

THÈSE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS
UFR des sciences fondamentales et appliquées
Pôle poitevin de recherche pour l'ingénieur en mécanique, matériaux et énergétique -
PPRIMME
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

École doctorale : Sciences et ingénierie en matériaux, mécanique, énergétique et
aéronautique - SIMMEA (Poitiers)
Secteur de recherche : Mécanique des milieux fluides

Présentée par :
Souria Hamidouche

Étude expérimentale et numérique de l'écoulement autour d'une ride isolée

Directeur(s) de Thèse :
Alain Texier, Damien Calluau

Soutenue le 09 décembre 2013 devant le jury

Jury :

Président	Yannick Bailly	Professeur des Universités, Université de Franche-Comté
Rapporteur	Yannick Bailly	Professeur des Universités, Université de Franche-Comté
Rapporteur	Robert Lafite	Professeur des Universités, Université de Rouen
Membre	Alain Texier	Professeur des Universités, Université de Poitiers
Membre	Damien Calluau	Maître de conférences, Université de Poitiers
Membre	Gérard Pineau	Maître de conférences, Université de Poitiers
Membre	Emmanuel Mignot	Maître de conférences, INSA de Lyon

Pour citer cette thèse :

Souria Hamidouche. *Étude expérimentale et numérique de l'écoulement autour d'une ride isolée* [En ligne]. Thèse Mécanique des milieux fluides . Poitiers : Université de Poitiers, 2013. Disponible sur Internet <<http://theses.univ-poitiers.fr>>

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS
(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

École Doctorale : SI-MMEA (Sciences et Ingénierie en Matériaux,
Mécanique, Énergétique et Aéronautique)

Secteur de Recherche : Mécanique des Fluides

Présentée par :

Souria HAMIDOUCHE

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UNE RIDE ISOLÉE

Directeurs de Thèse :

Alain TEXIER

Damien CALLUAUD

Gérard PINEAU

Soutenue le 9 décembre 2013

devant la Commission d'Examen

JURY

Y. BAILLY	<i>Professeur, Université Franche-Comté, FEMTO</i>	(Rapporteur- Président)
R. LAFITE	<i>Professeur, Université Rouen, Lab.M2C</i>	(Rapporteur)
D. CALLUAUD	<i>Maître de conférences, Université de Poitiers, Institut P'</i>	(Examineur)
E. MIGNOT	<i>Maître de conférences, INSA Lyon, LMFA</i>	(Examineur)
G. PINEAU	<i>Professeur, Université de Poitiers, Institut P'</i>	(Examineur)
A. TEXIER	<i>Professeur, Université de Poitiers, Institut P'</i>	(Examineur)

Remerciements

Ce manuscrit est l'aboutissement de trois années de travaux en mécanique des fluides au sein de l'Institut Pprime sous la direction de Damien CALLAUD, Gérard PINEAU et Alain TEXIER. En premier lieu, je remercie Damien pour sa très grande disponibilité (toujours plus rapide que la réception de ses mails), ses conseils scientifiques, ses instructions et les nombreuses connaissances en mécanique des fluides « sans ton aide ça aurait été beaucoup plus difficile pour moi qui vient d'un environnement de Géoscience ». En second lieu, je remercie Gérard et Alain pour leurs conseils et encouragements.

Je remercie vivement mes rapporteurs, Y. BAILLY et R. LAFITE, d'avoir bien voulu consacrer du temps à la lecture de ce manuscrit, et pour leurs instructions très bénéfiques pour la version finale de ma thèse Ainsi qu'à E. MIGNOT membre de ce jury, pour les questions pertinentes et l'intention qu'il a apportées à mes travaux.

Un grand merci est adressé à Patrick BRAUD pour qui les lasers n'ont presque pas de secrets, pour la préparation des salles de manips et la mise au point du matériel sans faille. Merci pour ta disponibilité et tes conseils. Je tiens aussi, à remercier Romani Boulanger pour l'aide concernant les manips de la SPIV. Je remercie encore une fois, Damien au côté de Philippe MONNET pour leurs conseils lors de mes deux années d'enseignement à l'IUT de Poitiers.

Un autre merci est surtout destiné à nos deux informaticiens du labo (Francis et Pierre), toujours prêts à répondre à l'appel sans attente. Merci à Pierre pour avoir fait un saut au labo pendant tes vacances, pour remédier au réseau qui ne marchait pas en plein mois d'août (la rédaction ne connaît pas de vacances). Je n'oublierai pas de remercier tous les gars de l'atelier pour leur super boulot (usinage, préparation du matériel pour les manips...), je pense surtout à Ludo. Un autre merci à Christian pour l'aide technique lors de mes manips dans le canal hydros-sédimentaire, ainsi que ton humeur et tes blagues :). Un merci à Catherine notre secrétaire et aussi à Nora qui prend à cœur l'impression de nos thèses ☺.

Il faut bien sûr que je remercie Sébastien JARNY (Séb) d'avoir pris le temps de lire mon chapitre bibliographique. Et oui, je suis obligée de parler du duo Séb-Nico, merci pour votre humeur et les taquineries sur la « *berbèrie* » !! By the way, Nico merci pour tes conseils lors des nombreuses conversations à la cafète...

Il est temps d'adresser mes remerciements à tous mes collègues thésard(e)s et stagiaires du labo. Tout d'abord, pour mon collègue de bureau Guillaume, c'était un plaisir de partager ce bureau avec toi. Ensuite à : Adrien, Laurent, Riadh, Paul, Florence, Patricia... Je remercie particulièrement, Sylvain pour les nombreuses sorties de détente (on n'a pas encore fait de vidéos !!). Aux anciens aussi : Asmaa, Christophe, Hicham, Badri, JC. Je tiens à remercier Houria pour son amitié, sans oublier Sam. Assia, merci d'être venue d'Aix-en-Provence pour ma soutenance. Salamet, merci d'être toujours là quand le moral ne l'est pas !! Sacrée Maïlys, tu ne peux pas passer inaperçu, merci pour pleins de choses (merci de me faire découvrir certains coins de la France, notamment Cauterets, je en garde un très bon souvenir wallah).

Je ne pourrai clore ma liste sans adresser un immense merci à toute ma famille, surtout à ma grand-mère (qui m'a toujours soutenu), à mes parents et à mon grand frère qui croient toujours en moi.

Enfin, un merci tout particulier à toi Rémi, que j'ai rencontré au laboratoire et qui m'a apporté le soutien, l'affection et surtout RESPECT pour ta patience lors des nombreuses semaines très agitées et très stressantes pour moi...

TABLES DES MATIERES

LISTE DES SYMBOLES	VIII
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I BIBLIOGRAPHIE	3
I.1 Transport sédimentaire et rides	4
I.1.1 Processus physiques du transport sédimentaire.....	4
I.1.2 Détermination du seuil de mise en mouvement des particules de grains	6
I.1.3 Mode de transport	8
I.2 Conditions d'apparition des rides	9
I.2.1 Effet de la vitesse de l'écoulement.....	9
I.2.2 Effet de l'apport en sédiments.....	11
I.3 Morphologie et dynamique des rides.....	12
I.3.1 Dynamique de formation de rides	12
I.3.2 Stabilité des rides	15
I.3.3 Migration : Rides 2D-3D	17
I.4 Écoulement autour de rides.....	18
I.4.1 Topologie de l'écoulement autour d'une ride	18
I.4.2 Écoulement à l'aval de la ride	22
I.4.2.1 Écoulement moyen	22
I.4.2.2 Caractérisation des phénomènes instationnaires	23
I.5 Interaction entre l'écoulement et le transport sédimentaire	27
I.6 Bilan.....	28
CHAPITRE II DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES	31
II.1 Configuration et dimensionnement de la maquette « ride ».....	32
II.2 Dispositif expérimental et techniques de mesures.....	34
II.2.1 Veine hydrodynamique	34

II.2.2	Visualisation de l'écoulement par tomographie laser	36
II.2.3	Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV, 2D-2C).....	37
II.2.3.1	Principe de la PIV	38
II.2.3.2	Méthodes d'analyse et de traitement des images PIV	40
II.2.4	Vélocimétrie par Imagerie de Particules Stéréoscopique (SPIV, 2D-3C)	41
II.2.4.1	Principe de la technique SPIV	41
II.2.4.2	Calibration des caméras et reconstruction des champs de vitesses	44
II.3	Application des techniques de mesures optiques à l'étude de l'écoulement.....	46
II.3.1	Régimes d'écoulement étudiés	48
II.3.2	Sections étudiées et matrice d'essais	48
II.4	Grandeurs déduites des mesures PIV et SPIV	50
II.4.1	Grandeurs statiques.....	50
II.4.1.1	Vitesse moyenne, intensité turbulente et écarts types	50
II.4.2	Grandeurs dérivées	51
II.4.2.1	Vorticité	51
II.4.2.2	Dérivées premières de la composante hors champs laser	52
II.4.2.3	Second invariant du tenseur du gradient de vitesse.....	52
II.4.3	Grandeurs déduites pour l'identification de la dynamique de l'écoulement sur le transport sédimentaire.....	53
II.4.3.1	Analyse des contraintes de Reynolds : Méthode des quadrants.....	53
II.4.3.2	Moyennes temporelles et spatiales des grandeurs physiques de l'écoulement	55
II.5	Conclusion	57
CHAPITRE III Outils numériques de simulation de l'écoulement		59
III.1	Modèles numériques	60
III.1.1	Écoulement à bas Reynolds.....	60
III.2	Écoulement à Reynolds élevé	61
III.3	Conditions de convergence	61
III.4	Géométries et maillages du domaine de calcul	62
III.4.1	Domaine de calcul	62

III.4.2	Maillage du domaine d'étude	63
III.4.3	Conditions aux limites appliquées	64
III.5	Solveur de résolution pour les modèles instationnaires.....	65
III.6	Validation des simulations numériques.....	65
III.6.1	Validation du maillage.....	65
III.6.2	Validation du modèle pour un écoulement à bas Reynolds	66
III.6.3	Validation du modèle pour un écoulement à Reynolds élevé	69
III.7	Bilan	70
CHAPITRE IV ÉTUDE ET DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT À L'AVAL D'UNE RIDE -		
RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET NUMÉRIQUES-.....		71
IV.1	Topologie de l'écoulement	72
IV.1.1	Caractéristiques de l'écoulement amont	72
IV.1.2	Évolution des champs de vitesses moyennes.....	73
IV.1.2.1	Topologie moyenne en fonction du nombre de Reynolds.....	73
IV.1.2.2	Profils des différentes composantes de la vitesse.....	74
IV.1.3	Tridimensionnalité de l'écoulement à l'aval d'une ride	83
IV.2	Dynamique tourbillonnaire de l'écoulement à l'aval de la ride	85
IV.2.1	Visualisation de l'écoulement instantané.....	85
IV.2.2	Fluctuations de vitesses à l'aval de la ride et intensité turbulente	88
IV.3	Bilan	95
IV.4	Analyse instationnaire de l'écoulement.....	97
IV.4.1	Dynamique du lâchés tourbillonnaires.....	97
IV.4.2	Analyse par la méthode des quadrants.....	109
IV.4.3	Périodicité de l'écoulement : Analyse des grandeurs moyennes et temporelles.....	115
IV.4.3.1	Reynolds = 500.....	115
IV.4.3.2	Analyse détaillée de l'écoulement pour $Re \geq 600$	120
IV.4.4	Bilan sur l'instationnarité de l'écoulement.....	128
IV.5	Influence du nombre de Froude sur l'écoulement à l'aval de la ride	128
IV.6	Conclusion.....	131

CHAPITRE V	RIDES ET TRANSPORT DE SÉDIMENTS	133
V.1	Dispositif expérimental dédié au transport sédimentaire	134
V.1.1	Canal hydro-sédimentaire	134
V.1.2	Techniques de visualisations du transport de particules	134
V.1.2.1	Visualisations de formes géomorphologiques.....	134
V.1.2.2	Visualisations du flux sédimentaire	136
V.1.3	Caractéristiques des particules.....	137
V.1.4	Descriptif des expériences	137
V.2	Définition du protocole de mesure	141
V.2.1	Prototype lié à la masse	142
V.2.2	État initial des particules.....	142
V.2.3	Essais qualitatifs	143
V.3	Déformation de formes sédimentaires soumises à un écoulement.....	144
V.4	Analyse de la morphologie.....	146
V.4.1	Caractéristiques de la forme en croissant.....	146
V.4.2	Création de rides 3D : influence de la forme initiale et la vitesse de l'écoulement.....	147
V.4.3	Migration de la forme de croissant	150
V.4.4	Évolution morphologiques spécifiques : Phénomènes de séparation	152
V.5	Dynamique du transport de sédiments	154
V.5.1	Comportement de l'écoulement autour de la forme en croissant.....	154
V.5.2	Écoulement dans le sillage.....	155
V.5.3	Érosion et déplacement des sédiments.....	157
V.5.4	Phénomène spécifique : Déplacement intermittent.....	160
V.6	Conclusion	163
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	165	
ANNEXE	167	
I.1	Mise en mouvement des grains uniformes et non cohésifs : Approche de Shields.....	167
I.2	La contrainte de cisaillement critique.....	169

I.3	Amélioration de la courbe de Shields	170
I.4	Influence de la forme du grain sur la mise en mouvement d'un lit sédimentaire	170
I.5	Effet de masquage de particules	171
I.6	Conclusion	171
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		173
RESUMÉ		183

Liste des Symboles

Dimensions liées de la ride

h, h_{ride}	Hauteur de la ride	[h = 20 mm]
x'	Coordonnées longitudinales normalisées sur la longueur du profil de la ride	[-]
L	Longueur totale de la maquette de la ride	[L = 585 mm]
l	Longueur totale du profil de la ride	[l = 400 mm]
W	Largeur de la ride	[m]
H	Hauteur de la base de la ride	[m]

Repères orthonormés

O	Origine située dans le plan de symétrie de la maquette à $h = 20$ mm	[-]
Ox	Suit la direction de l'écoulement extérieur	[-]
Oy	Suit la direction selon l'envergure de la ride	[-]
Oz	Suit la direction transversale à la ride	[-]

Dimensions liées à l'écoulement

$U_0(u, v, w)$	Vitesse d'entrée de l'écoulement	[m/s]
h_e	Hauteur de l'écoulement	[m]
ψ	Ligne de courant	[-]
x_s	Abscisse du point de décollement de l'écoulement (S)	[m]
x_R	Abscisse du point de rattachement de l'écoulement (R)	[m]
Q_i	Quadrants	[-]
S_i	Fraction spatiale « répartition des quadrants »	[-]
P_i	Temps de résidence des composantes u' / w' dans un quadrant	[s]
T	Durée de temps de mesure (fréquence de mesure)	[s]
T_i	Temps total de résidence d'une composante u' ou w' dans un quadrant Q_i	[s]
ρ	Masse volumique de l'eau	[Kg/m ³]
ν	Viscosité cinématique du fluide	[m ² /s]

Dimensions liées aux matériels de mesures

λ_L	Longueur d'onde d'émission laser	[m]
I_t, I_{t+1}	Intensité de pulsion du laser entre un intervalle de temps $\Delta t = t+1 - t$	[W/cm ²]
d	Déplacement des traceurs solides « particules argentées » dans l'eau	[m]
Δt	Intervalle de temps entre deux expositions d'images	[s]
K_p	Rapport de poids des particules dans la fenêtre d'interrogation	[-]
α	Angle de Scheimpflug	[°]
Θ	Angle formé entre le plan lentille et le plan objet « la nappe laser »	[°]
M	Facteur de grandissement de la caméra	[-]
CCD	Charge Coupled Device	[-]
d_e	Diamètre de la particule dans l'image	[m]
C	Concentration moyenne en particules dans un volume fluide	[g/l]

Dimensions liées aux grandeurs calculées

$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	Moyenne des composantes de la vitesse u, v, w respectivement	[-]
D_{vx}, D_{vz}	Dérivées de la composante v selon x et z respectivement	[-]
Ω_{ij}	Partie antisymétrique du tenseur des gradients de vitesse	[-]
S_{ij}	Partie symétrique du tenseur des gradients de vitesse	[-]
$\vec{\omega}, \omega_y$	Vecteur de la vorticité ; composante de la vorticité	[-]
\bar{u}_i	Moyenne de la vitesse	[-]
\bar{N}_{v2D}	Norme de la vitesse bidimensionnelle	[-]
\bar{N}_{v3D}	Norme de la vitesse tridimensionnelle	[-]
I_{t2D}	Intensité turbulente bidimensionnelle	[-]
I_{t3D}	Intensité turbulente tridimensionnelle	[-]
Q	Second invariant de tenseur de gradient de vitesse	[-]
Q_{2D}	Second invariant de tenseur gradient de vitesse bidimensionnel	[-]
a_{ij}	Composante de l'accélération	[-]
u', v', w'	Composantes longitudinales turbulentes de la décomposition de Reynolds	[-]

Repère orthonormé lié au canal hydro-sédimentaire

O_c	Origine située dans le plan de symétrie du canal	[—]
$O_{c x_c}$	Direction de l'écoulement extérieur U_c	[—]
$O_{c y_c}$	Direction selon l'envergure du canal	[—]
$O_{c z_c}$	Direction transversale du canal	[—]

Dimensions liées au canal hydro-sédimentaire

h_c	Hauteur de l'eau	[m]
U_c	La vitesse d'entrée de l'écoulement dans le canal hydro-sédimentaire	[m/s]
Q_c	Débit de l'écoulement dans le canal	[m ³ /s]
S_c	Section du canal	[m ²]
Fr_c	Froude lié aux expériences menées dans le canal hydro-sédimentaire	[—]
Re_c	Nombre de Reynolds lié aux expériences menées dans le canal hydro-sédimentaire	[—]
Re_d	Reynolds particulaire	[—]
f	Coefficient de frottement	[—]
τ	Contrainte de cisaillement	[Pa]
Θ	Paramètre de Shields	[—]
Θ_c	Paramètre de Shields critique de mise en mouvement des particules	[—]
d^*	Diamètre sédimentologique	[—]
u^*	Vitesse de cisaillement	[m/s]
K_s	Rugosité de fond moyenne « Nikuradse »	[m]
Re^*	Nombre de Reynolds de cisaillement	[—]
C	Vitesse de déplacement de la barkhane	[m/s]
m	La masse des particules	[g]

q_m	Le flux massique	$[\text{g.m}^{-1}.\text{s}^{-1}]$
L_{tas}	Longueur du tas de particules	[m]
D	Distance parcourue par la barkhane	[m]
L_b	Longueur de la barkhane	[m]
L_d ou l_d	Longueur de déplacement de la barkhane	[m]
W_b ou w_b	Largeur de la barkhane	[m]
t_c	Le temps de formation d'une barkhane	[s]

INTRODUCTION

La compréhension de la dynamique sédimentaire réside dans l'étude de l'interaction entre un écoulement et un lit de particules. Cette interaction domine l'évolution des rivières et des milieux côtiers et estuariens. Le transport de sédiments donne souvent lieu à la formation de structures comme les rides et les dunes qui jouent un rôle déterminant dans le mouvement des particules. La compréhension des mécanismes à l'origine des interactions entre les forces hydrodynamiques et le poids des sédiments présentent une première approche sur la dynamique d'évolution globale du transport sédimentaire des matériaux non cohésifs, à granulométrie uniforme. Cette approche est celle classiquement employée par les lois usuelles de transport de sédiments proposées par Shields en 1936, et reprises, entre autres, par Meyer-Peter et Muller en 1948 et Einstein en 1950. Cependant, le couplage entre les caractéristiques de l'écoulement et les sédiments est dominé par la macro-turbulence et les structures tourbillonnaires instationnaires générées par la présence même des formes sédimentaires présentes sur le lit de sédiments. Les modèles numériques, physiques et les expérimentations de terrain sont utilisés pour comprendre l'impact du transport sédimentaire à l'aval de ces formes mais reste à l'heure actuelle mal connus. Il est, par conséquent, important d'identifier les phénomènes instationnaires et de quantifier leurs influences sur la formation et la migration de ces formes sédimentaires.

Par conséquent, les principaux objectifs de cette thèse sont :

- L'étude expérimentale et numérique de l'écoulement à l'aval d'une ride fixe solitaire afin de caractériser la dynamique tourbillonnaire et l'instationnarité de l'écoulement générées par la présence même d'une ride.
- L'appréhension des différents mécanismes et processus hydrodynamiques responsables de la formation et de la migration des géomorphologies.

L'expertise de l'interaction générée par un écoulement cisailé sur un lit sédimentaire a fait l'objet, à la fois, d'une étude de l'écoulement à bas Reynolds à l'aval d'une ride fixe solitaire et d'une étude qualitative du transport de particules à l'aval d'une géomorphologie naissante. Cette analyse, déduite des travaux expérimentaux réalisés au sein de l'Institut P' est complétée par des simulations numériques d'écoulements. Dans le cas de l'étude de l'écoulement à bas Reynolds, des mesures de vitesse au moyen de techniques optiques de hautes résolutions sont effectuées dans une veine hydrodynamique confinée. L'écoulement moyen et instationnaire est étudié afin de caractériser les différents mécanismes et processus hydrodynamiques générés par la présence de la ride. En ce qui concerne l'identification des mécanismes qui régissent la formation et la migration d'une dune solitaire, le suivi du déplacement de particules est entrepris dans un canal hydro-sédimentaire. Les expériences sont réalisées sur le transport de particules sous un écoulement turbulent en s'appuyant sur des techniques de visualisations d'écoulement par laser. L'étude numérique s'appuie sur la validation des champs de vitesse par les résultats issus de l'expérimentation afin de réaliser des simulations à des nombres de Reynolds plus élevés.

Une étude bibliographique sur l'écoulement et le transport sédimentaire à l'aval d'une ride sera présentée dans le premier chapitre. Il sera introduit, tout d'abord, le transport sédimentaire. Ensuite, un aperçu sur la morphologie, la formation et la dynamique des rides sera présenté. Puis, un état de l'art sur les études expérimentales et numériques de l'analyse d'écoulements à l'aval d'une ride sera détaillé. Ce chapitre met, en particulier, l'accent sur les liens existants entre le transport de sédiments et la présence de rides, en se basant sur de nombreux travaux menés dans des canaux d'essais ou de mesures de terrain.

