} \quad (2.68)$$

– Schéma QUICK (schéma de second ordre (Leonard, 1979)) :

$$\phi_f^e = \frac{1}{2} \{ \phi_{i-1} - \phi_i \} + \frac{\Delta x^2}{8} \left[\frac{\phi_{ip} - \phi_{ip-1}}{\Delta x_{ip}} - \frac{\phi_{ip-1} - \phi_{ip-2}}{\Delta x_{ip-1}} \right] \frac{1}{\Delta l_{ip-1}} \quad (2.69)$$



Δl : pas de maillage de la vitesse

Δx : pas de maillage de la pression

Figure 2.7 – Illustration du schéma décentré

où :

$$ip = \begin{cases} i & \text{si } u_e \geq 0; \\ i + 1 & \text{si } u_e < 0 \end{cases} \quad (2.70)$$

Il convient de préciser que, par défaut, les valeurs discrètes du scalaire ϕ sont stockées aux centres des cellules (voir Fig. 2.4). Cependant, les valeurs de surface ϕ_f , nécessaires pour calculer les termes de convection de l'Eq. (2.65), doivent être interpolées à partir des valeurs des centres des cellules.

✓ Nous avons présenté les discrétisations de l'équation de advection-diffusion avant. Ensuite, en supposant que l'équation de quantité de mouvement (Eq. (2.5)) appliquée à la composante U^r peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial U_{i,j}^r}{\partial t} + \text{conv}(U_{i,j}^r) = \text{diff}(U_{i,j}^r) + S_f^w P_{i-1,j} - S_f^O P_{i,j} \quad (2.71)$$

• Le terme convectif se discrétise de la façon suivante :

$$\text{conv}(U_{i,j}^r) = S_f^e \frac{1}{2} (U_{i+1,j}^r + U_{i,j}^r) U_{i+\frac{1}{2},j}^r - S_f^w \frac{1}{2} (U_{i-1,j}^r + U_{i,j}^r) U_{i-\frac{1}{2},j}^r$$

$$+S_f^n \frac{1}{2}(V_{i-1,j+1}^r + V_{i,j+1}^r)U_{i,j+\frac{1}{2}} - S_f^s \frac{1}{2}(V_{i-1,j}^r + V_{i,j}^r)U_{i,j-\frac{1}{2}} \quad (2.72)$$

où

$$U_{i+\frac{1}{2},j} = \begin{cases} U_{i,j}, & \text{si } \frac{1}{2}(U_{i+1,j}^r + U_{i,j}^r) > 0 \\ U_{i+1,j}, & \text{si } \frac{1}{2}(U_{i+1,j}^r + U_{i,j}^r) < 0 \end{cases} \quad (2.73)$$

et

$$U_{i,j+\frac{1}{2}} = \begin{cases} U_{i,j}, & \text{si } \frac{1}{2}(V_{i-1,j+1}^r + V_{i,j+1}^r) > 0 \\ U_{i,j+1}, & \text{si } \frac{1}{2}(V_{i-1,j+1}^r + V_{i,j+1}^r) < 0 \end{cases} \quad (2.74)$$

- le terme diffusif est discrétisé par le schéma suivant :

$$\text{diff}(U_{i,j}) = T_{xx}(i,j)S_f^e - T_{xx}(i-1,j)S_f^w + T_{xy}(i,j+1)S_f^n - T_{xy}(i,j)S_f^s \quad (2.75)$$

où

$$T_{xx}(i,j) = \tau_{xx}(i,j) + \tau'_{xx}(i,j) \quad (2.76)$$

avec :

$$\tau'_{xx}(i,j) = 2\nu_t \frac{U_{i+1,j} - U_{i,j}}{\delta x_i} - \frac{2}{3}k_{i,j} \quad (2.77)$$

et

$$\tau_{xx}(i,j) = \nu \frac{U_{i+1,j} - U_{i,j}}{\delta x_i} \quad (2.78)$$

- De la même façon,

$$T_{xy}(i,j) = \tau_{xy}(i,j) + \tau'_{xy}(i,j) \quad (2.79)$$

avec

$$\tau_{xy}(i,j) = \nu \frac{V_{i,j}^r - V_{i-1,j}^r}{\delta x_{i-1/2}} \quad (2.80)$$

et

$$\tau'_{xy}(i,j) = 2\nu_t \frac{U_{i+1,j} - U_{i,j}}{\delta x_i} \quad (2.81)$$

✓ La même procédure de calcul peut être utilisée pour résoudre l'équation de quantité de mouvement appliquée à V^r :

$$\frac{\partial V_{i,j}^r}{\partial t} + \text{conv}(V_{i,j}^r) = \text{diff}(V_{i,j}^r) + S_f^s P_{i,j-1} - S_f^O P_{i,j} \quad (2.82)$$

2.5.1.2 Discrétisation temporelle

L'évolution temporelle d'une variable ϕ est donnée par [Versteeg et Malalasekera.1995] [Fluent-tutorial.V13.0] :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi) \quad (2.83)$$

La discrétisation temporelle du premier ordre est donnée par :

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi) \quad (2.84)$$

et de second ordre est donnée par :

$$\frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\phi) \quad (2.85)$$

où $n + 1$ correspond à la discrétisation au temps $t + \Delta t$, n correspond au temps t , et $n - 1$ correspond au temps $t - \Delta t$.

Dans le cas de schéma implicite, $F(\phi)$ est évaluée à $t + \Delta t$ soit :

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi^{n+1}) \quad (2.86)$$

2.5.2 Organigramme et procédure du calcul numérique

Le solveur utilisé ici, basé sur la pression, utilise un algorithme où les équations sont résolues de manière séquentielle (séparées les unes des autres). Sachant que les équations résolues sont nonlinéaires et couplées, cet algorithme doit être exécuté de manière itérative pour obtenir la convergence de la solution numérique.

Cela consiste à résoudre les équations l'une après l'autre, de manière découplée pour déterminer les inconnues (U_i , P , κ , ε , C , α , μ_t etc). L'avantage d'un tel algorithme séquentiel est qu'il est économe en mémoire, car les équations discrétisées sont mémorisées dans la mémoire une par une. Cependant, la convergence de la solution est relativement lente.

L'organigramme de cet algorithme vérifie les étapes suivantes (voir Fig.2.8) :

1. Mise à jour des propriétés du fluide sur la base de la solution en cours (densité, viscosité, viscosité turbulente, diffusivité etc..) .
2. Résolution des équations de quantité de mouvement, l'une après l'autre, en utilisant les valeurs mises à jour de pression et de flux de masse sur les faces du volume de contrôle.
3. Correction de la pression en utilisant le champ de vitesses obtenue récemment.

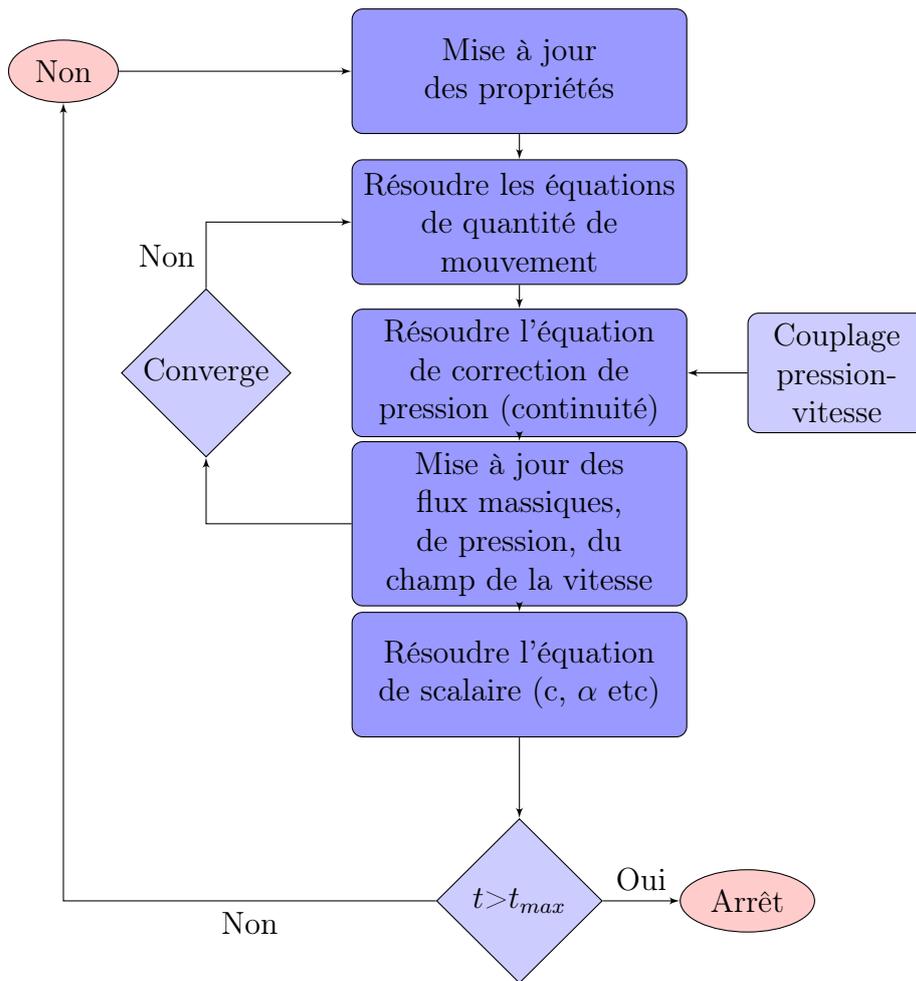


Figure 2.8 – Organigramme de résolution numérique

4. Correction des flux massiques, de la pression et du champ de vitesses à l'aide de la correction de pression obtenue à l'étape précédente
5. Résolution des équations pour les scalaires supplémentaires (Fraction de phase α , Concentration de MES...)
6. Mise à jour des termes sources qui découlent des interactions entre les différentes phases.
7. Vérification de la convergence de solutions.

Dans le cas permanent, la convergence est vérifiée après chaque itération. La différence entre deux valeurs successives entre deux itération consécutives aux temps t et Δt , des variables U_i , c , α , κ , et ε , doit vérifier la condition suivante :

$$\left| \frac{\phi^{t+\Delta t} - \phi^t}{\phi^{t+\Delta t}} \right| \leq \varepsilon \quad (2.87)$$

où la valeur de epsilon dépend du problème traité.

Validation du modèle Hydrodynamique

3.1 Introduction

La validation du modèle hydrodynamique est effectuée tout d'abord avec les résultats numériques ensuite par les mesures expérimentales en laboratoire.

- Les résultats numériques, réalisés par Jones D. A [[Jones et Clarke.2010](#)], concernent un test effectué par le code Fluent sur un modèle de navire DTMB5415. La comparaison avec ces mesures numériques a permis de mieux choisir la densité du maillage et de caler la taille de la grille du maillage, en fonction des caractéristiques cinématiques des ondes générées par les bateaux.
- Les mesures expérimentales en laboratoire, sont réalisées sur un modèle physique au 1/30, au Laboratoire d'Hydraulique et d'Essais de Matériaux par la Compagnie Nationale du Rhône (C.N.R) [[C.N.R.1997b](#)] [[C.N.R.1997](#)]. Elles sont réalisées en considérant un convoi d'un pousseur avec une barge et deux barges. La validation avec les mesures expérimentales a permis de mieux appréhender les caractéristiques géométriques des ondes de batillage en fonction de la vitesse du bateau et de son gabarit et également en fonction de la forme géométrique du canal de navigation (largeur, profondeur, forme de la berge, etc...).

3.2 Validation avec le modèle *DTMB5415* du navire

Le modèle DTMB5415 (David Taylor Model Basin [[DTMB.1939](#)]) représente un navire de combat de surface de l'armée Américaine (1980) (voir Fig.[3.2](#)).

- Les caractéristiques géométriques de ce modèle sont résumées dans le tableau suivant [3.1](#) :

Tableau 3.1 – Paramètres géométriques utilisés pour le modèle de navire *DTMB5415* [Gothenburg.2000]

Longueur(L_{pp})	Vitesse(V_b)	Tirant d'eau(T)	Nombre Froude(Fr)
5.72 m	2.0637 m/s	0.248 m	0.2755
Nombre Reynolds(Re)	Surface mouillée (S)	Enfoncement à FP	Enfoncement à AP
$1.26 \cdot 10^7$	$4.861 m^2$	$-0.0028 L_{pp}$	$-0.0009 L_{pp}$

- Les caractéristiques géométriques du canal de navigation sont données dans le tableau suivant 3.2 :

Tableau 3.2 – Dimensions du domaine [Gothenburg.2000]

Longueur(L)	Largeur(W)	Profondeur(h)
25.00 m	12.00 m	5.72 m

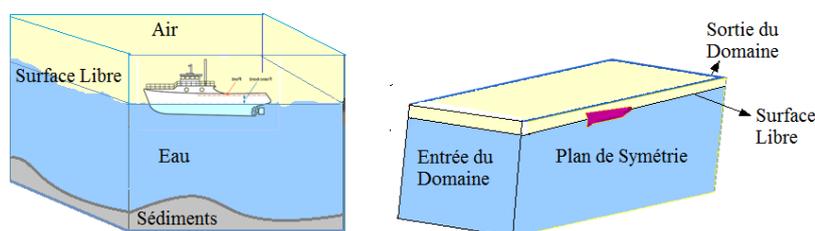


Figure 3.1 – Présentation schématique du domaine modélisé

Pour la phase du pré-traitement :

- Le domaine de calcul de fluide a été maillé par une grille hexaédrique entièrement structurée, contenant environ 2.5 millions de cellules. Pour pouvoir économiser les temps de *CPU*, le domaine du calcul est supposé symétrique, ainsi seulement la moitié de la grille du maillage a été utilisée pour le calcul.
- La surface de la coque du bateau a été maillée avec les éléments quadrangle (voir Fig.3.2).
- Une attention particulière est portée à la densité du maillage au niveau de la ligne de flottaison (interface air-mer), à l'avant (bulbe d'étrave) et l'arrière du bateau (poupe) et également dans la région de sillage de l'hélice (voir Fig.3.5).

Pour la résolution numérique, nous avons utilisé les propriétés physiques des milieux de fluides (l'eau et l'air) suivantes :

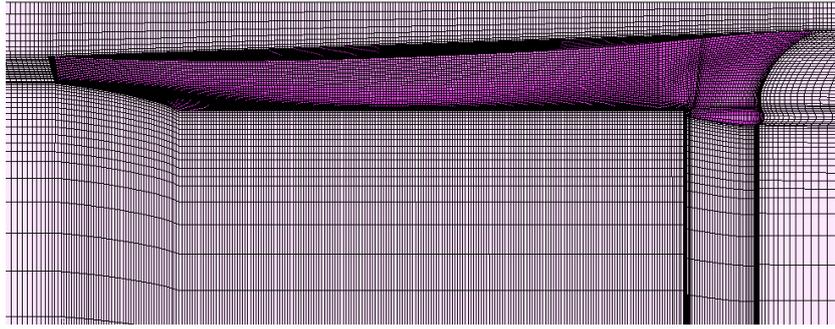


Figure 3.2 – Maillages de la coque du navire et du plan de symétrie

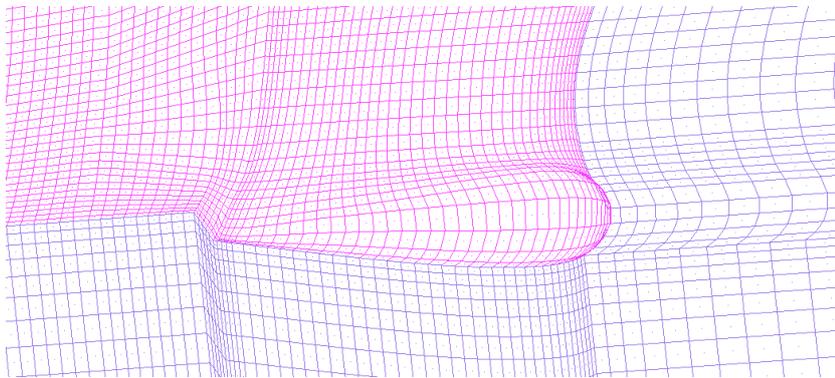


Figure 3.3 – Zoom sur la proue du navire

- l'eau : $\rho_w = 998.2 \text{ kg/m}^3$, $\mu_w = 1.003 \times 10^{-3} \text{ kg/m/s}$;
- l'air : $\rho_a = 1.225 \text{ kg/m}^3$, $\mu_a = 1.7894 \times 10^{-5} \text{ kg/m/s}$.

Pour maintenir la stabilité numérique des processus, le facteur de relaxation de 0.3 a été utilisé pour les équations de quantité de mouvement et l'équation de transport de fraction volumique.

3.2.1 Résultats numériques : Modèle du navire *DTMB5415*

Tout d'abord, on note que la capture de la surface libre par la méthode VOF, est tributaire du schéma numérique utilisé, mais également de la valeur de la fraction volumique de l'eau α_{eau} (voir Fig.3.4-Fig.3.5). Dans les présentes applications, nous avons choisi la valeur $\alpha_{eau} = 0.5$.

Afin de mieux prédire la hauteur maximale des vagues divergentes, nous avons comparés les résultats numériques extraits de la référence [Jones et Clarke.2010] avec les résultats expérimentaux fournis dans [Gothenburg.2000] (voir Fig.3.8). Cette comparaison montre un bon accord entre les résultats simulés et expérimentaux.

Néanmoins, on peut constater que :

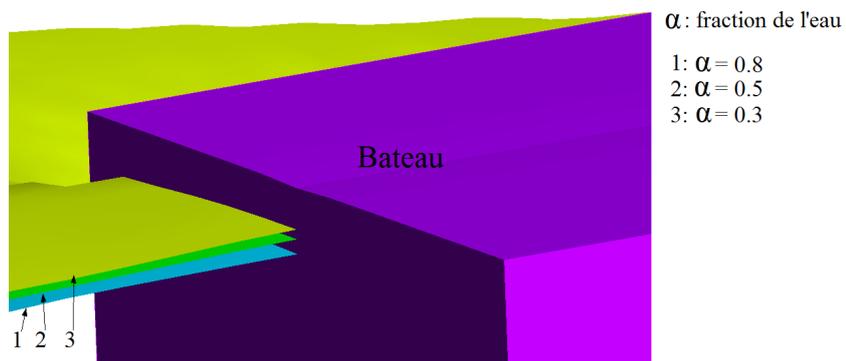


Figure 3.4 – Presentation de la surface libre avec différentes valeurs de α

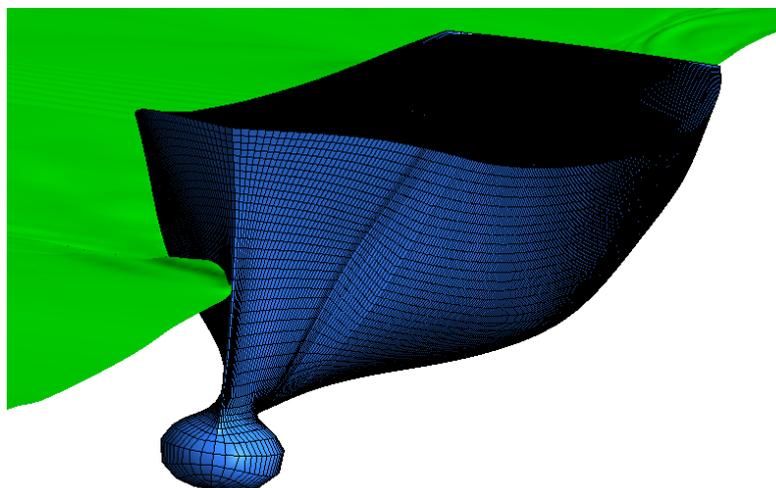


Figure 3.5 – Niveau d'eau simulé, autour du bateau

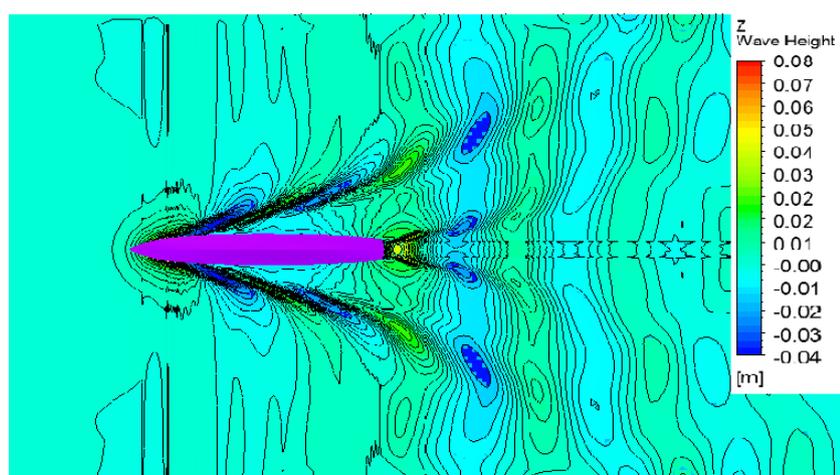


Figure 3.6 – Iso-contour de la hauteur d'eau

– Concernant l'amplitude des vagues, les résultats numériques de notre modèle

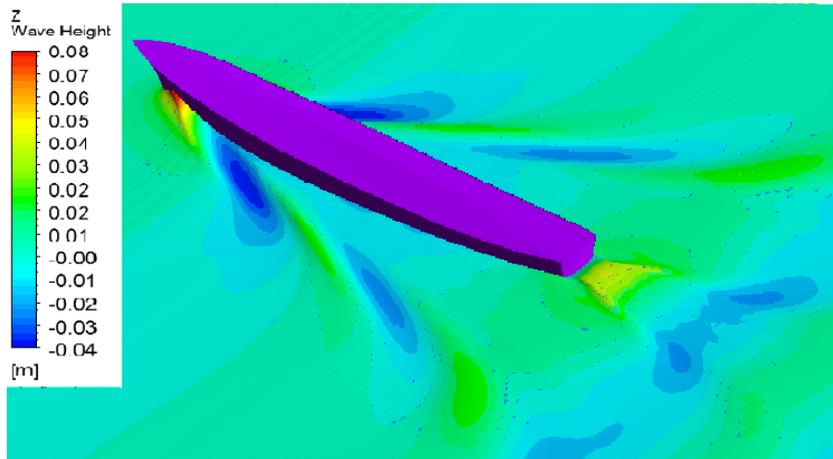


Figure 3.7 – Simulation des vagues induites par le navire *DTMB5415*

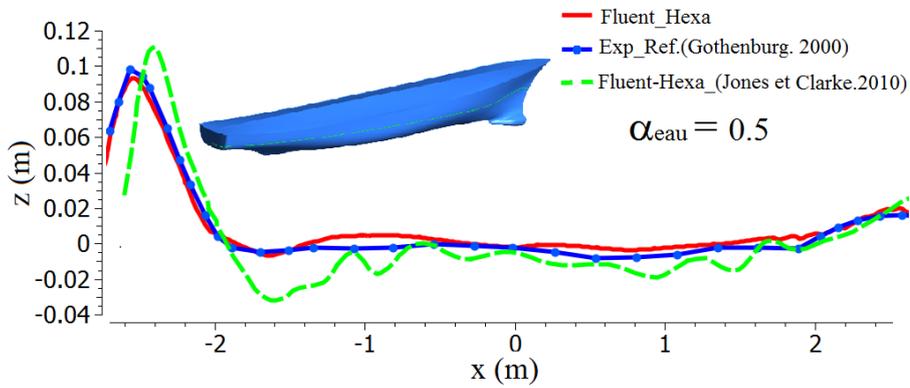


Figure 3.8 – Comparaisons avec les résultats expérimentaux, du profil d'onde à proximité de la coque du bateau

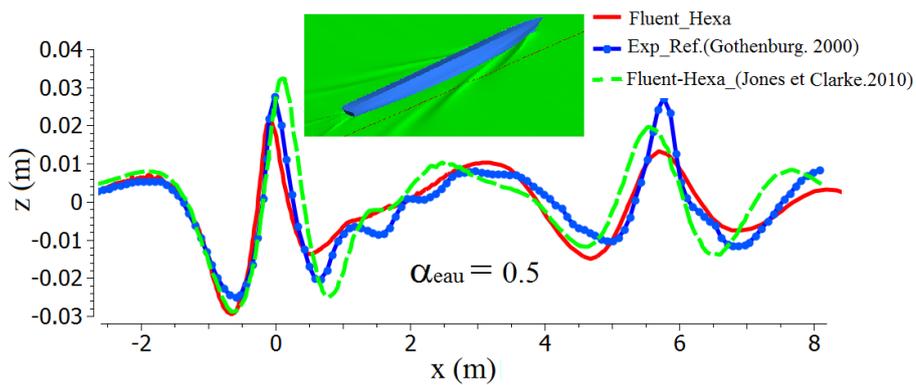


Figure 3.9 – Comparaisons avec les résultats expérimentaux, du profil d'onde à $y_s/L_{pp} = 0.172$. L_{pp} étant la longueur du bateau.

approche mieux les résultats expérimentaux que le modèle proposé par [Jones et Clarke.2010]. Ceci grâce au bon raffinement du maillage au niveau de la surface

libre, bien que le nombre de mailles utilisé dans notre modèle est inférieur à celui de [Jones et Clarke.2010].

- Concernant le déphasage des vagues, grâce à la prise en compte de la turbulence près de la paroi, via le modèle *SST* $k - \omega$, notre modèle présente une différence de déphasage avec les mesures, moins significative (voir Fig.3.8) que le modèle de Jones D. A [Jones et Clarke.2010].

3.2.2 Analyses de résultats des simulations

Fig.3.6 présente l'allure des vagues simulées après 5000 iterations. L'analyse des résultats numériques montrent que le modèle reproduit assez bien la tendance générale des vagues générées par le déplacement d'un bateau. Ces vagues, de la forme des ondes de Kelvin générées à proximité du bateau, se propagent en faisant un angle fixe de 19.50° avec la ligne droite de la trajectoire du bateau. La valeur simulée de 19.50° est en concordance avec la valeur trouvée analytiquement (voir Eq.(1.28)) au chapitre (1.1).

- Pour analyser la hauteur des vagues en fonction de la distance y_s , six coupes du plan de la surface ont été effectuées à $y_s = 0.92m, 1.9m, 2.9m, 3.9m, 4.9m, 5.9m$ respectivement (voir Fig.3.10).

Les résultats montrent tout d'abord qu'il existe une relation entre la hauteur maximale des vagues H_{max} , la distance du bateau à un point de la ligne de la voie navigable y_s , et la longueur L_{pp} du navire. Ensuite, l'amplitude de cette hauteur maximale diminue au fur et à mesure qu'on s'éloigne du bateau.

En utilisant une régression polynomiale, de H_{max} en fonction y_s , on obtient l'expression suivante :

$$1000 \frac{H_{max}}{L_{pp}} = 3.5 \left(\frac{y_s}{L_{pp}} \right)^{-0.52} \quad (3.1)$$

- La comparaison entre les résultats numériques et les résultats de modèles empiriques, de la variation de hauteur maximale H_{max} des vagues, est présentée dans Fig.3.11. Cependant, on note que la valeur des deux coefficients : 3.5 et -0.52 peut changer en fonction de la vitesse du bateau V_b , de la forme de la coque du bateau, du tirant du bateau (T) et de la profondeur de l'eau (h).