Un deuxième chapitre sera consacré sur la description détaillée du dispositif expérimental utilisé pour l'étude de l'écoulement à bas Reynolds à l'aval de la ride. Les techniques (Particules Images Vélométrie

PIV, Stéréo-PIV et tomographie laser) dédiées pour la mesure et l'analyse de l'écoulement seront exposées. Dans un deuxième temps, les méthodes d'analyse et de traitement des données acquises seront présentées.

L'étude numérique de l'écoulement à bas Reynolds et à Reynolds élevé à l'aval d'une ride sera exposée dans le troisième chapitre. La première partie portera sur les modèles numériques utilisés pour cette étude et leurs validations. Une seconde partie exposera la comparaison des résultats issus des simulations numériques et des données expérimentales acquises.

L'analyse des résultats obtenus sera l'objectif du quatrième chapitre. Une caractérisation de l'écoulement moyen à l'aval de la ride sera présentée. Ensuite, l'écoulement instationnaire sera analysé en détail en s'appuyant sur les champs instantanés de la vitesse. La troisième composante de la vitesse sera étudiée afin de décrire la tridimensionnalité de l'écoulement. Par la suite, les fluctuations de la vitesse seront présentées afin de mettre en évidence la dynamique tourbillonnaire et instationnaire de la zone de recirculation. Enfin, une dernière partie sera consacrée à l'influence du nombre de Froude sur l'écoulement à l'aval de la ride.

Le cinquième chapitre sera dédié à une analyse qualitative de la transformation d'une « ride » solitaire soumise à un écoulement. Tout d'abord, le canal hydro-sédimentaire ainsi que les techniques optiques de visualisations employées pour réaliser les différents essais seront décrits. Ensuite, l'analyse des résultats sera présentée. La naissance de morphologies issues de l'interaction entre l'écoulement et les particules sera décrite. Le suivi de particules sédimentaires dans la zone de recirculation sera présenté et détaillé. Enfin, une analyse sur la déformation et migration d'une barre mobile isolée sous un écoulement cisailé sera présentée.

CHAPITRE I BIBLIOGRAPHIE

L'étude de la topologie, la formation et la dynamique des rides dans les estuaires et les rivières sont des sujets de préoccupations actuelles pour les scientifiques, car le comportement de l'écoulement et les profils de vitesses varient à l'aval de ces géomorphologies. En conséquence, une étude détaillée des caractéristiques de l'écoulement (structures tourbillonnaires, distribution de vitesse et vorticité) à l'aval de ces formes est nécessaire afin de prédire les évolutions du transport de sédiments dans les rivières.

Ce chapitre décrit, dans un premier temps, le transport sédimentaire et les différents processus physiques de mouvement des particules. Ensuite, les conditions d'apparition et de formation des rides et leur rôle dans l'hydraulique de l'ingénierie seront abordées. Un point sur l'instabilité et la dynamique au niveau de ces formes sera abordé en se basant sur les observations des rides mobiles, et sera suivi par une présentation des rides 3D. Dans un deuxième temps, l'écoulement à l'aval de ces rides sera présenté sous trois formes : i) l'écoulement oscillatoire à l'aval des rides (une comparaison entre les données expérimentales et des simulations numériques), ii) des rides soumises à un écoulement permanent unidirectionnel à surface libre et iii) l'écoulement à l'aval de rides dans des canaux fermés « bounded flow ». Enfin, l'accent sera mis sur l'ensemble des références traitant l'interaction entre l'écoulement à l'aval de rides.

I.1 Transport sédimentaire et rides

Dans l'hydraulique fluviale, le transport sédimentaire joue un rôle primordial dans l'évolution des rivières (érosion/accumulation). Cependant, du fait de la complexité de ce phénomène, il est difficile à mettre en œuvre. En effet, le taux du transport sédimentaire et la nature des phénomènes physiques exercés sur un lit sédimentaire peuvent contribuer à l'évolution des fonds de rivières plats vers des fonds onduleux (dunes ou anti-dunes). La turbulence joue un rôle important dans le transport sédimentaire et participe à la déstabilisation du lit sédimentaire ([Muller et Gyr \[1986\]](#), [Bennet et Best \[1995\]](#), [McLean et al. \[1994\]](#) et [Best \[2004\]](#)). Cette déstabilisation se traduit par les déplacements (ou arrachements) des grains de sédiments qui sont dus à la trainée et à la portance.

Un exemple typique d'interaction entre fluide et particules est l'apparition des rides, cet exemple s'inscrit dans l'évolution et la dynamique des fleuves. Sous l'action du fluide, le milieu granulaire se met en mouvement en générant des rides. Ces rides provoquent à leur tour, une dissipation d'une partie de l'énergie de l'écoulement à travers la force de trainée qui est exercée sur la surface des rides. Ainsi, des zones de turbulences se créent en présence de ces ondulations morphologiques. L'énergie de l'écoulement étant directement reliée à la pente du fleuve, le niveau du fleuve va croître pour compenser la perte d'énergie due à la présence de rides. Il est donc primordial de comprendre cette interaction pour pouvoir prédire l'évolution et la dynamique des rivières à travers les processus d'érosion et de déposition. L'étude du transport sédimentaire dans les laboratoires sous des conditions parfaitement contrôlées est simplifiée à :

- des sédiments sphériques de taille uniforme et de diamètre « d »
- des écoulements uniformes
- des sédiments non-cohésifs et des concentrations de sédiment réduites

I.1.1 Processus physiques du transport sédimentaire

Sous l'action d'un fluide, un lit de grain au repos, se met en mouvement. Le mouvement des particules se produit lorsque la force instantanée du fluide exercée sur la particule est supérieure à la force de résistance instantanée liée au poids de la particule et au coefficient de frottement.

Un fond sédimentaire soumis à l'action d'un écoulement évolue en fonction des forces de frottement qui dépendent de la rugosité du fond induite par ce dernier. Soit les sédiments restent immobiles lorsque les forces induites sont insuffisantes au soulèvement des grains, soit les sédiments sont transportés. La quantification du transport de sédiment, nous mène à définir l'interaction qui peut exister entre les particules et l'écoulement et quantifier les rapports de forces soumises aux particules.

Les forces du fluide qui agissent sur le sédiment sont présentées sur la [Figure I- 1]. La force de pression se résume à une force de trainée « *drag force* » (F_D) et une force de soulèvement « *lift force* » (F_L), générée par la différence de pression à la surface de la particule. L'angle de repos (ϕ) est défini comme étant l'angle entre la ligne qui relie le centre de la particule au point de contact avec le lit sédimentaire et la ligne normal au lit sédimentaire [Eq.I- 1]. L'angle de repos dépend de la forme de grain ([Li et Komar \[1986\]](#)). Pour la plupart des rivières cette pente est faible, les effets de la gravité selon la direction de l'écoulement sont donc négligeables devant les autres forces qui agissent sur le mouvement de la particule.

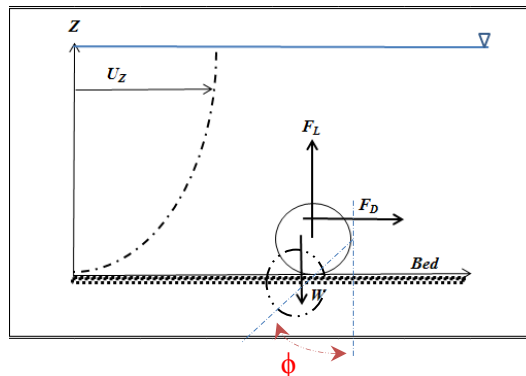


Figure I- 1 Forces exercées sur une particule de sédiment [modifiée d'après Graf [1984] et Van Rijn [1993]

Le mouvement de particules se produit quand : $F_D + F_L \geq G$, pour des raisons de simplicité, F_L est négligeable devant G (Van Rijn [1993]), donc à Reynolds élevés les forces de pression sont plus importantes que les forces de frottement (citées précédemment et font parties des forces exercées par l'écoulement sur une particule). Ces forces sont exprimées par les équations suivantes :

$$\text{Eq.I- 1} \quad \tan\phi = \frac{F_D}{F_L}$$

$$\text{Eq.I- 2} \quad \tan\phi = \frac{W \sin\alpha}{W \cos\alpha}$$

$$\text{Eq.I- 3} \quad W = K_3(\rho_s - \rho)gd^3$$

$$\text{Eq.I- 4} \quad F_D = C_D K_1 d^2 \frac{\rho u^{*2}}{2}$$

$$\text{Eq.I- 5} \quad F_L = C_L K_2 d^2 \frac{\rho u^{*2}}{2}$$

W : le poids submergé des particules qui est exprimé par : Eq.I- 1

u^* : la vitesse de cisaillement

d : le diamètre particulaire

C_D : coefficient de trainée (il est en fonction du nombre de Reynolds (Van Rijn [1993])

C_L : coefficient de soulèvement

K_1, K_2 et K_3 : facteurs liés à la forme des particules

L'introduction des équations [Eq.I- 2, Eq.I- 4 et Eq.I- 5] dans l'équation [Eq.I- 1] donne l'équation suivante :

$$\text{Eq.I- 6} \quad \frac{\rho u^{*2}}{(\rho - \rho_s)gd} = \frac{2K_3(\tan\phi \cos\alpha - \sin\alpha)}{C_D K_1 + C_L K_2 \tan\phi}$$

Avec :

α : inclinaison du lit sédimentaire par rapport au plan horizontal.

ϕ : angle de repos.

Le terme : $\frac{2K_3(\tan\phi\cos\alpha - \sin\alpha)}{C_D K_1 + C_L K_2 \tan\phi}$ va être abordé dans [I.1.2 et IV.1.5] sous le nom du nombre

de Shields (défini par le [Shields \[1936\]](#)) et il dépend :

- des grains (taille, uniformité)
- de la dynamique de l'écoulement
- de la pente du canal ($\cos\alpha \sim 1$)
- de l'angle de repos

1.1.2 Détermination du seuil de mise en mouvement des particules de grains

Pour simplifier l'étude de l'érosion, les substrats non cohésifs ont été davantage étudiés que les substrats cohésifs. Pour les substrats où la cohésion est importante, l'érosion de ses grains est difficile. Par conséquent, le seuil de mise en mouvement des sédiments est important. La détermination de seuil de mise en mouvement des particules de sédiment est basée sur la détermination du nombre de Shields, que ce soit d'un point de vue expérimental ([Anderson et al. \[2001\]](#), [Lebunetel-Levaslot \[2008\]](#), [Charru et al. \[2013\]](#)) ou numérique « LES » ([Zedler et Street \[2001\]](#) et [Andersen et al. \[2001\]](#)). L'interaction entre le fond d'un lit sédimentaire et les particules est gouvernée par la contrainte de frottement au fond « τ ». Cette contrainte est liée au nombre de Reynolds par le coefficient de frottement « f », et est donc liée à la vitesse de l'écoulement. Suite au développement d'un modèle pour la couche limite turbulente d'un écoulement soumis à l'action de la houle, [Jonsson \[1966\]](#) a défini la relation qui lie la contrainte de frottement au fond (d'un lit sédimentaire) et le nombre de Reynolds par le biais des deux formules suivantes :

$$\text{Eq.I- 7} \quad \tau = \frac{1}{2} \rho u^2 f$$

Une vitesse de frottement est déduite directement de la contrainte de frottement par l'équation suivante :

$$\text{Eq.I- 8} \quad u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$$

Cette vitesse est appelée aussi la vitesse de cisaillement de fond. Elle est surtout utilisée pour la mesure de la vitesse au niveau du fond sédimentaire. Du point de vue hydraulique, il est intéressant d'utiliser la tension de frottement comme critère d'érosion.

Le coefficient de frottement dépend du régime de l'écoulement, donc son estimation est gouvernée par la valeur du nombre de Reynolds, il est calculé selon la formule [Eq.I- 9] (voir : [Grant et Madsen \[1982\]](#) et [Nielsen \[1986\]](#)).

$$\text{Eq.I- 9} \quad f = \exp\left(5.213 \left(\frac{K_s}{a}\right)^{0.1942} - 5.977\right)$$

K_s représente la rugosité de Nikuradse et est exprimée en fonction du diamètre des sédiments ($K_s = 2.5 d_{50}$). Pour déterminer la vitesse critique de mise en mouvement des particules, [Jonsson \[1966\]](#) a fait une approximation de l'Eq.I- 10, pour au final proposer une équation qui calcule le coefficient de frottement [Eq.I- 10] :

$$\text{Eq.I- 10} \quad f = 0.09 \text{Re}^{0.2}$$

Un paramètre particulière « θ », nommé le nombre de Shields est défini [Eq.I- 11] (voir aussi l'Annexe). Ce paramètre est déterminé par le ratio entre les forces hydrodynamiques (trainée et soulèvement) et les forces de pesanteur. La force du fluide est proportionnelle à $\rho d^2 (u^*)^2$ et la force de pesanteur est proportionnelle à $(\rho_s - \rho) g d^3$. Cette contrainte de Shields « θ » dépend de la contrainte de cisaillement au fond.

$$\text{Eq.I- 11} \quad \theta = \frac{\tau}{(s-1)\rho g d_{50}}$$

Avec :

τ : contrainte de cisaillement globale moyenne due au courant / vague ($\tau = \rho u^{*2}$)

u^* : vitesse de cisaillement globale

s : densité relative des sédiments (ρ_s/ρ)

g : accélération de la pesanteur (ms^{-2})

P : masse volumique (kg m^{-3})

d_{50} : diamètre médian des particules (μm)

Pour obtenir la vitesse critique, nous sommes obligés de déterminer le nombre de Shields critique (θ_{cr}) pour la mise en mouvement des particules. Une formule de [Soulsby et Whitehouse \[2005\]](#) [Eq.I- 12], nous permet de calculer directement ce nombre critique qui dépend du diamètre sédimentologique des grains et qui est un paramètre adimensionnel.

$$\text{Eq.I- 12} \quad \theta_{cr} = \frac{0.3}{(1+1.2D_*)} + 0.055 [1 - \exp(-0.02D_*)]$$

$$\text{Eq.I- 13} \quad D_* = \left[\frac{g(s-1)}{v^2} \right]^{\frac{1}{3}} d_{50}$$

Il est donc facile de déterminer la valeur de θ et de θ_{cr} , si les propriétés du fluide et du granulat sont connues et ainsi que la vitesse critique de mise en mouvement des particules. En plus du nombre de Shields, l'écoulement diphasique peut être quantifié par une autre grandeur adimensionnelle telle que :

Le Reynolds particulière : R_d représente quant à lui le rapport de forces inertielles et des forces visqueuses qui s'exercent à l'échelle de la particule.

$$\text{Eq.I- 14} \quad R^* = \frac{u^* d_{50}}{\nu}$$

ν : viscosité cinématique du fluide ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$).

La Figure I- 2 montre les résultats expérimentaux obtenus par Shields. La figure de droite [Figure I- 2-b] présente le diagramme de Hjulstrom qui représente la vitesse qui permet de déplacer des particules de sédiments. Le seuil entre l'entraînement et le transport des sédiments délimite les

conditions de la vitesse de l'écoulement et la taille des particules qui vont entrainer le sédiment. Les particules roulent, glissent ou sautent (d'une manière brusque) mais restent très proche du fond. Il existe plusieurs formules pour la prédiction du transport par charriage, la plupart de ces formules sont empiriques. Le sédiment est soumis à trois phases de mouvement : l'érosion, la sédimentation et le transport. Ces trois aspects englobant la dynamique des rivières sont bien établis par Hjulstrom [Figure I- 2-b]. Cependant, le concept de Hjulstrom est valable pour des particules de la même taille.

Le diagramme de Hjulstrom est issu de la synthèse de différentes expériences de laboratoires ou de terrain. Par ailleurs, des analyses détaillées ont été réalisées sur le mouvement du granulat uniforme au fond des canaux. Par conséquent, d'autres diagrammes ont été suggérés pour déterminer le seuil de mise en mouvement des grains de sédiment, comme le cas de « The American Society Of Civil Engineers Sedimentation Task committee » (Vanoni [1964]).

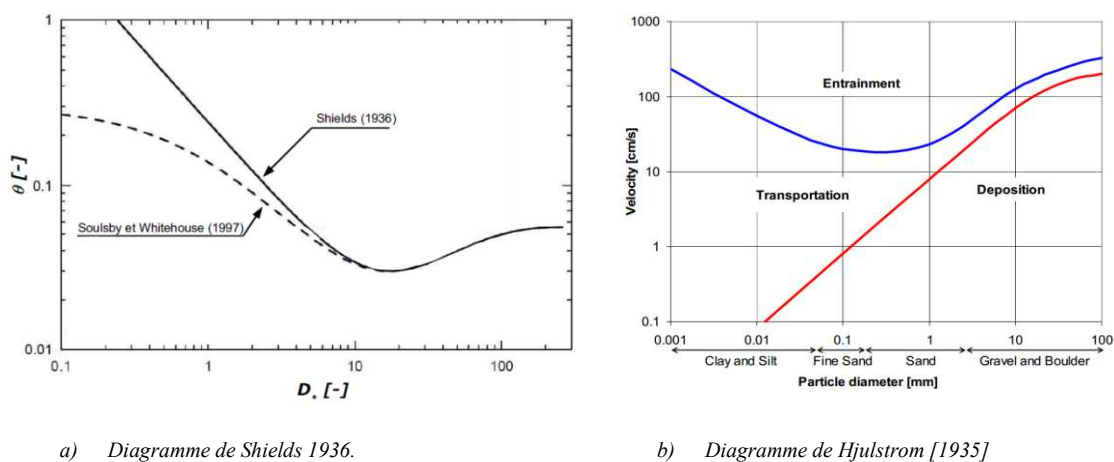


Figure I- 2 Seuil de mise en mouvement des grains de sédiment

D'un point de vue granulométrique, le nombre de Shields n'est pas applicable aux granulométries étendues. Shields a donc négligé la force de portance (lift) et n'a pris en compte que la force de trainée (drag). Par contre, le nombre de Shields reste l'outil le plus utilisé par les scientifiques (ex : Andersen et al. [2001]). Par conséquent, l'équation Eq.I- 11, nécessite une connaissance de la granulométrie du sédiment, essentiellement le D_{50} .

1.1.3 Mode de transport

Le déplacement des particules sous l'effet d'un écoulement se caractérise par trois modes différents qui dépendent des propriétés des particules et de la force exercée sur les particules. Les trois modes principaux de transport de sédiments sont la suspension, la saltation et le glissement. Ces trois modes de transport gouvernent l'évolution et la formation des rides en milieu naturel (zones côtières, rivières...).

Le transport en suspension se produit essentiellement dans un écoulement turbulent, avec des diamètres de particules petits.

Le déplacement en saltation est effectué par des gros grains, qui font des sauts de longueur au-dessus du fond. Une fois sur le fond, leur énergie est assez grande pour mobiliser et rouler quelques grains sur le lit sédimentaire. Dans la littérature, le transport est plutôt divisé en deux grands modes : la

suspension et le charriage. Le mode principal de transport des particules dans un liquide est assuré par le glissement, roulement et suspension. [McLean et al. \[1994\]](#) et [Bennet et Best \[1995\]](#) observent que le transport en suspension dans la zone de recirculation est gouverné par les fortes intensités de turbulence et les contraintes de Reynolds (influence des fluctuations sur l'écoulement moyen). Les travaux de [Ha et Chough \[2003\]](#) démontrent également que le taux de sédiment mis en suspension est plus important en aval des rides (près du point de rattachement du fluide) qu'au niveau de leur face abritée.

Le transport par charriage comporte les différents modes, tels que la saltation, le roulement et le glissement. Il est défini par cette formule : $q_b = C(\tau_0)^m$. Où q est le taux du transport par charriage. C (une constante qui dépend de l'écoulement et des caractéristiques du sédiment), la valeur de m est égale à $3/2$.

[Richards \[1980\]](#) distingue deux cas limites concernant le cisaillement des grains de sable. Un premier cas où la contrainte entre les particules est transmise par la viscosité du fluide et un deuxième cas où la transmission est plutôt réalisée par interaction particule-particule ([Bagnold \[1941\]](#)). Lorsque la contrainte de cisaillement diminue, le sédiment en suspension devient plus important.

I.2 Conditions d'apparition des rides

Le mouvement de l'eau au-dessus d'une couche de sable, sous la forme d'un courant unidirectionnel ou oscillatoire voire même la combinaison des deux, peut conduire à la formation de géomorphologies particulières. La compréhension de la dynamique fluviale ou estuarienne réside dans la compréhension du transport sédimentaire à l'aval de ces formes onduleuses. La formation de ces structures est générée par deux principaux facteurs : la vitesse de l'écoulement/courant et l'apport /quantité en sédiment.

L'étude de la topologie, la formation et la dynamique des rides dans les estuaires et les rivières sont des sujets de préoccupations actuels pour les scientifiques, car le comportement de l'écoulement et les profils de vitesses fluctuent à l'aval de ces formes sédimentaires. D'une part, une étude détaillée des caractéristiques de l'écoulement (structures tourbillonnaires, distribution de la vitesse et de la vortacité à l'aval de ces rides) est nécessaire afin de prédire les évolutions du transport de sédiments des rivières, des estuaires et des fonds marins. D'autre part, la compréhension de l'interaction entre un écoulement, un lit sédimentaire et le transport des grains est primordiale, car ils gouvernent la configuration et la stabilité des rivières.

Ces géomorphologies, présentes sur les fonds marins, dont la taille dépend de celle des grains et de la contrainte de cisaillement exercée sur le fond par les grains et le régime de l'écoulement, font l'objet de différentes études. Quand l'écoulement diminue, les rides disparaissent ([Richards \[1980\]](#))

I.2.1 Effet de la vitesse de l'écoulement

[Kennedy \[1969\]](#) donne précisément la signification des différentes formes issues de l'interaction entre un écoulement fluide et des grains de sable [Figure I- 3].