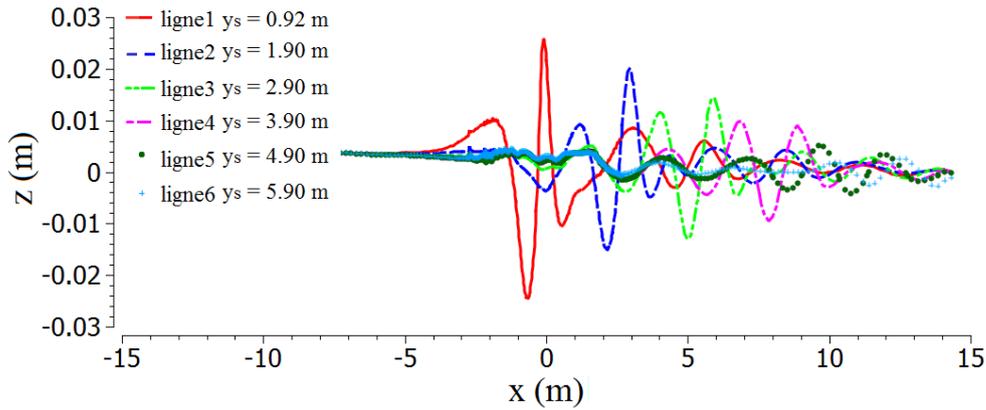


Figure 3.10 – Coupes du plan d'eau suivant différentes valeurs de y_s

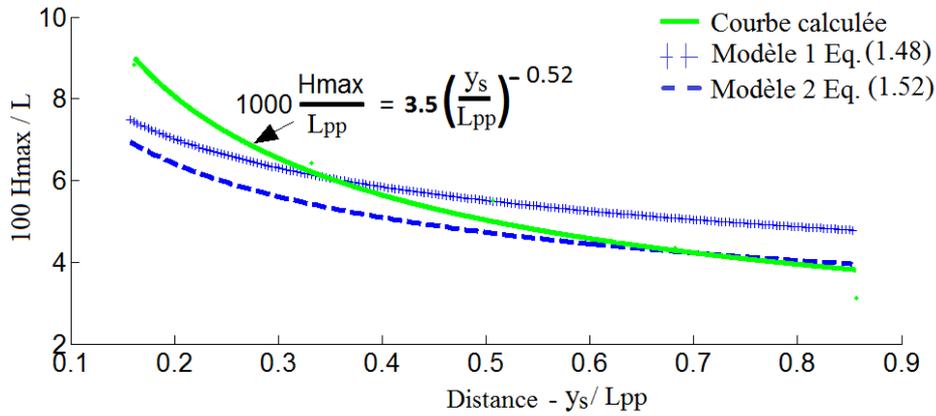


Figure 3.11 – Comparaisons avec les modèles empiriques, les hauteurs maximales des vagues H_{max}

3.3 Validation avec les mesures physiques de *C.N.R*

3.3.1 Cas d'une seule barge et un pousseur

3.3.1.1 Estimation de la taille de la grille du maillage

- Estimation de la taille du maillage à proximité de la paroi :

Afin de mieux tenir compte des processus de turbulence à proximité de la paroi, on a choisi un nombre de Reynolds $Re = 4.27 \times 10^{-5}$ et utilisé la loi de paroi basée sur la fonction logarithmique, décrite dans la subsection 2.4.3.

Ainsi, dans la région logarithmique, la vitesse tangentielle à proximité de la paroi est reliée à la contrainte de cisaillement proche paroi, par l'expression suivante :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} \quad (3.2)$$

et

$$y^+ = \frac{yu_*}{\nu}, u^+ = \frac{U}{u_*} \quad (3.3)$$

où y est la distance normale de la paroi au première centroïde de cellules, y^+ est la distance adimensionnelle, U est la vitesse de l'écoulement, u^+ est la vitesse adimensionnelle.

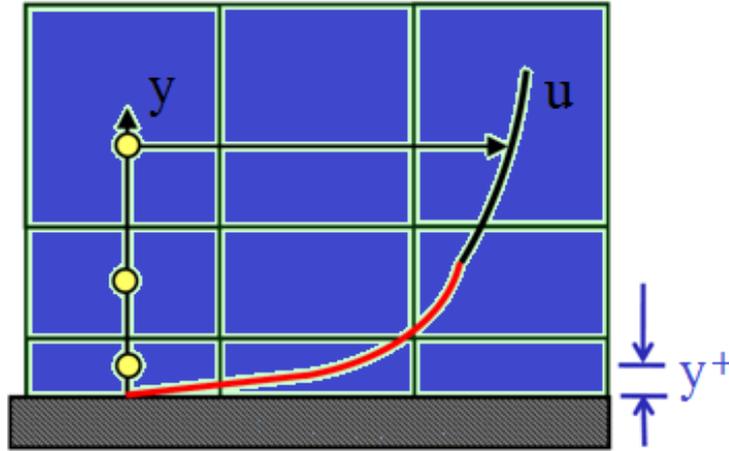


Figure 3.12 – Estimation de la distance des parois solides au premier noeud du maillage

Afin d'estimer la distance du premier noeud de la paroi (par exemple, la coque du bateau, voir Fig.3.12), la vitesse de frottement est reliée au coefficient de frottement par la formule empirique suivante :

$$u_* = \bar{U} \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad (3.4)$$

où $\frac{C_f}{2} \approx \frac{0.039}{Re^{1/4}}$, \bar{U} est la vitesse moyenne de l'écoulement.

✓ Si la valeur maximale $y^+=300$, on obtient la valeur maximale de l'épaisseur de la couche limite à proximité de la paroi, soit $y = 6.6mm$.

- Estimation de la taille du maillage suivant x (direction d'avancement du bateau) :
La longueur d'onde générée par le passage du bateau est donnée par : (l'Eq.(1.35)) :

$$\lambda = \frac{2\pi V_b^2 \cos^2 \theta}{g} \tanh^{-1} \left(\frac{2\pi h}{\lambda} \right) \quad (3.5)$$

✓ Si $\lambda = 0.29m$, la profondeur d'eau $h = 0.45m$, la vitesse du bateau $V_b = 1.151m/s$, alors la direction de propagation des ondes de batillage par rapport à la ligne de la voie navigable est $\theta = 35^\circ 16'$.

Ainsi, pour capturer efficacement cette onde, la dimension de grille dans la direction x doit être impérativement inférieure à $0.03m$.

3.3.1.2 Dimensions et maillage du modèle (bateau-canal)

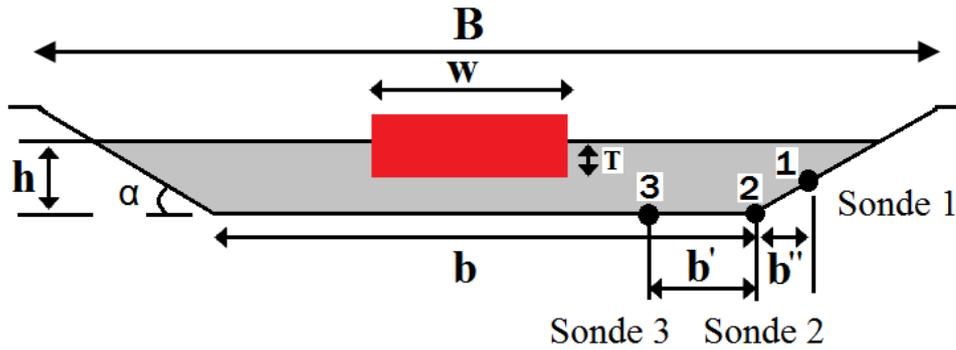


Figure 3.13 – Illustration schématique du canal et du convoi, utilisée pour la modélisation

Les paramètres géométriques utilisés dans le modèle numérique sont illustrés dans la Fig.3.13, dont les valeurs sont données dans les tableaux Tableau.3.3 et Tableau.3.4.

Tableau 3.3 – Paramètres géométriques du canal [C.N.R.1997]

Largeur du haut(B)	Largeur en bas(b)	Pente des berges(α)	Calme section mouillée(A_c)
5.4 m	3.6 m	$\tan \alpha=1/2$	2.025 m ²
Profondeur d'eau(h)	Périmètre mouillé(X_c)	Rayon hydraulique	$b'^{(\dagger)}$
0.45 m	5.61 m	0.361 m	0.4 m

(\dagger) b' est illustré dans la figure 3.13

Tableau 3.4 – Les paramètres géométriques du convoi [C.N.R.1997]

Longueur de pousseur(L_p)	Longueur de barge(L_{pp})	Nombre de barge(N)	Longueur de convoi(L_c)
3.00 m	7.65 m	1 or 2	18.3 m
Largeur de pousseur(w)	Tirant(T)	Section transversale(A_b)	$b''^{(\dagger\dagger)}$
1.14 m	0.1or0.2 m	0.114 m ²	0.6 m

($\dagger\dagger$) b'' est illustré dans la figure 3.13

Le maillage est construit avec le mailleur Hypermesh. C'est un maillage mixte avec des grilles hexaédrique et tétraédrique, contenant environ 1~2 millions de cellules (voir Fig.3.14).

Toutes les surfaces, y compris celles de la coque des barges et du pousseur, ont été maillées en utilisant les éléments quadrilatères, ceci en assurant une bonne densité des éléments sur la ligne de flottaison, à l'avant du bateau, à l'arrière du bateau, et également dans la zone de sillage de l'hélice.

Toutefois, pour pouvoir économiser les temps de calcul de *CPU*, le domaine du calcul est supposé être symétrique, ainsi seulement la moitié du domaine a été maillée (voir Fig.3.14).

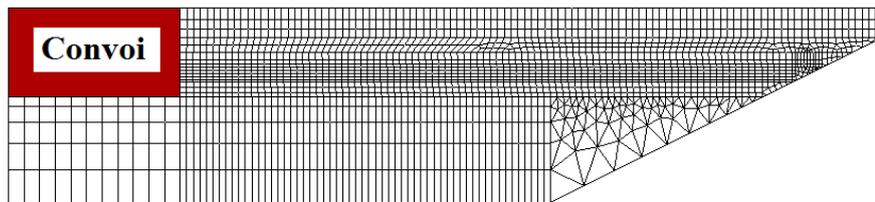


Figure 3.14 – Vue suivant la direction x , du maillage

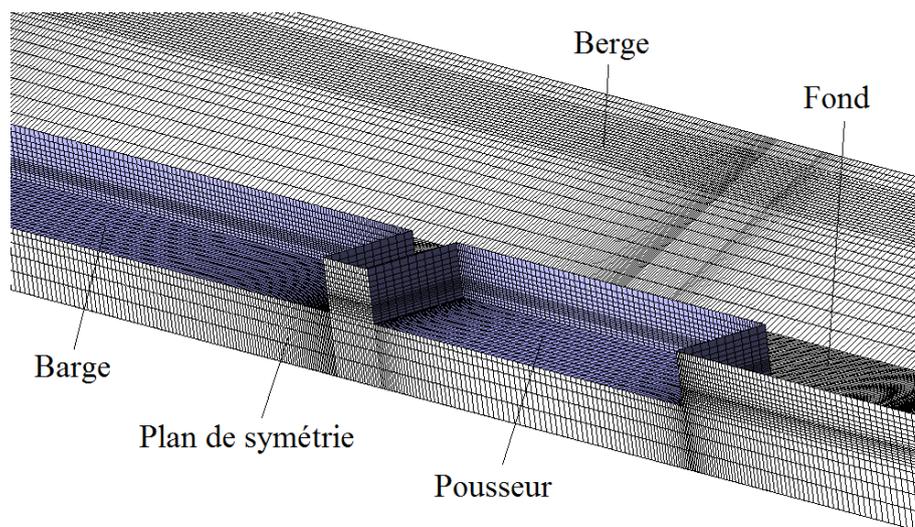


Figure 3.15 – Maillage $3D$ du milieu fluide et $2D$ de la coque du convoi

3.3.2 Loi de similitude

En identifiant le nombre de Froude (Fr_p) expérimental au nombre de Froude du modèle (Fr_m), on obtient :

$$\left(\frac{V^2}{gL}\right)_p = \left(\frac{V^2}{gL}\right)_m \quad (3.6)$$

où p correspond au prototype, et m au modèle. On en déduit que :

$$\left(\frac{V_m}{V_p}\right)^2 = \frac{L_m}{L_p} = \lambda \quad (3.7)$$

Ainsi, on obtient [Bernard O.2002] :

$$\frac{T_m}{T_p} = \frac{L_m/V_m}{L_p/V_p} = \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda}} \quad (3.8)$$

3.3.3 Sensibilité de la solution au maillage

L'analyse de la sensibilité de la solution calculée à la densité du maillage, consiste à estimer les erreurs et les incertitudes de la solution calculée par rapport à trois différents tailles de pas d'espace ($\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3$) [Fred S.2001].

Soient S_c la solution calculée, et \hat{S}_i la solution estimée associée à Δx_i . L'écart entre les solutions estimées avec un maillage fin et grossier est donné par :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{21} &= \hat{S}_2 - \hat{S}_1 \\ \varepsilon_{32} &= \hat{S}_3 - \hat{S}_2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

où

\hat{S}_1 : Solution estimée avec un maillage fin

$$\hat{S}_1 = S_c + (\Delta x)^{p^1} g^1 + \sum_{j=2}^J \delta_j^* \quad (3.10)$$

\hat{S}_2 : Solution estimée avec un maillage moyen

$$\hat{S}_2 = S_c + (r_g^1 \Delta x)^{p^1} g^1 + \sum_{j=2}^J \delta_j^* \quad (3.11)$$

\hat{S}_3 : Solution estimée avec un maillage grossier

$$\hat{S}_3 = S_c + (r_g^2 \Delta x)^{p^1} g^1 + \sum_{j=2}^J \delta_j^* \quad (3.12)$$

avec $g^1 = f\left(\frac{\partial \hat{S}}{\partial x}\right)$ est une fonction qui dépend des dérivées continues de la solution, et δ_j^* vérifie :

$$\delta_j^* = (\Delta x)^{p^j} g^j \quad (3.13)$$

r_g est un paramètre qui définit le ratio du raffinement du maillage, qui vérifie :

$$r_g^1 = \Delta x_2 / \Delta x_1 \quad (3.14)$$

$$r_g^2 = \Delta x_3 / \Delta x_2 \quad (3.15)$$

$$r_g^3 = \Delta x_3 / \Delta x_1 \quad (3.16)$$

✓ si $r_g^1 = r_g^2$:

Les équations Eqs.(3.9) deviennent :

$$\varepsilon_{21} = \hat{S}_2 - \hat{S}_1 = (\Delta x)^{p^1} g_1 [(r_g^1)^{p^1} - 1] \quad (3.17)$$

$$\varepsilon_{32} = \hat{S}_3 - \hat{S}_2 = (r_g^1)^{p^1} (\Delta x)^{p^1} g_1 [(r_g^1)^{p^1} - 1] \quad (3.18)$$

En divisant Eq.(3.17) par Eq.(3.18) pour éliminer $[(r_g^1)^{p^1} - 1]$, et en appliquant le logarithme, l'ordre de précision p^1 vérifie :

$$\langle p^1 \rangle = \frac{\ln(\|\varepsilon_{32}\|_2 / \|\varepsilon_{21}\|_2)}{\ln r_g^1} \quad (3.19)$$

✓ si $r_g^1 \neq r_g^2$:

Les équations Eqs.(3.9) deviennent :

$$\varepsilon_{21} = \hat{S}_2 - \hat{S}_1 = (\Delta x)^{p^1} g_1 [(r_g^1)^{p^1} - 1] \quad (3.20)$$

$$\varepsilon_{31} = \hat{S}_3 - \hat{S}_1 = (\Delta x)^{p^1} g_1 [(r_g^3)^{p^1} - 1] \quad (3.21)$$

d'où l'on déduit que :

$$\frac{(r_g^3)^{p^1} - 1}{(r_g^1)^{p^1} - 1} = \frac{\|\varepsilon_{31}\|_2}{\|\varepsilon_{21}\|_2} \quad (3.22)$$

avec :

$$\|\varepsilon\|_2 = \left[\sum_{i=1}^N \varepsilon_i^2 \right]^{1/2} \quad (3.23)$$

$\|\cdot\|_2$ désigne la norme- L_2

Dans la suite, on définit le facteur de convergence R en dépendant [Fred S.2001]

et [ITTC.2002] :

$$\langle R \rangle = \frac{\|\varepsilon_{32}\|_2}{\|\varepsilon_{21}\|_2} \quad (3.24)$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne d'un profil.

Ainsi, la condition $\langle R \rangle < 0$ ne peut avoir lieu et deux conditions de convergence sont possibles :

$$\begin{cases} 0 < \langle R \rangle < 1, & \text{Convergence monotone;} \\ \langle R \rangle > 1, & \text{Divergence.} \end{cases} \quad (3.25)$$

Par ailleurs, nous avons effectués des tests d'application en choisissant 4 types de maillage avec différents raffinements (voir Tableau.3.5).

Dans cette application le maillage 3D est généré par extrusion du maillage 2D dans la direction x (par rapport au plan yz). Ainsi, l'analyse de sensibilité au maillage est effectuée seulement dans la direction x .

Tableau 3.5 – Informations sur la taille des grilles

	Grille 1	Grille 2	Grille 3	Grille 4
$\Delta(x_{min})_{moy} 10^{-2}$	8.24m	4.31m	3.12m	2.56m
Nb Cellules	684228	1427714	1504328	1765288
Erreurs 10^{-3}	7.6m	4.6m	4.3m	4.2m

- $\Delta(x_{min})_{moy}$: Taille minimum moyenne des mailles
- Erreurs : Différences entre les résultats de calculs et les mesures

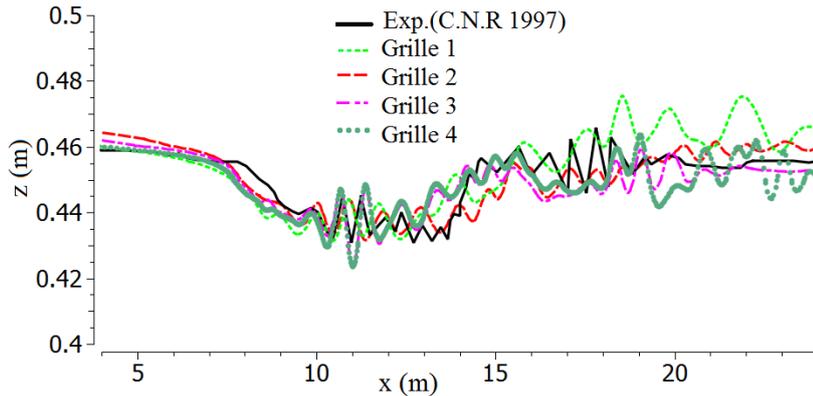


Figure 3.16 – Comparaisons des profils d'onde au niveau de la sonde 2 (voir Fig.3.13)

Afin d'appliquer les formulations analytiques ci-dessus, nous avons scindés les 4 types de grille en deux groupes de grilles. Le premier groupe contient les grilles 1 – 2 – 3 et le deuxième contient les grilles 2 – 3 – 4.

Ainsi, en considérant une région avec $N = 188$ points, nous avons obtenus $\langle R_1 \rangle =$

0.82 pour le groupe 1 – 2 – 3 et $\langle R_2 \rangle = 0.56$ pour le groupe 2 – 3 – 4. En se servant de l'Eq.(3.22), l'ordre de la précision spatiale associé au premier groupe est $\langle p^1 \rangle = 1.24$. De Fig.3.16 on constate que la différence entre la qualité des résultats numériques est proportionnelle à la densité moyenne du maillage. En effet, plus la densité est grande (i.e $\Delta(x_{min})_{moy}$ petite) plus l'Erreur est petite, et donc les calculs approchent mieux les mesures expérimentales (voir Tableau. 3.5).

3.3.4 Résultats des calculs avec 1 seule barge

3.3.4.1 Formes des vagues induites par le convoi

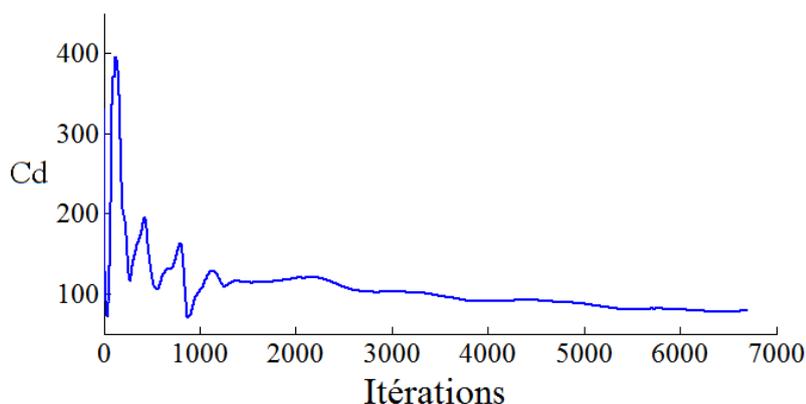


Figure 3.17 – Historique de la convergence de calcul

La Fig.3.17 donne l'historique de coefficient de force trainée C_d de calcul. La convergence du calcul est interprétée ici comme un critère dans lequel l'amplitude du coefficient C_d varie en fonction du nombre d'itérations, jusqu'à atteindre une valeur critique, au-delà de laquelle C_d reste constante après environ 6000 itérations (voir Fig.3.17). La force totale exercée sur le convoi se stabilise et le calcul converge vers une solution physique et stable.

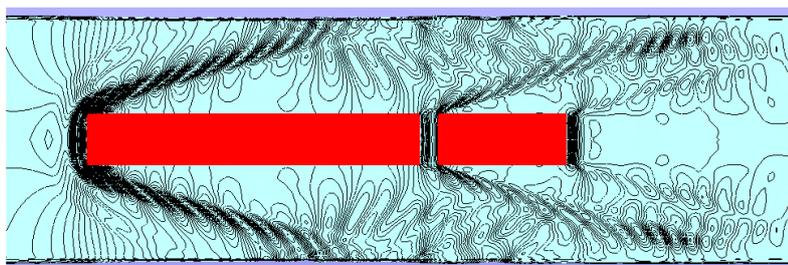


Figure 3.18 – Iso-contours de la hauteur des vagues après 6000 itérations

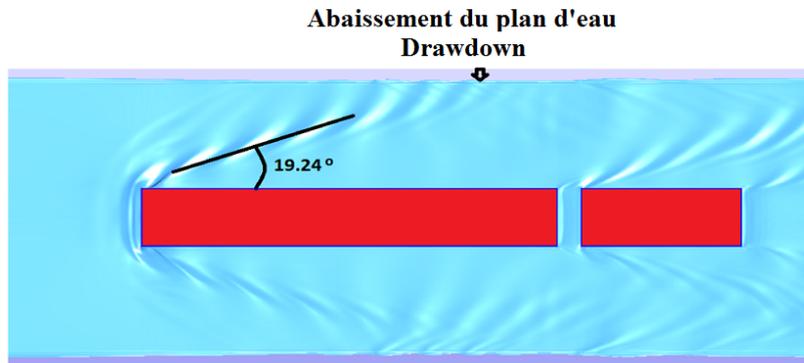


Figure 3.19 – Simulation de l’angle des ondes de Kelvin, après 6000 itérations

Fig.3.18 montre un train d’ondes se déplaçant de part et d’autre du convoi après 6000 itérations. Ces vagues induites par la proue de la barge et la poupe du pousseur, se déplacent en faisant un angle de 19.24° avec la ligne de trajectoire du bateau (voir Fig.3.19). Elle montre également la réflexion de ces vagues à proximité des berges (voir Fig.3.18-Fig.3.19).

Par ailleurs, selon leur énergie et leur amplitude, ces vagues peuvent altérer les berges des voies navigables si aucun dispositif d’amortissement ou de protection n’est prévu au niveau des berges.

On note également que le système d’ondes primaires (voir Fig.3.20), est caractérisé par une dépression significative du niveau d’eau, communément appelé **abaissement** du plan d’eau (noté par H_d) (voir Fig.3.21).

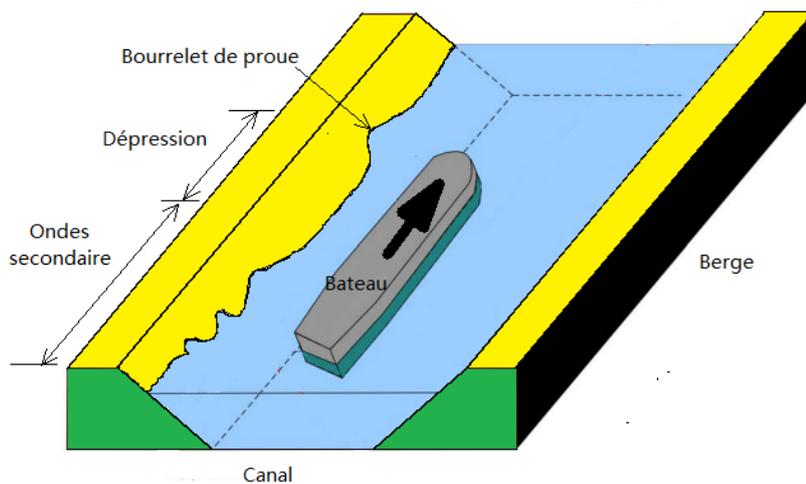


Figure 3.20 – Illustration d’onde de batillage primaire et secondaire

La comparaison entre les résultats calculés et expérimentaux [C.N.R.1997b], du profil

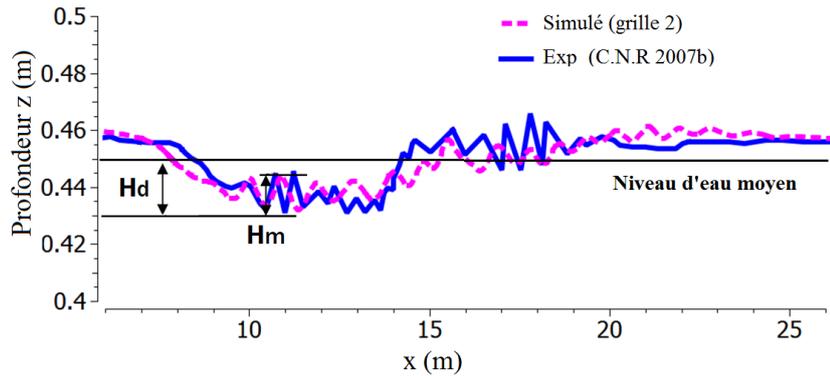


Figure 3.21 – Profil d’onde au niveau de la sonde 2 : comparaisons avec les mesures [C.N.R.1997b]

d’onde au niveau de la sonde 2, est présentée en Fig.3.21. De cette figure on constate que :

- l’abaissement calculé $H_d^{calcul} = 0.025m$, est 10.7% inférieur à l’abaissement expérimentale $H_d^{exp} = 0.028m$.
- la hauteur maximale des ondes secondaires, calculée $H_m^{calcul} = 0.022m$, est 18.5% plus grande que la hauteur mesurée $H_m^{exp} = 0.027m$ [C.N.R.1997b].

3.3.4.2 Estimation de l’abaissement du plan d’eau

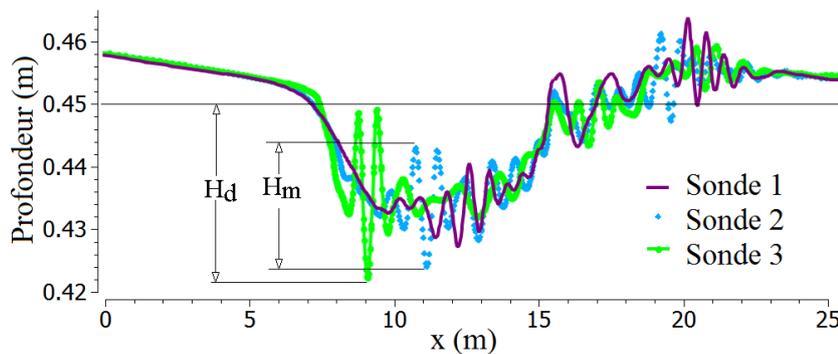


Figure 3.22 – Analyse de l’abaissement du plan d’eau aux sondes 1 – 3 (voir Fig.3.13 pour la position des sondes)

Fig.3.22 montre l’abaissement du plan d’eau calculé aux sondes 1-3 (les locations des sondes 1-3 sont représentées dans la Fig.3.13).