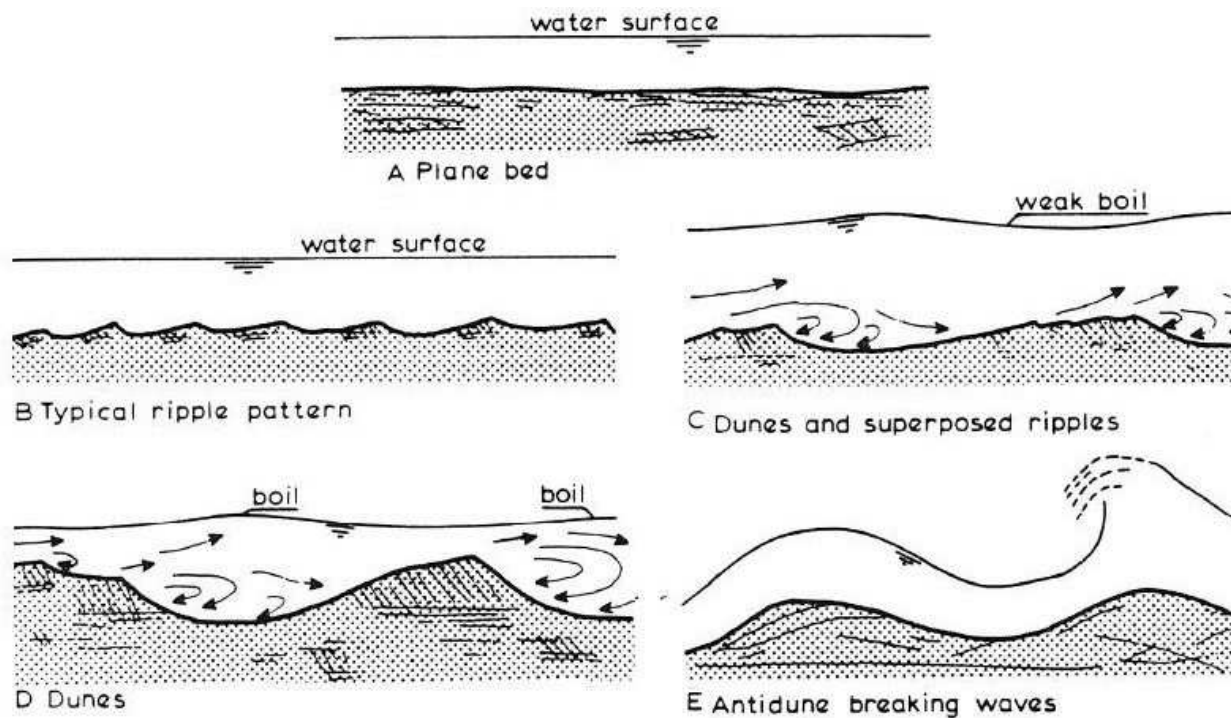


Figure I- 3 La morphologie d'un lit sous un écoulement continu (D'après : [Engelund et Fredsøe \[1982\]](#)). a,b,c) : se produisent dans des conditions « lower transport regime » ; d) sous des condition « upper transport regime »

Quand un lit sédimentaire (un sédiment allant du fin vers le moyen) est exposé à un écoulement laminaire à surface libre et d'une profondeur constante, où la vitesse augmente d'une façon progressive au cours du temps, des ondulations « rides » se forment tout le long du lit sédimentaire. Les caractères distinctifs de ces rides sont : i) la forme dont la section longitudinale est approximativement triangulaire, ii) la présence d'une pente douce et iii) la face d'avalanche dont la pente est proche de l'angle de repos du lit sédimentaire. La taille d'une ride solitaire est d'une longueur inférieure à 0.3 m et d'une hauteur de 0.03 m. Une des particularités des rides, à la différence des autres formes sédimentaires, c'est qu'elles n'interagissent pas avec la surface libre de l'écoulement.

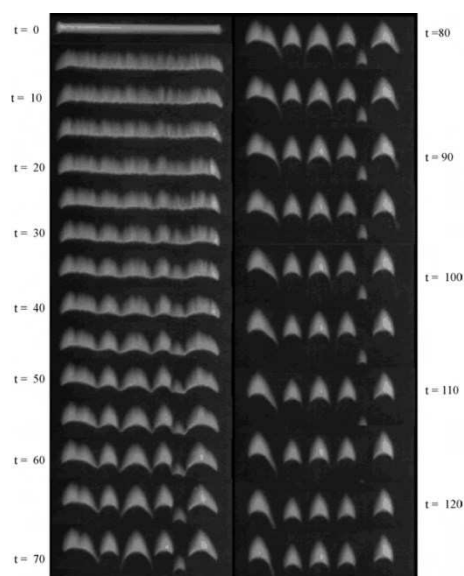
À une vitesse plus critique ($Fr < 1$), les dunes se forment. Elles sont similaires aux rides. La première distinction se trouve au niveau de la taille. En laboratoire, leur longueur est de quelques mètres et dans les rivières elles dépassent les 30 m tandis que leur hauteur varie entre 0.03 à 0.6 m. La vraie distinction entre ces deux formes similaires se situe dans la discontinuité du spectre de la longueur d'onde des dunes. Lorsque la vitesse augmente, le spectre est discontinu. Lorsque la vitesse augmente encore plus, les rides ou les dunes disparaissent, dans ce cas le lit sédimentaire devient plat ([O'Donoghue et al. \[2006\]](#)). Quand la vitesse augmente encore et avec une augmentation du nombre de Froude, d'autres formes naissent le long du lit sédimentaire : les anti-dunes. Leur forme est sinusoïdale. Les anti-dunes sont en interaction avec la surface libre du fluide. Cependant, en absence de la surface libre les anti-dunes ne se forment pas. Elles sont opposées au sens du courant, leur longueur varie de l'ordre du décimètre au mètre, elles sont soumises à des courants intenses, il s'agit de formes mobiles très instables. D'après [Graf et Altinakar \[2000\]](#), leur apparition se produit à $Fr > 1$.

1.2.2 Effet de l'apport en sédiments

Lorsque l'apport en sédiment est assez important et dans des conditions d'hydrodynamiques parfaitement adéquates, le lit sédimentaire donne naissance à des rides [Figure I- 4-a]. Cependant, en condition d'apport en sédiments limité, le lit de sable se transforme en ride, puis cette ride donne naissance à des structures 3D [Figure I- 4-b].



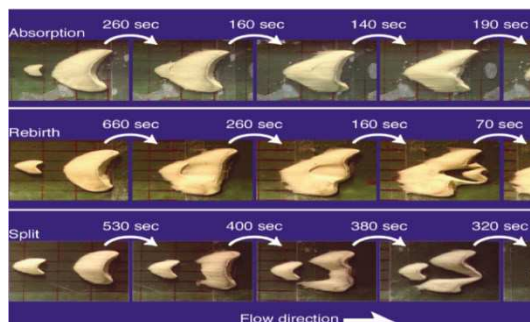
a) Dreano [2010]



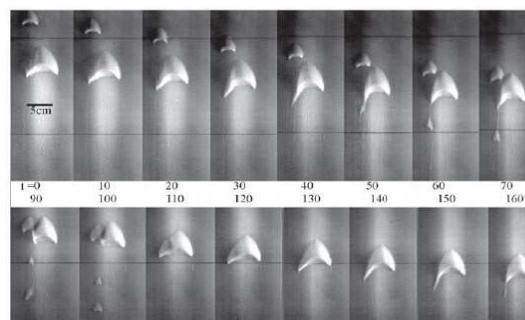
b) Hersen [2004]

Figure I- 4 Influence de la quantité de sédiment sur le lit sédimentaire

Les premières études sur les rides 3D (ou appelées plus souvent « barchanes »), remontent à [Cornish \[1897\]](#). Puis, les recherches se succèdent sur l'étude de ces phénomènes que ce soit sous l'action d'un vent au cœur des déserts ([Bagnold \[1941\]](#), [Hoyt \[1965\]](#), [Sauermann et al. \[2000\]](#)) ou sous l'action d'un écoulement fluide ([Endo et Taniguchi \[2004\]](#), [Hersen et al. \[2002\]](#)), ainsi que dans le cadre de simulations numériques ([Werner \[1995\]](#) ou [Lima et al. \[2002\]](#)). [Hersen \[2004\]](#) a reproduit en laboratoire des barchanes aquatiques sous des conditions hydrauliques contrôlées, en cisillant par un écoulement fluide une couche très fine de sédiments



a) Endo et Taniguchi [2004]



b) Hersen [2004]

Figure I- 5 Evolution spatio-temporelle des barchanes

[Endo et Taniguchi \[2004\]](#) ont réalisé des expériences de laboratoire dans le but de comprendre le processus de formation des barkhanes, l'interaction qui existe entre elles et de prédire leur évolution temporelle. Au final, ils ont défini trois processus de formation : un premier type montre l'absorption de la petite barkhane par la plus grande, phénomène aussi observé par [Hersen \[2004\]](#) « *Absorption* », un deuxième processus présenté par la collision de deux barkhanes qui finissent par reproduire d'autres barkhanes, appelé « *rebirth* », et le troisième et dernier processus, nommé « *split* », où la barkhane aval se divise en deux sans qu'il y ait de collision avec la barkhane amont. Toutes ces formes participent à l'évolution et à la dynamique des rivières.

La Figure I- 6 montre l'apparition de barkhane sur Mars.

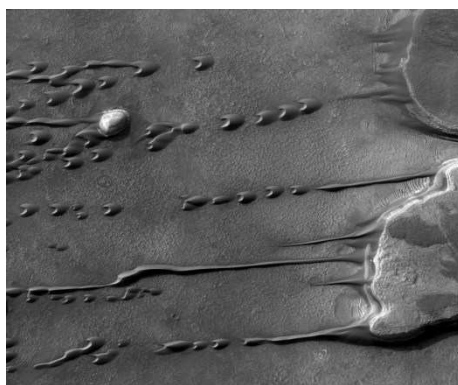


Figure I- 6 Image de barkhanes sur Mars « *Astronomy picture of the day* : 22 Avril 2012 » : Crédit image : HiRISE, MRO, LPL(U.Arizona), NASA : <http://apod.nasa.gov/apod/ap120422.html>

I.3 Morphologie et dynamique des rides

I.3.1 Dynamique de formation de rides

La formation des rides est liée à la turbulence au fond d'un lit sédimentaire produite par l'action de décollement et de rattachement de l'écoulement ([Raudkivi \[1983\]](#), [Leeder \[1983\]](#), [Nezu et Nakagawa \[1984\]](#), [Bennet et Best \[1995\]](#) et [Blondeaux \[2001\]](#)) et leur géométrie est gouvernée par le diamètre des grains de sédiment ([Yalin \[1964\]](#)). Les rides jouent un rôle primordial dans l'hydraulique de l'ingénierie. Particulièrement en paléo-environnemental, elles peuvent apporter des réponses sur certaines questions, comme la détection de la direction des rivières et la prédiction de l'architecture des anciens bras fluviaux. Le rôle crucial des rides se situe au niveau de la résistance à l'écoulement, puisqu'elles influencent l'affouillement au fond et modifient le taux du transport sédimentaire. L'apparition des rides et leurs prédictions dans l'ingénierie sont importantes pour la construction des ponts, des digues, ou des voies navigables. Dans les rivières en particulier, la prédiction des rides nous renseigne sur les affouillements qui peuvent s'y produire, l'érosion et la profondeur des rivières. Par ailleurs, le taux de migration des rides est utilisé pour estimer le transport par charriage.

Lorsque les forces d'attractions augmentent suffisamment, le transport sédimentaire est déclenché et le lit sédimentaire devient de plus en plus instable. Dans le cas où le sédiment est fin, des rides se forment ([Engelund et Fredsøe \[1982\]](#)). Les premières études sur la formation de rides ont été

observées par [Bagnold \[1946\]](#). Ces rides sont générées par un écoulement oscillant. Les expériences de Bagnold, ont pu classer ces formes en deux catégories :

- Rides à grains roulants : ce sont des structures de petite taille, caractérisées par une longueur d'onde assez stable.
- Rides à tourbillons : ce sont des structures de taille plus importante que les précédentes, caractérisées par la présence de tourbillons issus du détachement de la couche limite au niveau des crêtes.

Les observations de [Stegner et Wesfreid \[1999\]](#) montrent une stabilisation quasi stationnaire des rides au bout d'un certain temps après une perturbation par un écoulement fluide [Figure I- 7-a]. L'évolution des rides sous un écoulement oscillatoire est très longue et le stade final correspond à la formation des rides à tourbillons (conclusion de Stegner). La pente des rides est limitée à une valeur maximale qui peut être obtenue par une régression linéaire. Par conséquent, l'évolution des rides semble être limitée par l'angle de repos des grains du sédiment moyen.

Dans le but de compléter ces études et ces observations, [Rousseaux \[2003\]](#) a étudié la formation de rides dans une cellule de Couette oscillante. Il a observé l'apparition de rides à grains roulants dont la longueur d'onde dépend de trois paramètres : i) l'amplitude des oscillations, ii) le diamètre des grains iii) l'épaisseur de la couche de Stokes [Figure I- 7-b]. Quand la sollicitation dure suffisamment longtemps, les rides à grains roulants transitent vers les rides à tourbillons qui finissent ensuite par atteindre un état stable dans lequel leur longueur d'onde est proportionnelle à l'amplitude des oscillations. Par contre, les visualisations de l'écoulement effectuées à l'aval des rides à grains roulants, ont mis en évidence l'existence d'un tourbillon transitoire apparaissant au moment du retournement de l'écoulement principal. Contrairement à l'affirmation de [Bagnold \[1946\]](#), il n'y a pas de distinction entre les mécanismes des deux types de rides.

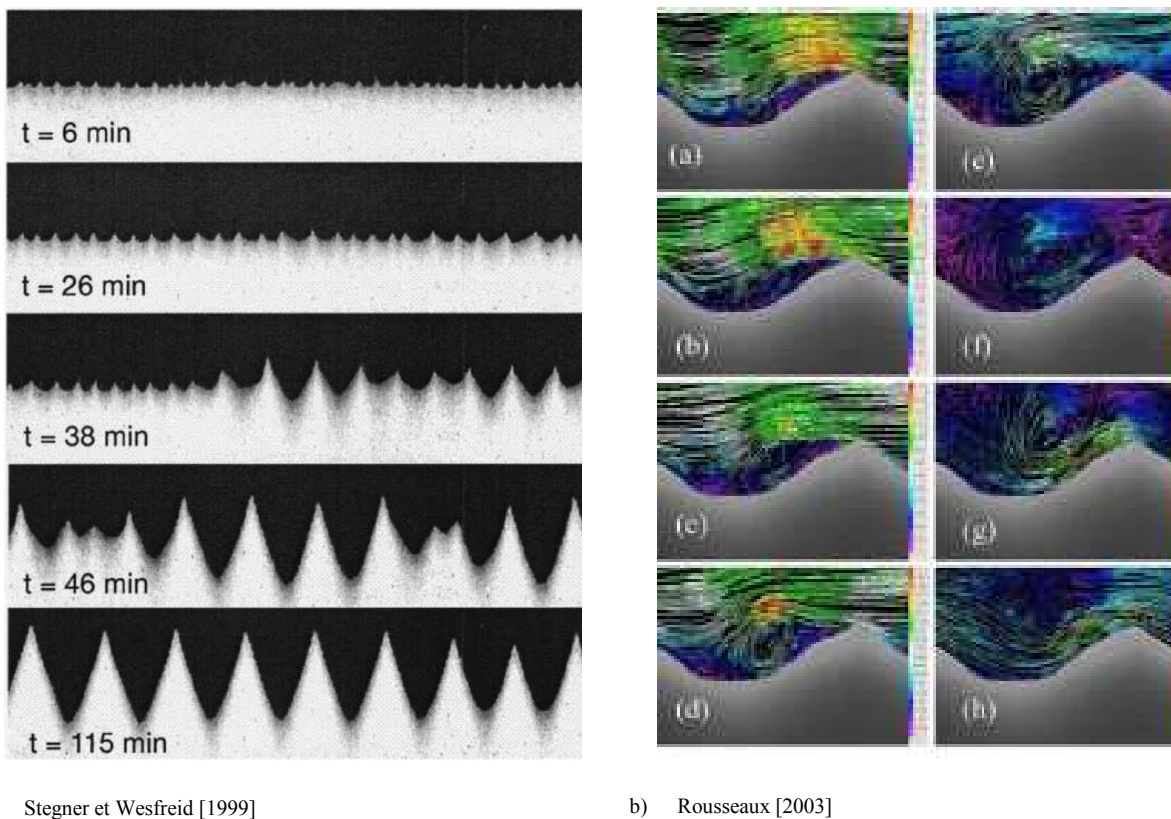


Figure I- 7 Formation de rides sous un écoulement oscillatoire

L'écoulement le plus proche de celui de rivières est l'écoulement réalisé dans des canaux, où les particules de sédiments sont soumises à un écoulement continu et permanent. Dans ce cadre, [Langlois \[2005\]](#) a observé la formation de rides dans un canal rectangulaire, dont la longueur d'onde initiale est proportionnelle au diamètre des grains. Les observations sur un temps long montrent une augmentation de l'amplitude et de la longueur d'onde des rides, qui tendent lentement vers un état stationnaire. Pour ces mêmes conditions, il a observé également une transition des rides bidimensionnelles vers des structures tridimensionnelles. Sur la formation des différentes formes sédimentaires, [Raudkivi \[1983\]](#) a défini un critère de classification basé sur le sens de l'écoulement. Pour un écoulement oscillatoire, il a observé une symétrie des rides (le cas des rides formées par la présence des vague ou de mascaret). Par ailleurs, les rides asymétriques naissent sous l'action d'un courant unidirectionnel (rivières). Quand la hauteur d'eau est faible, les rides deviennent irrégulières. Cependant, le mécanisme gouvernant la géométrie et la formation des rides est encore mal compris. [Engelund et Fredsøe \[1982\]](#) soutiennent que la longueur d'onde des rides dépend systématiquement de la taille des grains de sédiment et est essentiellement indépendante de la hauteur de l'eau. Une hypothèse écartée par ([Betat et al. \[2002\]](#)), puisqu'ils affirment l'absence de l'influence du diamètre de sédiment sur la formation des rides, et soulignent que cette dernière dépend plutôt de la contrainte de cisaillement qu'exerce l'écoulement sur le sédiment.

L'évolution et la formation des formes sédimentaires dans les rivières, sont contrôlées par trois phénomènes majeurs :

- À l'échelle de l'écoulement : la contrainte de cisaillement, la vitesse de l'écoulement, les structures tourbillonnaires ;
- À l'échelle granulaire : la taille et la forme des grains ;

- À l'échelle diphasique : principalement l'interaction entre les grains de sédiment et l'écoulement.

1.3.2 Stabilité des rides

La stabilité des d'un lit sédimentaire est largement étudiée (ex. [Smith \[1970\]](#)). Par ailleurs, l'étude de la stabilité des réseaux de rides permet d'apporter des réponses sur la dynamique des systèmes marins à l'équilibre (). De nombreuses formules sont utilisées pour estimer la hauteur, la courbure et la longueur d'onde des rides. Dans son article, [Nielsen \[1981\]](#) propose la formule la plus utilisée pour prédire les caractéristiques géométriques des rides à l'équilibre. Le premier facteur qui « gouverne » la formation des rides est la valeur du nombre de Reynolds. La hauteur et la courbure des rides varient en fonction de la valeur du nombre de Reynolds. D'après des expériences réalisées dans des canaux à houle, [O'Donoghue et al. \[2006\]](#) affirment que dans un milieu naturel, la houle n'influence pas la dimension des rides, et elle n'est pas à l'origine de transformation de rides 2D en 3D. Ils proposent une formule qui permet de calculer la hauteur et la longueur des rides 2D et 3D [Eq.I- 15 et Eq.I- 16], leurs prédictions sont basées sur les travaux de [Mogridge et al. \[1994\]](#) et [Nielsen \[1981\]](#) et la formule proposée n'est qu'une modification de la formule de [Nielsen \[1981\]](#), où ce dernier a mis en évidence la dépendance du nombre de mobilité dans la prédiction des caractéristiques des rides. Cette formule est très courante pour la prédiction de la géométrie des réseaux de rides ([Soulsby et Whitehouse \[2005\]](#)).

$$\text{Eq.I- 15} \quad \left. \frac{\lambda}{\alpha} \right|_{2D} = 1.97 - 0.44\theta^{0.21}$$

$$\text{Eq.I- 16} \quad \left. \frac{\lambda}{\alpha} \right|_{3D} = 0.73 \left. \frac{\lambda}{\alpha} \right|_{2D}$$

- avec : - α : amplitude de l'écoulement oscillatoire
 - θ : nombre de mobilité (nombre de Shields)
 - λ : longueur d'onde de la ride

Ces deux formules montrent que la longueur d'onde « λ » des rides est proportionnelle à l'amplitude de l'écoulement oscillatoire « α ».