Fig.3.23 montrent les résultats de comparaison entre les calculs et les mesures expérimentales [C.N.R.1997b]. On constate que l’abaissement du plan d’eau et l’amplitude d’onde H_d :

- Augmentent avec l’augmentation de la vitesse du convoi (voir Fig.3.24).

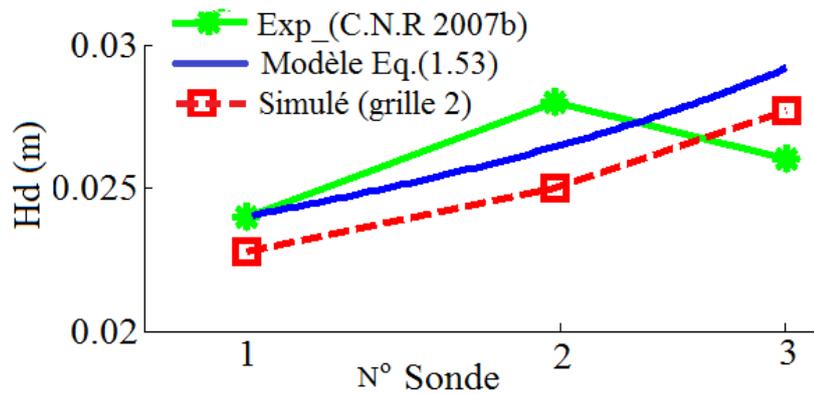


Figure 3.23 – Comparaisons de l’abaissement maximal entre les résultat calculés, les mesures [C.N.R.1997b] et modèle empirique (Eq.(1.53))

- Commencent à augmenter du pied de la pente (sonde 2) jusqu’au niveau de la pente (sonde 1), d’environ 14.3%

De Fig.3.25, on constate que :

- Concernant les hauteurs secondaires maximales, les résultats numériques sont en bon accord avec les résultats du modèle empirique aussi bien qu’avec les résultats expérimentaux
- Concernant l’abaissement du plan d’eau, on constate de Fig.3.24 que les résultats du modèle numérique présentent un écart par rapport aux mesures expérimentales. Cet écart peut être dû à la mauvaise résolution spatiale, dans le sens vertical de la grille de calcul.

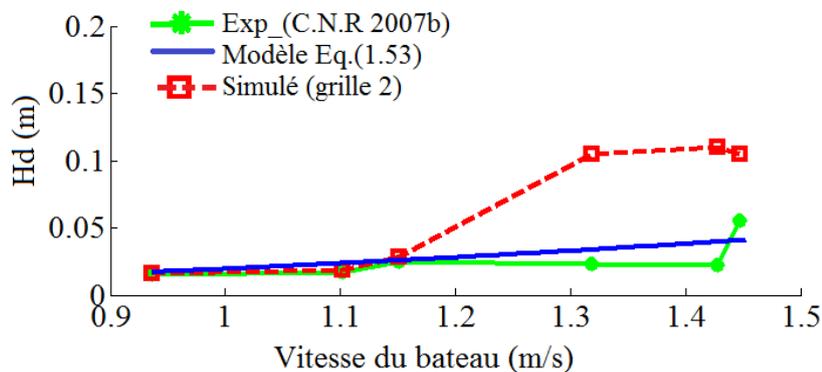


Figure 3.24 – Comparaisons de l’abaissement maximale entre les résultats calculés, le modèle empirique (l’Eq.(1.53)), et les résultats expérimentaux [C.N.R.1997b]

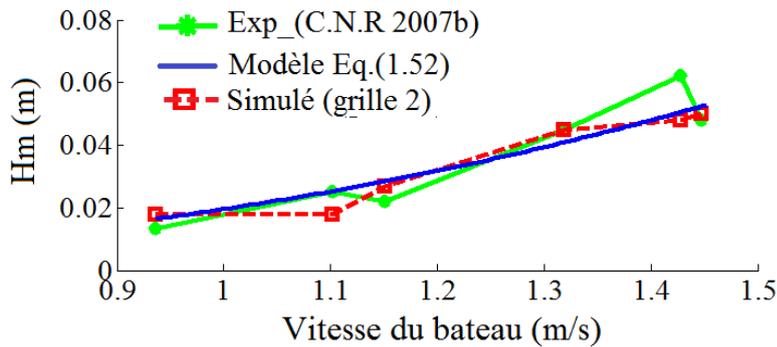


Figure 3.25 – Comparaisons de la hauteur maximale des vagues secondaires entre les résultats calculés, le modèle empirique (l'Eq.(1.52)), et les résultats expérimentaux [C.N.R.1997b]

3.3.5 Résultats des calculs avec 2 barges

Les résultats de simulation numérique de génération des ondes de batillage avec deux barges sont donnés dans Fig.3.26 et la comparaison du profil de ces ondes simulées avec les mesures expérimentales de C.N.R [C.N.R.1997] est présentée dans Fig.3.27. Les résultats montrent que le nombre de barges n'influent ni sur la forme ni sur l'amplitude des ondes générées. En effet, une simple comparaison visuelle permet de constater que l'allure de ces ondes est similaire aussi bien pour le cas à une barge (Fig.3.18) que pour le cas à deux barges (Fig.3.26).

Toutefois, la durée des processus d'interaction entre les ondes et la berge pour le convoi à deux barges est beaucoup plus longue que le convoi à une seule barge.

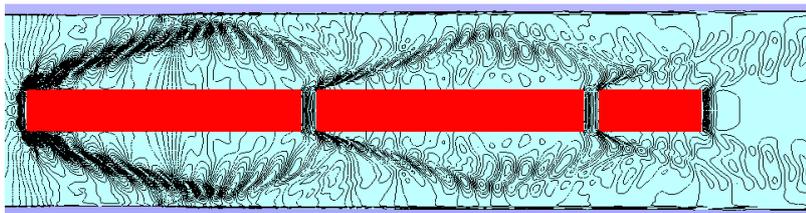


Figure 3.26 – Contour simulé avec deux barges

3.3.6 Conclusion sur la mise en œuvre du modèle hydrodynamique

La modélisation des ondes de batillage au passage d'un bateau nécessite la mise en place d'un modèle hydrodynamique 3D qui est capable de reproduire avec fidélité les

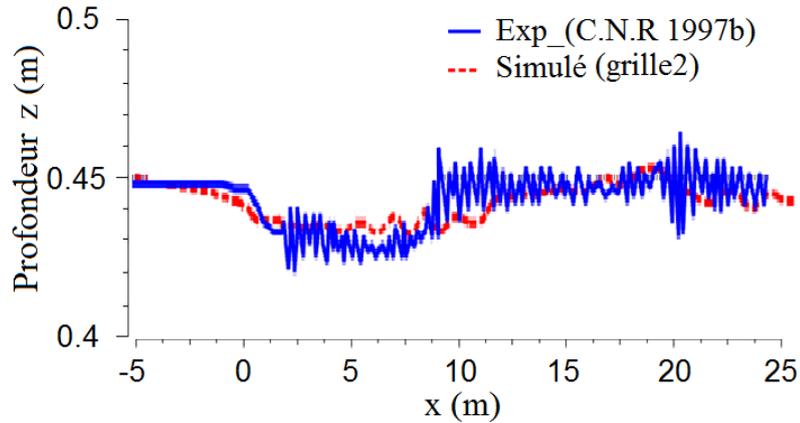


Figure 3.27 – Comparaison avec les données expérimentales [C.N.R.1997b] du profil de vagues à la sonde 2

caractéristiques cinématiques et dynamiques de ces ondes, tout en tenant compte de la forme, de la vitesse du bateau, et également de la géométrie du canal de navigation. Ainsi, le modèle hydrodynamique utilisé dans le cadre de cette thèse, repose sur la résolution des équations $3D$ de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds, auxquelles sont adjointes :

- des équations du modèle de turbulence $k-\varepsilon$ (appliqué dans tous les cas sauf le modèle DTMB5415) et $SST\ k-\omega$ (appliqué seulement dans le modèle DTMB5415) ;
- des équations cinématiques du modèle VOF (Volume Of Fluid) pour la prise en compte de la déformation de la surface libre.

Le lien de cause à effet entre le passage du bateau et le transport des sédiments est également mis en évidence, par l'ajout des équations $3D$ d'avection-diffusion pour les sédiments non cohésifs. Ces équations sont ensuite couplées au modèle hydrodynamique de Navier-Stokes précédent.

La validation du modèle hydrodynamique est faite en comparant le modèle numérique proposé tout d'abord avec les résultats numériques précédents et ensuite avec les mesures expérimentaux en laboratoire.

- Sur le plan numérique :
 - Les résultats montrent que la qualité de la solution calculée est proportionnelle à la densité moyenne du maillage utilisé. En effet, plus la densité est grande (i.e $\Delta(x_{min})_{moy}$ petite) plus l'Erreur est petite, et donc les calculs approchent mieux les mesures expérimentales (voir Tableau. 3.5).

- Une attention particulière doit être accordée à la taille des grilles du maillage près de la coque du bateau, et à l'estimation de la distance du premier noeud du maillage près des parois solide (voir Eq.(3.4) et Fig.3.12).
- Sur le plan physique :
 - Le nombre des barges n'influent ni sur la forme ni sur l'amplitude des ondes générées.
 - La durée des processus d'interaction entre les ondes de batillage et la berge pour le convoi à deux barges est beaucoup plus longue que le convoi à une seule barge.
 - Concernant l'abaissement du plan d'eau, les résultats du modèle numérique peuvent présenter un écart par rapport aux mesures expérimentales, si la résolution spatiale du maillage, dans le sens vertical, n'est pas bien choisie.

Interaction entre les ondes de batillage et le transport sédimentaire

4.1 Introduction

Ce chapitre est dédié à l'étude de l'influence du mouvement d'un bateau sur la dynamique sédimentaire et sur la répartition des sédiments dans la voie navigable, avec la prise en compte ou sans du système propulsif du bateau. Il est composé de trois parties :

- La première partie est consacrée à la présentation des équations '3D' du modèle de transport sédimentaire. Ce modèle de transport des sédiments a été couplé avec le modèle hydrodynamique validé dans le chapitre précédent (voir Chap.2).
- La deuxième partie est consacrée à la validation et à la vérification du modèle couplé hydro-sédimentaire. Cette validation est effectuée en confrontant les résultats numériques au résultats expérimentaux, réalisés à Delft Hydraulics Laboratory [Van Rijn.1990]. Les mesures concernent un écoulement transitoire dans une tranchée avec un lit composé de sédiments de granulométrie uniforme.
- La troisième partie est dédiée à l'étude de l'influence des effets des jets d'hélice sur la remise en suspension des sédiments [Brovchenko I.2007] [Dey S., et Sarkar A.2008]. Les effets de l'hélice sont pris en compte dans les termes de source \mathbf{F} inclus dans les équations de quantité du mouvement Eq.(2.5), où l'on a considéré que \mathbf{F} est la résultante de la poussée totale T_p et du couple Q_p du système de propulsion du bateau [Stern F., et al.1988]. Cela nous a permis d'éviter la procédure du maillage de l'hélice, ce qui pourrait alourdir encore plus de temps des calculs

4.2 Equations 3D de transport de sédiments en suspension

La loi de conservation de masse de sédiments, s'écrit :

$$\frac{D(\rho c)}{Dt} = 0 \quad (4.1)$$

que l'on peut écrire encore :

$$\frac{\partial(\rho c)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} c) = 0 \quad (4.2)$$

où c est la concentration de la Matière En Suspension (*MES*), \mathbf{u} est la vitesse absolue du fluide par rapport au repère fixe $R_0(O, x_0 y_0 z_0)$. En introduisant la vitesse de glissement \mathbf{u}_s des particules par rapport au fluide, l'Eq.(4.2) devient :

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho(\mathbf{u} - \mathbf{u}_s) c) = 0 \quad (4.3)$$

Ensuite, on introduit la décomposition de Reynolds en grandeur moyenne :

$$\begin{aligned} c &= C + c' \\ \mathbf{u} &= \mathbf{U} + \mathbf{u}' \end{aligned} \quad (4.4)$$

En moyennant ces équations et en utilisant la convention de sommation répétée, on obtient :

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i C)}{\partial x_i} + \frac{\partial(\rho u_{si} C)}{\partial x_i} = \frac{\partial(-\overline{\rho u'_i c'})}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.5)$$

où C est la concentration moyennée et c' est sa partie fluctuante.

Du fait de la gravité, la vitesse de glissement \mathbf{u}_s peut s'écrire :

$$\mathbf{u}_s = (0, 0, -w_s) \quad (4.6)$$

où w_s est la vitesse de chute qui vérifie (voir [José A., et al.2003]) :

$$w_s = \begin{cases} \sqrt{(s-1)gd_{50}/0.9} \left(A + \frac{4B\nu}{d_{50}/0.9\sqrt{(s-1)gd_{50}/0.9}} \right) & (1\mu m < d_{50} < 1000\mu m) \\ 1.1\sqrt{(s-1)gd_{50}} & (d_{50} \geq 1000\mu m) \end{cases} \quad (4.7)$$

avec :

- $s = \rho_s/\rho$, ρ_s est la densité de sédiment ;
- d_{50} est le diamètre médian des particules ;
- $A = 0.954$ et $B = 5.12$ pour les sables et le quartz [José A., et al.2003] ;
- et ν est la viscosité cinématique du fluide.

D'autres expressions de la vitesse de chute ont été proposées par Dietrich [Dietrich W.E.,1982], Gibbs [Gibbs R.J.1971], Soulsby [Soulsby R.1997] etc. (voir Fig.4.1).

Le flux de sédiments turbulents (Corrélation entre les vitesses de fluctuation et de

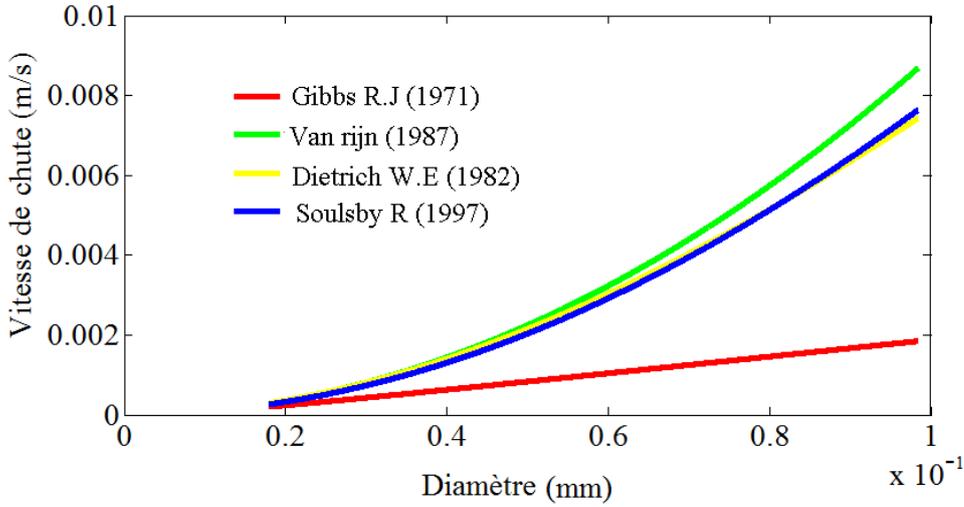


Figure 4.1 – Allure de la vitesse de chute proposée par différents auteurs

la concentration de la *MES*) est donnée par :

$$-\overline{\rho u'_i c'_i} = \varepsilon_{si} \frac{\partial C}{\partial x_i} \quad (4.8)$$

où ε_{si} est les coefficients de mélange, supposé être proportionnel à la viscosité dynamique μ_t [Toorman E.A., et al.2002]. Il s'écrit,

$$\varepsilon_{si} = \frac{\mu_t}{\sigma_c} \quad (4.9)$$

où σ_c est le nombre de Schmidt.

4.2.1 Conditions aux limites pour la concentration de la *MES*

La distribution de la concentration de la *MES* est régie par l'équation de convection-diffusion Eq.(4.5), tandis que la concentration d'équilibre de la *MES* c_b près du lit

a été spécifiée par l'équation suivante [Van Rijn.1987] :

$$c_b = \beta \frac{d_{50}}{\delta} \frac{T^{1.5}}{D^{0.3}} \quad (4.10)$$

où D est diamètre adimensionnelle des particules,

$$D = \left(\frac{(s-1)g}{\nu^2} \right)^{1/3} d_{50} \quad (4.11)$$

β est le coefficient de calibration, δ est le niveau de référence, T est l'excès adimensionnel de contrainte de cisaillement sur le lit,

$$T = \frac{\tau_b - \tau_b^{cr}}{\tau_b^{cr}} \quad (4.12)$$

τ_b est la contrainte de cisaillement instantanée sur le lit et τ_b^{cr} est la contrainte de cisaillement critique. Afin d'évaluer le seuil de la contrainte de cisaillement critique sur le fond, nous avons utilisé la relation suivante [Paphitis D.2001] :

$$\theta_{cr} = \frac{0.186}{1 + 0.2\varpi} + 0.0445(1 - 0.988e^{-0.01\varpi}) \quad (0.1 < Re_* < 10^6) \quad (4.13)$$

où Re_* est le nombre de Reynolds du grain, θ_{cr} est la fonction d'entraînement de Shields, et ϖ est l'approche de Yalin (1972). Ils sont définis comme suit [Paphitis D.2001] :

$$Re_* = \frac{u_* d_{50}}{\nu} \quad (4.14)$$

$$\theta_{cr} = \frac{\tau_b^{cr}}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} \quad (4.15)$$

$$\varpi = \left[\frac{(s-1)gdd_{50}^3}{\nu^2} \right]^{1/2} \quad (4.16)$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} \quad (4.17)$$

où u_* est la vitesse de frottement.

On note que plusieurs formulations ont été proposées dans la littérature pour estimer la concentration c_b , parmi lesquelles on cite :

– Formulation de Engelund et Fredsøe (1976)

$$c_b = 0.65 (1 - \lambda^{-1})^{-3} \quad (4.18)$$

avec

$$\lambda = 4.3 \left(\frac{\theta - \theta_{cr} - 0.26p}{\theta} \right)^{0.5} \quad (4.19)$$

$$p = \left[1 + \left(\frac{0.26}{\theta - \theta_{cr}} \right)^4 \right] - 0.25 \quad (4.20)$$

– Formulation de Smith et McLean (1977)

$$c_b = 0.004c_m \left(\frac{T}{1 + 0.004T} \right) \quad (4.21)$$

Cependant, de Fig.4.2 on constate que la variation de c_b en fonction du paramètre de Shields peut donner lieu à des différences notables entre les résultats selon la formulation utilisée.

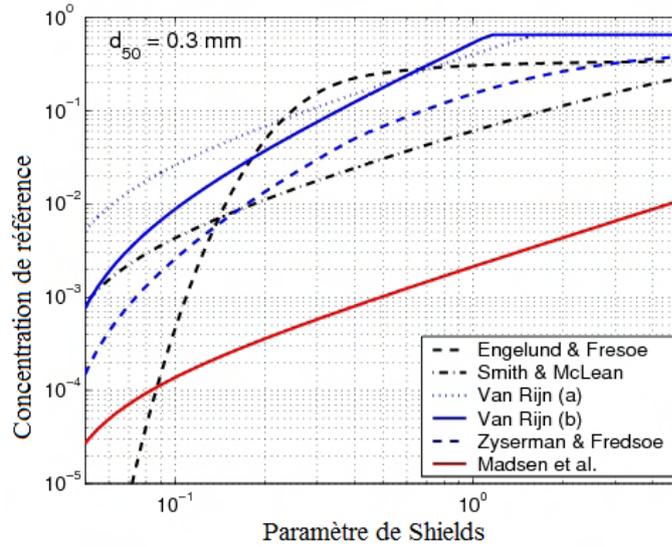


Figure 4.2 – Comparaisons de concentration de référence c_b entre les différentes formules en fonction du paramètre de Shields

4.2.2 Influence de la rugosité sur la loi de paroi

En général, la vitesse moyenne de la loi de paroi, est donnée par :

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) + B \quad (4.22)$$

où B désigne le facteur d'influence de la rugosité, qui vérifie

$$B = \frac{1}{\kappa} \ln f \quad (4.23)$$

où f est un indicateur de changement de profil avec les effets de rugosité. En général le coefficient B dépend du type de particule (sable uniforme, rivets, fils, nervures, etc). Cependant, pour une rugosité de sable-grains et certains types de rugosité uniforme, B est corrélé à la hauteur de rugosité adimensionnelle K_s^+ , (c.à.d $B = f(K_s^+)$), qui vérifie :

$$K_s^+ = \frac{\rho K_s u^*}{\mu} \quad (4.24)$$

où K_s est la hauteur de la rugosité physique et $u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2}$. Les analyses des données expérimentales montrent que la fonction de la rugosité n'est pas une fonction unique K_s^+ , mais prend des formes différentes en fonction de la valeur de K_s^+ . Il a été observé qu'il existe trois régimes distincts :

$$B = \begin{cases} 0 & K_s^+ \leq 2.25 \\ \frac{1}{\kappa} \left[\frac{K_s^+ - 2.25}{87.75} + C_s K_s^+ \right] \sin(0.4258(\ln K_s^+ - 0.811)) & 2.25 \leq K_s^+ \leq 90 \\ \frac{1}{\kappa} \ln(1 + C_s K_s^+) & K_s^+ > 90 \end{cases} \quad (4.25)$$

Nous constatons que pour les lits plats et stationnaires avec les particules de sédiments non-uniformes, K_s est généralement supposé égal au diamètre médian d_{50} . Par ailleurs, dans les rivières réelles, $K_s \simeq d_{50}$.

Par conséquent, dans ce travail, K_s est supposée égale à [Zhou L.2001] :

$$K_s = 5d_{50} \quad (4.26)$$

4.3 Validation du modèle hydrosédimentaire

4.3.1 Modèle expérimental : Cas d'une tranchée (Delft Hydraulics Laboratory [Van Rijn.1990])

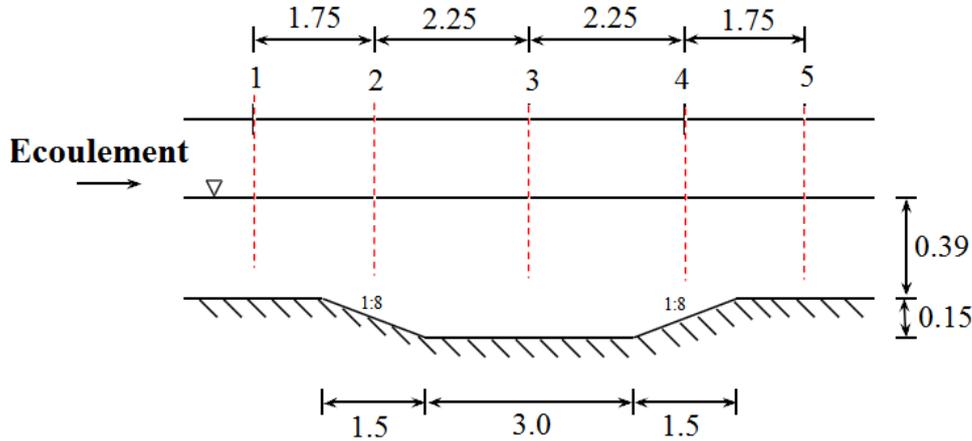


Figure 4.3 – Tranchée expérimentale, au Laboratoire d'Hydraulique de Delft [Van Rijn.1990]

La validation du modèle est effectuée en considérant les données expérimentales du Laboratoire d'Hydraulique de Delft [Van Rijn.1990] (voir Fig.4.3).

Par ailleurs, les paramètres utilisés sont :

- diamètre des particules, supposée uniforme : $d_{50} = 160\mu m$,
- débit volumique de l'eau par unité de largeur : $q = 0.1989m^3/s$,
- profondeur de l'eau : $h = 0.39m$.
- Profil parabolique de vitesse à l'entrée :

$$u = u_{max} \left[1 - \left(\frac{h-z}{h} \right)^2 \right] \quad (4.27)$$

où $u_{max} = 0.8433 m/s$ est la vitesse maximale obtenue en respectant la débit ($0.1989 m^3/s$) de l'écoulement à l'entrée et en tenant compte de Eq.(4.27).

4.3.2 Analyses de la sensibilité du maillage

Les comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux sont effectuées en menant tout d'abord une analyse de sensibilité des résultats numériques au maillage de la grille de calcul. Il s'agit d'analyser la qualité de la solution calculée en fonction de la résolution du maillage (fin ou grossier, voir Tableau.4.1). Dans les présentes applications, le maillage est 3D et les éléments utilisés sont hexaédriques. On désigne

Tableau 4.1 – Informations sur les différentes tailles du maillage

	Grille 1	Grille 2	Grille 3
$(\Delta x_{min}/\Delta x_{max})10^{-2}$	3.061/14.73m	2.164/10.42m	1.530/7.37m
$(\Delta y_{min}/\Delta y_{max})10^{-2}$	2.778/2.778m	1.389/1.389m	0.695/0.695m
$(\Delta z_{min}/\Delta z_{max})10^{-2}$	0.5309/2.448m	0.375/1.731m	0.265/1.224m
Nb Cellules	18 737	36 993	72 285

par :

- $(\Delta x_g, \Delta y_g, \Delta z_g)$: dimensions de la grille du maillage grossier
- $(\Delta x_f, \Delta y_f, \Delta z_f)$: dimensions de la grille du maillage fin
- On rappelle que dans les présentes applications le maillage 3D est effectué par des éléments hexaédriques.

Ainsi, pour l'analyse de la sensibilité de la solution calculée à la densité du maillage on introduit le rapport d'aspect r_g qui définit le ratio entre le maillage fin et grossier, donné par :

$$r_g = \frac{\Delta x_g}{\Delta x_f} = \frac{\Delta y_g}{\Delta y_f} = \frac{\Delta z_g}{\Delta z_f} = \sqrt{2} \quad (4.28)$$

- L'écart entre les solutions estimées, avec un maillage fin et grossier, s'écrit ([Fred S.2001]) :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{21} &= \hat{S}_2 - \hat{S}_1 \\ \varepsilon_{32} &= \hat{S}_3 - \hat{S}_2 \end{aligned} \quad (4.29)$$

\hat{S}_1 : Solution estimée avec un maillage fin

$$\hat{S}_1 = S_c + (\Delta x)^{p^1} g^1 + \sum_{j=2}^J \delta_j^* \quad (4.30)$$

\hat{S}_2 : Solution estimée avec un maillage moyen

$$\hat{S}_2 = S_c + (r_g^1 \Delta x)^{p^1} g^1 + \sum_{j=2}^J \delta_j^* \quad (4.31)$$

\hat{S}_3 : Solution estimée avec un maillage grossier

$$\hat{S}_3 = S_c + (r_g^2 \Delta x)^{p^1} g^1 + \sum_{j=2}^J \delta_j^* \quad (4.32)$$

où S_c est la solution calculée, $g^1 = f(\frac{\partial \hat{S}}{\partial x})$ est une fonction qui dépend des dérivées continues de la solution, et δ_j^* vérifie :

$$\delta_j^* = (\Delta x)^{p^j} g^j \quad (4.33)$$

Les équations Eqs.(4.29) deviennent :

$$\varepsilon_{21} = \hat{S}_2 - \hat{S}_1 = (\Delta x)^{p^1} g_1 [(r_g^1)^{p^1} - 1] \quad (4.34)$$

$$\varepsilon_{32} = \hat{S}_3 - \hat{S}_2 = (r_g^1)^{p^1} (\Delta x)^{p^1} g_1 [(r_g^1)^{p^1} - 1] \quad (4.35)$$

on obtient alors :

$$\|\varepsilon_{21}\|_2 = 8.78998 \times 10^{-4} g/L$$

$$\|\varepsilon_{32}\|_2 = 4.86430 \times 10^{-4} g/L$$

avec :

$$\|\varepsilon\|_2 = \left[\sum_{i=1}^N \varepsilon_i^2 \right]^{1/2} \quad (4.36)$$

$\|\cdot\|_2$ désigne la norme- L_2 , et N le nombre de cellules du maillage.