[Yalin \[1964\]](#) a estimé expérimentalement que la longueur d'onde des rides peut être exprimée par : $\lambda_d = 1000d$. Par ailleurs, les expériences de ([Wiberg et Nelson \[1992\]](#)) estiment que le rapport entre la hauteur des rides et leur longueur d'onde est de 8 à 15. En revanche, ce rapport est plus large pour le cas des dunes. [Finkel \[1959\]](#) a remarqué l'existence d'une relation linéaire entre la largeur (largeur entre les pentes des cornes) et la hauteur des rides 3D [Eq.I- 17], et entre la longueur et la hauteur des cornes [Eq.I- 18]. De son côté, ([Franklin \[2008\]](#)) a observé des relations affines entre la largeur (W) et la longueur (L) des rides 3D [Eq.I- 20, Eq.I- 21 et Eq.I- 22].

$$\text{Eq.I- 17} \quad W = 10.3H + 4$$

$$\text{Eq.I- 18} \quad L = 8.82H + 7.65$$

$$\text{Eq.I- 19} \quad L = 8.82H + 7.65$$

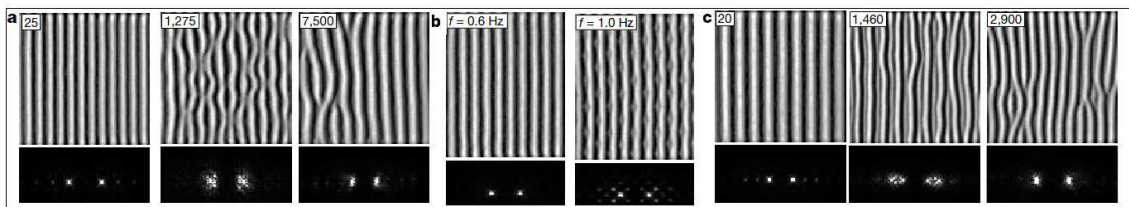
$$\text{Eq.I- 20} \quad L - L_0 = 8.3$$

$$\text{Eq.I- 21} \quad L_{\text{tot}} - L_0 = 9.9H$$

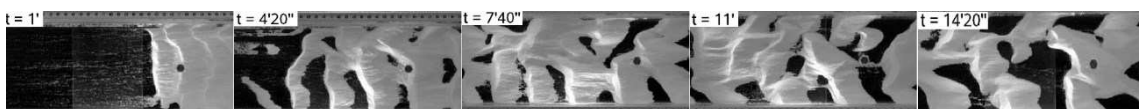
$$\text{Eq.I- 22} \quad W - W_0 = 9.7H$$

Un détail à retenir est que toutes ces formes sont générées par la même instabilité linéaire (Kennedy [1969]). Lors de la formation des rides, Langlois [2005] a observé une instabilité transverse le long des rides. Cette instabilité s'est traduite par la présence de stries longitudinales sur la surface des rides bidimensionnelles, il a lié ce phénomène à une instabilité de type Görtler [Figure I- 8-c]. Ce type d'instabilité apparaît lorsqu'une couche limite est en présence d'une paroi concave. Par ailleurs, Franklin [2008] a confirmé que cette instabilité n'est pas une instabilité de type Görtler, ses observations montrent que ces stries existent depuis le début de la formation de rides, c'est-à-dire depuis la transition entre le fond du canal et la surface de la ride. Notamment, dans les premiers instants de l'instabilité qui apparaît à la surface d'un lit sédimentaire, la longueur d'onde est indépendante du cisaillement appliqué (Loiseleux et al. [2005]). Blondeaux et Vittori [1991] attribuent la formation des rides longitudinales à l'interaction de perturbations bidimensionnelles et tridimensionnelles des structures sédimentaires (dont ils qualifient d'une instabilité de type granulaire). De leur côté, Hersen [2004] et Langlois [2005] ont aussi observé une transition d'une barre de sable transversale vers une série de barkhanes (2D vers 3D) [Figure I- 8-d].

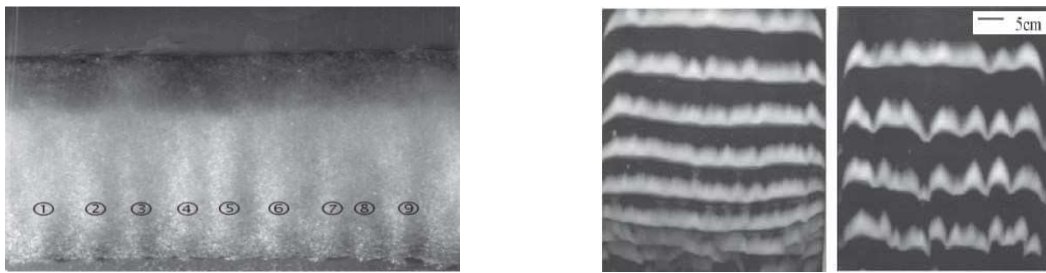
D'après Hansen et al. [2001], la formation des réseaux de rides est entraînée par une zone de séparation (région où le fluide « se renverse » et change de direction). Les expériences de Hansen et al. [2001] montrent que la stabilité des rides est liée à la fréquence des oscillations imposée lors d'excitation d'un lit de particules. Ces oscillations provoquent la formation de ces rides, en particulier lorsque ces oscillations sont larges, les rides deviennent instables. D'une part, quand l'oscillation est suffisamment importante, deux formes d'instabilité apparaissent : l'une déforme les rides initiales et donne naissance à des renflements ou « bulging » qui forment un angle de 45° avec les rides [Figure I- 8-a-b], tandis que l'autre entraîne une formation de « pearls » stationnaires tout le long des rides [Figure I- 8-a-a]. D'autre part, une transition inverse provoque une formation de nouvelles rides dont la forme est doublée « The doubling » [Figure I- 8-a-c]. Ce phénomène d'hystérésis a été observé auparavant par (Lofquist [1980] et Traykovski et al. [1999]). Notons que chez Hansen, le lit initial est ondulé. D'après Stegner et Wesfreid [1999], ce genre de lit suscite l'apparition d'hystérésis importantes en comparaison à un lit plat. Quant au rôle et l'implication de la zone de recirculation dans l'apparition de ces instabilités le long des formes sédimentaires (ex. rides, barkhanes, dunes), il est déjà traité par plusieurs auteurs (ex. Hansen et al. [2001], Hersen [2004] et Langlois [2005]) et reste toujours d'actualité.



a) Hansen et al [2001]



b) Franklin [2008]



c) Langlois [2005]

d) Hersen [2004]

Figure I- 8 Instabilités des rides

I.3.3 Migration : Rides 2D-3D

L'influence des géomorphologies 3D sur l'écoulement fluide n'a été abordé que récemment par ([Baas \[1994\]](#), [Venditti \[2003\]](#), [Venditti et al. \[2005\]](#) et [Venditti \[2007\]](#)). [Langlois \[2005\]](#) a observé que l'évolution des rides sur une longue durée tend à devenir tridimensionnelles, mais les mécanismes et l'origine de cette évolution restent inconnus. Il a observé la formation de structures tridimensionnelles sur plusieurs longueurs d'onde dans la direction transverse à l'écoulement. [Venditti et Bauer \[2005\]](#) soutiennent que toute ride peut éventuellement devenir tridimensionnelle, si des excès ou des manques en sédiment ont lieu d'une ride à l'autre. Récemment [O'Donoghue et al. \[2006\]](#) ont reproduit un écoulement oscillatoire au-dessus de rides dans des conditions de forçage à grande échelle, et ils ont observé la formation de rides 3D. La formation de rides 2D se produit lorsque $D_{50}^1 \geq 0.3$ mm et les rides 3D lorsque $D_{50} \leq 0.22$ mm. D'autres seuils granulométriques ont également été définis pour l'apparition des rides 2D ou 3D (ex. [Sato et Hirokawa \[1986\]](#), [Faraci et Foti \[2002\]](#) et [Andersen et Faraci \[2003\]](#)). Les expériences [O'Donoghue et al. \[2006\]](#) révèlent que les rides 3D sont caractérisées par une amplitude petite et irrégulière et une longueur d'une variabilité plus étendue par rapport aux rides 2D [Figure I- 9-a-(a et b)]; quand le nombre de mobilité augmente, des formes bimodales prennent naissance [Figure I- 9-a-(d)]. Lorsque, le forçage est plus important, le lit sédimentaire devient plat [Figure I- 9-a-(e)]. La taille des rides 3D semblent être petite par rapport aux rides 2D. Si l'écoulement dure suffisamment longtemps, une transition de rides 2D en rides 3D est probable ([Baas et al. \[1993\]](#), [Venditti et al. \[2005\]](#)). Cette transition est liée au profil de la crête ([Venditti et al. \[2005\]](#)). [Dreano \[2009\]](#) a observé trois morphologies d'équilibre : des dépôts isolés de type barkhanes, des dépôts de type dunes transverses et des dépôts connectés de type dunes barchanoïdes, lors des expériences sur des billes de 100 μm [Figure I- 9-b], il a observé que les profils de vitesses présentent des vitesses longitudinales négatives, ce qui il a traduit par la présence d'une cellule de recirculation à ce niveau (identiques aux observations de [Best \[2005-a\]](#) et [Venditti et al. \[2005\]](#)) [Figure I- 9-d]. Par ailleurs, toute étude s'intéressant à la formation des rides évoque systématiquement l'interaction entre l'écoulement turbulent et le grain moyen des sédiments ([Andersen et al. \[2001\]](#)).

¹ D_{50} est le diamètre pour lequel 50 % des grains en nombre sont plus petits, il représente la taille moyenne des grains, noté MPS en anglais.

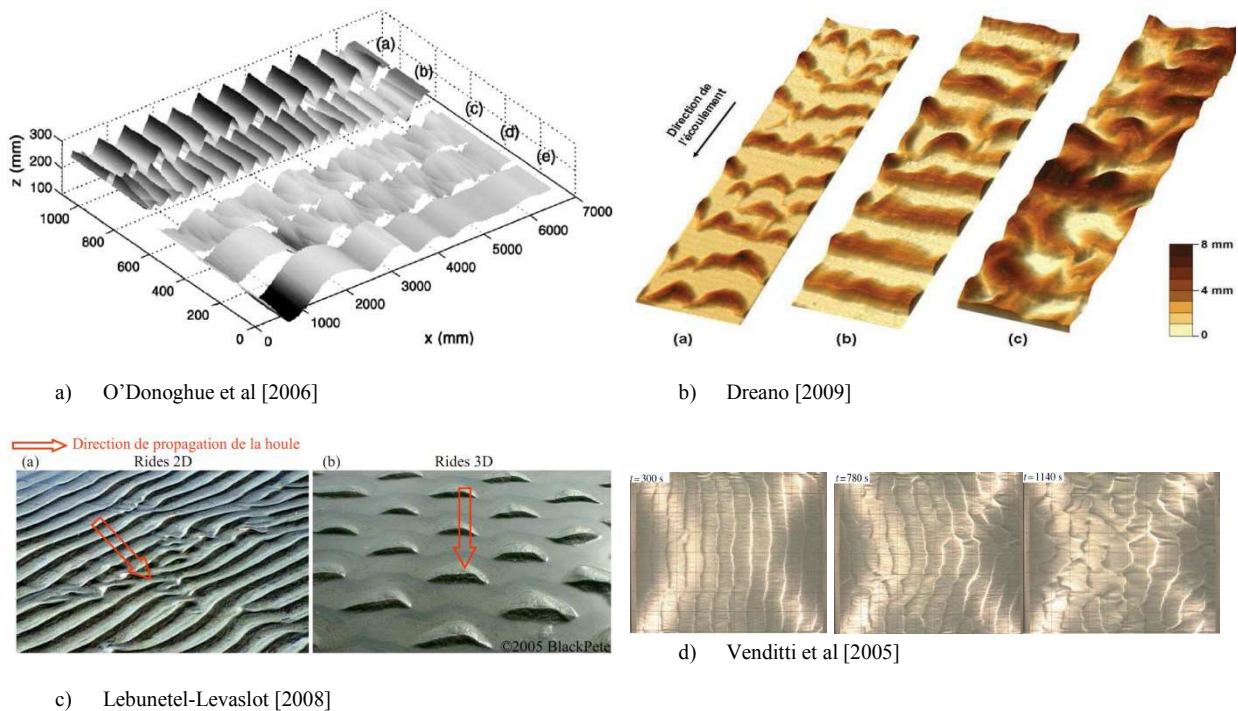


Figure I- 9 Transition des rides 2D en 3D : a) Rides 2D et 3D : b) Reconstruction 3D de la morphologie des rides avec des billes de 100 μ m, c) Rides 2D et 3D en milieu naturel et d) évolution de rides 2D en rides 3D

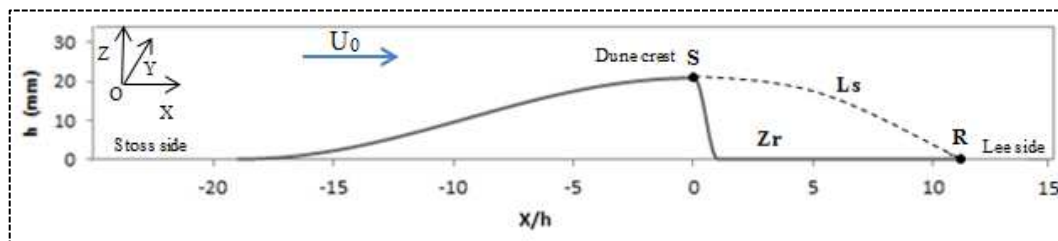
I.4 Écoulement autour de rides

Loin des dimensions propres à la ride, l'écoulement et son comportement prennent part dans l'évolution et la stabilité de ces formes. Entre autres, le point de rattachement de l'écoulement à l'aval de la ride semble avoir un rôle dans la stabilité des rides (Nelson et al. [1995]). En revanche, la hauteur d'eau ne joue pas un rôle important sur la stabilité des rides (Raudkivi [1983]). Par ailleurs, (Leeder [1983]) ne constate pas d'interaction entre les rides et l'écoulement extérieur.

I.4.1 Topologie de l'écoulement autour d'une ride

D'après les travaux effectués par (Kadota et Nezu [1999], McLelland et al. [1999], Venditti [2003], Best [2005-b] et Stoesser et al. [2008]), l'écoulement à l'aval d'une ride se caractérise par : (S) le point de séparation de l'écoulement situé sur la crête de la ride, (Zr) une zone de recirculation définie par une ligne de séparation (Ls) reliant le point de séparation (S) et le point de rattachement de l'écoulement (R) [Figure I- 10-a].

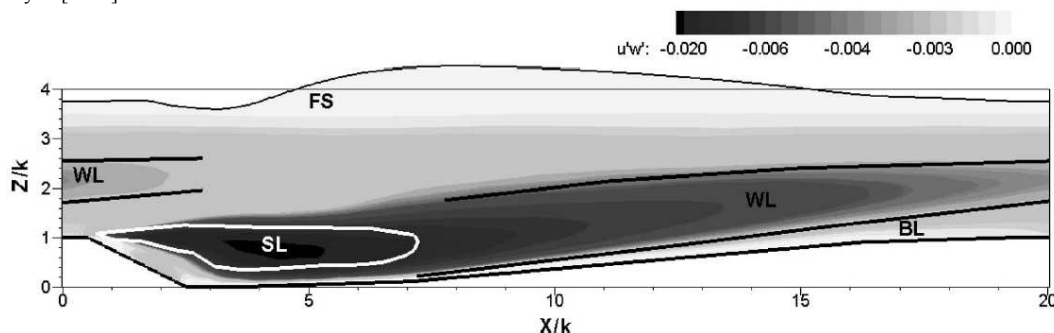
En se basant sur les observations de (Calhoun et Street [2001], Best [2005-b] et Stoesser et al. [2008]) et sur le schéma de Stoesser et al. [2008] [Figure I- 10-c], l'écoulement à l'aval de la ride se distingue par quatre régions principales : entre le point de séparation et le point de rattachement, une zone de décollement de la couche limite au niveau de la face d'avalanche se forme (SL). Dans la zone de recirculation, une couche de cisaillement est générée à la frontière de la zone de recirculation au-dessus de l'écoulement fluide (WL), elle sépare l'écoulement fluide de dessus de la zone de recirculation, où la turbulence à grande échelle est générée par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Au-delà de la zone de recirculation, il existe une zone libre d'expansion (FS). Au fur et à mesure que l'écoulement s'établit, une nouvelle couche limite interne apparaît et développe un profil de vitesse logarithmique (BL) à l'aval du point de rattachement [Figure I- 10-c].



a) [Hamidouche et al. \[2011\]](#) : S : point de séparation, Ls : ligne de séparation, Zr : Zone de recirculation et R : Point de rattachement



b) [Guyon \[1990\]](#)



c) [Stoesser \[2008\]](#) : FS : Surface Libre, WL : Zone de Sillage, BL : Couche Limite et SL : Zone de cisaillement séparée

Figure I- 10 Profil de ride : a) Différentes régions à l'aval de la ride, b) Ligne de l'écoulement à l'aval d'une ride et c) Évolution de la contrainte de cisaillement à l'aval d'une ride

Zone de séparation de l'écoulement

L'expression « séparation de l'écoulement » à l'aval d'une ride représente le processus de rupture de la couche limite. L'apparition des formes distinctes sur un fond provoque donc une séparation de l'écoulement au niveau des crêtes, créant ainsi une bulle de recirculation au creux de la ride. Ensuite, à une distance (L_s) de la crête de la ride, l'écoulement se rattache.

Dans la littérature, plusieurs distances ont été fixées pour les points de rattachement et de détachement de l'écoulement. D'après ([Engel \[1981\]](#)), l'écoulement se rattache à l'aval de la ride et à une distance estimée à six fois la hauteur de la ride. [Hyun et al. \[2003\]](#) trouvent que ce point de rattachement est situé à $x/h = 4.5$, tandis que [Stoesser et al. \[2008\]](#) l'ont estimé à $x/h = 5$. La zone de séparation de l'écoulement qui se manifeste à proximité et en aval de la crête de la ride, provoque une augmentation de la vitesse verticale de l'écoulement. À l'aval de cette zone, une nouvelle couche limite se forme et se développe avec l'accélération de l'écoulement ([Stoesser et al. \[2008\]](#)). Les expériences de [Wiberg et Nelson \[1992\]](#) et Nelson et Smith [Nelson et Smith \[1989\]](#) montrent que l'écoulement se rattache à $x/h = 3.5 - 4.5$, et à l'aval de ce point, l'écoulement s'accélère ([Wiberg et Nelson \[1992\]](#)). Lorsque l'écoulement est turbulent, la distance de rattachement de l'écoulement est indépendante de

l'intensité de l'écoulement (Nelson et Smith [1989]). Par contre, les observations de Kadota et Nezu [1999] révèlent que la position du point de rattachement est au contraire liée à l'évolution du nombre de Reynolds et devient constant à Reynolds élevé [Figure I- 11]. Le déplacement spatio-temporel du point de rattachement à l'aval d'une ride (d'une hauteur de 20 mm), est étudié par Yue et al. [2006]. Ces auteurs se sont basés sur des conditions hydrodynamiques turbulentes avec un nombre de Reynolds de 4.7×10^5 , calculé à partir de la hauteur de la ride. Le renversement de l'écoulement ne s'opère qu'à partir d'un point de décollement, au-delà de ce point, une zone de recirculation apparaît. Lorsque la couche limite est faible devant la hauteur de l'écoulement global, le profil de vitesse potentiel extérieur $U(x)$ est indépendant du nombre de Reynolds (l'influence de la couche limite sur l'écoulement extérieur est donc négligeable). La condition $[du/dy]_{y=0} = 0$, donne la position du point de décollement.

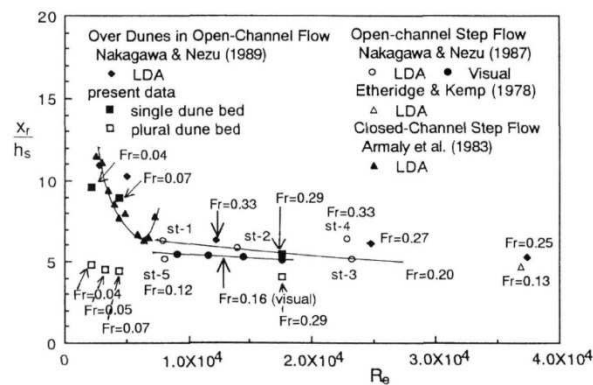
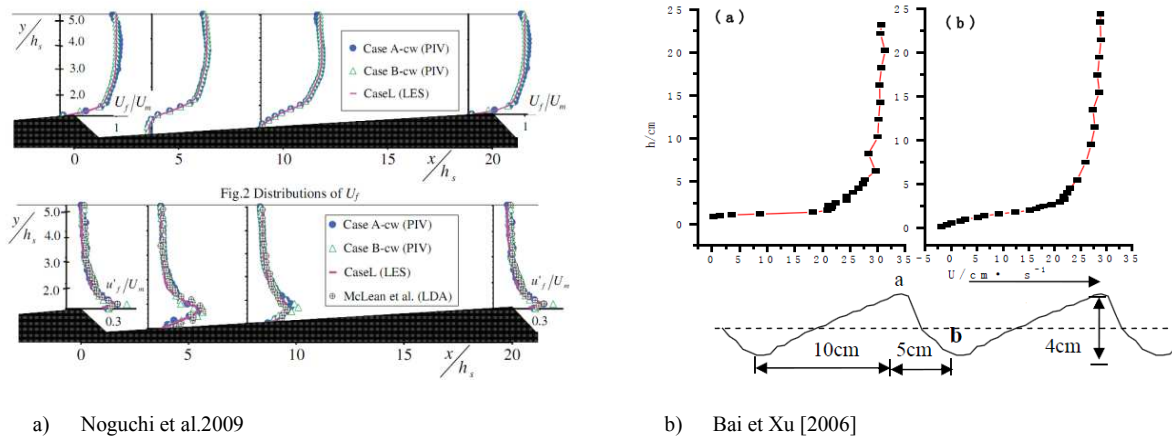


Figure I- 11 Évolution du point de rattachement en fonction du nombre de Reynolds d'après Kadota et Nezu [1999]

Comportement de la vitesse à l'aval de la ride

La détermination expérimentale de la vitesse (moyenne) est principalement réalisée sur la zone externe de la couche limite. Dans les études de la couche limite d'un écoulement à l'aval d'une ride, la plupart des auteurs utilise la décomposition de Reynolds, et d'autres comme Best[2005-a] se basent sur la contrainte de Reynolds. Les expériences d' Afzalimehr et al. [2001] réalisées sur un sédiment rugueux, montrent que la valeur maximale de la tension de Reynolds est observée au niveau de la paroi de la ride. La zone interne de la couche limite a un comportement qui dépend de la rugosité des parois et suit une loi logarithmique [Eq.I- 25]. Les granulats peuvent rester suspendus dans la colonne d'eau grâce à l'effet ascendant de la turbulence. La Figure I- 12–b illustre schématiquement le profil exponentiel de l'intensité turbulente :

$$\text{Eq.I- 23} \quad \kappa = 4.78u_*^2 \exp\left(-2\frac{z}{h}\right)$$



a) Noguchi et al.2009

b) Bai et Xu [2006]

Figure I- 12 Profil de la vitesse à l'aval d'une ride

La [Figure I- 12–b] représente la vitesse moyenne au niveau du creux et de la crête de la ride. [Bai et Xu \[2006\]](#) ont mis en évidence la présence d'un point d'inflexion qui apparaît à partir de 50 mm du fond. Le gradient de la vitesse est important au niveau du creux, où les vitesses négatives apparaissent à ce niveau, ce qui traduit l'existence d'un courant qui se détache dans l'écoulement principal.

La mesure des contraintes permet de définir le rôle important que jouent les formes sédimentaires sur le transport des particules. Les travaux de [Hill et Youkin \[2006\]](#) portent sur la détermination de la contrainte de cisaillement. Les deux auteurs ont imposé une sous-couche de 10 mm. Par contre, la détermination de cette contrainte par les données de vitesses semble être très limitée. Les observations d'[Ojha et Mazumder \[2008\]](#) sur une ride d'une longueur de 320 mm et d'une hauteur de 30 mm, révèlent que la contrainte de cisaillement augmente au niveau des crêtes/creux de la ride et lorsque l'écoulement se sépare, la contrainte de cisaillement tend vers zéro.

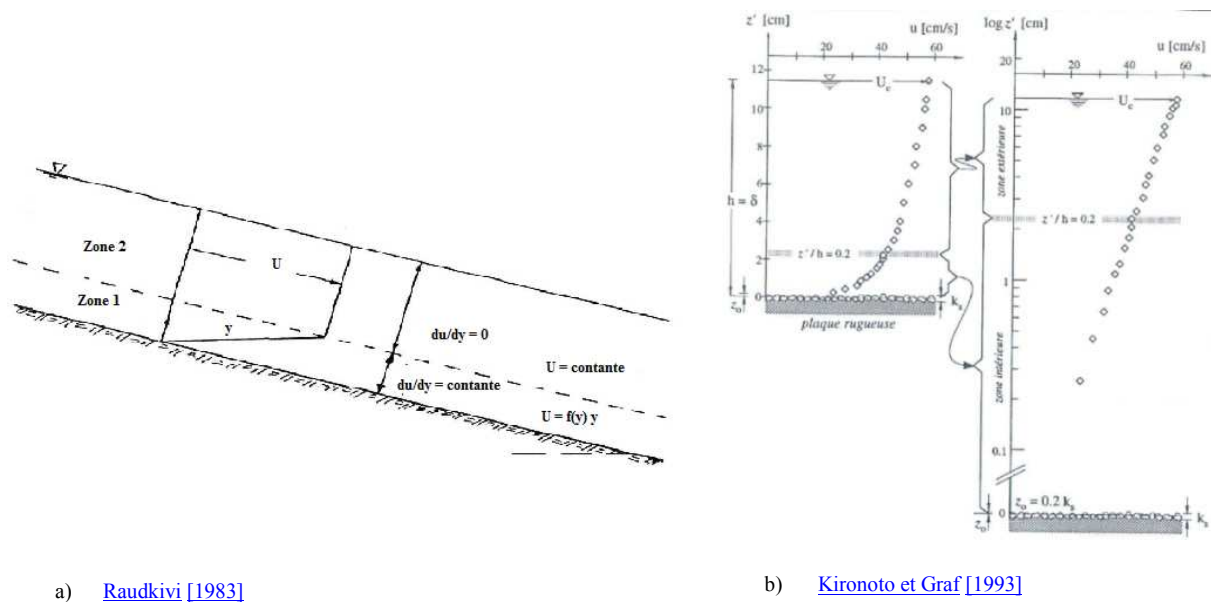
La dynamique qui régit l'écoulement à l'aval de la ride est très marquée. Par contre, les mécanismes qui régissent le comportement de l'écoulement sont mal connus. Au cours de ces 30 dernières années, la plupart des études se sont focalisées sur les caractéristiques moyennes spatiales et temporelles de l'écoulement ([Nakagawa et Nezu \[1987\]](#), [Kadota et Nezu \[1999\]](#), [Lelouvetel \[2008\]](#), [Cellino et Graf \[2000\]](#), [Hill et Youkin \[2006\]](#), [Ojha et Mazumder \[2008\]](#) et [Franklin \[2008\]](#)). Leurs résultats montrent que l'écoulement moyen est caractérisé par la présence d'une cellule tourbillonnaire. Il est à noter que la variation et l'évolution des champs de vitesses ont été bien illustrées, le long des creux et des crêtes d'une ride par [Ojha et Mazumder \[2008\]](#). Par contre, peu d'études se sont intéressées à l'écoulement instationnaire et son évolution dans le temps ([Kadota et Nezu \[1999\]](#), [Hyun et al. \[2003\]](#), [Stoesser et al. \[2008\]](#)). Les études de [Stoesser et al. \[2008\]](#) se sont basées sur les tourbillons instantanés, leurs simulations montrent que la zone de séparation de l'écoulement se produit à l'aval de la crête de la ride. Cette séparation est due à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. L'intensité de l'écoulement et ses caractéristiques hydrodynamiques jouent un rôle primordial dans la formation des rides, essentiellement sur la détermination de la distribution des particules sédimentaires, et contribuent à la formation de différentes rides. À titre d'exemple, la formation de rides transversales est conditionnée à une vitesse d'écoulement moins intense que la formation de barkhanes. [Dreano \[2009\]](#) a aussi observé une augmentation de la vitesse moyenne longitudinale près du fond le long de la face d'avalanche de la barkhane, et une diminution de la vitesse dans le creux de la dune. La vitesse le long de la dune est quasi invariante et présente un comportement logarithmique qui permet d'évaluer une contrainte de cisaillement au cœur de l'écoulement. Il s'avère que cette contrainte de cisaillement augmente avec la taille des dunes. [Lelouvetel-Poilly \[2008\]](#) a étudié le rôle de la paroi turbulente sur le transport sédimentaire avec un nombre de Reynolds variant entre 10000 et 30000. Cet auteur a montré que les

éjections (des zones à faible vitesse montant vers la surface de l'écoulement) de l'écoulement sont le mécanisme dominant dans le mouvement partiel des particules. Les éjections sont associées à la présence de tourbillons dans l'écoulement et sont générés par une instabilité hydrodynamique liée aux gradients de vitesse à la surface de l'eau (Robinson [1991]).

1.4.2 Écoulement à l'aval de la ride

1.4.2.1 Écoulement moyen

Les écoulements à faibles Reynolds vérifient une équation de mouvement linéaire ou une équation de Stokes, car le terme non linéaire « convectif » $(v \cdot \text{grad}) v$ est négligé. Les fluctuations turbulentes sont donc négligées (Benjamin [1959] et Valance et Langlois [2005]). Au final, dans l'équation de Stokes le terme instationnaire et le terme d'inertie sont négligeables. Lors d'un écoulement laminaire à l'aval d'une ride, les tourbillons formés suite à une perturbation sont lâchés dans le sillage. L'écoulement devient donc instationnaire à l'aval de la ride. À une distance suffisamment loin d'un obstacle, l'équation d'Oseen est utilisée [Eq.I- 24].



a) [Raudkivi \[1983\]](#)

b) [Kironoto et Graf \[1993\]](#)

Figure I- 13 Schématisation de la distribution des vitesses : a) sur un fond lisse et b) sur un fond sableux

Contrairement à l'équation de Stokes, cette équation prend en compte l'instationnarité de l'écoulement :

$$\text{Eq.I- 24} \quad \rho (-U \text{grad}) v = \text{grad}_p + \eta \Delta v$$

Avant l'apparition des rides, le fond sédimentaire est plat. D'après (Raudkivi [1983]), la répartition de la vitesse sur un lit plat peut être divisée en deux zones :

Zone 1 : le cisaillement est constant et la vitesse est variable.

Zone 2 : le cisaillement est nul et la vitesse est constante.

Quand le cisaillement est constant, la dynamique de l'écoulement diminue rapidement loin de la couche limite. Le développement d'une perturbation au niveau de la couche limite est donc retardé. La perturbation de la couche limite est due à la contrainte de cisaillement sur cette dernière, qui entraîne le mouvement des particules de grains, et qui donne par la suite naissance à des petites ondulations sur le fond. Le transfert d'énergie de l'écoulement vers la couche limite se fait via la contrainte de cisaillement, dont le résultat conséquent est le transport sédimentaire [Figure I- 13-a].

La distribution de la vitesse sur une colonne d'eau en profondeur [Figure I- 13-b] dépend de la rugosité du lit sédimentaire. Cette dernière est nécessaire pour caractériser le glissement des fonds, et le profil de la vitesse proche du fond. Quand une couche limite turbulente est en contact avec un fond plat, le profil de vitesse suit une loi logarithmique. D'après [Raupach \[1992\]](#), l'expression générale de la distribution de la vitesse loin du fond est définie par [Eq.I- 25], et la vitesse du frottement par [Eq.I- 26] :

$$\text{Eq.I- 25} \quad u(z) = \frac{u^*}{\kappa} \text{Ln} \left[\frac{z}{z_0} \right]$$

$$\text{Eq.I- 26} \quad \tau_0 = \rho (u^*)^2$$

Avec :

u^* : vitesse de cisaillement (m/s) (friction vélocité)

κ : constante de Von Karman (0.4)

z_0 : niveau où la vitesse s'annule ($u = 0$ à $z = z_0$)

z : coordonnée verticale (m)

τ_0 : représente la rugosité hydrodynamique

1.4.2.2 *Caractérisation des phénomènes instationnaires*

Les premières études traitant cet aspect d'écoulement sont basées sur un sédiment soumis à des oscillations. [Lady Ayrton \[1910\]](#) a étudié les oscillations d'une couche de sable à l'intérieur d'une cuve rectangulaire et a observé l'apparition de rides générées par des ondes stationnaires (*tourbillons*) créées à la surface de l'eau. Ce travail était une suite des études de [Darwin \[1883\]](#), qui a pu observer la formation de rides radiales et aussi visualiser les tourbillons au moyen d'un colorant. En 1941, [Bagnold](#) étudia les rides et leurs formes (voir I.3.2). Par ailleurs, l'instationnarité de l'écoulement à l'aval des rides a été abordée par [Engelund et Fredsøe \[1982\]](#). [Blondeaux et Vittori \[1991\]](#) ont réalisé des simulations numériques d'un écoulement oscillatoire à l'aval de rides, où ils ont présenté des études détaillées sur la génération et le développement spatial et temporel de la vorticit   le long d'un profil de ride. Ils concluent que l'écoulement oscillatoire au-dessus des rides g  n  re un tourbillon secondaire, et ce dernier influence la structure du tourbillon initial. L'  volution de l'  coulement    l'aval des rides est gouvern  e en premier lieu par l'ampleur de la l'intensit   et de l'interaction fluide-particules. La Figure I- 14 montre qu'au d  but de l'excitation, aucun tourbillon n'est g  n  r  . Lorsque le for  age hydrodynamique est plus important [Figure I- 14 (3)], le mouvement des tourbillons « roule » les s  diments vers « DC », alors qu'au m  me moment les grains    l'aval de « C » avancent et se d  posent au niveau de la cr  te et que le reste glisse vers l'aval de « D » et vont ensuite   tre mobilis  s par le tourbillon en restant en suspension. Si l'  coulement est maintenu dans le temps, la quantit   de s  diment augmente au sommet de la ride et prend plus d'envergure au niveau du creux [Figure I- 14 (4)]. La

vorticité suit une périodicité, et montre que pour chaque demi-cycle, un tourbillon se lâche dans le sillage [Figure I- 14]. Ces résultats montrent que l'écoulement à l'aval de la ride est caractérisé par une vorticité intense. Sur la Figure I- 14 b-(d), les valeurs négatives de la vorticité séparent le profil de la ride de l'écoulement et génèrent une zone de cisaillement importante (correspond à WL dans la Figure I- 14). [Blondeaux et Vittori \[1991\]](#) concluent que, lorsque les tourbillons sont proches du fond, la zone de cisaillement -dont les valeurs de la vorticité sont négatives- est générée par les structures tourbillonnaires et elle est due aussi à la présence de la paroi des canaux d'essais [Figure I- 14 (g)].

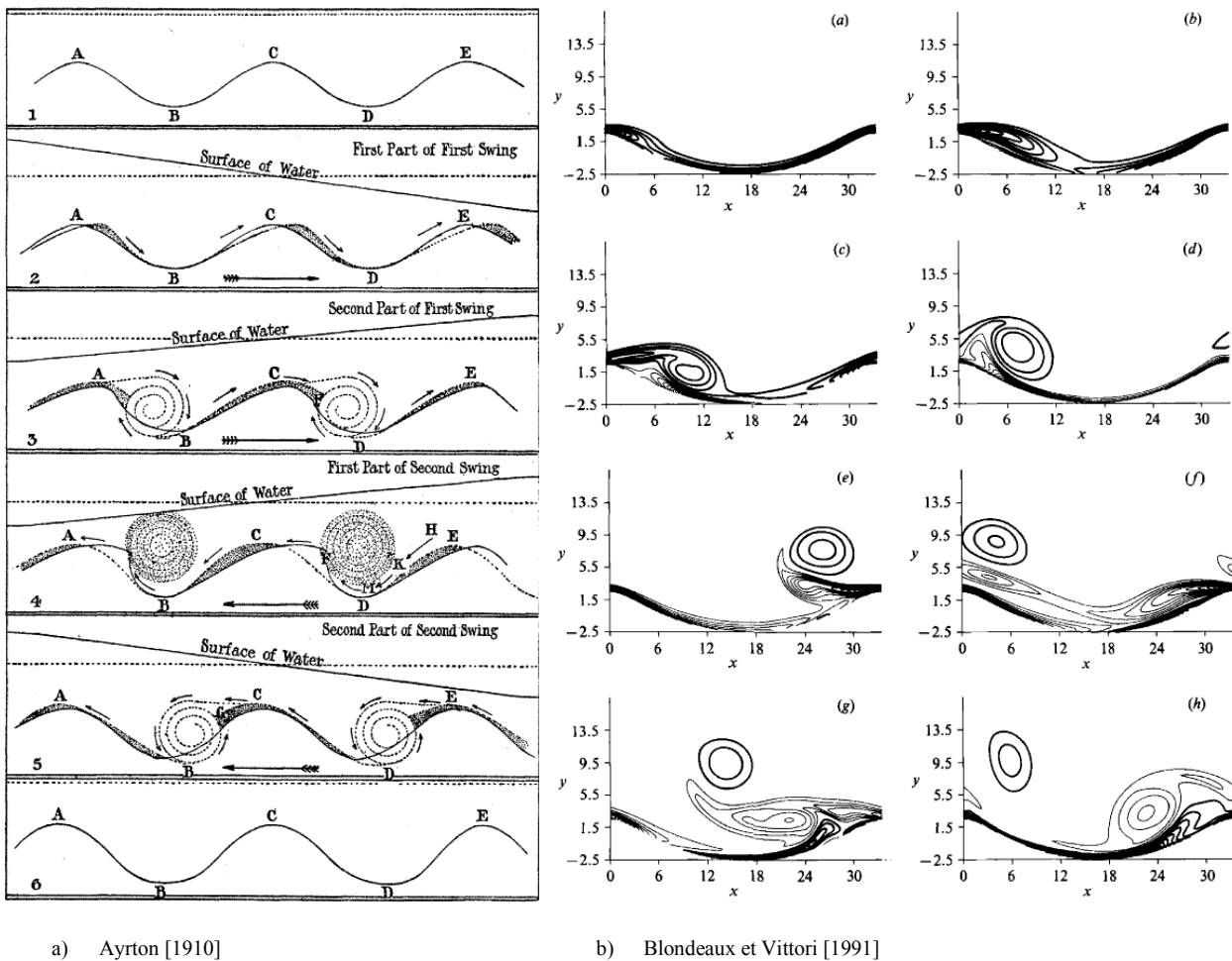
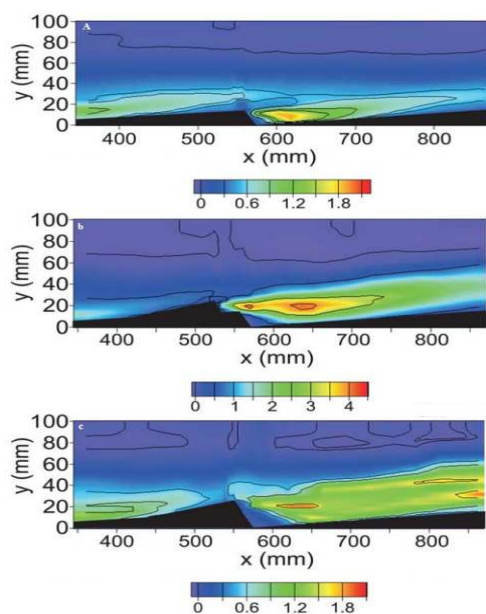


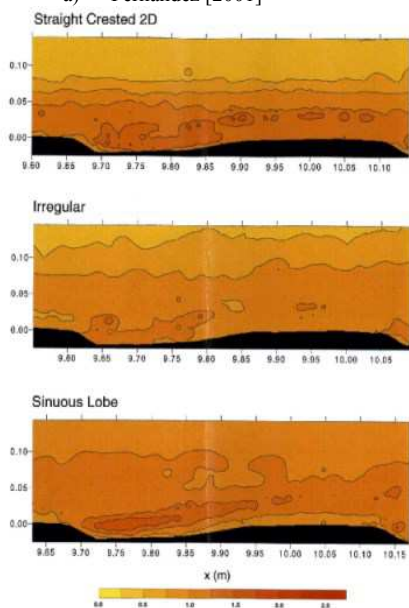
Figure I- 14 Écoulement et vorticité à l'aval de rides : a) écoulement oscillatoire b) écoulement issu des simulations numériques

Plus récemment, [Noguchi et al. \[2009\]](#) [Figure I- 15-a] ont effectué des études expérimentales et numériques (LES) sur les structures tourbillonnaires d'un écoulement à l'aval d'une ride. D'une part, ils ont remarqué que la distribution de la vitesse U/U_0 définit une loi logarithmique au niveau de la crête de la ride (en cohérence avec ce qui a déjà été évoqué en [I.3.1]), malgré l'existence d'un écoulement de retour. D'autre part, les valeurs de l'intensité turbulente montrent la présence d'un pic le long de la zone de cisaillement. Des études ont été effectuées sur la tridimensionnalité de l'écoulement à l'aval de rides 2D ([Kadota et Nezu \[1999\]](#), [Venditti \[2003\]](#), [Venditti et al. \[2005\]](#) et [Venditti \[2007\]](#)) [Figure I- 15], ils ont remarqué que l'écoulement généré à l'aval d'une ride, prend une forme de boucle

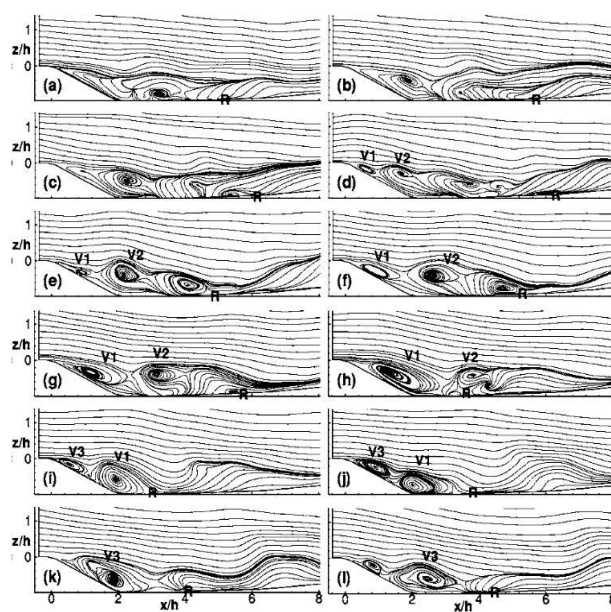
nommée « horseshoe », et que cette forme diffère entre le point de rattachement et le point de séparation [Figure I- 16– (a,b,c)].