- En divisant Eq.(4.34) par Eq.(4.35) pour éliminer $[(r_g^1)^{p^1} - 1]$, et en appliquant le logarithme, l'ordre de précision p^1 vérifie :

$$\langle p^1 \rangle = \frac{\ln(\|\varepsilon_{32}\|_2 / \|\varepsilon_{21}\|_2)}{\ln(r_g)} = 1.707$$

- Ensuite, en définissant le facteur de convergence R suivant ([Fred S.2001]- [ITTC.2002]) :

$$\langle R \rangle = \frac{\|\varepsilon_{32}\|_2}{\|\varepsilon_{21}\|_2} \quad (4.37)$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne, on obtient la valeur suivante :

$$\langle R \rangle = 0.55 \quad (4.38)$$

On précise que, la condition $\langle R \rangle < 0$ ne peut avoir lieu et les deux conditions de convergence possibles sont :

$$\begin{cases} 0 < \langle R \rangle < 1, & \text{Convergence monotone;} \\ \langle R \rangle > 1, & \text{Divergence.} \end{cases} \quad (4.39)$$

4.3.3 Comparaisons de résultats des calculs avec les mesures

Les résultats de la comparaison entre les mesures expérimentales et les calculs numériques sont présentés dans :

- La Fig.4.4 et la Fig.4.5, pour la vitesse,
- La Fig.4.6 et la Fig.4.7, pour la concentration de la *MES*.

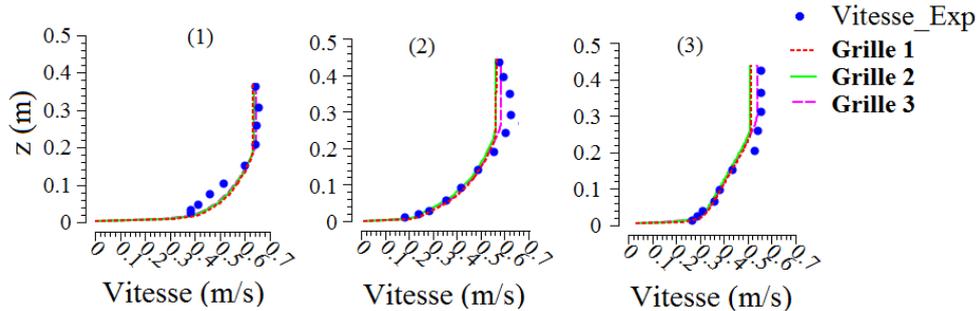


Figure 4.4 – Profils de la vitesse aux sondes 1–3 (voir Fig.4.3)

En général, Fig.4.4-Fig.4.5-Fig.4.6- Fig.4.7 montrent un bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques, et que l'influence du maillage semble ne pas avoir de rôle significatif dans l'amélioration de la solution. En effet le maillage supposé grossier dans les présentes applications (Tableau.4.1, Grille 3) est déjà suffisant et n'a pas besoin d'être raffiné d'avantage. Cependant quelques écarts entre ces résultats sont observés :

- Au niveau de la sonde 3 (Fig.4.7), le modèle numérique surestime la concentration de la *MES*, probablement à cause des effets de la pente amont. En effet le modèle numérique proposé ne tient pas compte de cet effet.
- De Fig.4.4 et Fig.4.5, on constate une amplification de la vitesse de l'écoulement lorsque la profondeur de l'eau diminue, suivie d'une décélération de la vitesse au milieu de la tranchée à cause de l'augmentation de la profondeur. Cette décélération de l'écoulement est accompagnée d'un dépôt significatif de la concentration *MES* dans la tranchée (voir Fig.4.6 et Fig.4.7).

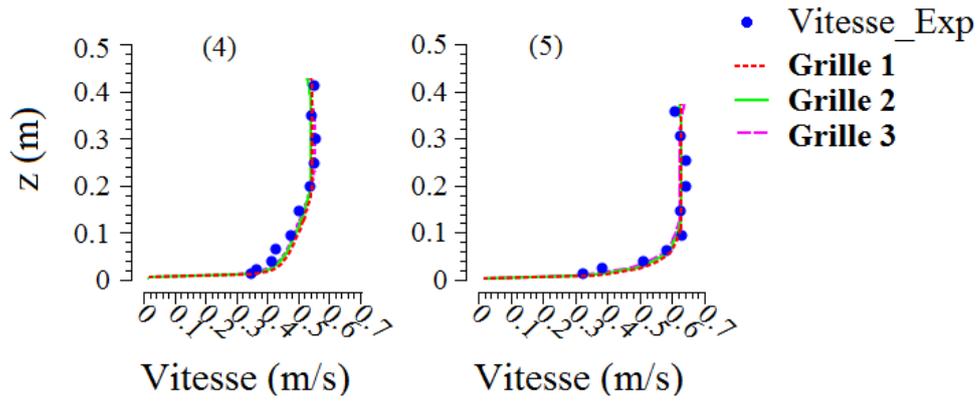


Figure 4.5 – Profils de la vitesse aux sondes 4–5 (voir Fig.4.3)

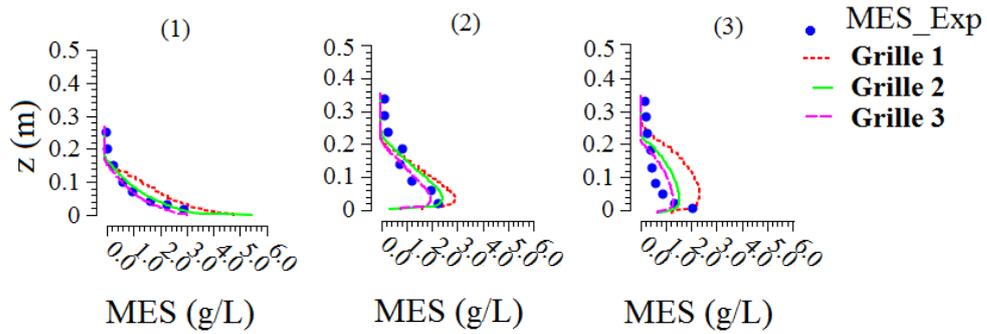


Figure 4.6 – Profils de la *MES* aux sondes 1–3 (voir Fig.4.3)

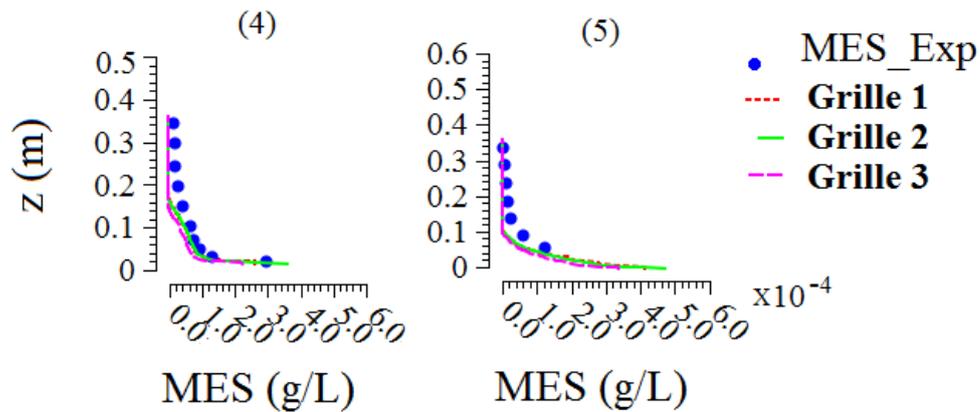


Figure 4.7 – Profils de la *MES* aux sondes 4–5 (voir Fig.4.3)

4.4 Simulations numériques du transport sédimentaire induit par le bateau en mouvement

4.4.1 Influences du passage du bateau, sans hélice

4.4.1.1 Paramètres géométriques du canal et du bateau

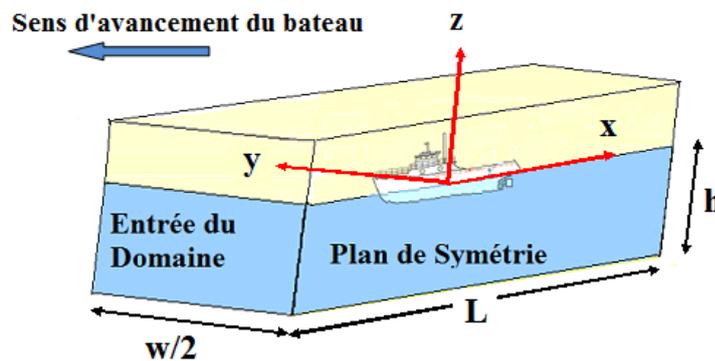


Figure 4.8 – Géométrie du modèle et conditions aux limites.

Tableau 4.2 – Paramètres géométriques du bateau et du canal

Maquette du bateau	Longueur L_{pp}	Maître-bau B	Profondeur du naire D	Tirant d'eau T	Vitesse d'avancement V_b
	$3m$	$0.52m$	$0.39m$	$0.2m$	$0.5m/s - 1.3m/s$
Canal	Longueur L	Largeur W	Profondeur d'eau h	Vitesse d'eau u	Nombre Fr Froude
	$30m$	$5.0m$	$0.4m$	$0.1m/s$	$0.20 - 0.66$

- Afin de réduire le temps des calculs, l'échelle de la maquette pour le couplage hydro-sédimentaire a été réduite par rapport au modèle hydrodynamique utilisé dans les chapitres précédents (voir Fig.4.8, et tableau.4.2).
- La densité du maillage est augmentée pour assurer une bonne solution calculée,
- Les conditions aux limites imposées aux paramètres hydrodynamiques (U_i , P , k , ε , μ_t , α , etc...), sont similaires à celles utilisées pour le modèle hydrodynamique qui a été validé lors du couplage hydrosédimentaire (Eq.2.4 du Chapitre 2).
- Les conditions aux limites pour la concentration des sédiments, imposées au fond du canal, ont été données dans la section (4.2.1).

4.4.2 Analyses des modes de transport sédimentaire

Les modes de transport des sédiments lors de la progression du bateau, peuvent être révélés par le nombre de *Rouse* P , définie comme suit :

$$P = \frac{w_s}{\kappa u_*} \quad (4.40)$$

avec w_s est la vitesse de chute, κ est la constante Von Kármán.

De Fig.4.9 et Tableau.(4.3), on constate qu'il y a cinq différentes zones, se référant au nombre de *Rouse* P , et qui correspondent chacune à un mode de transport.

Tableau 4.3 – Modes de transport sédimentaire

Zone	Modes de Transport sédimentaire	P
5	Pas de dynamique sédimentaire	$P \geq 7.5$
4	transport par charriage (100%)	$2.5 < P < 7.5$
3	transport mixte (50% par suspension)	$1.2 < P < 2.5$
2	transport par suspension (100%)	$0.8 < P < 1.2$
1	zone de chasse sédimentaire (Wash load)	$P < 0.8$

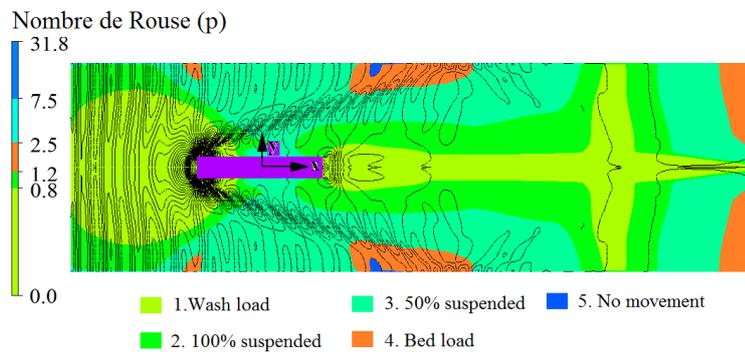


Figure 4.9 – Modes de transport sédimentaire au fond du canal (d_{50})

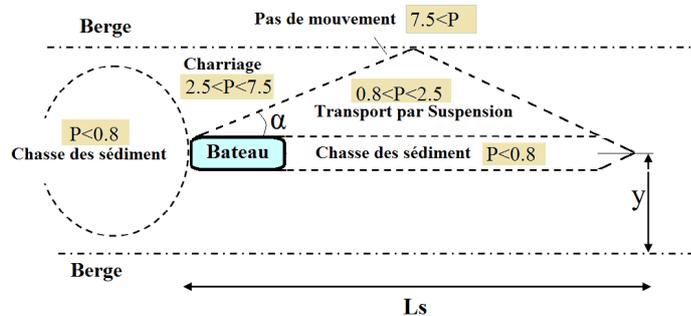


Figure 4.10 – Carte des modes de transport sédimentaire.

En conclusion, on note que :

- En dehors de la zone de transport en suspension (zones 2 et 3) est la zone de transport par charriage (zone 4, Fig.4.9).
- Loin à l'arrière du bateau, le processus de charriage est dominant, car dans cette région la vitesse du frottement u_* près du fond devient plus petite et donc l'écoulement du fluide n'a pas assez d'énergie potentielle pour remettre les sédiments en suspension.
- La contrainte de cisaillement τ_b/τ_b^{cri} au fond du canal de navigation dépend de la vitesse du bateau V_b . En effet plus la vitesse du bateau augmente, plus la contrainte de cisaillement τ_b/τ_b^{cri} augmente, et donc plus la surface érodée devient allongée (voir Fig.4.11).

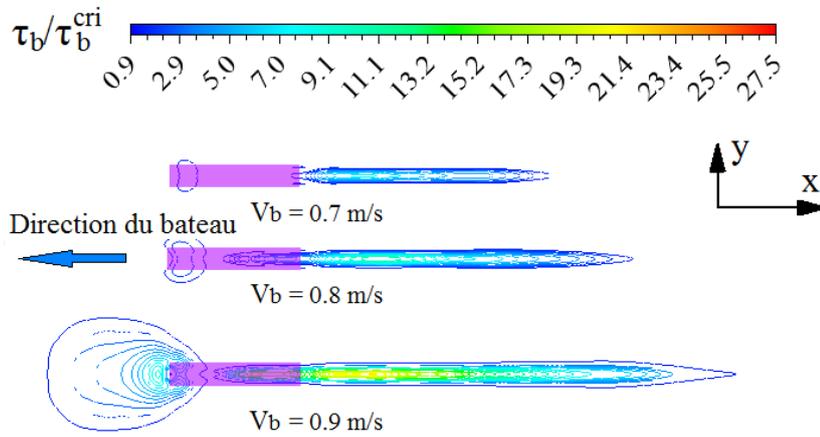


Figure 4.11 – Evolution des zones érodées du fond, élargissant en fonction de la vitesse du bateau V_b .

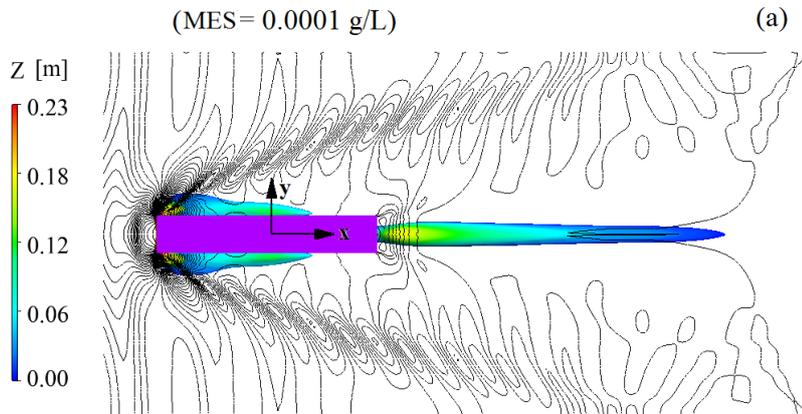


Figure 4.12 – Forme d'ondes et distribution de la MES associée ($MES=0.0001g/L$) générée par le mouvement du bateau.

4.4.3 Influences du sillage du bateau sur la remise en suspension des sédiments

Pour estimer l'influence du sillage du bateau sur les resuspensions des sédiments, il convient tout d'abord de définir le flux q_{MES}^x et q_{MES}^y de la *MES*, suivant les directions x et y respectivement. Soient :

$$q_{MES}^x = \int_S (\mathbf{uc} \cdot \mathbf{n}_x) ds \quad (4.41)$$

$$q_{MES}^y = \int_S (\mathbf{uc} \cdot \mathbf{n}_y) ds \quad (4.42)$$

avec S est l'aire de la surface, \mathbf{uc} est le flux de sédiments qui traversent S , et n_x, n_y sont les vecteurs unitaires suivant x et y respectivement.

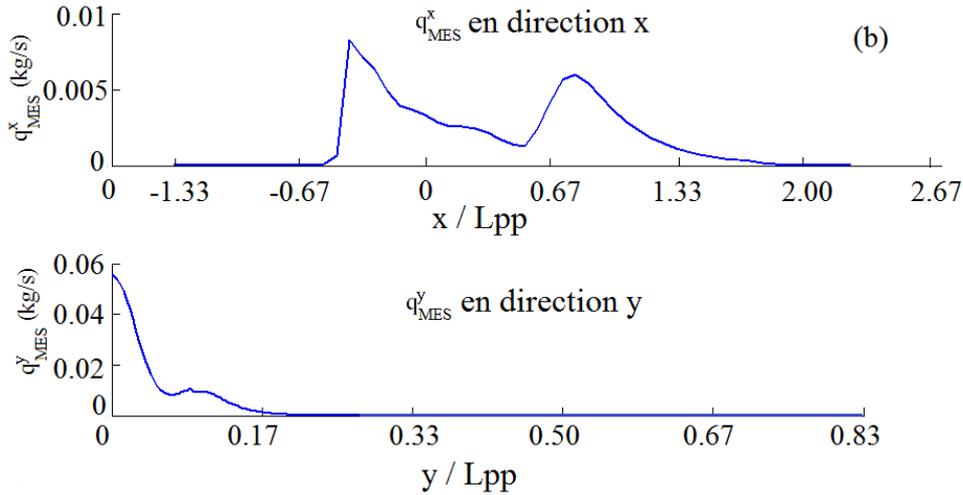


Figure 4.13 – Evaluation de débit de la *MES* dans les directions x et y respectivement ($V_b = -0.9m/s$).

- L'évolution des débits de la *MES* suivant x et y est présentée dans Fig.4.13. Cette figure montre qu'il existe deux pics de q_{MES}^x le long de la voie navigable.
 - Le premier pic, d'amplitude assez grande, est constaté à l'avant du bateau à $(-0.65L_{pp})$ dans le sens de progression du bateau (suivant x). Il est peut être généré par le courant de retour, sous le bateau en mouvement, et également par l'écoulement secondaire dans la direction transversale (voir Fig.4.14).
 - Le second pic, d'amplitude plus petite que le premier, peut être produit par le sillage du bateau en mouvement à $0.69L_{pp}$.
 - Le débit q_{MES}^y se propage et s'atténue rapidement dans la direction y .
- Fig.4.14 montre la complexité de l'écoulement autour du bateau en mouvement, et notamment

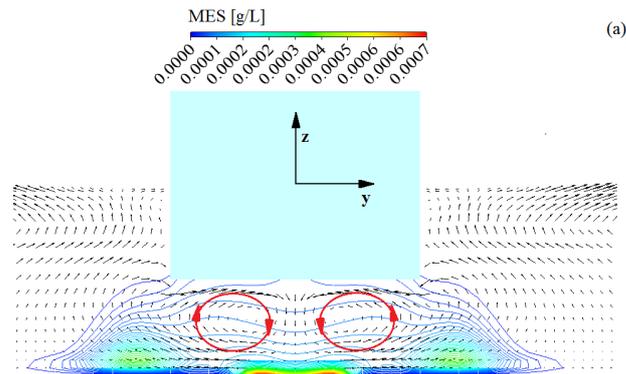


Figure 4.14 – Distribution de la vitesse sur une coupe transversale du canal

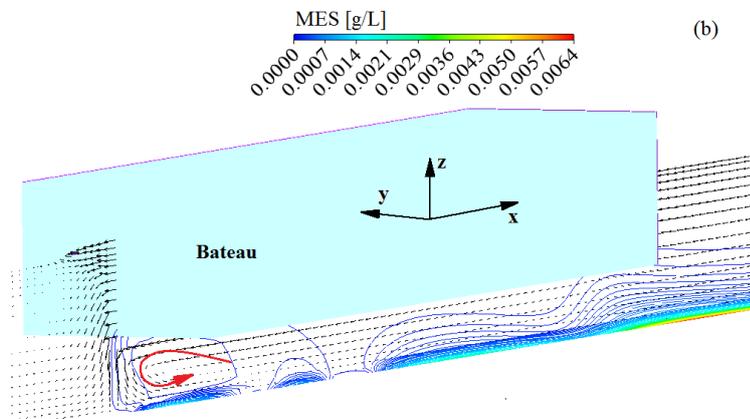


Figure 4.15 – Distribution de la vitesse sur le plan de symétrie

- l'enfoncement et la progression simultanés du bateau donnent naissance aux structures tourbillonnaires à cause de l'accélération du courant au voisinage immédiat de la coque du bateau.
- la génération d'un courant secondaire, qui peut transporter et chasser de grandes quantités de sédiments vers les berges.
- Fig.4.15 montre le champ des vitesses ainsi que la distribution associée des sédiments, dans le plan de symétrie.
- Fig.4.16 montre les distributions statiques de la *MES* à différents niveaux de z (du plan symétrie). On constate que la valeur maximale du pic de la *MES* se trouve à l'avant du bateau, au voisinage immédiat du fond.

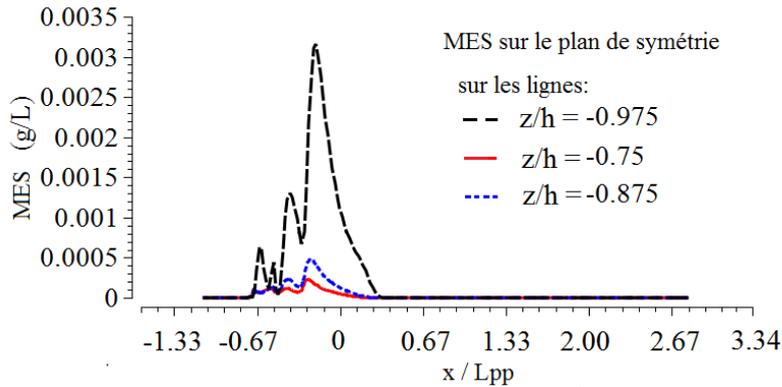


Figure 4.16 – Evolution de la *MES* en fonction de z/h (pour $V_b = -0.9m/s$)

4.4.4 Liens entre le transport induit par le bateau et la granulométrie des sédiments

4.4.4.1 Introduction

Dans cette section on se propose de décrire les effets conjugués de la vitesse du bateau et des hauteurs des vagues (**batillage, abaissement du plan d'eau, et courant de retour**) sur l'évolution de la *MES* de granulométrie variable. Il s'agit d'examiner la quantité des sédiments, de différents diamètres, transportés lors de la progression du bateau.

Par ailleurs, il convient de noter également que, l'abaissement du plan d'eau, qui peut être assimilé aux dépressions de plan d'eau aux deux côtés du bateau, peut générer de grands courants près du fond qui sont capables d'induire des taux significatifs de transport des sédiments.

4.4.4.2 Résultats et discussions

Fig.4.17 et Fig.4.18 donnent l'évolution temporelle de la *MES* à $z/L_{pp}=-0.975$ au-dessus du fond du canal de navigation, avec une vitesse de fluide $\mathbf{u} = 0.1m/s$ et une vitesse du bateau $V_b = -0.9m/s$ et $V_b = -1.1m/s$ respectivement.

Les résultats montrent que :

- il existe une corrélation entre les pics de la *MES* et l'abaissement du plan d'eau. En effet, le pic de la *MES*, correspondant au taux maximal des sédiments mis en suspension, coïncide avec l'abaissement brutal du plan d'eau.
- l'amplitude de ce pic de la *MES* est d'autant plus grand que la vitesse du bateau est importante.

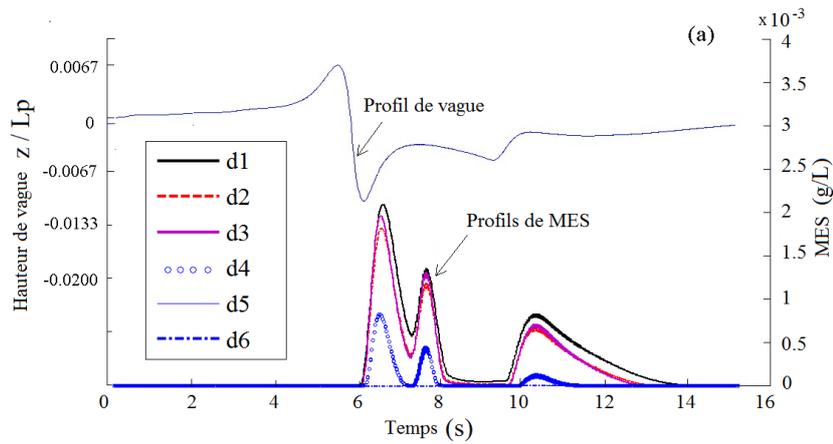


Figure 4.17 – Evolution de la *MES* et du niveau du plan d'eau. Vitesse du fluide $\mathbf{u} = 0.1m/s$, Vitesse du bateau $\mathbf{V}_b = -0.9m/s$, Diamètres du sédiment (en μm) : $d_1=70$, $d_2=160$, $d_3=260$, $d_4=600$, $d_5=1200$, $d_6=2500$.

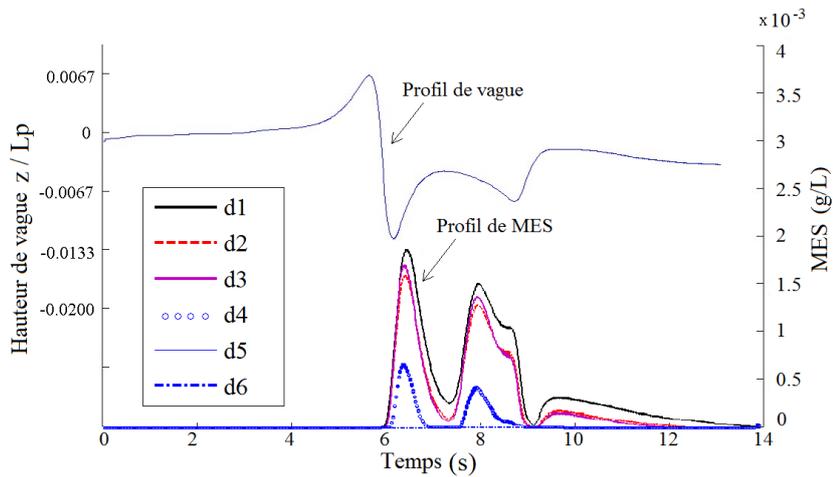


Figure 4.18 – Evolution de la *MES* et du niveau du plan d'eau, Vitesse du fluide : $\mathbf{u} = 0.1m/s$, Vitesse du bateau : $\mathbf{V}_b = -1.1m/s$, Diamètres du sédiment (en μm) : $d_1=70$, $d_2=160$, $d_3=260$, $d_4=600$, $d_5=1200$, $d_6=2500$

- plus le diamètre d des grains de sédiment est petit, plus l'amplitude du pic de la *MES* est grande. Ce constat attendu est une confirmation de ce que les sédiments fins sont remis en suspension plus facilement que les sédiments grossiers. En effet, les sédiments de diamètres $d_5 = 1200\mu m$ et $d_6 = 2500\mu m$ ne sont pas remis en suspension avec les vitesses testées (voir Fig.4.17 et Fig.4.18)

En conclusion, la progression du bateau a tendance à modifier plus fortement la morphologie du lit des voies navigables composées de sédiments fins que de celles composées de sédiments grossiers.