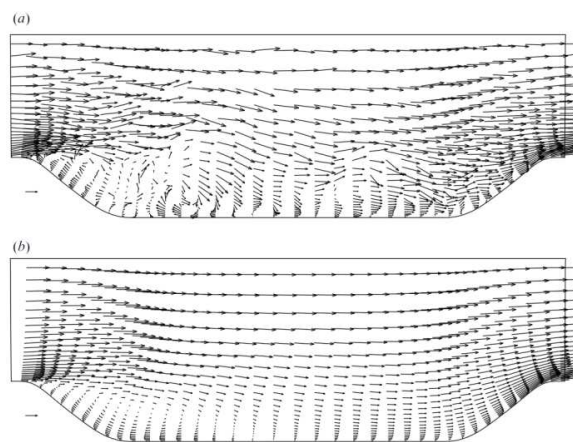
a) Fernandez [2001]



c) Venditti [2003]



b) Yue et al. [2005]



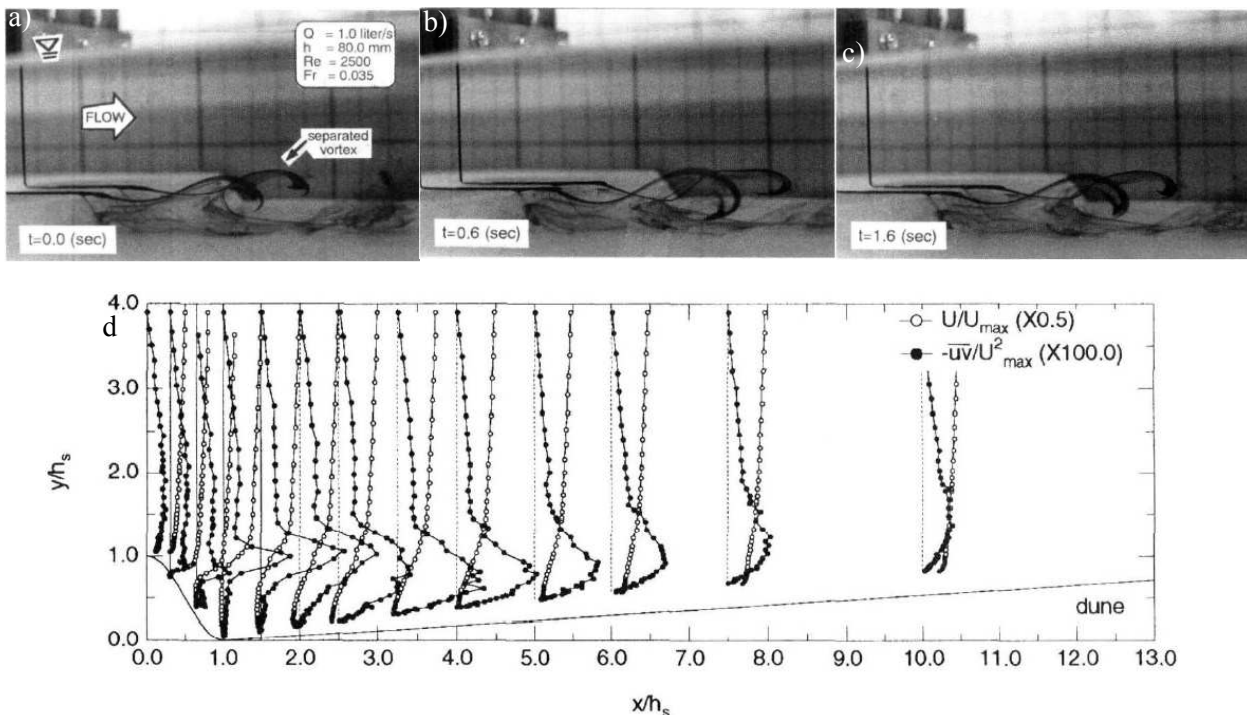
d) Fröhlich et al. [2005]

Figure I- 15 Écoulement à l'aval d'une ride ou succession de rides

Pour répondre aux différentes interrogations concernant le comportement des structures tourbillonnaires à l'aval d'une forme sédimentaire, des études ont été menées sur des écoulements à surface libre ([Kadota et Nezu \[1999\]](#), [Lebunetel-Levaslot \[2008\]](#)) en se basant sur des méthodes d'acquisition bidimensionnelles. Les mesures de [McLean et al. \[1994\]](#) sur des structures tourbillonnaires à l'aval d'une ride au moyen d'une technique optique (anémométrie laser doppler), ont mis en évidence l'augmentation de l'intensité turbulente au niveau la zone de recirculation (au niveau

de la crête), ainsi que l'existence d'une bulle de séparation qui entraîne la formation d'une mini tornade « *kolk-boil vortex* ». La génération d'une zone de recirculation domine la distribution de la vitesse sur le plan de la symétrie de la ride (Oxz). [Ojha et Mazumder \[2008\]](#) se sont focalisés sur l'étude des caractéristiques moyennes et turbulentes de l'écoulement afin d'identifier leurs impacts sur les formes sédimentaires. L'analyse de la dynamique instationnaire de l'écoulement, d'un point de vue statistique a été effectuée par ([Nakagawa et Nezu \[1987\]](#), [Stoesser et al. \[2008\]](#), [Hyun et al. \[2003\]](#) et [Best \[2005-b\]](#)). Au-dessus du creux, les valeurs de la contrainte de cisaillement sont positives ([Charru et al. \[2013\]](#)). Pour mieux comprendre l'écoulement à l'aval d'une ride, les interactions primordiales à prendre en compte sont :

- i) L'évolution de la vorticité le long de la ride et son effet sur le reste de l'écoulement ;
- ii) Le comportement des structures tourbillonnaires (périodicité, lâchage dans le sillage ; rebondissement sur le fond de la ride) ;
- iii) L'impact et le rôle des tourbillons sur la trajectoire des particules de sédiment ;
- iv) L'effet des parois sur l'écoulement spécifiquement produit dans des laboratoires sous des conditions hydrauliques bien contrôlées.



c) Kadota et Nezu [1999]

Figure I- 16 Écoulement à l'aval de rides : a, b et c) : visualisation via l'injection d'un colorant ; d) : champs de vitesse obtenus par des mesures LDA

Ces auteurs ont défini la présence de « burst », qui est un processus tridimensionnel pseudopériodique associé à l'instabilité de la sous-couche limite visqueuse [Figure I- 17-a]. Les zones d'écoulement présentant des recirculations sont généralement très instables. À l'aval du point de décollement, une zone de turbulence apparaît, zone caractérisée par une grande dissipation de l'énergie.

Par ailleurs, d'autres études de l'écoulement à l'aval de géomorphologies ont été menées dans un canal fermé « bounded flow » ([Langlois \[2005\]](#), [Franklin \[2008\]](#) et [Charru et Franklin \[2012\]](#)).

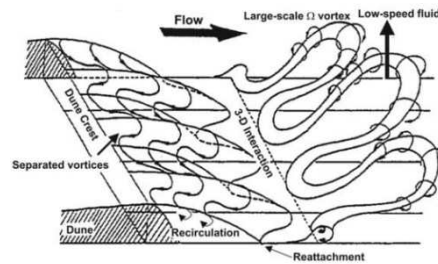


Figure I- 17 Structures de l'écoulement à surface libre d'après [Kadota et Nezu \[1999\]](#)

L'écoulement instationnaire à l'aval d'une ride ou d'une succession de rides est largement étudié sur le plan numérique, à l'aide de simulations de type LES « *Large Eddy Simulation* » ([Yue et al. \[2005\]](#), [Fröhlich et al. \[2005\]](#), [Yue et al. \[2006\]](#) et [Stoesser et al. \[2008\]](#)).

[Fröhlich et al. \[2005\]](#) ont fait des simulations numériques d'un écoulement à l'aval d'une ride à Reynolds élevé ($Re = 10595$), leur nombre de Reynolds est basé sur la hauteur de la ride. Ils ont étudié en particulier l'instationnarité de l'écoulement et ont déduit que les tourbillons à l'aval de la ride sont générés par une instabilité de Kelvin-Helmholtz. Leurs conclusions s'alignent avec celles d'autres auteurs [voir I.3.1]. Ils affirment que l'instationnarité de l'écoulement est plus prononcée au niveau de la zone de recirculation.

I.5 Interaction entre l'écoulement et le transport sédimentaire

[Leeder \[1983\]](#) évoque le terme « Trinity » pour décrire la relation et l'interaction qui peut exister entre les trois processus fondamentaux suivants : le transport sédimentaire, l'écoulement et le lit sédimentaire (les grains) qui jouent un rôle primordial dans l'évolution des rides. Le transport sédimentaire à l'aval d'une forme sédimentaire a été étudié et en particulier par les scientifiques dans le but de prédire l'évolution des rivières ([Coleman et Melville \[1996\]](#), [Müller et Gyr \[1986\]](#), [Gomez et al. \[1990\]](#) et [Lopez et al. \[2000\]](#)) et les structures d'écoulement ([Nezu et Rodi \[1984\]](#), [Nelson et al. \[1993\]](#)). La compréhension et la caractérisation de l'interaction entre le transport sédimentaire, l'écoulement et la forme des rides ont été étudiées théoriquement en se basant sur des analyses d'une instabilité linéaire ([Richard \[1980\]](#), [Hara et Mei \[1990\]](#) et [Baas \[1999\]](#)). Il semble évident que les rides se forment à partir d'une instabilité linéaire d'un lit sédimentaire ([Charru et al. \[2013\]](#)), ces formes modifient le transport sédimentaire.

La régression et transgression du milieu granulaire joue un rôle primordial dans la formation et l'évolution des structures sédimentaires comme les rides. La morphodynamique des rides est conditionnée par le débit de sédiment (voir : I.2.2). [Tuijnder et al. \[2009\]](#) observent qu'une diminution du flux sédimentaire limite la taille des structures sédimentaires, et qu'une augmentation de ce flux augmente l'irrégularité des structures sédimentaires qui deviennent alors tridimensionnelles. À propos de la dynamique liée à l'écoulement, [Langlois \[2005\]](#) a noté une transition d'une barre de sable vers une série de barkhanes. A priori, le mécanisme de cette déformation n'est pas encore connu. [Engelund et Fredsøe \[1982\]](#) montrent que le sédiment suspendu a un effet de stabilisation sur le lit onduleux. Cependant, la stabilité du lit sédimentaire va dépendre de la balance entre le lit et le sédiment

suspendu. Pour comprendre la dynamique des rides de rivières, il est impératif de mettre en évidence le lien qui existe entre la turbulence, la morphologie des rides et le transport sédimentaire ([Best \[2005-b\]](#)). L'écoulement à l'aval d'une ride fixe 2D nous permet de comprendre l'évolution des structures tourbillonnaires et leurs organisations. Plus particulièrement, dans notre cadre d'étude, nous allons nous intéresser à l'effet des grains sur l'écoulement et inversement, l'effet des structures tourbillonnaires sur les sédiments et leurs mouvements. L'interaction entre un fluide et des particules est contrôlée par des paramètres physiques. Nous pouvons constater que la déformation d'un lit de grains soumis à un cisaillement continu génère des structures sédimentaires irrégulières ([Franklin \[2008\]](#), [Dreano \[2009\]](#) et [Langlois \[2005\]](#)).

Le mécanisme de transport des grains étant différents dans l'air et dans l'eau, le fait de trouver une morphologie similaire montre que cette forme ne dépend pas du mécanisme de transport ([Franklin \[2008\]](#)). La formation de rides ou dunes sous un écoulement continu ne dépend pas du fluide mais des caractéristiques du fluide et de son interaction avec les particules. Cet aspect est d'autant plus important pour définir les mécanismes qui participent à l'évolution et la formation des rides et des barkhanes. Les différents auteurs, qui ont étudié les dunes mobiles et le mouvement des grains se sont focalisés soit sur du sable ou des billes artificielles.

I.6 Bilan

Cette étude a montré que la formation de ride est gouvernée par l'interaction qui peut exister entre l'écoulement et les particules, l'intensité du courant/écoulement et l'apport en sédiment. Ces critères montrent que le passage entre un lit plat à un lit onduleux est assez complexe à prédire. Les études bibliographiques montrent bien la complexité des structures générées à l'aval de rides dont la taille varie entre 0.02 et 0.03 m. L'écoulement à l'aval de ces formes est caractérisé par une zone de recirculation, où les structures tourbillonnaires manifestent une tridimensionnalité et une instationnarité dans l'espace et dans le temps.

Les mécanismes qui régissent la déformation et la migration d'une ride solitaire sont d'une part mal connus, d'autre part, la dynamique tourbillonnaire générée sur l'écoulement par la présence de la ride a un impact peu connu sur le transport sédimentaire. Des observations d'auteurs ont révélé qu'au cours du temps l'évolution des rides tend à devenir tridimensionnelle, tandis que les mécanismes à l'origine de cette évolution restent inconnus. La tridimensionnalité de l'écoulement et son effet sur les champs moyens et fluctuants est l'un des aspects primordiaux de la structuration de l'écoulement, car elle gouverne la formation et la migration des rides. Cependant, peu d'études se sont intéressées à l'écoulement instationnaire et son évolution dans le temps ([Kadota et Nezu \[1999\]](#), [Hyun et al. \[2003\]](#) et [Stoesser et al. \[2008\]](#)). Les deux phénomènes majeurs qui font l'objectif de cette thèse se résument comme suit :

- Caractérisation de l'écoulement et quantification de son impact sur le transport sédimentaire
- Caractérisation qualitatif du transport de particules à l'aval de géomorphologies bidimensionnelles et tridimensionnelles

Nos travaux s'inscrivent dans la complémentarité de ces études et ont pour finalité de définir l'impact de la dynamique tourbillonnaire sur le transport de sédiments au-dessus d'une ride. Par conséquent, une étude détaillée de l'écoulement à l'aval d'une ride fixe et solitaire à faible nombre de Reynolds, permettra une investigation précise sur les grandeurs instationnaires de cet écoulement (loin de l'influence des structures turbulentes). En particulier, l'accent sera mis sur l'étude de l'influence de

l'intensité de l'écoulement sur la formation et l'évolution des structures tourbillonnaires instationnaires à l'aval d'une ride fixe et solitaire. Le principal objectif de notre travail est d'appréhender les différents mécanismes et processus hydrodynamiques générés par la présence d'une ride et qui sont susceptibles d'influencer leur évolution morphodynamique. Ensuite, nous étudierons en détail les différents paramètres qui peuvent avoir de l'influence sur l'organisation des structures tourbillonnaires à l'aval de la ride en s'appuyant sur des méthodes optiques 2D-2C et 2D-3C (PIV et SPIV). Les structures de l'écoulement seront détaillées dans le but d'identifier : i) les effets de la vorticité sur le transport et la migration des rides ; ii) l'effet de l'intensité de l'écoulement sur le décollement-rattachement de l'écoulement iii) l'effet du nombre de Froude sur la zone de recirculation. Ensuite, à l'aide de visualisations laser, l'évolution spatio-temporelle du transport sédimentaire sera étudiée à des nombres de Reynolds élevés, dans le but de reproduire un écoulement proche de la nature. Ces études seront complétées par une étude numérique qui vise à reproduire les mêmes conditions expérimentales à bas Reynolds ou à Reynolds  lev .

CHAPITRE II DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Dans ce chapitre, est donnée une description détaillée du dispositif expérimental employé pour l'étude de l'écoulement à bas Reynolds à l'aval d'une ride solitaire. Les expérimentations sont réalisées au moyen de techniques à hautes résolutions. Les moyens de caractérisation des structures tourbillonnaires à l'aval de la ride par Tomographie laser, PIV et SPIV sont détaillés. Les principes de la PIV et SPIV et les méthodes d'analyse et de traitement des champs de vitesse instantanés correspondantes sont décrites dans le détail. Ensuite, les grandeurs cinématiques évaluées et calculées sont présentées. Pour terminer, un récapitulatif des conditions hydrauliques imposées lors des expérimentations est donné avec une présentation des différentes sections d'écoulement étudiées.

II.1 Configuration et dimensionnement de la maquette « ride »

La configuration du profil de la ride est définie par une fonction trigonométrique déterminée par les équations suivantes ([Kadota et Nezu \[1999\]](#)) :

$$\text{Eq.II- 1} \quad x = 20 \frac{x'}{38} \text{ pour } -0.095 \geq x' \geq 0.0$$

$$\text{Eq.II- 2} \quad x = 10x' - 9 \text{ pour } 0.0 \geq x' \geq 0.05$$

$$\text{Eq.II- 3} \quad h(x) = 10 \left\{ \sin \left(\pi \left(2x + \frac{1}{2} \right) \right) + 1 \right\}$$

Où x' représente les coordonnées longitudinales normalisées sur la longueur d'onde de la ride « l » exprimée par l'équation suivante :

$$\text{Eq.II- 4} \quad x' = x / l$$

Avec x : cordonnée longitudinale. La Figure II- 1, illustre le profil de la ride et la forme du fond à étudier. Les cordonnées selon « x » sont adimensionnées par la hauteur de la ride.

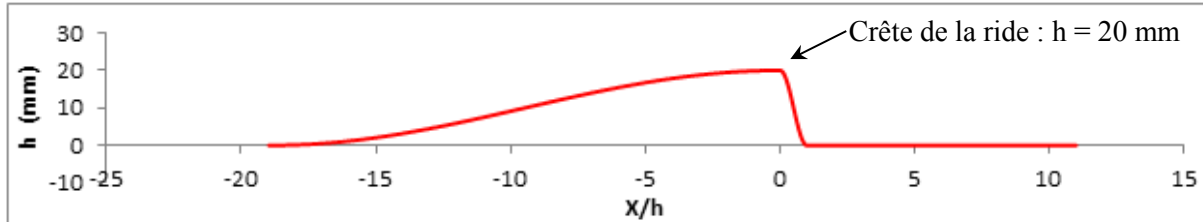


Figure II- 1 Profil de la ride

La dimension caractéristique de la ride « solitaire » fixe utilisée, est sa hauteur $h_{ride} = 20$ mm. Des rides représentant cette caractéristique ont fait l'objet de plusieurs études antérieures que ce soit par le biais de tests expérimentaux ([Wiberg et Nelson \[1992\]](#), [Kadota et Nezu \[1999\]](#) et [Hyun et al. \[2003\]](#)) ou de simulations numériques ([Stoesser et al. \[2008\]](#) et [Yue et al. \[2006\]](#)).

La maquette de la ride a été usinée à l'ENSMA, à partir d'une planche en *Prolab 45*, une matière de densité de 0.45 qui permet une bonne stabilité dimensionnelle après l'usinage du prototype. C'est un modèle qui contient un taux de porosité très faible, et qui présente une grande résistance à l'eau, donc très efficace lors de toutes les séries de manipulation effectuées pendant ma thèse. L'usinage de la maquette est basé sur le profil de la ride défini dans [Figure I- 1]. Les autres dimensions de la maquette répondent plutôt à l'exigence du dimensionnement de la veine hydrodynamique, où les visualisations et les mesures de vitesses sont prévues [Figure II- 2]. La largeur de la maquette « W » est de 160 mm et sa longueur totale « L » est de 585 mm.

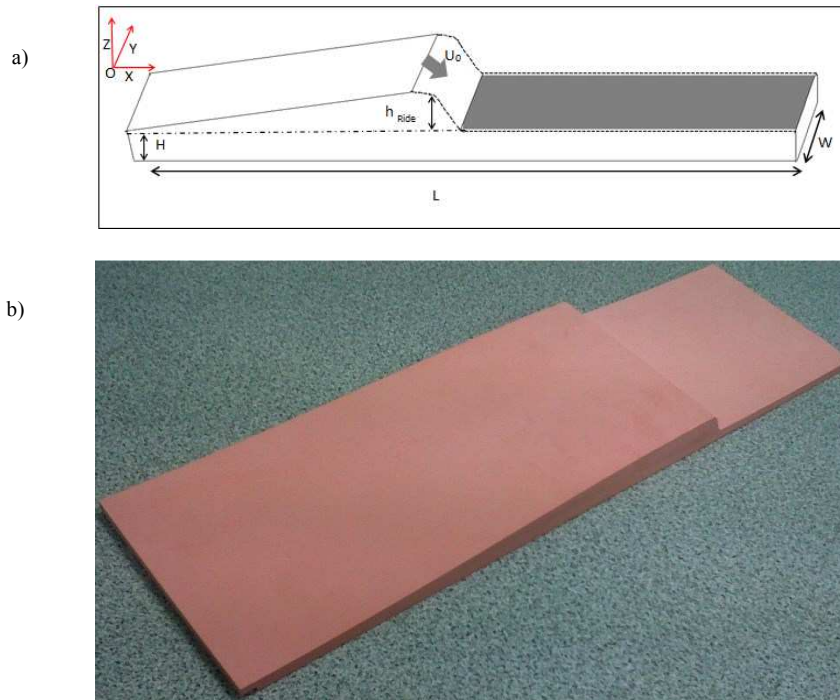


Figure II- 2 (a) Dimensionnement de la ride : $L = 585 \text{ mm}$, $H = 10 \text{ mm}$, $W = 160 \text{ mm}$ et $h_{\text{ride}} = 20 \text{ mm}$

(b) photo de la maquette

Pour toutes les expériences, un repère orthonormé direct $R(O/x,y,z)$ est associé à la maquette [Figure II- 1]. Son origine O est située dans le plan de symétrie de la maquette, au niveau du fond (le fond de la ride) à la verticale de la crête de la ride. L'axe (Ox) suit la direction de l'écoulement extérieur U_0 . L'axe (Oy) suit la direction selon l'envergure de la ride. L'axe (Oz) est dirigé selon l'amplitude [Figure I- 3].