4.4.4.3 Proposition d'une formulation générale

Dans la suite les présentes investigations, nous nous proposons d'établir une formulation plus générale qui exprime le lien entre le taux maximal de MES_{max} , la profondeur h du canal de navigation, la vitesse du bateau V_b , et le diamètre des grains de sédiment d . Cela peut prendre la forme d'une relation entre le diamètre adimensionnel des sédiments D , le nombre de Froude $Fr = \frac{V_b}{\sqrt{gh}}$, et le taux de MES_{max} , donnée par :

$$MES_{max} = aD^b \exp\left(-\left(\frac{Fr - c}{d}\right)^2\right) \quad (4.43)$$

Les paramètres a , b , c et d sont estimés par ajustement d'une équation de surface Eq.(4.43) sur les points simulés (voir Fig.4.19). Cet ajustement conduit aux valeurs suivantes :

$$a = 3.22 \times 10^{-3} g/L; \quad b = -0.508; \quad c = 0.540; \quad d = 0.193; \quad (4.44)$$

avec un coefficient de corrélation $R^2 = 0.805$.

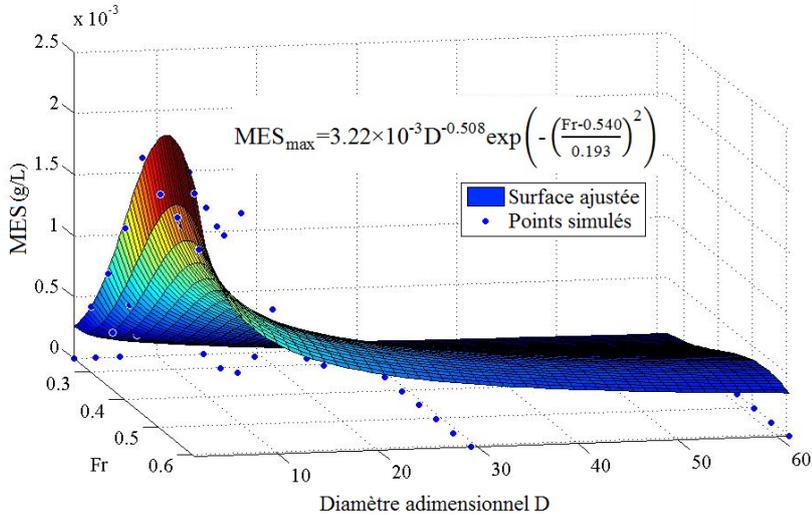


Figure 4.19 – Maximum de la MES (MES_{max}) en fonction du nombre de Froude Fr et du diamètre adimensionnel D

4.4.5 Conclusions

Un modèle numérique hydro-sédimentaire $3D$ est présenté pour établir le lien entre l'avancement d'un bateau, les caractéristiques cinématiques des ondes de batillage et la dynamique sédimentaire.

- d'un point de vue numérique, les résultats ont montré l'importance du raffinement du maillage afin de mieux simuler les ondes de batillage.
- s'un point de vue physique, les résultats mettent en évidence la relation entre la maximum de la MES , l'abaissement du plan d'eau et la vitesse du bateau.
- Les résultats des calculs montrent que les zones de concentration de sédiments et de transport dépendent essentiellement de la position et de la vitesse du bateau dans le canal de navigation, de la cinématique du batillage et des courants de retour.
- une nouvelle formulation, exprimant le lien entre le taux maximal de MES (MES_{max}), la profondeur (h) du canal de navigation, la vitesse du bateau (V_b), et le diamètre des grains de sédiment (d) est proposée. Elle s'écrit :

$$MES_{max} = 3.22 \times 10^{-3} D^{-0.508} \exp \left(- \left(\frac{Fr - 0.540}{0.193} \right)^2 \right)$$

4.5 Influences des jets de l'hélice sur la distribution des sédiments.

4.5.1 Introduction

Dans cette section on se propose d'étudier l'érosion du lit de la voie navigable générée par les jets des hélices du bateau [Brovchenko I.2007] [Dey S., et Sarkar A.2008].

Afin d'éviter les maillages des éléments du système propulsif du bateau (hélices), qui pourrait alourdir les temps des calculs, nous avons adopté une approche analytique pour modéliser les efforts des hélices. Il s'agit de considérer une hélice virtuelle dont la résultante, imposées à l'arrière du bateau, est composée de la poussée totale T_p et du couple total Q_p [Stern F., et al.2006].

Afin d'examiner le rôle de la puissance du système propulsif du bateau, dans la distribution des sédiments, les 2 cas suivants seront examinés

- Cas 1 : $T_p = 0.5$, et $Q_p = 0.01$
- Cas 2 : $T_p = 1.0$, et $Q_p = 0.02$

Une estimation de la distance parcourue par le bateau avant que les sédiments en suspension migrent par décantation vers le fond est également proposée, pour les cas avec et sans hélice.

4.5.2 implémentation des forces de l'hélice

Les effets des jets d'hélice du bateau sont pris en compte par les termes de source \mathbf{F} inclus dans les équations de quantité du mouvement. Pour la formulation de ces effets on suppose que :

- la force radiale est nulle $h_{hr} = 0$,
- la force axiale F_{hx} et la force tangentielle $F_{h\theta}$ vérifient :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{h\theta} = A_\theta \frac{r^* \sqrt{1 - r^*}}{r^* (1 - r'_h) + r'_h} \\ F_{hx} = A_x r^* \sqrt{1 - r^*} \\ F_{hr} = 0 \end{array} \right. \quad (4.45)$$

Ces forces représentent les forces volumiques normalisées par $\rho V_b^2 L_{pp}$, où $L_{pp} = 3m$ est la longueur du bateau, tel que :

$$r^* = \frac{r' - r'_h}{1 - r'_h}; \quad r' = \frac{r}{R_p}; \quad r'_h = \frac{R_h}{R_p}. \quad (4.46)$$

r étant le rayon du disque de l'actionneur m , $R_p = 0.1 m$ est le rayon de l'hélice, $H_r = 0.01 m$ est le rayon du moyeu. A_x et A_θ sont les constantes données par :

$$\begin{cases} A_x = \frac{105}{8} \frac{T_p}{2\pi\Delta(R_p - R_h)(3R_h - 4R_p)} \\ A_\theta = \frac{105}{8} \frac{Q_p}{2\pi\Delta R_p(R_p - R_h)(3R_h - 4R_p)} \end{cases} \quad (4.47)$$

avec

$$\begin{cases} T_p = \frac{C_T}{2} \pi \rho V_b^2 R_p^2 \\ Q_p = K_Q \rho n^2 (2R_p)^5 \end{cases} \quad (4.48)$$

– T_p et Q_p représentent la poussée totale et le couple total du système de propulsion normalisé par $\rho V_b^2 L_{pp}$.

Dans les présentes applications, les 2 cas suivants seront étudiés (voir tableau.4.4), :

- Cas 1 : $T_p = 0.5$, et $Q_p = 0.01$
- Cas 2 : $T_p = 1.0$, et $Q_p = 0.02$

– C_T et K_Q : coefficients de poussée et de couple,

– n : nombre de rotations par seconde (rps),

– $\Delta = 0.03 m$ désigne l'épaisseur de la disque de l'actionneur, projetée dans le plan $x - z$.

A ce stade d'analyse, il convient de noter que la force tangentielle $F_{h\theta}$ (Eq.4.45) peut être convertie des coordonnées polaires (r, ϕ) aux coordonnées cartésiennes (y, z) comme suit :

$$\begin{cases} F_h^y = F_{h\theta} \sin(\phi) \\ F_h^z = F_{h\theta} \cos(\phi) \end{cases} \quad (4.49)$$

où ϕ indique l'angle de 0 à 2π .

- Une attention particulière a été accordée au maillage du domaine de calcul lorsque les effets de l'hélice sont pris en compte. Dans ce cas, le domaine entier du calcul, au lieu de la moitié du domaine de calcul, doit être maillé à cause de la mise en oeuvre de la force tangentielle d'hélice $F_{h\theta}$. Par exemple, $\partial F_{f\theta}/\partial y$ n'est pas égale à zéro sur le plan de symétrie.

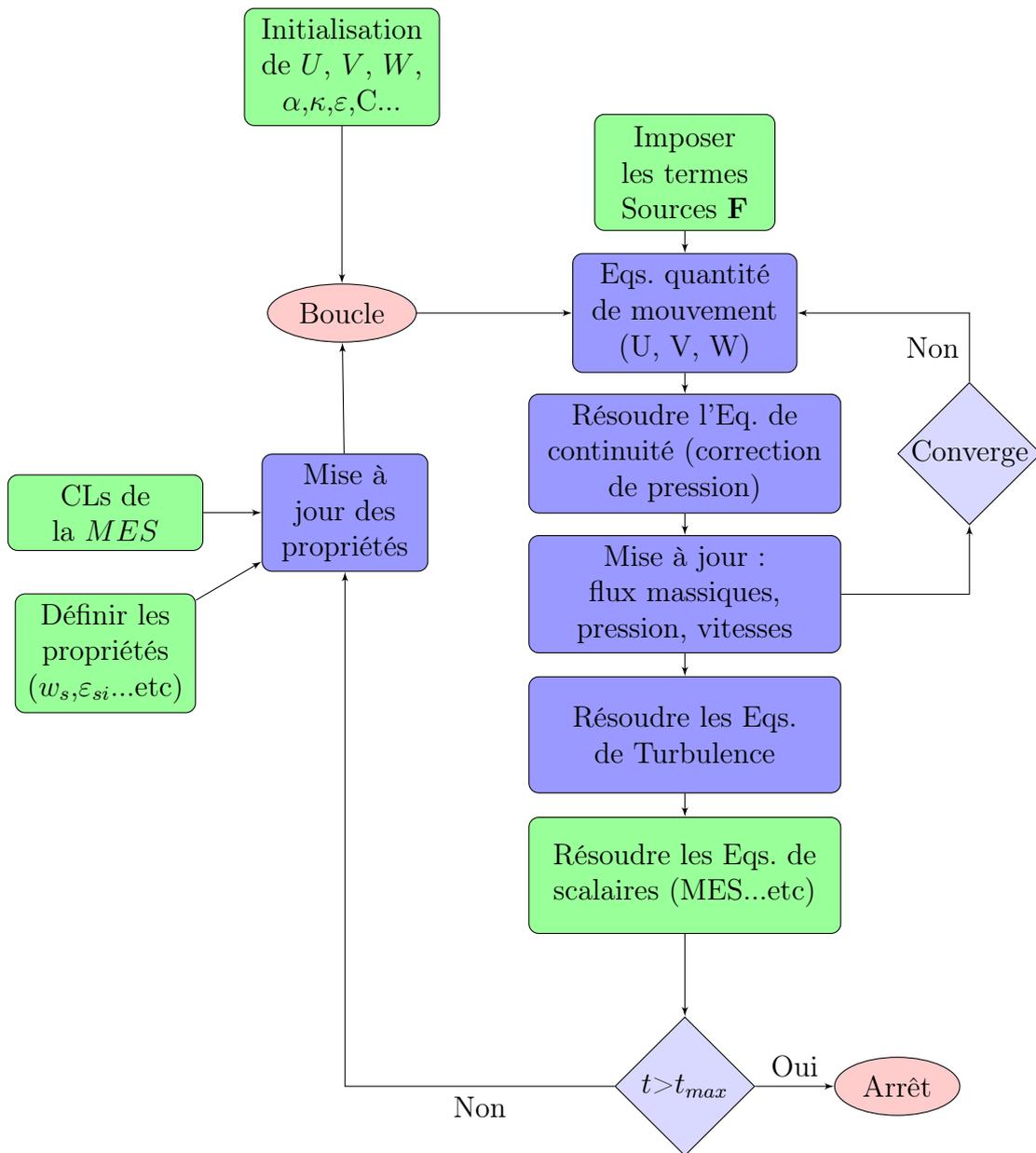


Figure 4.20 – Présentation d’implémentation des termes de source

4.5.3 Résultats et discussions

Les résultats permettent de comparer les influences des jets de l'hélice avec celle du mouvement du bateau (sans hélice), sur la remise en suspension des sédiments.

Ils montrent que les effets de l'hélice sont prédominants par rapport au seul mouvement du bateau.

Tableau 4.4 – Récapitulatif des paramètres de l'hélice

Cas	Poussée (T)	Couple (Q)
Cas 0, Sans hélice	0	0
Cas 1, avec hélice	0.5	0.01
Cas 2, avec hélice	1.0	0.02

Tableau 4.5 – Récapitulatif des effets de l'hélice sur le transport des sédiments

Cas	Max MES (g/L)(Fig.4.27)	Ratio
Cas 0, Sans hélice	$c_{max}^1=0.0026$	
Cas 1, avec hélice	$c_{max}^2=0.011$	4.23 (c_{max}^2/c_{max}^1)
Cas 2, avec hélice	$c_{max}^3=0.037$	14.23 (c_{max}^3/c_{max}^1)

✓ Fig.4.21-Fig.4.22-Fig.4.23 donnent la répartition de la contrainte de cisaillement et de la hauteur d'eau, selon la prise en compte ou non de l'hélice.

En effet, de ces figures on déduit qu'il existe des régions où la contrainte de cisaillement τ_b est importante et où les effets d'érosion provoqués par l'hélice sont plus intenses.

- Par ailleurs, une asymétrie de la distribution de la contrainte de cisaillement τ_b est révélée (voir Fig.4.22 et Fig.4.23) due à la force tangentielle $F_{h\theta}$ de l'hélice. Cette asymétrie peut conduire à une érosion plus forte sur une rive que sur l'autre.

✓ Fig.4.24, Fig.4.25 et Fig.4.26 montrent que les ondes de batillage générées par la progression du bateau sont amplifiées par l'action de l'hélice.

✓ Fig.4.27 et Fig.4.28 donnent l'évolution temporelle du taux de la MES , qui quantifie le taux de sédiments remis en suspension sous l'effet de l'hélice.

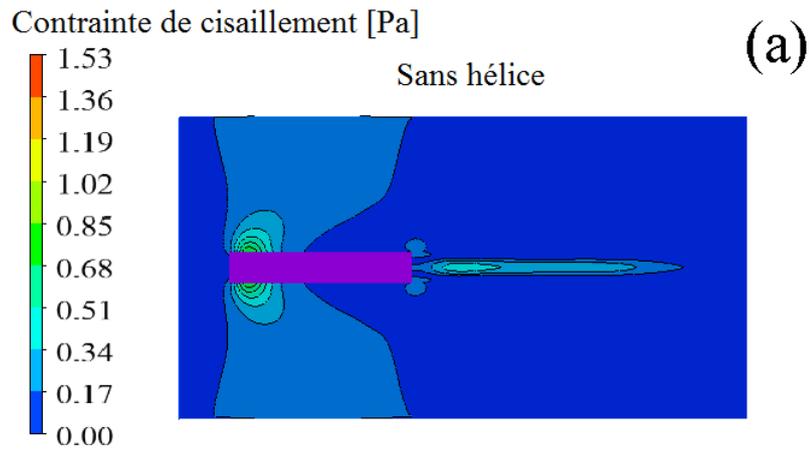


Figure 4.21 – Distribution de la contrainte de cisaillement sur le fond (sans hélice) (a)

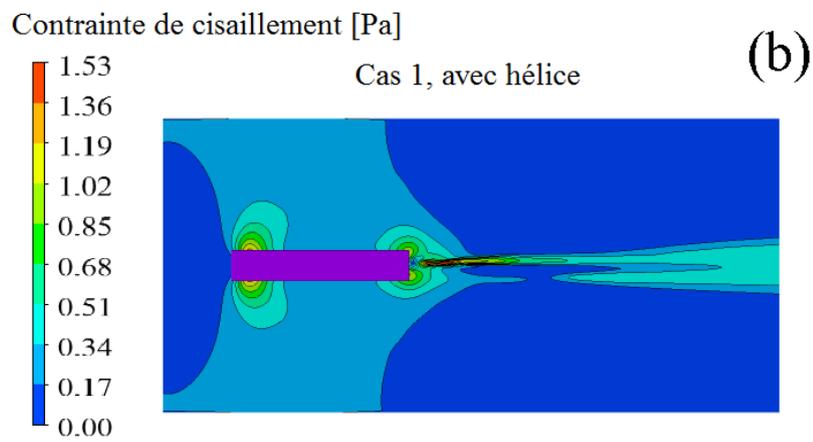


Figure 4.22 – Distribution de la contrainte de cisaillement sur le fond (cas 1, avec hélice) (b)

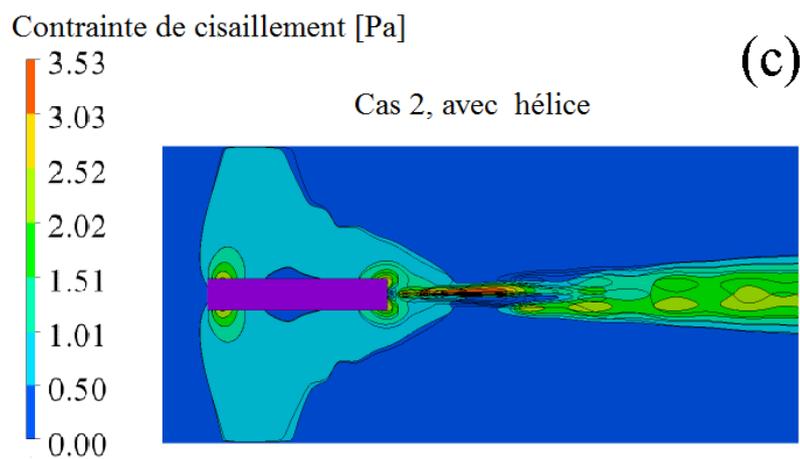


Figure 4.23 – Distribution de la contrainte de cisaillement sur le fond (cas 2, avec hélice) (c)

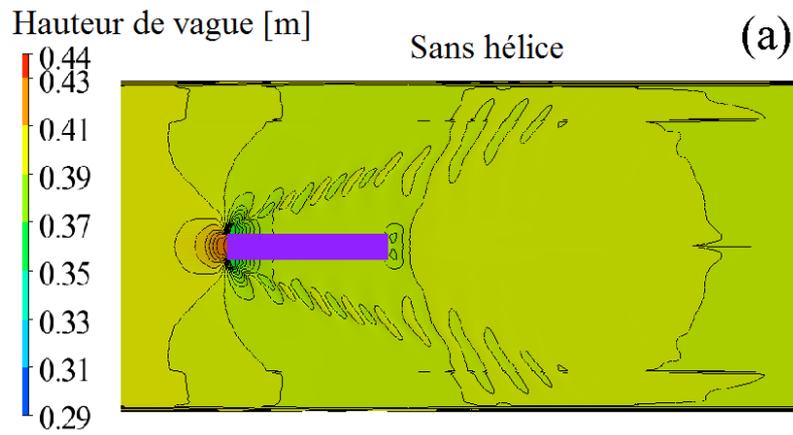


Figure 4.24 – Iso-valeurs de la surface libre sans effet d’hélice
(a) ($V_b = -0.80 \text{ m/s}$)

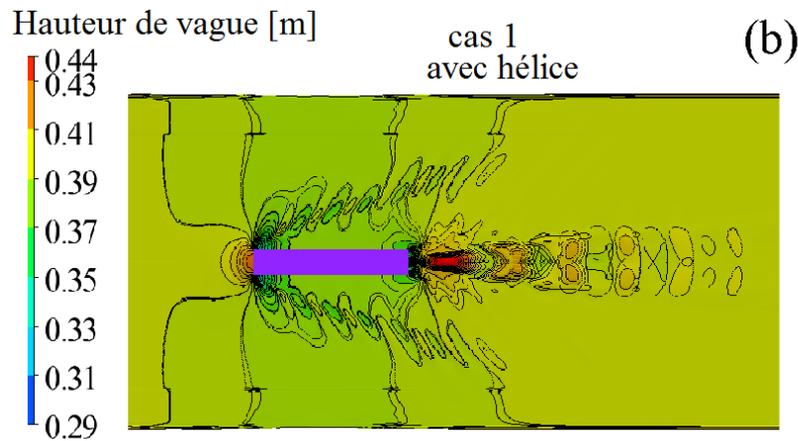


Figure 4.25 – Iso-valeurs de la surface libre avec effet d’hélice
cas 1 (b) ($V_b = -0.80 \text{ m/s}$)

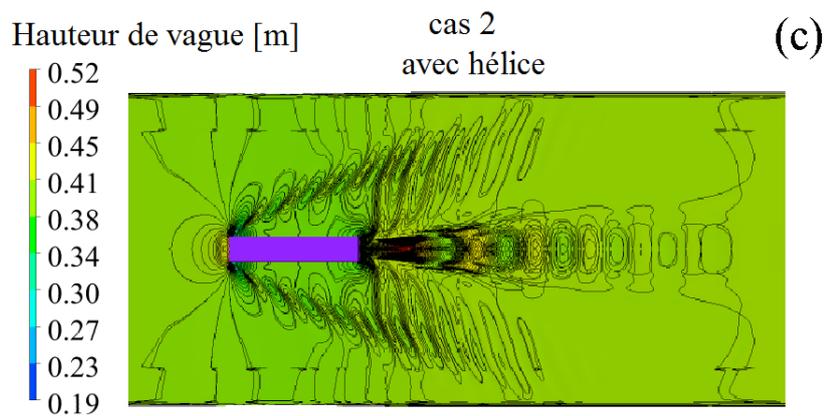


Figure 4.26 – Iso-valeurs de la surface libre avec effet d’hélice
cas 2 (c) ($V_b = -0.80 \text{ m/s}$)

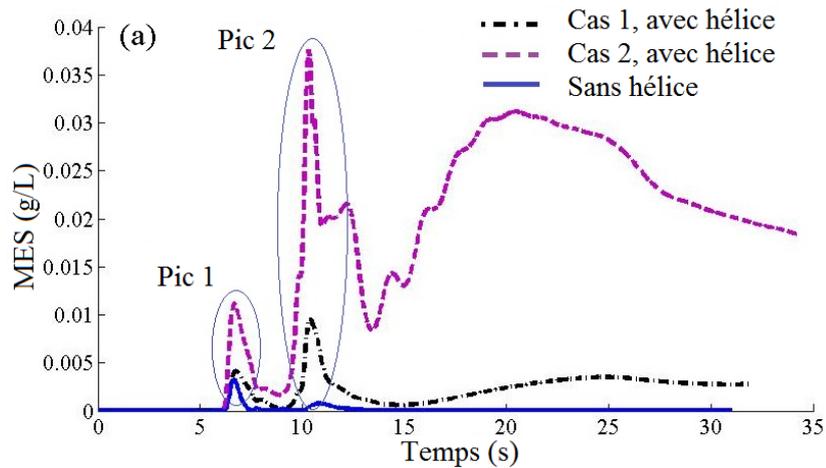


Figure 4.27 – Evolution de la MES à $z/h = -0.875$ avec la vitesse du bateau $V_b = -0.8 \text{ m/s}$

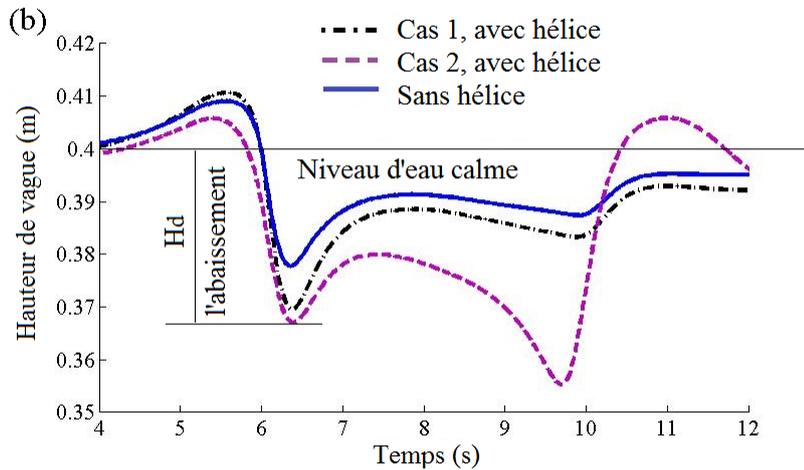


Figure 4.28 – Evolution de la hauteur d'eau à $y_s/L_{pp} = 0.1$ avec la vitesse du bateau $V_b = -0.8 \text{ m/s}$

De Fig.4.27, le pic 1 correspondant à la position de la proue du bateau, est induit par le courant de retour en dessous le bateau en mouvement. On constate que l'amplitude :

- du pic 1 (cas 1) n'a pas beaucoup augmenté par rapport au cas sans hélice,
- du pic 1 (cas 2) est 2 fois plus grande que dans le cas sans hélice,
- du pic 2 (cas 1) est 4.2 fois plus grande que dans le cas 1 avec hélice (voir Fig.4.27).

En conclusion, l'augmentation de la puissance de l'hélice remet plus de sédiments en suspension.

- ✓ Fig.4.28 montre les niveaux du plan d'eau à proximité du bateau. En effet, l'hélice accélère la vitesse de l'écoulement, qui à son tour provoque une baisse significative

du niveau du plan d'eau.

4.5.4 Répartition spatiale des sédiments en suspension

- Fig.4.29, Fig.4.30, Fig.4.31 donnent la distribution de la *MES* à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$ derrière le bateau.
- Fig.4.29 montre un écoulement, se déplaçant vers la ligne de la voie navigable, induit par le seul mouvement du bateau sans hélice.
- Fig.4.30 et Fig.4.31 montrent la présence de structures tourbillonnaires, générées par les effets de l'hélice, qui peuvent transporter les sédiments en suspension du centre vers les berges du canal.

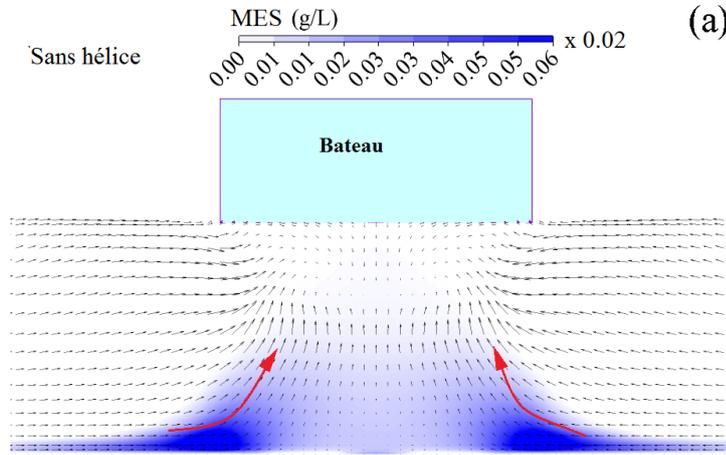


Figure 4.29 – Taux de la *MES* sans influence de l'hélice à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$, derrière le bateau (Vitesse du bateau $V_b = -0.80m/s$)

Dans le but de pouvoir évaluer l'influence des sillages générés par le bateau sur le taux des sédiments remis en suspension, nous définissons les débits q_{MES}^x , q_{MES}^y , et q_{MES}^z suivant x , y , z respectivement :

$$q_{MES}^x = \int_S (\mathbf{uc} \cdot \mathbf{n}_x) ds \quad (4.50)$$

$$q_{MES}^y = \int_S (\mathbf{uc} \cdot \mathbf{n}_y) ds \quad (4.51)$$

$$q_{MES}^z = \int_S (\mathbf{uc} \cdot \mathbf{n}_z) ds \quad (4.52)$$

où S est l'aire de la surface traversée par la quantité de sédiments remis en suspension, \mathbf{uc} est le débit par unité de surface, et n_x , n_y , n_z sont les vecteurs unitaires suivant x , y , z respectivement. Les résultats montrent que :

✓ Dans la direction x : le débit q_{MES}^x atteint sa valeur maximale (voir Fig.4.32) :

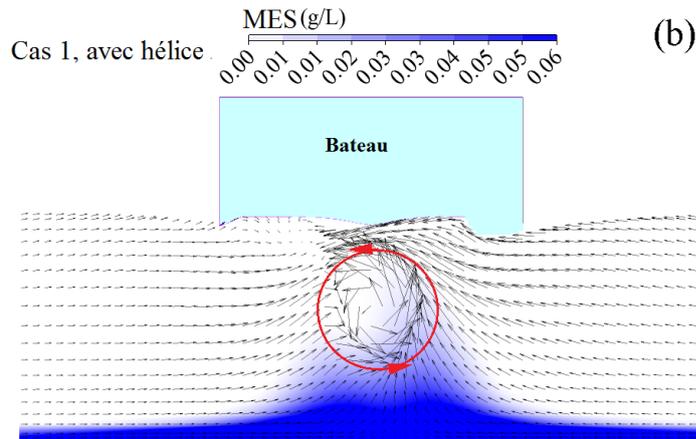


Figure 4.30 – Taux de la MES avec influence de l'hélice (cas 1, avec hélice) à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$ derrière le bateau (Vitesse du bateau $V_b = -0.80m/s$).

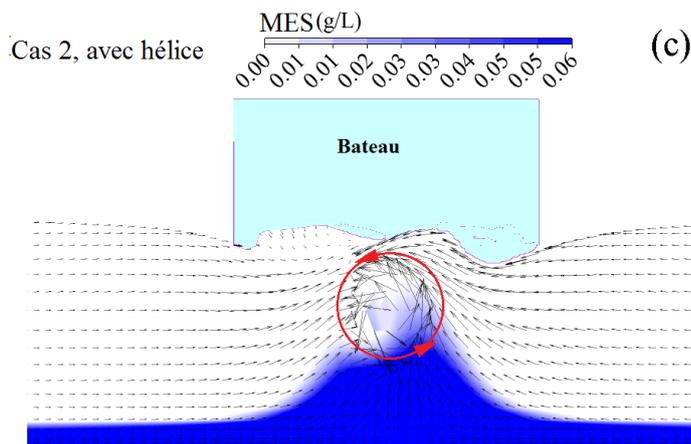


Figure 4.31 – Taux de la MES avec influence de l'hélice (cas 2, avec hélice) à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$ derrière le bateau (Vitesse du bateau $V_b = -0.80m/s$)

- après 6 longueurs du bateau, soit $6L_{pp}$, dans le cas 2,
 - après 3 longueurs du bateau, soit $3L_{pp}$, dans le cas 1.
- ✓ Dans la direction y , le débit q_{MES}^y s'annule (voir Fig.4.33) :
- après 0.2 longueurs du bateau, soit $0.2L_{pp}$, dans le cas sans hélice,
 - après 0.8 longueurs du bateau, soit $0.8L_{pp}$, dans les 2 cas avec hélice.
- ✓ Dans le sens vertical z , le débit q_{MES}^z atteint sa valeur maximale à $z/h = -0.975$ (voir Fig.4.34).

En outre, dans le cas 2, le taux de la MES dans la direction x semble prendre un certain temps (distance) avant d'atteindre par décantation le fond du canal (voir Fig.4.32).

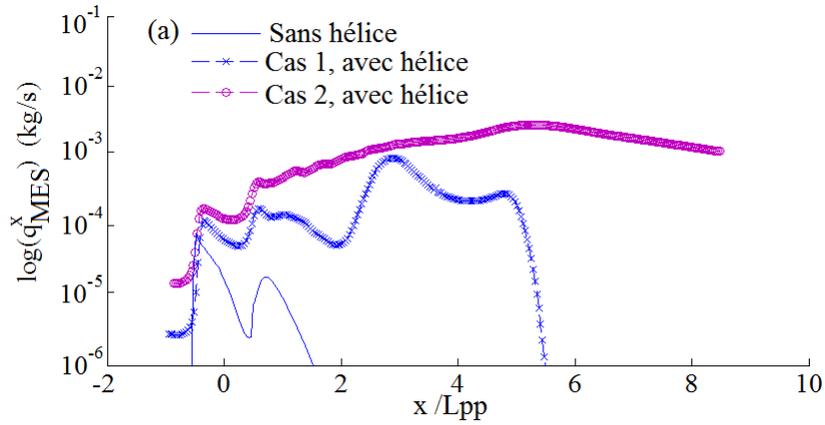


Figure 4.32 – Evolution du débit de q_{MES}^x dans la direction x ($V_b = -0.8$ m/s).

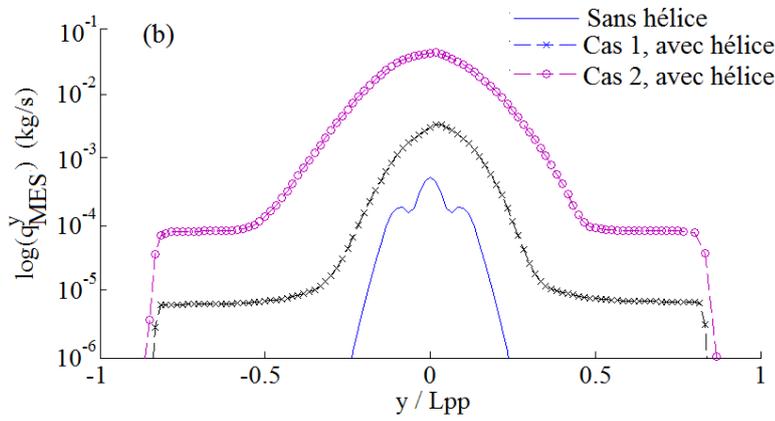


Figure 4.33 – Evolution du débit de q_{MES}^y dans la direction y ($V_b = -0.8$ m/s).

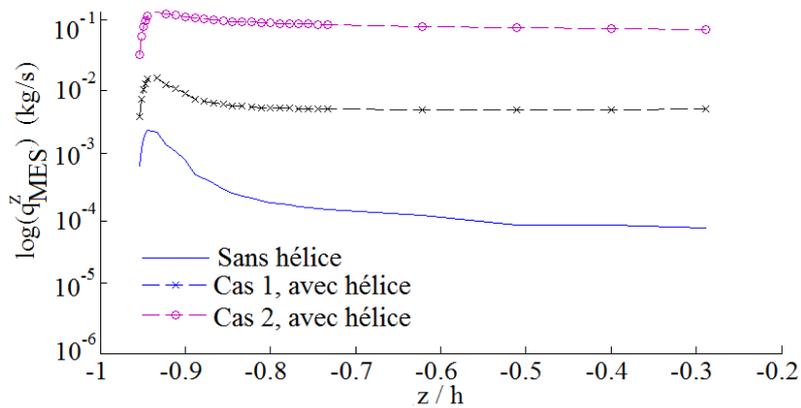


Figure 4.34 – Evolution du débit de q_{MES}^z dans la direction z ($V_b = -0.8$ m/s).

Pour mieux approfondir ce point, nous avons examiné l'allure des vitesses le long des trois transects dans le plan de symétrie, soient à $z/h = -0.25$, $z/h = -0.50$, et $z/h =$

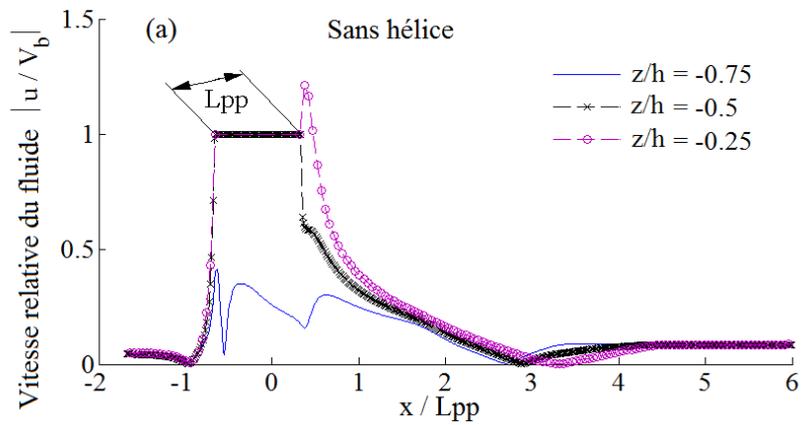


Figure 4.35 – Amplitude de vitesse à $z/h = -0.25$, $z/h = -0.50$, et $z/h = -0.75$ pour le cas sans hélice avec $V_b = -0.8m/s$

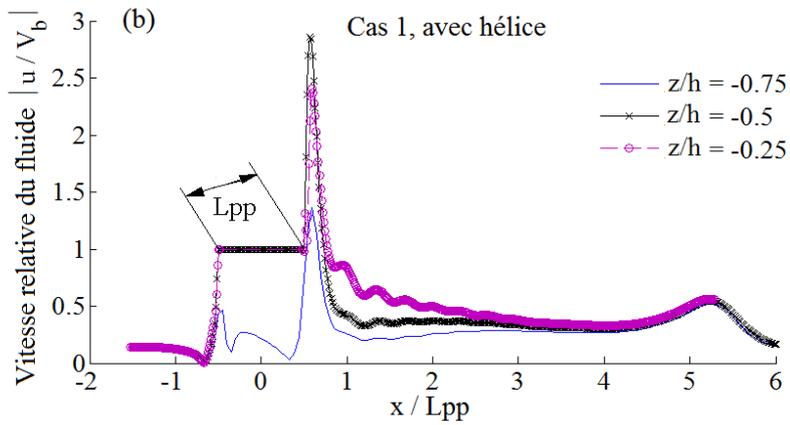


Figure 4.36 – Amplitude de vitesse à $z/h = -0.25$, $z/h = -0.50$, et $z/h = -0.75$ pour le cas 1 avec $V_b = -0.8m/s$

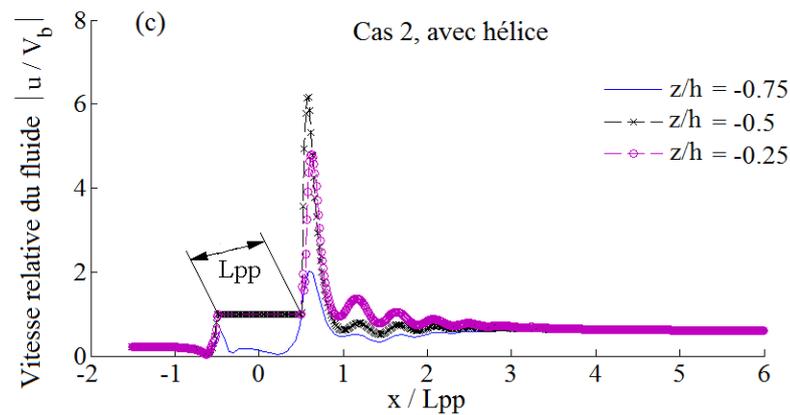


Figure 4.37 – Amplitude de vitesse à $z/h = -0.25$, $z/h = -0.50$, et $z/h = -0.75$ pour le cas 2 avec $V_b = -0.8m/s$

-0.75 respectivement (voir Fig.4.35, Fig.4.36, et Fig.4.37).

La partie notée par L_{pp} dans les trois figures correspond au bateau immergé dans l'eau. C'est la raison pour laquelle la vitesse du fluide au niveau de lignes $z/h = -0.25$, $z/h = -0.50$ (qui traversent le bateau) est égale à la vitesse du navire V_b .

- Pour pouvoir donner un ordre de grandeur de la distance ($\Delta\chi$) parcourue par le bateau avant que les sédiments en suspension migrent par décantation vers le fond, les relations suivantes sont utilisées :

$$\begin{cases} \Delta\chi = \Delta t(|V_b - \bar{u}|) \\ \Delta t = \frac{\Delta z}{w_s} = \frac{z - z_b}{w_s} \end{cases} \quad (4.53)$$

où $V_b = -0.8m/s$ la vitesse du bateau dans le sens opposé à la direction positive de x , et \bar{u} la vitesse moyenne du fluide dans le sens positif de x (la vitesse moyennée \bar{u} est utilisée car les distributions de la vitesse sont accélérées par les hélices), w_s est la vitesse de chute des sédiments, z et z_b sont les coordonnées verticales de la position des particules et de la position du fond respectivement (Voir Fig.4.35, Fig.4.36, et Fig.4.37).

- Cas 2 avec hélice. En supposant que $z/h = -0.5$, et $\bar{u}/V_b = -0.15$, on déduit de Eq.(4.53) que :

$$\Delta\chi/L_{pp} = 11.3, \quad (4.54)$$

Fig.4.38 et Fig.4.39 donnent la distribution verticale de la vitesse et de la concentration de la *MES* pour les cas sans hélice et avec hélice (cas 1 et 2). Elle montre en particulier que la prise en compte des effets de l'hélice modifie de manière significative cette distribution verticale.

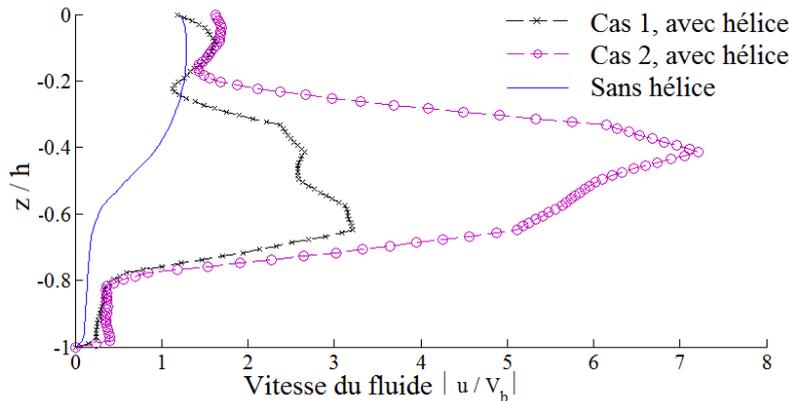


Figure 4.38 – Distribution verticale de la vitesse à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$ à partir de l'arrière du navire pour les trois cas

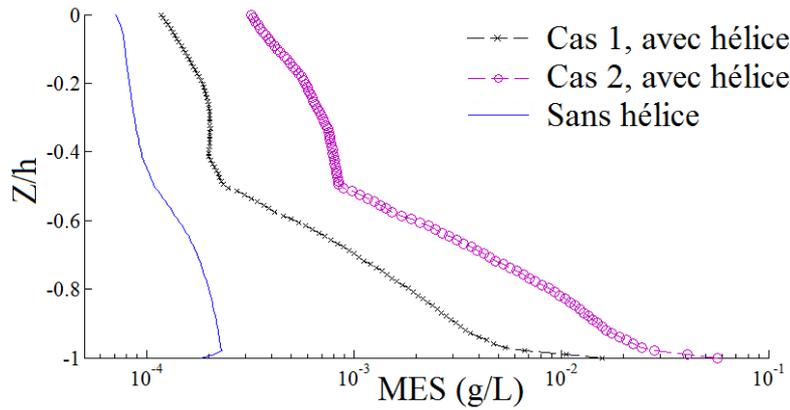


Figure 4.39 – Distribution verticale de la concentration de la *MES* à $\Delta x/L_{pp} = 0.05$ à partir de l'arrière du navire pour les trois cas

4.5.5 Conclusions

Un modèle hydro-sédimentaire *3D* est présentée pour étudier les effets de sillage générés par un bateau en mouvement et les jets d'hélice sur la remise en suspension des sédiments. Les résultats montrent que :

- les effets de l'hélice amplifient les hauteurs des vagues et augmentent la contrainte de cisaillement et le taux de la *MES* de 3.23 fois (pour le cas 1) à 13.23 fois (pour cas 2) par rapport au cas sans hélice (voir Tableau.4.4 et Tableau.4.5).
- Une attention particulière devrait être accordée au maillage lorsqu'on tient compte des effets de l'hélice virtuelle. Le domaine entier au lieu de la moitié du domaine doit être maillé à cause de la force tangentielle ($F_{h\theta}$) qui ne satisfait pas à la condition aux limites de symétrie. En effet, le gradient de la force tangentielle sur le plan de symétrie devrait être nul.

4.6 Résultats avec deux barges

Une représentation schématique de la géométrie du modèle à deux barges et ses conditions aux limites pour le couplage hydro-sédimentaire sont données dans Fig.4.40, et les dimensions géométriques associées sont données dans le Tableau.4.6

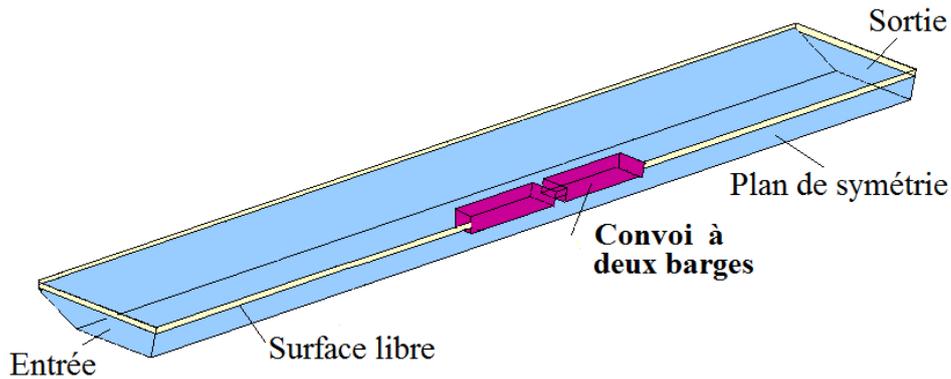


Figure 4.40 – Géométrie du modèle à 2 barges et ses conditions aux limites

Tableau 4.6 – Échelles géométriques et paramètres du bateau et du canal

Maquette du bateau	Longueur $2 \times L_{pp}$	Maître-bau B	Profondeur D	Tirant T	Vitesse d'avancement : V_b
	$3m$	$0.52m$	$0.39m$	$0.2m$	$0.5m/s - 1.1m/s$
Echelle du canal	Longueur L	Largeur W	Profondeur d'eau h	Vitesse d'eau : \mathbf{u}	$Froude$ Nb Fr
	$30m$	$5.0m$	$0.4m$	$0.1m/s$	$0.20 - 0.55$

4.6.1 Distribution de la contrainte de cisaillement (cas de 2 barges)

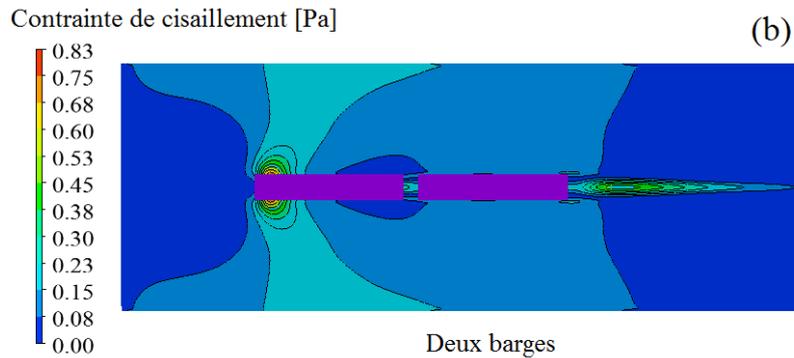


Figure 4.41 – Contour de τ_b sur le fond avec une barge ($V_b = -0.9$ m/s)

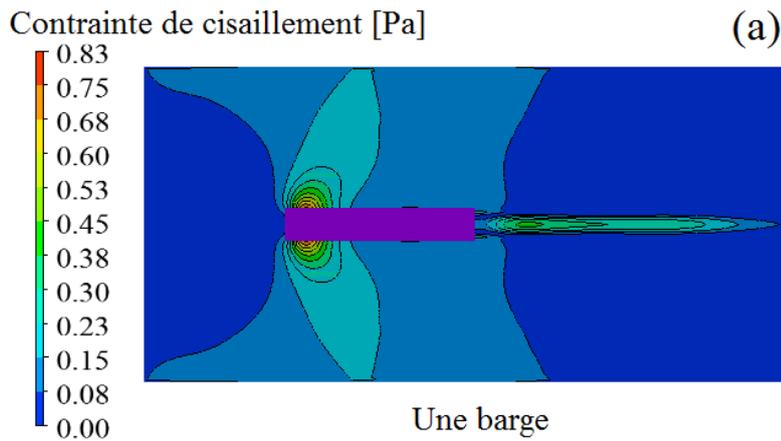


Figure 4.42 – Contour de τ_b sur le fond avec deux barge ($V_b = -0.9$ m/s)

✓ Fig.4.41 et la Fig.4.42 montrent les isovaleurs de τ_b dans le cas d'une seule barge et dans le cas avec deux barges respectivement, avec une vitesse du bateau $V_b = -0.9$ m/s.

Les regions où τ_b/τ_b^{cr} est supérieur à l'unité, correspondent aux régions où les sédiments sont susceptibles d'être transportées par le fluide. Ainsi, à partir des Fig.4.41 et Fig.4.42 on constate que dans le cas avec deux barges la zone érodée est plus large que celle correspondante au cas à un seule barge.

4.6.2 Modes de transport des sédiments (cas de 2 barges)

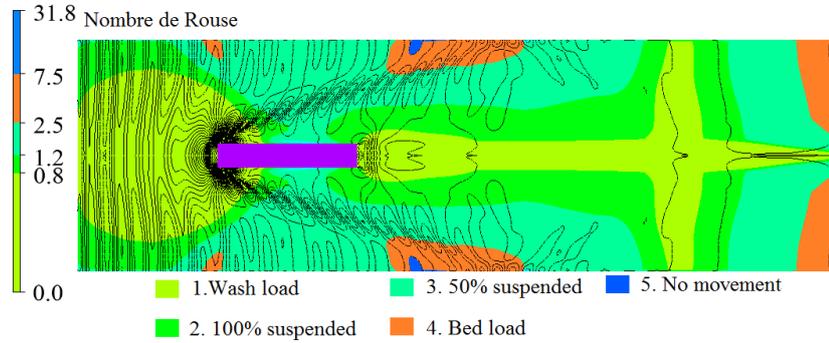


Figure 4.43 – Modes de transport des sédiments avec 1 seule barge et $V_b = -0.8m/s$

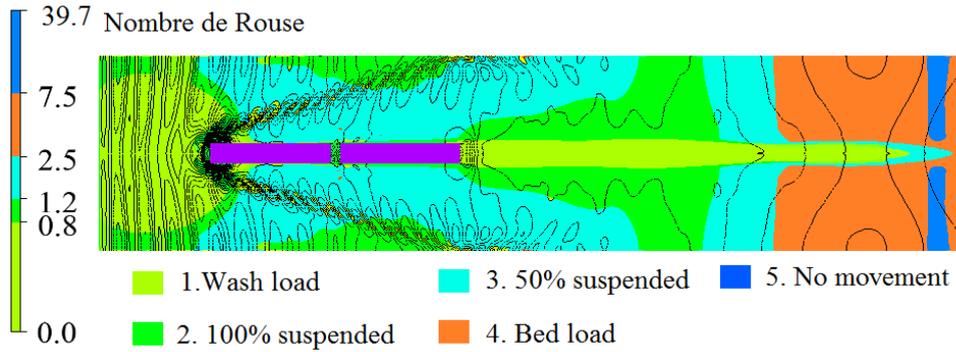


Figure 4.44 – Modes de transport des sédiments avec 2 barges et $V_b = -0.8m/s$

Fig.4.43 et Fig.4.44 montrent cinq différentes zones des modes de transport des sédiments pour une et deux barges respectivement.

La comparaison des résultats obtenus avec une seule barge (Fig.4.43) et avec 2 barges (Fig.4.44) montrent que les régions de transport par suspension (régions 2 et 3) sont plus larges dans le cas à 2 barges que dans le cas à 1 seule barge.

Tableau 4.7 – Tableau récapitulatif des effets de l'hélice sur le transport des sédiments

Cas	Max q_{MES}^x (kg/s)(Fig.4.32)	Max q_{MES}^y (kg/s)(Fig.4.33)	Max q_{MES}^z (kg/s)(Fig.4.34)
Sans hélice	7.75222×10^{-5}	5.58326×10^{-4}	2.46260×10^{-3}
Cas 1, avec hélice	9.30656×10^{-4}	4.32123×10^{-3}	1.54160×10^{-2}
Cas 2, avec hélice	2.77355×10^{-3}	3.46264×10^{-2}	1.61099×10^{-1}

4.6.3 Effets des fluctuations de vitesse

4.6.3.1 Relations entre le débit de la MES (q_{MES}^x) et la vitesse de fluctuation moyennée ($\overline{\mathbf{u}'}$)

Dans cette section, on se propose d'étudier les corrélations entre la magnitude moyenne des fluctuations de vitesse turbulente $\overline{\mathbf{u}'}$ et les débits de transport des sédiments (\mathbf{q}_{MES}), définis par

$$\overline{\mathbf{u}'} = \frac{\int_S \mathbf{u}' dA}{A} \quad (4.55)$$

$$\mathbf{q}_{MES} = \int_S (\mathbf{u}\mathbf{c} \cdot \mathbf{n}) ds \quad (4.56)$$

où $\mathbf{n}=(n_x, n_y, n_z)$ vecteur unitaire suivant x, y, z respectivement.

De Fig.4.45 on constate que :

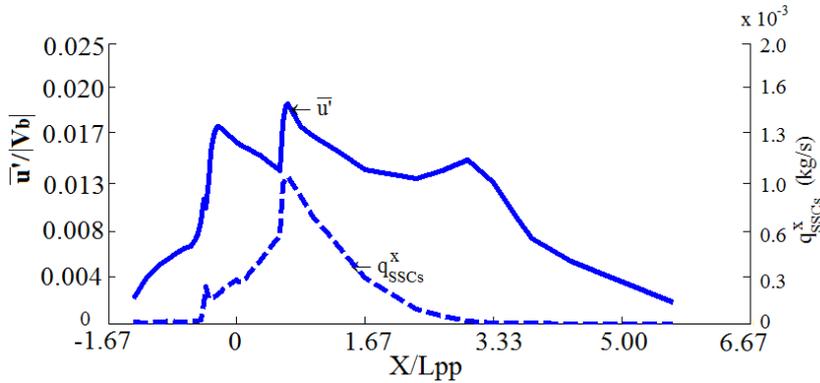


Figure 4.45 – Variations de $\overline{\mathbf{u}'}$ et q_{MES}^x suivant la direction x

- q_{MES}^x présente une valeur maximale le long de la ligne de voie navigable, qui peut être produite par les courants de retour sous le bateau et également par l'écoulement secondaire sur la section transversale.
- dans le cas d'une seule barge, la tendance de q_{MES}^x reflète celle de $\overline{\mathbf{u}'}$, qui augmente à l'avant du navire à cause de l'accélération de l'eau due à l'immersion du bateau en mouvement (voir Fig.4.45).