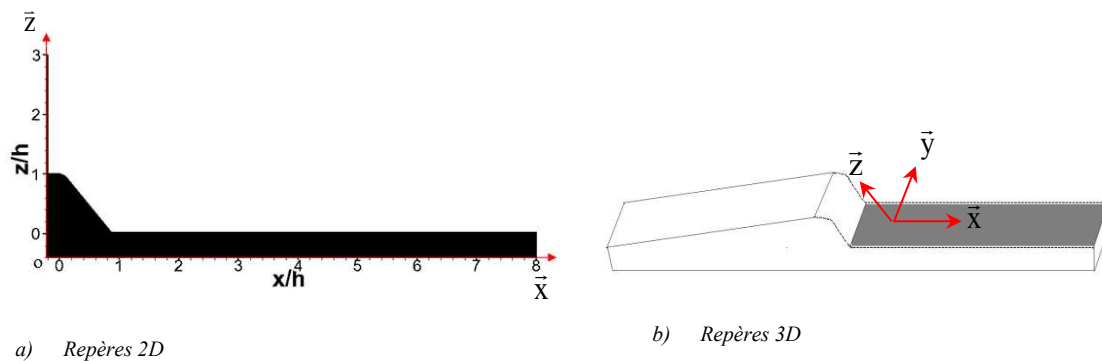


Figure II- 3 Illustration du repère utilisé : 2D : Plan Oxz ; 3D : Plan $Oxyz$

Afin de maintenir une cohérence lors des comparaisons entre les différents cas étudiés, les coordonnées suivant (Ox) , (Oy) et (Oz) et les vitesses sont adimensionnées, respectivement, par la hauteur h de la ride et la vitesse uniforme extérieure de l'écoulement U_0 .

$$\text{Eq.II- 5} \quad \begin{cases} u = u_x / U_0 \\ v = v_y / U_0 \\ w = w_z / U_0 \end{cases}$$

$$\text{Eq.II- 6} \quad \begin{cases} x = x_r / h \\ y = y_r / h \\ z = z_r / h \end{cases}$$

II.2 Dispositif expérimental et techniques de mesures

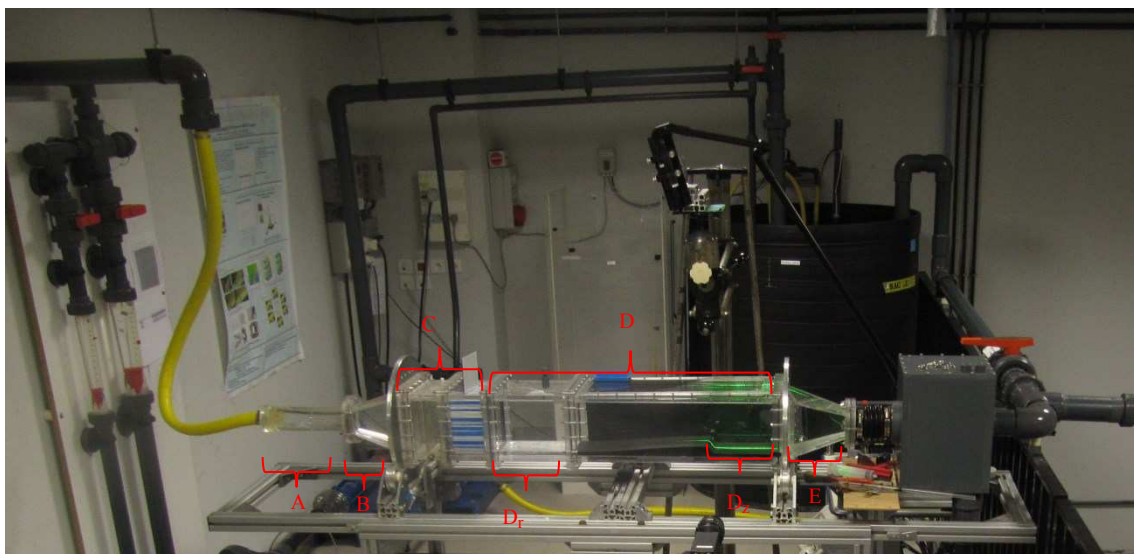
II.2.1 Veine hydrodynamique

Le dispositif expérimental utilisé est une veine hydrodynamique dont la matière est transparente permettant ainsi une vision nette sur la totalité de l'écoulement à l'intérieur de la veine. Elle est de section 160 mm x 160 mm, fonctionnant pour une gamme de vitesse de quelques centimètres par seconde à 5 cm/s [Figure II- 1], il nous était impossible avec cette configuration d'atteindre des nombres de Reynolds très élevés, mais nous avons pu générer un écoulement avec les conditions hydrauliques souhaitées. Pour l'étude en configuration fermée « *bounded flow* », la veine est maintenue fermée par un couvercle. La géométrie de la veine est constituée de quatre parties distinctes, une partie centre (D), contenant la zone d'étude (D_z) où l'écoulement est établi, une deuxième partie, appelée « zone de régularisation de l'écoulement » (C), puis à l'amont une troisième partie, comportant une augmentation régulière de la section du tuyau d'entrée de sorte à former un divergent (B), et une dernière partie (E), à l'aval de la zone d'étude, où la géométrie de la veine est réduite par un convergent. L'écoulement s'établit le long de la zone (D_r), qui est située entre la zone d'homogénéisation (C) et l'amont de la maquette de la ride, elle est d'une longueur de 150 mm [Figure II- 1-a]. La configuration convergente a pour but d'éviter que l'écoulement soit brusque à l'entrée de la veine, un deuxième avantage ici est de maintenir l'intérieur de la zone d'étude en eau pour garder la maquette de la ride trempée dans le but de conserver sa rigidité. Le seul souci rencontré dans ce genre d'installation « fermée » est la présence fréquente de bulles d'air sur la paroi du couvercle lors de sa fermeture. Il faut chasser donc ces bulles avant le lancement de chaque manipulation, raison pour laquelle des aimants de maintien sont présents sur la paroi de dessus [Figure II- 1-a]. Pour alimenter, la veine en eau un système en boucle fermée est conçu pour cet effet, la circulation globale de l'écoulement est maintenue stable et permanente grâce à :

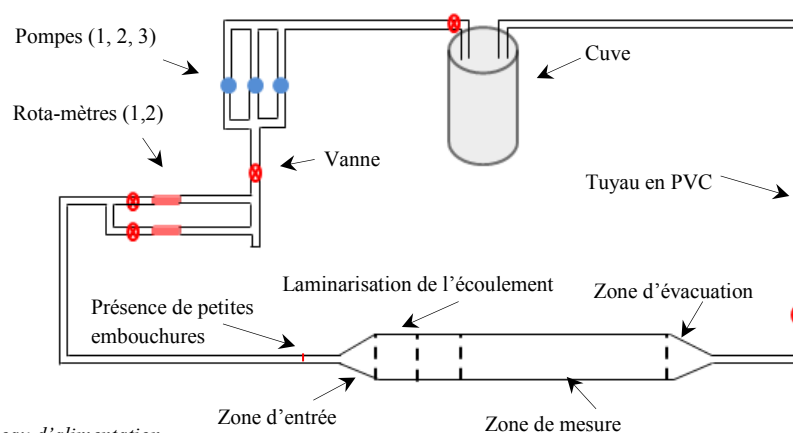
- *Un système de réglage de l'écoulement* : le système est composé de trois pompes, mais pour notre installation, seules deux ont servi. À l'aval de ces pompes, un tuyau de 50 mm de diamètre relie les pompes à deux rotamètres de section annulaire, permettant de régler le débit à imposer.
- *Un réseau d'alimentation* : l'alimentation principale est une cuve qui peut contenir jusqu'à 1.55 m³ d'eau. Etant donné que le système fonctionne en boucle fermée, au départ, l'eau est pompée au niveau de la cuve au moyen de deux pompes, elle est conduite dans les deux rotamètres et puis son cheminement se poursuit vers la veine hydrodynamique. Une fois que le fluide est au niveau de l'entrée de la veine, il pénètre dans une zone appelée « zone de laminarisation de l'écoulement » (notée C sur la Figure II- 1).
- *Un système de régularisation de l'écoulement* : un premier élément qui permet l'homogénéisation de l'écoulement est le réseau de la tuyauterie. En effet, la zone amont (A)

reliant les deux rotamètres à l'entrée de la veine est composée d'un tuyau dont le diamètre est de 20 mm. Ce tuyau comporte plusieurs orifices sur son pourtour permettant une répartition disperse de l'écoulement à l'intérieur de la section d'entrée, et évitant ainsi la pénétration d'un jet direct. À l'aval de la partie (C), se trouve deux grilles de mailles carrées suivies d'un système de pailles qui homogénéisent l'écoulement avant son arrivé à la zone d'étude « Dz » [Figure II-1]. Enfin, en sortie de veine, l'eau est renvoyée à l'intérieur de la cuve d'alimentation par un tuyau de PVC de diamètre de 70 mm.

À l'aval de la partie centre, notée (D) sur la [Figure II- 1-a], se trouve la zone d'étude (D_z) où l'écoulement se stabilise sur une section de longueur de 800 mm entre l'amont et l'aval de la ride. Pendant notre étude, dont l'objectif principal est de caractériser les structures tourbillonnaires provoquées par la géométrie profilée de la ride, les mesures se sont focalisées sur la partie aval de la ride d'une longueur de 230 mm [Figure II- 1a- D_z].



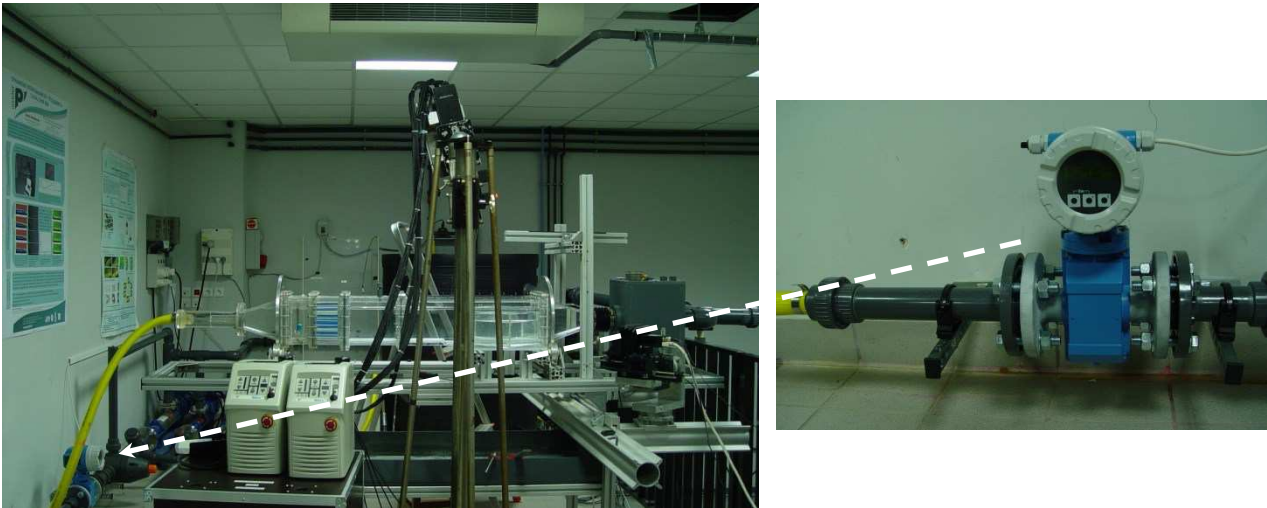
a) Photo du dispositif expérimental : A) Zone d'entrée; B) Partie divergent; C) Zone de laminarisation de l'écoulement D) Partie centre où l'écoulement est établi; D_z) Zone de visualisation; D_r) Longueur d'entrée de l'écoulement et E) Convergent



b) Réseau d'alimentation

Figure II- 4 Dispositif expérimental, lors des expériences PIV et SPIV

Pour la deuxième campagne de mesure (mesures SPIV), les deux rotamètres ont été remplacés par un débitmètre électromagnétique [Figure II- 5]. Ce nouveau débitmètre est conçu avec des brides tournantes. Cette nouvelle configuration permet d'éliminer la présence de trois coudes à l'amont de la veine hydrodynamique, singularités à l'origine de pertes de charge importantes. Le principe de mesure de ce débitmètre se base sur la loi de « Faraday », où un champ magnétique est généré par un courant alterné. Le conducteur ici, est le fluide qui traverse le capteur. La vitesse de passage de ce fluide est proportionnelle à la tension induite, cette tension est transmise aux amplificateurs par deux électrodes de mesure. Ainsi, le débit de l'écoulement est mesuré.



a) Dispositif expérimental SPIV

b) Nouveau débitmètre

Figure II- 5 Illustration du dispositif expérimental avec le nouveau débitmètre conçu pour les mesures SPIV

II.2.2 Visualisation de l'écoulement par tomographie laser

La tomographie laser permet des visualisations quantitatives immédiates de l'écoulement. Cette technique nous renseigne sur le comportement des structures de l'écoulement dans sa globalité. Le premier avantage de cette technique est la facilité de sa mise en œuvre. Le dispositif expérimental externe utilisé se compose d'un laser « Argon » à pulsion continue délivrant entre 0.8 et 1 watt d'énergie lumineuse dont l'optique est une nappe laser générée pouvant être placée dans différents plan d'écoulement et d'un appareil photo numérique « Nikon » [Figure II- 6]. Pour visualiser l'écoulement sur une image, le fluide estensemencé par de fines particules en plastique de type VESTOSINT fournies par la société Evonik. Le diamètre de ces particules est de $21 \mu\text{m}$. Cette série de manipulations est effectuée : i) dans le but d'avoir une première approche sur le comportement de l'écoulement à l'aval de la ride, ii) pour quantifier l'influence de la vitesse de l'écoulement sur les structures tourbillonnaires à l'aval de la ride et enfin iii) cerner la gamme de vitesse à considérer plus tard lors des mesures PIV. Au cours de cette première étude, plusieurs valeurs du nombre de Reynolds ont été retenues de 125 jusqu'à 1000.

Les visualisations ont été effectuées tout d'abord dans le plan longitudinal « plan de symétrie de la ride » où le plan laser est placé parallèlement à l'écoulement. La tomographie laser est réalisée pour une gamme de Reynolds allant de 125 jusqu'à 1000. Ensuite, des prises de vues de dessus ont été réalisées pour des plans de différentes altitudes ($z = 1 \text{ mm}$; 10 mm ; 15 mm et 20 mm) [Figure II- 7].

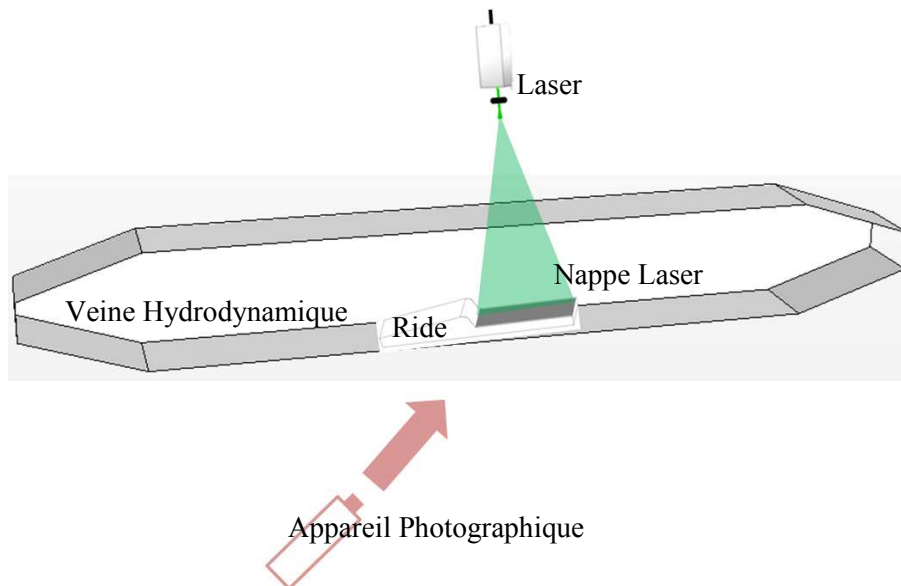


Figure II- 6 Illustration de la technique de mesure de l'écoulement par la « tomographie laser » à l'aval de la ride

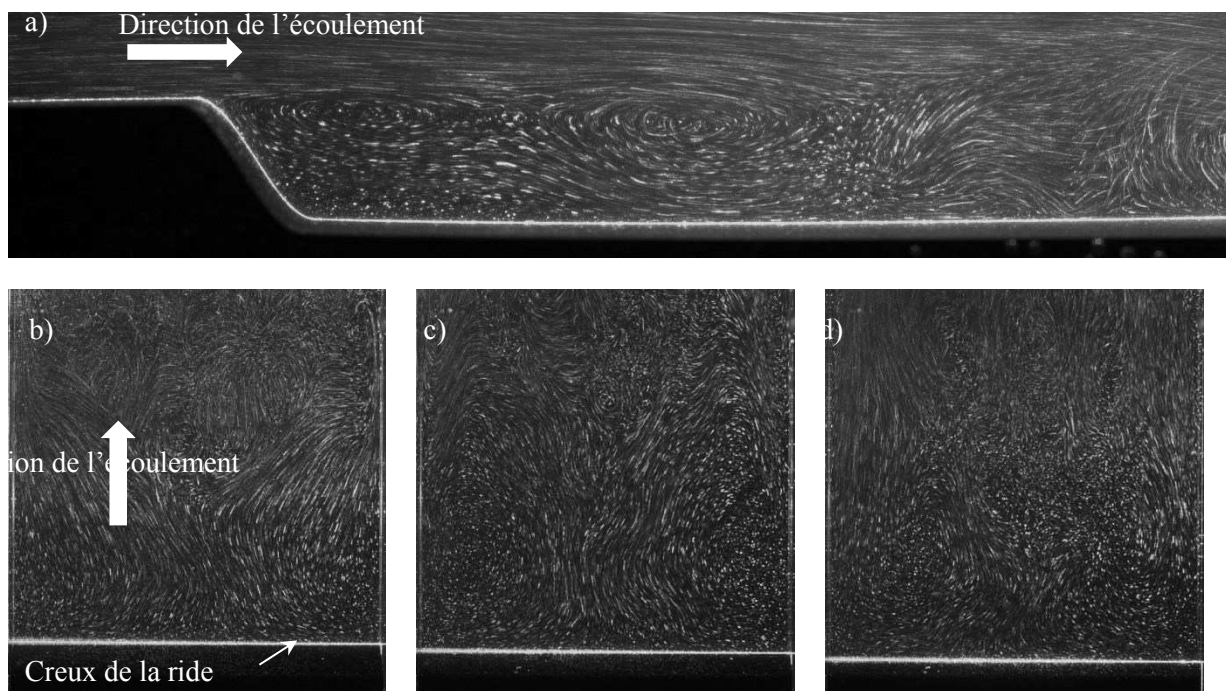


Figure II- 7 Images de visualisation de l'écoulement à l'aval de la ride : a) Plan de symétrie de la ride ; b, c, d) Vues de dessus respectivement à 1mm, 10 mm et 15 mm du fond

II.2.3 Vélométrie par Imagerie de Particules (PIV, 2D-2C)

L'écoulement à l'aval de la ride a été investigué en se basant sur des méthodes optiques non intrusives. Ces techniques donnent une haute résolution temporelle et spatiale des structures tourbillonnaires de l'écoulement. Les visualisations par tomographie laser ont montré la complexité d'un tel écoulement, plus spécialement la dynamique tourbillonnaire qui naît à l'aval de la ride. Les différents

essais de la tomographie par laser ont permis aussi de fixer le bilan hydrodynamique de cet écoulement vu la large gamme du nombre de Reynolds étudiée.

L'identification tourbillonnaire et le suivi des lignes de courant de l'écoulement à l'aval de la ride a permis une première approche générale de notre étude. La dynamique de l'écoulement est étudiée au moyen d'une technique optique. Une première campagne de mesures a été conduite dans la veine hydrodynamique. La méthode utilisée est une technique de mesure PIV-2D qui révèle la topologie de l'écoulement instationnaire au moyen des deux composantes de vitesse u et w , respectivement longitudinale et verticale. Cette étude met en évidence uniquement l'effet du profil de la ride sur l'écoulement. Au cours des paragraphes suivants, des détails sur la mise en œuvre de la technique PIV et le déroulement de l'expérience seront illustrés.

II.2.3.1 Principe de la PIV

La détermination des champs de vitesse générés autour d'une ride est obtenue par une méthode de Vélocimétrie par Imagerie de Particule bidimensionnelle (PIV, 2D-2C). Cette méthode optique de mesure de vitesse permet de déterminer les composantes bidimensionnelles d'un champ hydrodynamique instantané d'une section d'un écoulement. Le choix de cette technique repose sur deux critères majeurs : i) l'obtention des champs de vitesses instantanés et ii) la caractérisation spatio-temporelle des structures de l'écoulement. Dans cette partie, le principe de la technique est présenté, suivi d'une description de la méthode d'analyse effectuée sur les champs de vitesse et leur validation.

Le principe de la technique repose sur le suivi de particules solides présentes dans un écoulement fluide illuminé durant un laps de temps par un laser [Figure II- 8]. Au cours d'un intervalle de temps Δt ($t_{i+1} - t_i$), l'écoulement est illuminé deux fois de suite avec une intensité I . Un capteur CCD enregistre la lumière diffusée par les particules pendant les deux pulsations laser. L'enregistrement est réalisé soit sur une seule image ou sur deux images successives. Ainsi la vitesse de l'écoulement \vec{U} est mesurée [Eq.II-7], pour un déplacement « $\Delta \vec{d}$ » de la particule entre la première image et la deuxième image. L'intervalle de temps Δt est déterminé au préalable.

$$\text{Eq.II- 7} \quad \vec{U} = \frac{\Delta \vec{d}}{\Delta t}$$

Ensemencement de l'écoulement : Les particules utilisées pour ensemencher l'écoulement sont des particules solides sphériques. Pour que les particules suivent l'écoulement, le rapport de la masse volumique de la particule et celle du fluide doit être proche de 1. Ainsi, l'effet de la traînée et de l'inertie sur la particule est négligeable devant la variation des grandeurs recherchées. En fonction des moyens optiques, le diamètre des particules doit être détectable sur les images, il est de l'ordre de 10 μm , et doit permettre une diffusion de la lumière de la nappe laser appliquée [Tableau II-4]. En règle générale, la longueur d'onde d'émission des particules doit être largement supérieure à celle du laser (diffusion de Mie). L'ensemencement de l'écoulement doit être homogène pour acquérir les champs de vitesse dans la totalité du domaine défini. La seule contrainte liée à l'ensemencement est le dépôt de ces particules après quelque temps de manipulations. En général, entre chaque changement de régime d'écoulement, le fluide à l'intérieur de la veine et la cuve est agité afin de mettre les particules en suspension et rendre l'ensemble fluide-particules homogène.

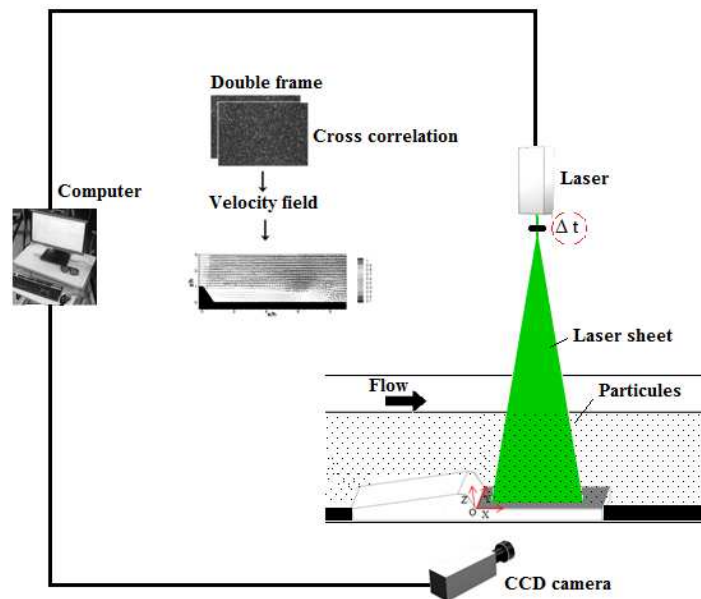


Figure II- 8 Schéma du dispositif expérimental pour la mesure PIV

Particules	Diamètre (μm)	Masse volumique (kg.m^{-3})	Viscosité dynamique
Silver Coated Hollow Glass Spheres	10	1050	1.39

Tableau II- 1 Propriétés des particules utilisées pour l'ensemencement de l'écoulement (mesures PIV)

Pour le système optique PIV, la densité des particules (N_s) présente dans le volume à étudier devrait être supérieure à 1 ([Riethmuller et al.\[2012\]](#)). N_s est défini comme étant le nombre moyen de particules présentes dans un volume donné [Eq.II- 8].

$$\text{Eq.II- 8} \quad N_s = C \Delta z_0 \frac{\tau d_e^2}{4M^2}$$

Avec : d_e : diamètre de la particule sur l'image, M : le facteur de grandissement, C : concentration moyenne des particules dans le volume.