4.6.3.2 Liens entre le taux de la *MES* et le nombre de barges

✓ Cas avec 1 seule barge :

Fig.4.46 présente les fluctuations de vitesse turbulente u' et Fig.4.47 présente

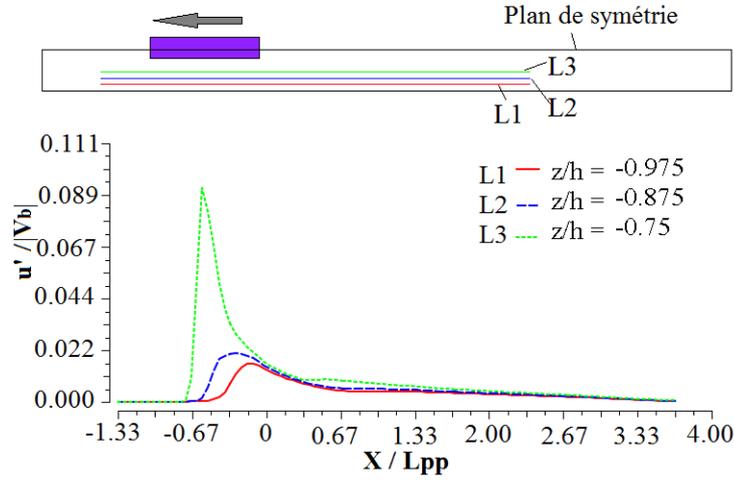


Figure 4.46 – Variation de u' suivant x pour 1 seule barge $V_b = -0.9 \text{ m/s}$

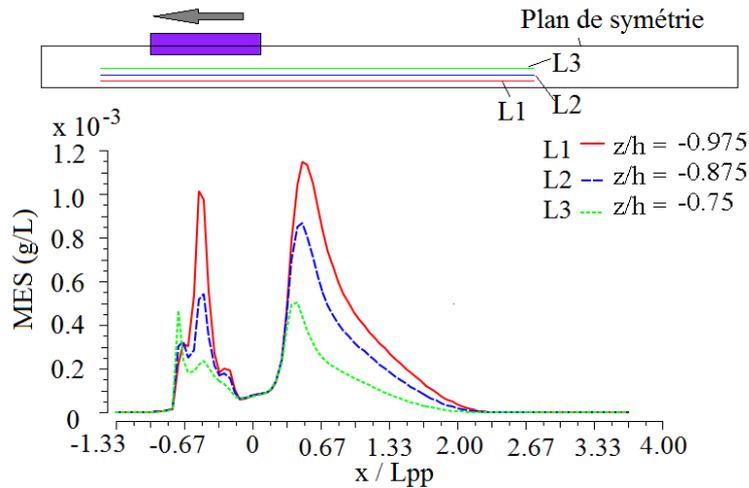


Figure 4.47 – Variation de *MES* suivant x pour 1 seule barge $V_b = -0.9 \text{ m/s}$

le taux de la *MES* à un instant donné et à différentes profondeurs à partir de la surface libre (L_1, L_2, L_3). De Fig.4.46 on constate que la valeur maximale $u' / |\mathbf{V}_b| = 0.089$ est située à $z/h = -0.975$ et de Fig.4.47 on constate deux pics dont l'amplitude maximale est associée au maximum de $u' / |\mathbf{V}_b|$.

Le premier pic, situé à l'avant du bateau correspond au courant de retour, tandis que le deuxième pic situé à l'arrière du bateau correspond à l'écoulement du sillage du bateau.

✓ Cas avec 2 barges :

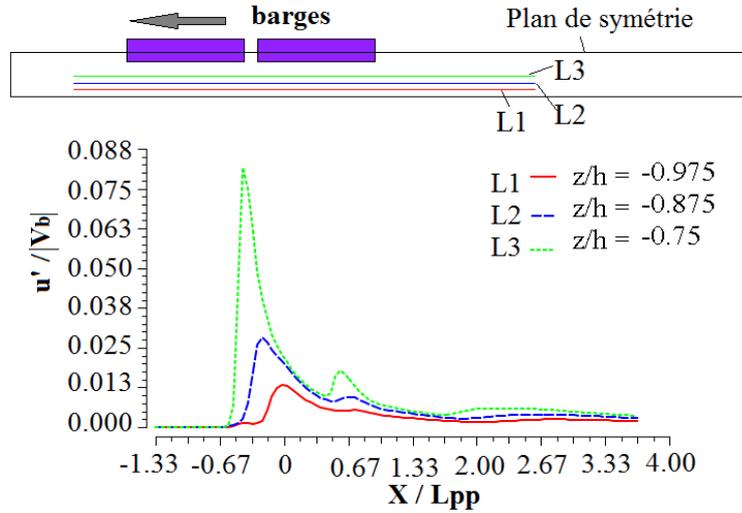


Figure 4.48 – Variation de u' suivant x pour 2 barges $V_b = -0.8m/s$

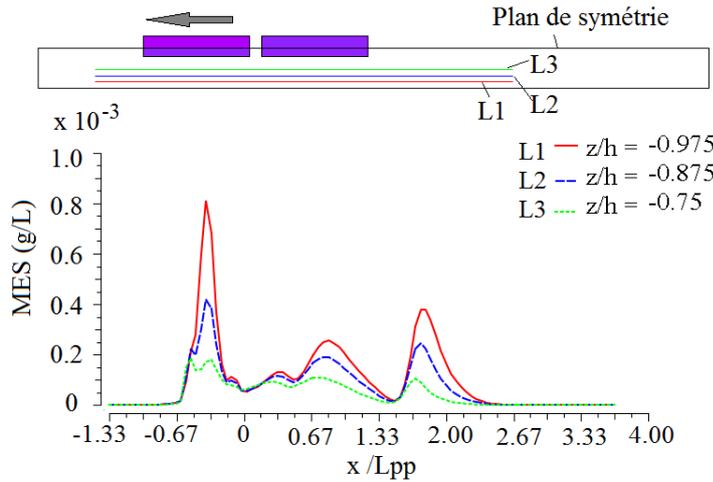


Figure 4.49 – Variation de MES suivant x pour 2 barges $V_b = -0.8 m/s$.

- Fig.4.48 présente les fluctuations de vitesse turbulente u' et Fig.4.49 présente le taux de la MES à un instant donné et à différentes profondeurs à partir de la surface libre (L_1, L_2, L_3). On constate que la valeur maximale $u' / |\mathbf{V}_b| = 0.088$ est située à $z/h = -0.975$ (Fig.4.48) et que plusieurs pics dont l'amplitude maximale est associée au maximum de $u' / |\mathbf{V}_b|$ (Fig.4.49). Contrairement au cas avec une seule barge, le taux de la MES présente un pic dominant situé à l'avant du bateaux, et 2 autres pic d'amplitude inférieure à celle du pic dominant. A cause des phénomènes linéaires et des interactions onde-onde qui se passent

entre les deux barges, l'amplitude du deuxième pic est très inférieure à celle des pics situés à l'avant et à l'arrière du convoi à 2 barges (Fig.4.49).

4.6.4 Lien entre le taux de la MES , la hauteur des vagues et la vitesse du bateau

Le taux de la MES dépend de la cinématique et de l'allure des vagues [John R.2011]. Néanmoins, en eau peu profonde, les ondes de batillage sont des ondes de surface qui agissent principalement sur les berges des cours d'eau et ne participent que de façon marginale à l'érosion du lit. En effet, ce sont les courants de retour accélérés des deux côtés du bateau, qui ont effectivement un effet sur la remise en suspension des sédiments.

- Fig.4.50 donne les évolutions temporelles de la MES à un niveau de profondeur $z/h = -0.975$ (ou $z/L_{pp} = -0.13$) avec une vitesse du fluide $u = 0.1m/s$ et du bateau $V_b = -0.7m/s$. De cette figure, on constate que l'abaissement du plan d'eau est d'autant plus important, que le taux de la MES est maximal.

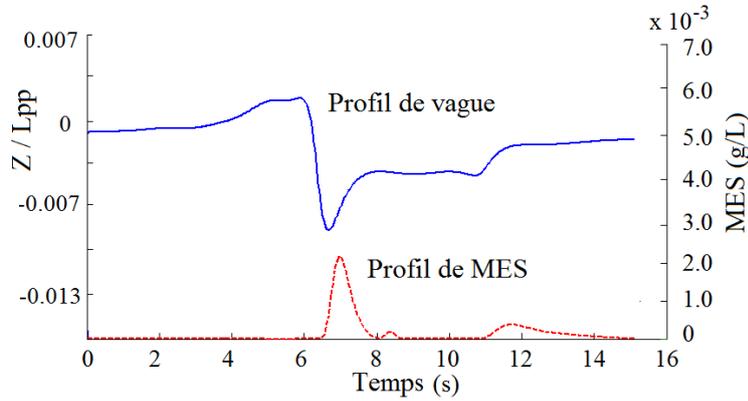


Figure 4.50 – Evolution de la MES et de la hauteur d'eau z/L_{pp} . Cas d'une seule barge (vitesse du fluide $u = 0.1m/s$ et vitesse du bateau $V_b = -0.7m/s$)

4.6.4.1 Liens entre MES_{max} , τ_{max} et la vitesse du bateau V_b

Le profil de l'abaissement du plan d'eau dépend de la vitesse du bateau, de la profondeur de l'eau (h) et du coefficient de blocage. En effet les abaissements du plan d'eau des deux côtés du bateau sont provoqués par l'accélération de la vitesse de l'eau, qui, en atteignant le fond de la voie navigable, induit une augmentation de la contrainte de cisaillement instantanée.

- Fig.4.51 donne la variation du taux maximum de la MES en fonction de la vitesse du bateau V_b et de la profondeur du canal de navigation, pour 1 seule barge. Ainsi, cette variation peut s'exprimer en fonction du nombre de Froude $Fr = V_b/\sqrt{gh}$ par

$$MES_{max} = 0.019Fr^{2.06} \quad (4.57)$$

- Fig.4.52 montre la variation de la contrainte de cisaillement maximale τ_{max} en

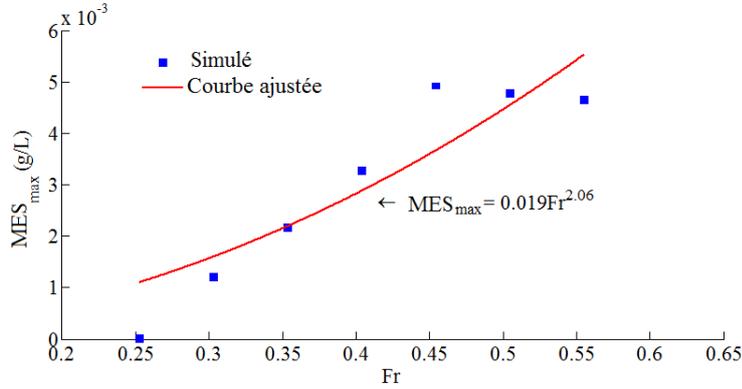


Figure 4.51 – Variation du taux maximum de MES_{max} en fonction de la vitesse des bateau V_b (une seule barge)

fonction de la vitesse des bateau V_b , qui s'exprime en fonction du nombre de Froude par :

$$\tau_{max} = 2.02Fr^{1.17} \quad (4.58)$$

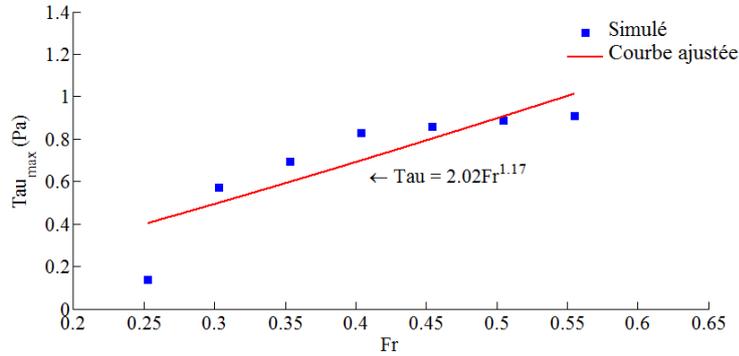


Figure 4.52 – Variation de la Contrainte de cisaillement maximale τ_{max} en fonction de la vitesse du bateau V_b (une seule barge)

- Fig.4.53 montre la variation de MES_{max} en fonction de τ_{max} , qui s'exprime en fonction du nombre de Froude par :

$$MES_{max} = 0.006\tau_{max}^{3.044} \quad (4.59)$$

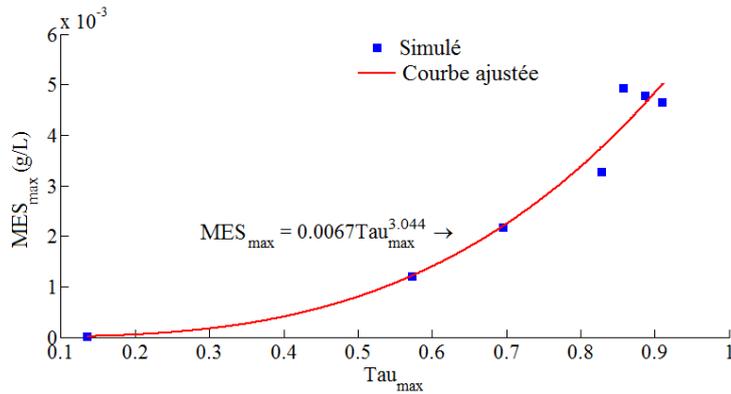


Figure 4.53 – Maximum de la MES en fonction de τ_{max} (une barge)

4.6.4.2 Taux d'érosion au passage d'un bateau

En un point donné du canal de navigation, le taux d'érosion, entre deux instants t_1 et t_2 , induit par un bateau en déplacement est estimé par l'équation suivante :

$$SND = \int_{t_1}^{t_2} (MES) dt \quad (4.60)$$

La quantité SND (Sediment Net Discharge) indique la capacité de resuspension des sédiments par les courants accélérés à chaque passage du bateau.

- De Fig.4.54 on constate que la quantité SND augmente avec l'augmentation du nombre de Froude Fr , suivant la loi suivante :

$$SND \simeq 38.13Fr^{1.267} \quad (4.61)$$

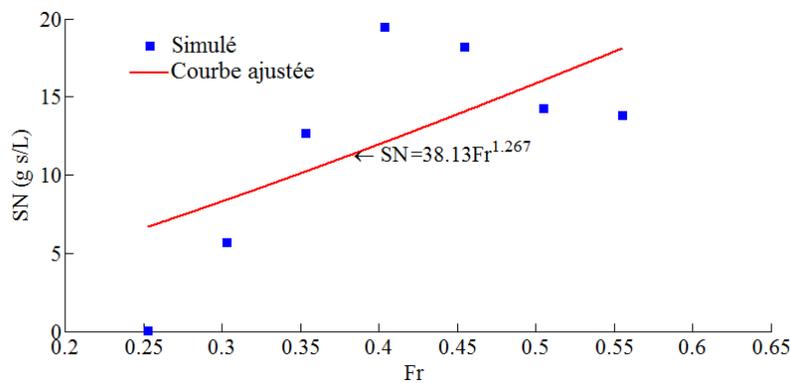


Figure 4.54 – Variation du SND en fonction du nombre de Froude Fr (1 seule barge)

4.6.5 Influence de l'accélération initiale sur le transport des sédiments

Afin d'estimer l'influence de l'accélération initiale du bateau sur le transport des sédiments, une accélération de -0.173 m/s^2 est donnée au début du mouvement du bateau avec une vitesse de 0 à -0.8 m/s .

- Fig.4.55 montre l'élévation de la hauteur du plan d'eau au point $y_s/L_{pp} = 0.1$.
- Lorsque le bateau démarre sans accélération initiale, une onde solitaire se présente devant la proue du bateau et se propage loin du bateau en mouvement.
- L'accélération du bateau a une influence sur le courant de retour, donc il peut avoir le transport de sédiment (voir Fig.4.56).

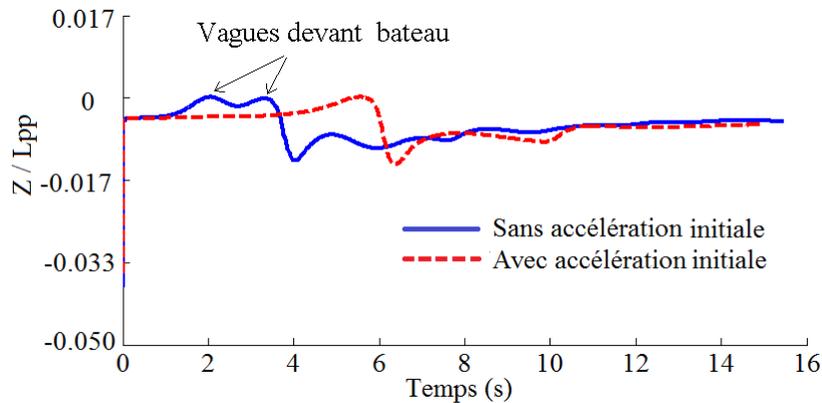


Figure 4.55 – Effet de l'accélération du bateau sur le profil de l'onde

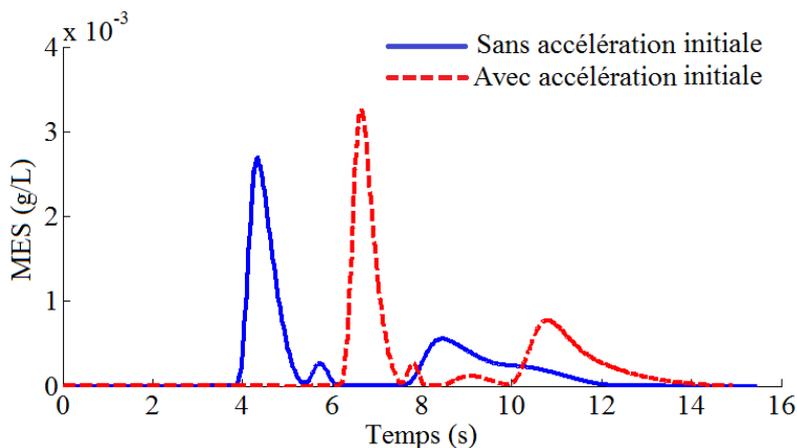


Figure 4.56 – Effet de l'accélération du bateau sur le transport des sédiments

- Fig.4.56 compare l'évolution de la *MES* avec et sans une accélération initiale du bateau.

Dans les simulations numériques, lorsque le bateau est lancé avec une accélération initiale, un courant artificiel est induit à proximité du fond, à cause de la viscosité du fluide, ce qui amplifie le taux maximum de la MES (voir Fig.4.56).

Conclusions et perspectives

5.1 Conclusions

Un modèle numérique hydro-sédimentaire 3D est présenté pour établir le lien entre l'avancement d'un bateau, les caractéristiques cinématiques des ondes de batillage et la dynamique sédimentaire.

1. D'un point de vue numérique, les résultats ont montré l'importance du raffinement du maillage afin de mieux simuler les ondes de batillage. Cependant :
 - sans système propulsif du bateau (bateau sans hélices), le domaine de calcul est supposée être symétrique, et donc seule la moitié de la grille de domaine peut être construite.
 - avec système propulsif du bateau (bateau avec hélices), le domaine de calcul entier au lieu de la moitié du domaine doit être maillé à cause de la force tangentielle ($F_{h\theta}$) qui ne satisfait pas à la condition aux limites de symétrie.
2. d'un point de vue physique, les résultats mettent en évidence la relation entre le maximum de la MES, l'abaissement du plan d'eau et la vitesse du bateau. Ils permettent notamment de montrer que :
 - les zones de concentration de sédiments et de transport dépendent essentiellement de la position et de la vitesse du bateau dans le canal de navigation, de la cinématique des ondes de batillage et des courants de retour.
 - le taux de la MES maximale (MES_{max}) et de la contrainte de cisaillement maximale τ_{max} augmentent avec la vitesse du bateau V_b et dépendent de la profondeur du canal de navigation. Cette dépendance exprimée en fonction du nombre de Froude ($Fr = V_b/\sqrt{gh}$) s'écrit :

$$MES_{max} = 0.019Fr^{2.06} \quad (5.1)$$

$$\tau_{max} = 2.02Fr^{1.17} \quad (5.2)$$

La variation de la MES_{max} en fonction de τ_{max} , est donnée par :

$$MES_{max} = 0.006\tau_{max}^{3.044} \quad (5.3)$$

Afin de montrer le lien entre le transport induit par le bateau et la granulométrie des sédiments, une nouvelle formulation, est également proposée. Elle s'écrit :

$$MES_{max} = 3.22 \times 10^{-3} D^{-0.508} \exp\left(-\left(\frac{Fr - 0.540}{0.193}\right)^2\right)$$

3. L'étude des effets du système propulsif du bateau sur la remise en suspension des sédiments a permis

- d'affirmer que les effets de l'hélice amplifient les hauteurs des vagues et augmentent la contrainte de cisaillement et le taux de la MES de 3.23 à 13.23 fois (cas 1 et 2, voir Tableau.4.4 et Tableau.4.5)) par rapport au cas sans hélice .
- d'estimer, suivant la vitesse du bateau et de son hélice, la distance ($\Delta\chi$) parcourue par le bateau avant que les sédiments en suspension migrent par décantation vers le fond, pour les cas avec et sans hélice. Les relations suivantes sont proposée :

$$\begin{cases} \Delta\chi = \Delta t(|V_b - \bar{u}|) \\ \Delta t = \frac{\Delta z}{w_s} = \frac{z - z_b}{w_s} \end{cases} \quad (5.4)$$

où $V_b = -0.8m/s$ la vitesse du bateau dans le sens opposé à la direction de x , et \bar{u} la vitesse moyennée du fluide dans le sens positif de x , w_s la vitesse de chute des sédiments, z et z_b sont les coordonnées verticales de la position des particles et de la position du fond respectivement.

- dans le cadre de cette thèse, Il a été également analysé les modes de transport sédimentaire générées par le déplacement d'un convoi avec des barges. Une carte des modes de transport sédimentaire au fond du canal, pour 1 barge et pour 2 barges, est alors proposée. Les résultats montrent que les regions de transport par suspension sont plus larges avec 2 barges que dans le cas avec 1 seule barge, mais l'amplitude des pics de la matière en suspension (MES) n'est pas augmentée dans le cas d'un convois à deux barges, probablement à cause de la dissipation due l'interaction onde-onde.

5.2 Perspectives

Les résultats présentés dans le cadre de cette thèse permettent dans un premier temps d'appréhender le comportement cinématique des ondes de batillage générées par le déplacement d'un bateau ou convoi (avec barges), et dans un second lieu de comprendre les relations de cause à effet entre le déplacement de ce bateau ou convoi et la dynamique sédimentaire. Cependant, la navigation en eaux intérieures s'effectue en milieux confinés aussi bien en profondeur (suivant la verticale) qu'en largeur (directions horizontales $x - y$). Ainsi, pour mieux caractériser le rôle des ondes de batillage dans la destruction des berges des voies navigables et dans la remise en suspension des sédiments, en tenant compte des particularités des milieux confinés, il convient de tenir compte :

1. de la résistance à l'avancement du bateau en milieu fini, qui inclue aussi bien la résistance de frottement visqueux que la résistance de vagues. En effet, la résistance à l'avancement dépend de la longueur d'onde des vagues générées par le bateau (ou convoi) en déplacement.
2. de la forme optimale du bateau, ceci pour minimiser l'**abaissement du plan d'eau** au droit du bateau, de réduire l'intensité **des courants de retour** qui apparaissent à l'arrière du bateau, et pour minimiser le **phénomène de l'enfoncement du bateau**.
3. de l'efficacité de la propulsion du bateau.

Bien que la hauteur maximale des ondes de batillage dépendent de la vitesse de déplacement du bateau, de son gabarit et de son chargement et des caractéristiques géométriques de la voie navigable, il convient d'examiner également le rôle des interactions ondes-ondes, liés au croisement des bateaux et à la réflexion par les berges des ondes de surface, dans l'amplification ou l'atténuation de ces ondes.

Première partie

Bibliographie

- [Airy G.B.1845] Airy, G.B.(1845) Tides and Waves. *In Encyclopaedia Metropolitana*, London. Vol.V, 1845
- [Azcueta R.2001] Azcueta R. Computation of Turbulent Free-Surface Flows Around. *Thèse de Doctorat*, Technischen Universität Hamburg, 2001
- [Anderson et Bonhus. 1994] Anderson W., and Bonhus D. L.,. An Implicit Upwind Algorithm for Computing Turbulent Flows on Unstructured Grids. *Computers Fluids*. Vol. 23(1). pp : 1-21. 1994
- [Ants E., et al.2011] Ants E., Victor A., Inga L., and Juri K. Resuspension of sediment in a semi-sheltered bay due to winds waves and fast ferry wakes. *Boreal Environment Research*. Vol. 16, pp :149-163, 2011
- [Ants E.2006] Ants E., Tarmo S. The impact of fast ferry traffic on underwater optics and sediment resuspension. *Oceanologia*, Vol. (48) (S), pp : 283-301, 2006
- [Alex R., et al.2007] Alex R., Giles T., Gregor M et al. The decay of catamaran wave wake in shallow water. *Ninth international conference on fast sea transportation*. Fast2007, Shanghai, China, 2007
- [Ants E.2009] Ants E, Victor A, and Madis L. Monitoring wave-induced sediment resuspension. *Estonian Journal of Engineering*, Vol. 15, 3, pp : 196-211, 2009
- [BAW-AK.2005] BAW. Principles for the Design of Bank and Bottom Protection for Inland Waterways, *Bulletin n° 88 of the Federal Waterways Engineering and Research Institute* (Bundesanstalt für Wasserbau), 125p, 2005
- [Bernard O.2002] Bernard O. Bauer., Mark S. Lorang., Douglas J. Sherman. Estimating Boat-Wake-Induced Levee Erosion using Sediment Suspension Measurements. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 128, No. 4, pp :152-162, 2002
- [Barnard L.M.1976] Barnard L. M. *An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves*, 315p, 1976
- [Brovchenko I.2007] Brovchenko I., Kanarska Y., Maderich V., Terletska K. 3D non-hydrostatic modelling of bottom stability under impact of the turbulent ship propeller jet. *Acta Geophysica*, Vol. 55, pp : 47-55. 2007

- [Benoît C.2007] Benoît C., and Magnus L. A Unified Sediment Transport Formulation for Coastal Inlet Application. *Coastal and Hydraulics Laboratory, U.S. Army Engineer Research and Development Center* 3909 Halls Ferry Road, Vicksburg, MS 39180-6199, 2007
- [Blaauw H. G.1978] Blaauw H. G., Van de Kaa E. J. (1978). Erosion of bottom and sloping banks caused by the screw race of manoeuvring ships. *Delft Hydraulics Laboratory*, No :202. 1978
- [Biausse B.2003] Biausse B. Suivi d'interface tridimensionnel de type Volume of Fluid, *Thèse de Doctorat, Université de Toulon et du Var*. 2003
- [Benkenida A.1999] Benkenida A. Développement et Validation d'une Methode de Simulation d'Ecoulements Diphasiques sans Reconstruction d'Interfaces. Application à la Dynamique des Bulles de Taylor. *Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse*. 1999
- [Bhowmik N.G.1981] Bhowmik N. G. Waves and Drawdown Generated by River Traffic on the Illinois and Mississippi Rivers. *State Water Survey Division, Surface Water Section at the University of Illinois*. 1981
- [Bijker E.W.1971] Bijker E. W. Longshore transport computation. *Journal of Waterways, Harbours and Coastal Engineering Division, ASCE*, Vol. 97, WW 4, pp :687-701. 1971
- [Boussinesq M.J.1872] Boussinesq, M.J. (1872). Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond. *J. Math. Pures Appl.*, Vol. 17, pp : 55-108.
- [Boussinesq M.J.1871] Boussinesq, M.J. , (1871) Théorie de l'intumescence liquide appelée onde solitaire ou de translation se propageant dans un canal rectangulaire. *Comptes Rendus*.
- [Boussinesq M.J.1877] Boussinesq, M.J. , (1877) Essai sur la théorie des eaux courantes. *Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences Inst. France (séries 2)*, Vol. 23 : pp : 1-680.
- [Carrica P.M., et al.2007] Carrica P. M., et al. Ship Motions Using Single-phase Level Set with Dynamic Overset Grids, *Computers & Fluids*, Vol. 36, pp : 1415-1433, 2007

- [Cunge J.A., et al.1980] Cunge J. A., Holly F. M. Jr., and Verwey A. Practical Aspects of Computational River Hydraulics. *Pitman Publishing Inc.*, Boston, MA. 1980
- [C.N.R.1997b] Compagnie National du Rhône (C.N.R). Etude Des Ondes de Batillage sur Modèle Physique au 1/30. Phase 1 : Exploitation des données relatives aux essais realises entre juillet et decembre 96. *Compagnie National du Rhône(C.N.R), Laboratoire d'Hydraulique et d'Essais de Matériaux*. C753-DLLAB 97-490, 1997b
- [C.N.R.1997] Compagnie National du Rhône (CNR), Etude Des Ondes de Batillage sur Modèle Physique au 1/30. Phase 3 : Mise en Place de 4 Probes dans le Canal et Comparaison des Ondes de Batillage. *Laboratoire d'Hydraulique et d'Essais de Matériaux*, 1997, C753-DLLAB 077997-853
- [Cox D.T, Obayashi N.2000] Cox D.T . et Kobayashi. N. (2000) Identification of intense, intermittent coherent motions under shoaling and breaking waves. *J. of Geophy. Research*, Vol. 105(C6), pp : 223-236
- [Dey S., et Sarkar A.2008] Dey S., and Sarkar A. Characteristics of Submerged Jets in Evolving Scour Hole Downstream of an Apron. *J. Eng. Mech.*, Vol. 134(11), pp : 927-936, 2008
- [Durbin P.A., et Pettersson B.A.2011] Durbin P. A. Pettersson Reif B. A. *Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flows*. Second Edition. 2011
- [Dietrich W.E.,1982] Dietrich W. E., Settling Velocity of Natural Particles. *Water Resources Research*. V. 18, No.6 pp : 1615-1626. 1982
- [Dette H. et al.2002] Dette H.H., Larson M., Murphy J., Newe J., Peters K., Reniers A. et Steetzel H. (2002), Application of prototype flume tests for beach nourishment assessment *Coast. Eng*, vol. 47, n° 2, pp : 137-177
- [Dingemans M.W.1994] Dingemans M.W. (1994) Comparison of computations with Boussinesq-like models and laboratory measurements. *Mast-G8M note, Project 1*
- [Dingemans M.W.1997] Dingemans M.W. (1997) Water Wave propagation over uneven bottoms. *Advanced Series on Ocean Engineering*, 1997

- [Eyup M.S.2002] Eyup M. S. An Interim Model to Predict Maximum Wave Heights of Low Speed Displacement Mono-Hull Ships. *A thesis master of applied science in the faculty of graduate studies civil engineering.* The University of British Columbia. 2002
- [Eyup M.S.1999] Eyup M. S. An Interim Model to Predict Maximum Wave Heights of Low Speed Displacement Mono-Hull Ships. *Master Thesis.* Naval Architecture & Ocean Engineering. Istanbul Technical University. 1999.
- [Fred S.2001] Fred S., Robert V. W., Hugh W. C., and Eric G. P. Verification and Validation of CFD Simulations. *Iowa Institute of Hydraulic Research and Propulsion Research Center.* IIHR Report No.407, 2001
- [Guesmia M.2000] Guesmia M. Système de modélisation TELEMAC-2D. Transport bidimensionnel. Logiciel SUBIEF-2D, version 5.0. *Manuel de l'utilisateur.* EDF, HP-72/2000/002/A. 37p, 2000
- [Gibbs R.J.1971] Gibbs R. J., Mathews M. D., Link D. A. The relationship between sphere size and settling velocity. *Journal of Sedimentary Petrology* Vol. 41, pp : 7-18. 1971
- [Green A. E.1976] Green A. E., Naghdi P. M. A derivation of equations for wave propagation in water of variable depth. *J. Fluid. Mech,* Vol. 78, pp : 237-246, 1976
- [Gobbi M.F. et al.2000] Gobbi M.F., Kirby J.T., Wei G. (2000) A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves : Part 2. *J. Fluid. Mech.,* Vol. 405, pp : 181-210. 2000
- [Houser C.2011] Houser C. Sediment Resuspension by Vessel-Generated Waves along the Savannah River, Georgia. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering,* Vol. 137, No. 5(246-257), September/October, 2011
- [Havelock T.H.1908] Havelock T. H. The propagation of groups of waves in dispersive media, with application to waves on water produced by a travelling disturbance. *Proc.Roy.Soc.,Ser.A81.398-430. 1908*
- [Hamm L. et al.1993] Hamm L., Madsen P.A., et Peregrine H. (1993). Wave transformation in the nearshore zone. *a review. Coastal Engineering,* Vol.21, pp : 5-39.

- [Hilmar H.2011] Hilmar H., Andreas L., Frank P. Wind and ship waves induced resuspension in the littoral zone of a large lake. *Water Resources Research*, Vol.47, W09505, pp12. 2011.
- [Hug M.1975] Hug M. Mécanique des fluides appliquée aux problèmes d'aménagement et d'énergétique. *Cours de l'École Nationale des Ponts et Chaussées*, pp : 267. Editions Eyrolles. 1975
- [Hirt C.W.1981] Hirt C. W., Nichols B. D. Volume of Fluid VOF method for the dynamics of free boundaries. *J. Comp. Phys.*, Vol.39, pp :201-225. 1981
- [Hu C.2010] Hu C., Ji Z., Guo Q. Flow movement and sediment transport in compound channels. *J. Hydraulic Res.*, Vol.48, No. 1, pp : 23-32. 2010
- [Hadji S.2008] Hadji S., Ouahsine A., Naceur H., and Sergent P. Modelling of transport and collisions between rigid bodies to simulate the jam formation in urban flows. *Int. Jnl. of Multiphysics*. Vol. 2, No. 3, pp : 247-267. 2008
- [Hermans A.J.2011] Hermans A. J. Water Waves and Ship Hydrodynamics. 2nd edition. *Technical University of Delft*, Delft The Netherlands. ISBN 978-94-007-0095-6. pp :182. 2011.
- [Idelson S.R., et al.2006] Idelson S. R., and Onate E., et al., The Particle Finite Element Method : An Efficient Method to Solve CFD Problem with Free-Surfaces and Breaking Waves, *European Conference on CFD, ECCOMAS*, Delft, Netherlands, 2006.
- [ITTC.2002] ITTC-Quality Manual. CFD General Uncertainty Analysis in CFD Verification and Validation Methodology and Procedures. pp12. 2002
- [John R.2011] John R., Luc Z., Klaus R., Morgan G., Henry B. Characteristics of ship's depression waves and associated sediment resuspension in Venice Lagoon, Italy. *Journal of Marine Systems* 85. pp :45-56. 2011
- [Jonas A.2010] Jonas A. Ship-Induced Waves and Sediment Transport in Göta River, Sweden Master's Thesis in Water Resources Engineering. *Master thesis. Water Resources Engineering Department of Building and Environmental Technology Faculty of Engineering*, Lund University. 2010.

- [José A., et al.2003] José A., Jimnez., and Madsen O. S., M. ASCE. A Simple Formula to Estimate Settling Velocity of Natural Sediments. *Journal of Waterway, PORT, Coastal and Ocean Engineering*. Vol. 129 :2, pp : 70-78, 2003
- [Jones et Clarke.2010] Jones D. A., and Clarke D. B. **Fluent** Code Simulation of Flow around a Naval Hull : the DTMB 5415. *DSTO-TR-2465*. 2010
- [John C.W.2008] John C. W., Christopher R. S., Richard P. S., Courtney K. H., and Hernan G. A. Development of a three-dimensional, regional, coupled wave, current, and sediment-transport model. *Comput. Geosci.* 34, 10 (October 2008), pp : 1284-1306
- [Jia et Wang.1999] Jia Y., and Wang, S. Y. Numerical model for channel flow and morphological change studies. *J. Hydr. Engrg., ASCE*, Vol. 125(9), pp : 924-933. 1999
- [Jennifer G.D.2004] Jennifer G. D., Simulation of Flow and Mass Dispersion in Meandering Channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 130, No. 10, pp :964-976. October 2004
- [Jia D.D.2010] Jia D. D., Shao X. J., Wang H., Zhou G. Three-dimensional modeling of bank erosion and morphological changes in the Shishou bend of the middle Yangtze River. *Advances in Water Resources*, vol. 33. 3, pp : 348-360. 2010
- [Jiang T.1996] Jiang T. Simulation of shallow water waves generated by ships using Boussinesq equations solved by a flux-difference-splitting method. 11th *International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, March 1996. Germany.
- [Khanh T. D., et al.2006] Khanh T. D., et al., Numerical Study of Propagation of Ship Waves on a Sloping Coast. *Ocean Engineering*, 2006, Vol(33). pp : 350-364
- [Korteweg D.J., DeVries G.1895] Korteweg, D.J. et DeVries G.,(1895) On the change of form of long waves advancing in a rectangular channel, and on a new type of long stationary waves. *London, Dublin and Edinburgh Philosophical Magazine*, Vol. 39, pp : 422-443.
- [Lee T.S.2000] Lee T. S., Wu J., and Shu C. Wave Equation Model for Ship Waves in Bounded Shallow Water. *J Hydrodynamics Ser B*, No 4, pp : 109-119. 2000

- [Lam W., et al.2011] Lam W., Hamil G. A., Song Y. C., Robinson D., J., Raghunathan S. A review of the equations used to predict the velocity distribution within a ship's propeller jet. *Ocean Engineering* Vol(38). pp : 1-10. 2011
- [Launder et Spalding.1972] Launder B. E., and Spalding D. B. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. *Academic Press*, London, England. 1972
- [Martin P. W., et al.2007] Martin P. W., and Leo M. G., et al., RANSE with Free Surface Computations Around Fixed DTMB5415 Model and Other Balino's Fishing Vessels. *9th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, Michigan, USA, 2007
- [Martin L.2009] Martin L., Fonctionnement écologique de la Seine à l'aval de la station d'épuration d'Achères : données expérimentales et modélisation bidimensionnelle. *PH.D thèse. L'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*. 2009
- [McConchie J.A.2003] McConchie J. A., Toleman I. E. J. Boat wakes as a cause of riverbank erosion : a case study from the Waikato River, New Zealand. *Journal of Hydrology (NZ)*. 42(2) pp :163-179. 2003
- [Menter F.R.1994] Menter F. R., Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal*. **32** :No.8. 1994
- [Michael et Carl.2001] Michael Z. L., Carl L. A. Sedtrans96 : the upgraded and better calibrated sediment-transport model for continental shelves. *Computers & Geosciences*. Vol(27). pp :619-645. 2001
- [Ma Y., et al.2010] Ma Y., Dong G., Liu S., Zang J., Li J., and Sun Y. Laboratory Study of Unidirectional Focusing Waves in Intermediate Depth Water. *J. Eng. Mech.*, 136(1), pp :78-90. 2010
- [Madsen P.A.1991] Madsen P. A., Murray R., and Sorensen O. R. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. *Coast. Engrg.*, Vol(15), pp : 371-388. 1991
- [Muzaferija S., et al.1998] Muzaferija S., Peric M., Sames P., and Schellin T. A Two-Fluid Navier-Stokes Solver to Simulate Water Entry. *In Proc 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, DC*. pp : 277-289. 1998

- [Neumeier U., et al.2008] Neumeier U., Ferrarin C., Amos C. L., Ungiesser G., Li M. Z. Sedtrans05 : An improved sediment-transport model for continental shelves and coastal waters with a new algorithm for cohesive sediments. *Computer & Geosciences*. 2008
- [Madsen P.A., Sorensen O.R.1992] Madsen P.A., Sorensen O.R. (1992) A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. *Coast. Eng.*, vol. 18, pp : 183-204
- [Madsen P.A., et al.2002] Madsen, P.A., Bingham, H.B., Liu, H., (2002) A new Boussinesq method for fully nonlinear waves from shallow to deep water. *J. Fluid Mech*, Vol. 462, pp : 1-30.
- [Nwogu O.G.1993] Nwogu O.G. (1993), An alternative form of the Boussinesq equations for nearshore wave propagation. *J. Waterway Port, Coast. Ocean Eng.*, vol. 119, n° 6, pp : 618-638
- [Nwogu, O.G.1996] Nwogu, O.G. (1996). Numerical prediction of breaking waves and currents with a Boussinesq model. *Proc. Coastal Engineering Conference, 25th*, 4807-4820.
- [Nwogu O.G.1993] Nwogu O. Alternative form of Boussinesq equation for nearshore wave propagation. *J. of Waterway, Port, Coastel and Ocean Engineering*, Vol. 119, No. 6, ASCE, USA, 1993
- [Nwogu O. G.2004] Nwogu O. G. and Demirbilek Z., Numerical Modeling of Ship-Induced currents in Confined Waterways. *J. of Coastal Engineering*, 2004
- [Pham Van Bang D.2009] Pham Van Bang D., Sergent P., Hissel F., Debaillon P., Montreuil S., Long B., Ouahsine A. Vagues et érosion des sédiments générées par le passage des bateaux de navigation intérieure : mesures *insitu* et analyses. *Revue Technique Maritime et Fluviale*, n°2, sept. 2009, pp : 18-24.
- [Parchure T.M., et al.2007] Parchure T. M., Davis J. E., and McAdory R. T. Modeling fine sediment resuspension due to vessel passage. *Proceedings in Marine Science. Estuarine and Coastal Fine Sediment Dynamics*. Volume 8, pp :449-464. 2007
- [Parchure T.M.2001] Parchure T. M., William H. M. J., Allen M. T. Desktop method for estimating vessel-induced sediment suspension. *Journal of Hydraulic Engineering*. Vol.127, No. 7. pp :577-587. 2001

- [Paphitis D.2001] Paphitis D. Sediment movement under unidirectional flows : an assessment of empirical threshold curves. *Coastal Engineering*, Vol. 43, pp :227-245. 2001
- [Peregrine D.H.1967] Peregrine D. H. Long waves on a beach. *J. Fluid Mech.*, Vol(27), pp :815-827. 1967
- [Peregrine D.H.1967] Peregrine D.H. (1967) Long waves on a beach *J. of Fluid Mech.*, vol. 27 (4) , p 815-827
- [Rayleigh J.W.S.1945] Rayleigh J.W.S.(1945) Theory of Sound, I. II. *Dover, New York*, 1945.
- [Russell et Scott J.1844] Russell et Scott. J. Report on waves. *In John Murray, editor, Report on the Fourteenth Meeting, pages 311-390 +57 plates*, London, 1844. British Association for the Advancement of Science.
- [Robert M. Sorensen.2005] Robert M. Sorensen. *Basic Coastal Engineering*. Third edition. December 9. 2005
- [PLLCC.2007] Rich Passage Passenger Only Fast Ferry Study Û Phase 2 Wave Energy Evaluation of Passenger Only Ferries in Rich Passage Report 4 Û Interim Report on Wake Trials and Low Wake Vessel Optimization Studies. *Pacific International Engineering, PLLC*. August 2007.
- [Smaoui H.2010] Smaoui H., Ouahsine A., Pham Van Bang D., Sergent P. and Hissel F. Numerical Modelling of the Sediment Re-Suspension Induced by Boat Traffic. *Sediment Transport*. 2010. ISBN 978-953-307-189-3, Hard cover, pp :334, Publisher : InTech
- [Stephen T.M.2005] Stephen T. M. Wave height from planing and semi-planing small boats. *River research and application*. Vol(21), pp : 1-17. 2005.
- [Sorensen T.M.1973] Sorensen, R. M. Ship-Generated Waves. *Adv. Hydrosci.*, Vol(9), pp :49Û 83. 1973
- [Sabine E.Z.2012] Sabine E. Z. Conceptualizing the role of sediment in sustaining ecosystem services : Sediment-ecosystem regional assessment (SEcoRA). *Science of The Total Environment*, Volume 415, 15 January 2012, pp :9-30

- [Sorensen, R.M.1997] Sorensen, R. M. Prediction of Vessel-Generated Waves with Reference to Vessels Common to the Upper Mississippi River System. *Interim report. Department of Civil and Environmental Engineering Lehigh University Bethlehem, PA 18015.* 1997.
- [Stern F., et al.1988] Stern F., Kim H. T., Patel V. C., and Chen H. C., A Viscous Flow Approach to the Computation of Propeller Hull Interaction, *Journal of Ship Research*, Vol. 32, No. 4, pp :246-262. 1988
- [Sheng Y.P.1983] Sheng Y. P., Mathematical modeling of three-dimensional coastal currents and sediment dispersion : Model development and application. *Technical Report CERC-83-2, Aeronautical Research Associates of Princeton, Inc., N.J.* 1983
- [Soulsby R.1997] Soulsby R. Dynamics of Marine Sands : A Manual for Practical Applications. *Thomas Telford, London*, pp249. 1997.
- [Stern F., et al.2006] Stern F., Wilson R., Shao J., et al. Quantitative V&V of CFD simulations and certification of CFD Codes. *J. Methods in Fluids*, Vol. 50(11), pp : 1335-1355. 2006
- [Soomere T.2007] Soomere T. Nonlinear Components of Ship Wake Waves. *Appl. Mech. Rev.* 60, 120. pp :120-138. 2007
- [Schaffer, and Madsen1995] Schäffer, H.A., Madsen, P.A. (1995). Further enhancements of Boussinesq-type equations. *Coastal Engineering* Vol(26), pp : 1-15.
- [Stokes G.G.1880] Stokes,G.G.(1880) On the theory of oscillatory waves. *Cambridge University Press,Cambridge.* Vol.1, pp : 197-229.
- [DTMB.1939] <http://en.wikipedia.org/wiki/DavidTaylorModelBasin>
- [Thomas W.A.1982] Thomas W. A., 1982, Chapter 18 : Mathematical modeling of sediment movement, Gravel-bed Rivers, R.D. Hey, et al., eds., *John Wiley & Sons, Ltd.*, New York, N. Y.
- [Fluent-tutorial.V13.0] Theory guide of tutorial of *ANSYS-FLUENT 13.0* help.
- [Toorman E.A., et al.2002] Toorman E. A., Bruens A. W., Kranenburg C., Winterwerp J. C. Interaction of suspended cohesive sediment and turbulence. *In : Johan C. Winterwerp and Cees Kranenburg, Editor(s), Proceedings in Marine Science, Elsevier*, Vol. 5, pp :7-23. 2002

- [Urs N., et al.2008] Urs N., Christian F., et al. Sedtrans05 : An improved sediment-transport model for continental shelves and coastal waters with a new algorithm for cohesive sediments. *Computers and Geosciences*. Vol(34), pp : 1223-1242. 2008
- [Ursell F.1953] Ursell, F. (1953) The long-wave paradox in the theory of gravity waves. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Vol.49, pp : 685–694, 1953
- [Van Rijn.1987] Van Rijn. L. C. Mathematical modeling of morphological processes in the case of suspended sediment transport. *Doctor thesis*. Water loop kunding Laboratorium delft. 1987
- [Van Rijn.1990] Van Rijn. L. C. Field Verification of 2-D and 3-D Suspended-Sediment model. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 116, No. 10, pp :1270-1288. 1990
- [Van Rijn.1987] Van Rijn. L. C. Mathematical modeling of morphological processes in the case of suspended sediment transport.*Doctor thesis*. Water loop kunding Laboratorium delft. 1987
- [Van Rijn.1990] Van Rijn, L. C. Field Verification of 2-D and 3-D Suspended-Sediment model. *J. Hydraulic Eng.* pp : 1270-1288. 1990
- [Van Rijn.1984] Van Rijn, L. C. Sediment Transport, Part I : Bed Load Transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 110, No. 10, 1984, pp : 1431-1456
- [Versteeg et Malalasekera.1995] Versteeg H. K., Malalasekera W. *An introduction to Computational Fluid Dynamics, The Finite Volume Method*. Produced through Longman Malaysia, TCP. 1995
- [Wuebben J. L.1983] Wuebben J. L. Effect of Vessel Size on Shoreline and Shore Structure Damage along the Great Lakes Connecting Channels. *USA Cold Regions Research and Engineering Laboratory, 1983, Special Report 83-11*
- [Wuebben J. L., et al.2000] Wuebben J. L., Lewis E. H., et tl. Impact Study of Vessel Effects on the Marine and Nearshore Zone, Glacier Bay, Alaska. *Prepared for National Park Service Glacier Bay National Park and Preserve* P.O. Box 140 Gustavus, AK 99826. 2000.

- [Winstanley D.2002] Winstanley D., Bhowmik N. G., et al. History of the Illinois Stater Survey[C], *Proceedings and Invited Papers for the ASCE 150th Anniversary (1852-2002)*, Washington. D. C, U.S.A, 2002, pp :121-132
- [Wu W.2000] Wu W., Rodi W., and Wenka T. 3-D numerical modeling of water flow and sediment transport in open channels. *J. Hydr. Engrg., ASCE*, Vol. 126(1), pp : 4-15. 2000
- [Wu et Vieira.2002] Wu W., and Vieira D. A. One-dimensional channel network model CCHE1D 3.0–Technical manual. *Technical Report No. NCCHE-TR-2002-1, National Center for Computational Hydroscience and Engineering*, The University of Mississippi. 2002
- [Wan Y.X., et al.2010] Wan Y. X., Wen X. H., Zhong D. Q. Numerical simulation of sediment erosion by submerged plane turbulent jets. *Journal of Hydrodynamics*. Vol. 22(5), pp :593-598. 2010
- [Wolter.2008] Wolter, Christian Söhngen, Bernhard., Considerations to Reduct Environmental Impacts of Vessels. *6th European Conference on Ecological Restoration Ghent, Belgium*, 8-12/09/2008.
- [Gothenburg.2000] Workshop on Numerical Ship Hydrodynamics, Chalmers University, Gothenburg. (2000) <http://www.ihr.uiowa.edu/gothenburg2000/>.
- [Wang et Zou.2007] Wang D. G., Zou Z. L. Study of Non-linear Wave Motions and Wave Forces on Ship Sections Against Vertical Quay in A Harbor. *Ocean Engineering*, 2007, Issues 8-9, (37), pp : 1245-1256
- [Wu et Chen.2003] Wu J. K., Chen B., Unsteady ship waves in shallow water of varying depth based on Green-ŪNaghdi equation. *Ocean Engineering*, Volume 30, Issue 15, October 2003, pp : 1899-1913
- [Yann A.2010] Yann A. Simulation d'Écoulements à Surface Libre par Une Méthode de Caputre d'Interface en Formulation Totalement Couplée. *Thèse de Doctorat. L'école Centrale de Nantes et l'Université de Nantes*.2010
- [Zhao M.2003] Zhao M., Teng B., and Liu S. X. Numerical Simulation of Improved Boussinesq Equations by a Finite Element Method. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 15(4) : 31-40. 2003

[Zhou L.2001] Zhou L. Sediment Transport. Laboratoriet for Hydraulik og Havnebygning. *Instituttet for Vand, Jord og Miljøteknik, Aalborg Universitet*. 2001

Deuxième partie

Annexe A

Annexe A

Articles

1. S.C.JI, A.Ouahsine, H. Smaoui, P. Sergent., 3D Numerical simulation of convoy-generated waves in restricted waterways. *Journal of Hydrodynamics*, 2012, 24(3) :420-429.
2. S.C.JI, A.Ouahsine, H. Smaoui, P. Sergent., 3D Modeling of sediment movement by ships-generated wakes in confined shipping channels. *Internal Journal of Sediment Research*. (To appear)
3. S.C.JI, A.Ouahsine, H. Smaoui, P. Sergent., 3D Numerical simulation of ship waves and resuspension of sediments by propeller wash. *Journal of Engineering Mechanics*. (Submitted)

Conférences

4. S.C.JI, A.Ouahsine, H. Smaoui, P. Sergent., 3D Numerical investigations of ship-induced waves in restricted waterways by Radioss. 2010 European Hyperworks Technology Conference, Paris, France.
5. C. Ji Sheng, A.Ouahsine, H. Smaoui, P. Sergent., Numerical Prediction of Ship-Generated Waves in Restricted Channel, *Marine 2011 Computational Methods in Marine Engineering IV*, Lisbon, Portugal, pp :146-156,2011.
6. C. Ji Sheng, A.Ouahsine, H. Smaoui, P. Sergent., Impacts sédimentaire induits par bateau, *Les Journées scientifiques et Techniques*, Paris, France, 03-05, Dec, 2012.

Titre : Simulation 3D des ondes de batillage générées par le passage des bateaux et des processus associés de transport de sédiments.

Résumé :

Les ondes de batillage générées par l'avancement des bateaux détruisent les rives des voies navigables et accélèrent les phénomènes d'érosion aussi bien au niveau des berges qu'au niveau du fond du canal. Leurs caractéristiques cinématiques dépendent de la vitesse, de l'enfoncement, du chargement du bateau et également de la profondeur de la voie navigable. En outre, les masses d'eau accélérées par l'immersion des bateaux et par leur système propulsif, induisent la remise en suspension d'une grande quantité de sédiments et provoquent l'érosion du fond de la voie navigable.

Dans cette thèse, un modèle numérique 3D est présenté pour simuler la génération de ces ondes de batillage. Ce modèle, basé sur les équations de Navier-Stokes (RANS), a été couplé à un modèle d'advection-diffusion 3D pour caractériser la répartition et le mode de transport sédimentaire au passage du bateau. Ce couplage est mis en oeuvre avec prise en compte des effets des hélices du système propulsif du bateau.

Mots-clés : Fluide, Ondes de Batillage, Voie Navigable, Transport Sédimentaire, Volumes Finis.

Title : 3D numerical modelling of shipwaves and associated sediment transport.

Abstract :

Ship-generated waves in restricted waterways lead to the stream banks erosion and cause environmental damage which harms fish, plants, benthos, plankton, etc. They also alter the channel morphology because of the resuspension and transport of bed material by accelerated flows caused by moving-ships. The magnitude of these waves depends mainly on the geometrical and kinematical parameters of the convoy

The objective of this study is to predict the relationship between these geometrical and kinematical parameters and the amplitude of ship-generated waves as well as the water plane drawdown. Numerical simulations are conducted by solving the 3-dimensional Navier-Stokes equations along with the $k - \varepsilon$ model for turbulent processes. The results are compared firstly with the empirical models and secondly with experimental measurements performed by the French Compagnie Nationale of Rhône (CNR). The exitance of the propeller increases the sediment in suspension. Therefore, the relationships between the re-suspended sediments and the advancing speeds of the convoy, the wakes generated by the moving convoy, as well as the number of barges are studied by adding 3D advection-diffusion equation and a propeller model.

Keywords : CFD, Fluid, Shipwaves, Water-Way, Sediment transport, Finite Volume