L'intervalle de temps entre deux expositions laser est lié à la vitesse de l'écoulement et à la résolution spatiale des caméras. Le déplacement des particules doit être géré de sorte qu'il ne dépasse pas 30 % de la fenêtre dédiée à la corrélation, condition indispensable et préalable pour une bonne détection ([Keane et Adrian \[1990\]](#)).

Illumination de l'écoulement ensemencé par un laser pulsé : La source d'illumination utilisée est un laser Nd-Yag à double fréquence, qui délivre une raie de 532 nm. Le montage optique qui délivre la nappe est composé d'un bras cylindrique avec 7 miroirs réglables et permet de contrôler l'épaisseur de la nappe laser émis. C'est ainsi que le plan de mesure généré ne dépasse pas une épaisseur de 1 mm. Le choix de l'épaisseur de la nappe laser est essentiel, d'une part elle ne devrait pas être trop épaisse, pour ne pas engendrer d'erreurs au niveau du déplacement des particules. D'autre part, elle ne devrait pas être trop fine, pour avoir une fenêtre de déplacement des particules plus large.

La prise de vues : L'acquisition des images successives est effectuée au moyen d'une caméra CCD (Charge Coupled Device) d'une résolution de 1200 x 1600 pixels, qui permet d'avoir 30 images / seconde.

La caméra est équipée d'un objectif de 50 mm. Les images obtenues par ce capteur ont été analysées par le logiciel « *Dynamique Studio* » de la société *Dantec* qui assure, entre autres, l'acquisition en synchronisant l'illumination laser et la prise d'images par la caméra.

La vitesse de déplacement des particules utilisées pour ensemençer l'écoulement est supposée être identique à celle de l'écoulement fluide. Ce déplacement est déterminé à l'aide d'un algorithme de traitement d'images. Un traitement par auto-corrélation est appliqué lorsque la diffusion de la lumière des particules est enregistrée sur une seule image. Quand le déplacement est enregistré sur deux images successives, ces images sont traitées par inter-corrélation. En écoulement rapide, le temps d'exposition est réduit, donc le Δt est choisi en fonction de la vitesse de l'écoulement imposée. Autrement, il faut faire en sorte que les particules visibles sur la première image, le soient aussi sur la deuxième image. Comme l'enregistrement s'effectue sur deux images successives ou un doublet d'images, une méthode de corrélation adaptative des niveaux de gris de deux images est utilisée pour déduire le déplacement des particules. Lors du traitement des images successives, l'image initiale est divisée en petites fenêtres « d'interrogation » et l'image suivante est découpée en « aires de recherches ». Afin de déterminer le déplacement des particules le plus probable, une localisation de la position du maximum de corrélation est effectuée pour chacune de ces portions d'images (les fenêtres d'interrogations et de recherche définies précédemment). Les paragraphes qui suivent vont décrire brièvement les différentes analyses, et le traitement des images enregistrées lors de la première campagne de mesures.

II.2.3.2 Méthodes d'analyse et de traitement des images PIV

Les champs de vitesse ainsi que le déplacement des particules sont enregistrés en pixels, afin d'avoir une correspondance entre les coordonnées caméra et les coordonnées réelles, une calibration 2D est réalisée à cet effet. La calibration des caméras est réalisée sous « *Dynamique Studio* » grâce à « *Imaging model fit* » qui transforme les points d'objet espace en points image. Le modèle de calibration choisi ici est le modèle sténopé « *Pinhole* » [Willert \[2006\]](#). La mire conçue pour la calibration des images, est composée d'une grille de points noirs sur un fond blanc déposée selon un maillage cartésien [Figure II- 9-a]. La matrice cible contient un point en son milieu (le marqueur zéro) entouré de quatre petits points (marqueur d'axe) pour identifier l'origine du système basé sur des coordonnées espace (X, Y) connues. Ainsi, les coordonnées des points cibles peuvent être déterminées.

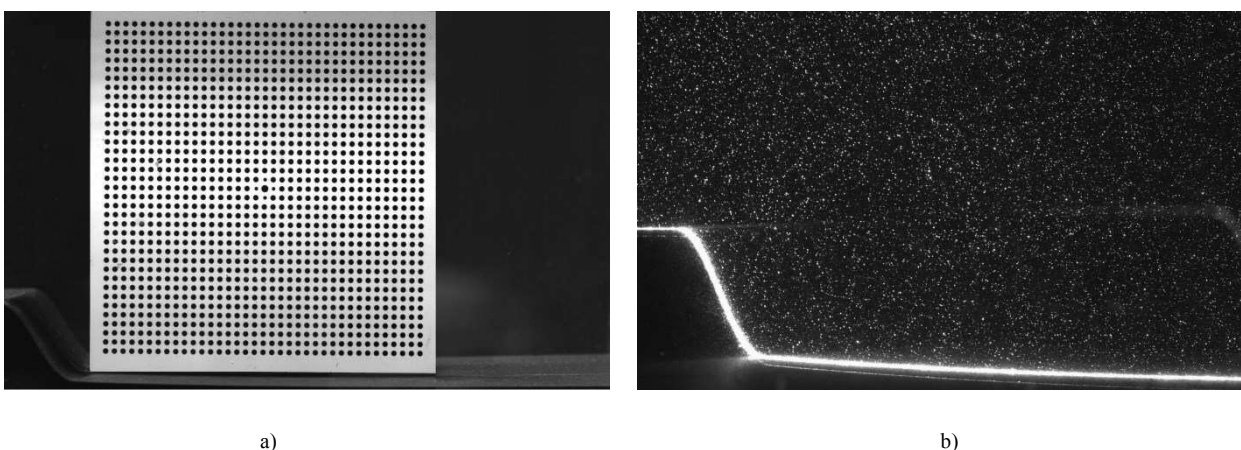


Figure II- 9 Images à l'aval de la ride : a) mire et b) image d'un écoulement chargé de particules

La numérisation des diffusions de particules se fait soit sur une image unique ou sur des doublets d'images, donc pour évaluer le déplacement de ces particules, un algorithme de corrélation est appliqué.

Le principe de cette méthode réside dans la recherche des déplacements (Δx , Δy) entre la première image (t_i) qui est décomposée en fenêtres d'interrogations et la deuxième image (t_{i+1}) qui est plutôt une cellule de recherche.

Nous avons appliqué les algorithmes du logiciel « *Dynamique Studio* ». L'analyse des images est effectuée selon les procédures suivantes :

- Traitement d'images : Application de la méthode « *Image Min and Max* » qui consiste en une soustraction de la valeur minimum et maximum des niveaux de gris sur l'image brute. À noter, qu'un masque est défini pour toutes les images afin d'éliminer la forme de la ride [Figure II- 9-b], zone qui pouvait contenir des valeurs de vitesse à ne pas exploiter.
- Analyse PIV : Les champs de vitesse ont été obtenus par une analyse PIV multi-passes sur des fenêtres d'interrogations variant de 128 x 128 pixels à 16 x 16 pixels en se basant sur la méthode de corrélation adaptative. Pour valider cette méthode, l'analyse est suivie d'un autre traitement qui est « *Peak Validation* », il s'agit d'un filtre appliqué aux images, qui est un ratio entre le premier pic et le second pic de la corrélation, pour éliminer les vecteurs vitesse erronés.

II.2.4 Vélométrie par Imagerie de Particules Stéréoscopique (SPIV, 2D-3C)

L'écoulement à l'aval de la ride est caractérisé par une tridimensionnalité de ses structures. Afin d'investiguer ce phénomène révélé par les mesures PIV (2D-2C), l'obtention de la troisième composante de la vitesse est essentiel. La stéréo-PIV est donc utilisée pour obtenir des informations sur les champs de vitesses selon les trois composantes. Le système de SPIV utilisé au cours de cette étude est composé :

- d'un laser pulsé à double cavité Nd-YaG « *Neodymium-Doped Yttrium Aluminium Garnet* » ($\lambda_L = 532$ nm). Il rentre dans la catégorie des lasers solides à ions;
- d'un générateur de nappe laser utilisant un jeu de lentilles sphériques et cylindriques ;
- de deux caméras rapides CCD de 1600x1200 pixels ;
- d'une configuration de Scheimpflug ;
- d'un logiciel Dantec Dynamic Studio capable de gérer et synchroniser les flashes laser avec les acquisitions des caméras.

Dans les paragraphes qui suivent la méthode SPIV et son application dans notre cas d'étude sont données en détail.

II.2.4.1 Principe de la technique SPIV

La position choisie pour la prise de vue SPIV est une configuration de type angulaire où les deux caméras forment un angle de 45° (β) par rapport à la normale à la nappe laser [Figure II- 10-a]. En raison de cet angle entre l'axe optique et le plan objet [Figure II- 10-b], la mise au point des images est biaisée (aberrations optiques, absence de netteté des images...). Pour remédier à ce désagrément, un angle de Scheimpflug est appliqué aux capteurs des deux caméras CCD.

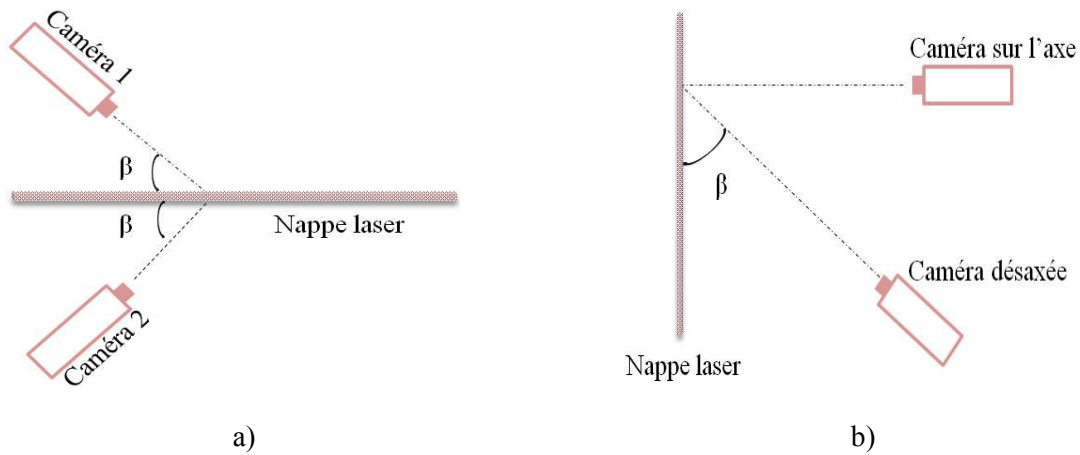


Figure II- 10 Position des caméras : a) présentation de l'angle entre les deux caméras ; b) disposition angulaire des deux caméras

Configuration de Scheimpflug : La condition Scheimpflug impose donc un angle de rotation (α) du capteur par rapport à la lentille (création d'angle entre le plan image et le plan lentille), cette condition impose une colinéarité entre les trois plans suivants : le plan objet ; le plan lentille et le plan image. La Figure II- 11, résume la position des caméras par rapport au plan objet et l'angle (α) que forme le plan image avec le plan lentille. L'angle « Θ » est l'angle que forme le plan lentille avec le plan objet (nappe laser), il est en fonction de l'angle α et le facteur de grandissement de la caméra « M », déterminé par l'équation suivante :

$$\text{Eq.II- 9} \quad \tan \theta = \frac{M}{\tan \alpha}$$

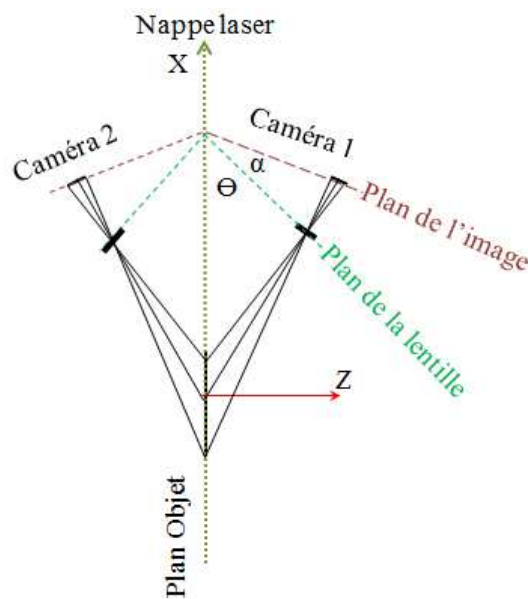


Figure II- 11 Configuration stéréoscopique angulaire « Scheimpflug », adaptée à la disposition de la Figure II- 12 (d'après [Callaud \[2003\]](#))

Une contrainte liée à ce genre de montage concerne les aberrations optiques dues à cette configuration de *Scheimpflug*, donc pour atténuer cet effet, un prisme rempli d'eau est placé contre les deux parois latérales de la veine hydrodynamique [Figure II- 12]. Au final, la netteté des images est assurée, au prix d'une matrice de données moins grande. En effet, vu le système de mesure, les contraintes optiques ne permettent pas d'avoir accès à une grande longueur d'acquisition à l'aval de la ride.

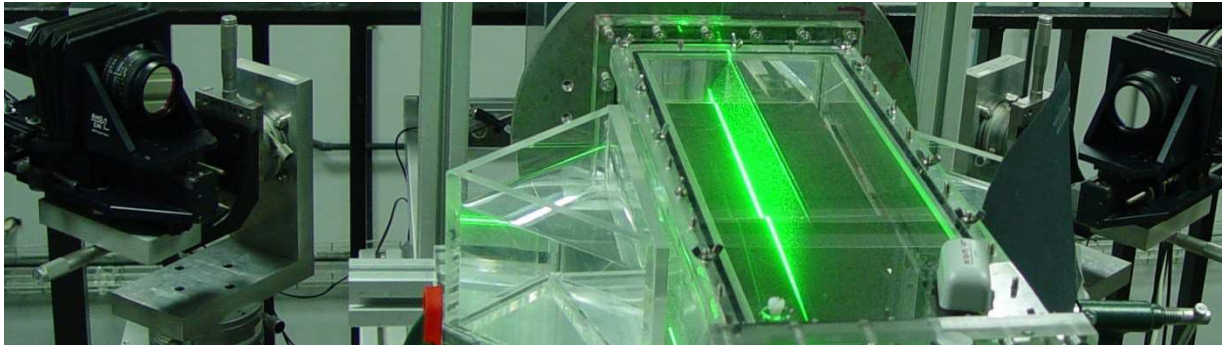


Figure II- 12 Dispositif de la SPIV (deux caméras déposées avec un angle d'une configuration de *Scheimpflug*) et prismes remplis placés contre chacune des parois latérales

Caméras : Pour la prise d'images, deux caméras CCD ont été utilisées. Les deux caméras sont positionnées pour observer la même scène. Elles sont fixées au niveau de chaque paroi latérale. En raison de l'angle de *Scheimpflug* imposé, la zone enregistrée par les caméras est d'environ 120 mm x 100 mm. Cela permet d'acquérir des informations sur toute la hauteur voulue, mais en revanche avec une longueur de la zone aval réduite. Des données des trois composantes de vitesses peuvent être ainsi obtenues sur une zone aval d'une distance de 120 mm (données obtenues sur 180 mm par mesures PIV).

Source lumineuse : L'éclairage utilisé pour cette série de mesure est réalisé à l'aide d'un laser ND-Yag [voir II.2.4], dont la nappe laser est dirigée soit orthogonalement ou parallèlement à l'écoulement et se situe à environ 50 mm au-dessus de la veine hydrodynamique. Le laser est fixé de manière à illuminer dans un premier temps des sections transversales et puis des sections longitudinales de l'écoulement à étudier. Les propriétés des particules utilisées pour l'ensemencement de l'écoulement sont résumées dans le tableau ci-dessous [Tableau II- 2].

Particules	Diamètre (μm)	Masse volumique (kg.m^{-3})	Plans de mesures
Silver Coated Hollow Glass Spheres	10	1050	Plan longitudinal
Vestosint 2158	21	1016	Plans transversaux

Tableau II- 2 Propriétés des particules utilisées pour l'ensemencement de l'écoulement (mesures SPIV)

Une fois cette mise en œuvre du dispositif de visualisation est effectuée, des prises de vues successives ont permis l'obtention des champs de vitesses avec les deux caméras. Une méthode de corrélation adaptative permet ensuite d'avoir des champs bidimensionnels de l'écoulement à partir de chaque caméra. Enfin, une seconde étape permet une reconstruction des champs de vitesses à trois composantes.

II.2.4.2 Calibration des caméras et reconstruction des champs de vitesses

Dans le but d'avoir les coordonnées 3D de l'objet observé, les deux caméras nécessitent une calibration intrinsèque des capteurs (propriété de l'optique géométrique) et extrinsèque (la position et l'orientation de la caméra).

Pour calibrer nos caméras, nous avons eu recours à une impression papier d'une mire bidimensionnelle contenant des cercles noirs sur un fond blanc [Figure II- 13]. Le motif de la mire bidimensionnelle utilisé est une adaptation des mires admises par le logiciel *Dynamic Studio*. L'origine de la mire se trouve en son centre et est entouré par quatre grands points. Le reste de l'espace est occupé par des petits points disposés en maillage cartésien, espacés de 5 mm. La distance qui sépare les quatre grands points et l'origine de la mire est de 10 mm. Une fois la mire placée dans le champ de visualisation et les caméras bien réglées, le calibrage peut être fait. Il ne faut alors pas changer les caractéristiques intrinsèques des caméras ou les déplacer. Au cours d'une campagne expérimentale, les paramètres de l'ensemble optique ne doivent pas être modifiés, car une mise au point ou un changement dans la focale nous oblige à recalibrer tout le système. En règle générale, la mire est « l'outil » qui nous fournit les positions exactes de ces points, donc une définition précise du repère objet tridimensionnel.

Les deux caméras nous donnent deux projections des tranches de visualisations. Une première calibration est nécessaire sur chaque caméra par rapport à la mire. Pour notre étude, la détermination des paramètres du modèle des caméras, est effectuée à l'aide d'une calibration sur 5 plans espacés de 0.5 mm. La position initiale de la mire est située sur le plan médian de la ride ($Y = 0$) [Figure II- 13].

La prise d'image pour les deux caméras est réalisée selon l'ordre suivant :

Image (1) : $y = - 1$ mm.

Image (2) : $y = - 0.5$ mm.

Image (3) : $y = 0$ mm.

Image (4) : $y = 0.5$ mm.

Image (5) : $y = 1$ mm.

La correspondance entre les 5 projections de la mire « *matching* » a posé problème lors de la calibration des images. En effet, une bonne correspondance des images est liée à l'état des images de la mire, car une moindre tache sur l'une des images (image flou, mire abimée dans l'eau, bulles d'eau autour de la mire, parois non propre...) rend la correspondance impossible à réaliser. Le choix définitif des images destinées à la calibration est donc crucial pour une mise en correspondance convenable. La qualité de l'image joue un rôle primordial dans les résultats de la calibration. Dans notre cas, plusieurs essais ont été effectués. Lors des premiers essais le « *matching* » était absurde dû fait de la mauvaise qualité des images de l'une des deux caméras. Un changement de mire nous a permis d'avoir une meilleure netteté. Ensuite, une calibration correcte a été réalisée en appliquant le filtre « *Image Processing Library (IPL)* » sur les images de calibration. Une seconde contrainte, est l'erreur que peut être faite lors de la détection des points de mire. Pour minimiser cette erreur, plusieurs essais ont été effectués.

Le mode de calibration destiné pour la SPIV sous *Dynamic Studio* est le « *Imaging model FIT* », c'est un modèle qui prend en compte la distorsion des images. Le plus important est de vérifier la bonne orientation des « *coordinate system orientation* » pour chaque caméra. Quand les images ne sont pas assez nettes, la calibration peut échouer. Au final, les images issues de la calibration sont des « *Imaging Model FIT* ». Un modèle linéaire de type « *Pinhole* », est utilisé pour une série de calibrations des images brutes prises par les deux caméras. Après une bonne correspondance entre les deux images, la reconstruction

tridimensionnelle prend place. Ensuite, une série d'analyses est réalisée sur l'ensemble des images calibrées. Dans un premier temps, une corrélation est effectuée sur les paires d'images des deux caméras. Dans un second temps, une analyse stéréoscopique est appliquée sur les images corrélées [Figure II- 14].

La contrainte principale liée à l'analyse stéréoscopique qui consiste à une reconstruction des champs 3D à partir des champs 2D de chaque caméra, réside dans l'appariement des images de chaque caméra. En effet, les deux images subissent une déformation d'une part, d'autre part l'agrandissement des deux caméras n'est pas uniforme. Ce problème peut être dû à un élément bien net dans le champ d'une caméra et flou ou complètement hors champ de vue de la deuxième caméra. Une application d'un maillage commun « *overlapping* » de la même zone d'étude vue par chacune des deux caméras est nécessaire pour la mise en correspondance des deux images [Figure II- 14-b]. Dans notre cas, le taux de recouvrement est de 50 % pour toutes les images.

Pour l'analyse stéréoscopique, nous avons eu recours en premier lieu à une analyse par une méthode de corrélation adaptative sous *Dynamic Studio*, c'est une méthode qui est basée sur le concept de la méthode inter-corrélation. Pour l'inter-corrélation, une fonction gaussienne est appliquée au rapport de « poids » de particules dans la fenêtre d'interrogation. Dans notre cas, ce rapport est pris par défaut ($K_p = 0.75$). Pour réaliser ces corrélations, une transformée rapide de Fourier «FFT» est appliquée aux images (transformation du domaine spatial au domaine fréquentiel). Sous «*Dynamic Studio*», tous les filtres appliqués aux images s'opèrent dans le domaine fréquentiel.

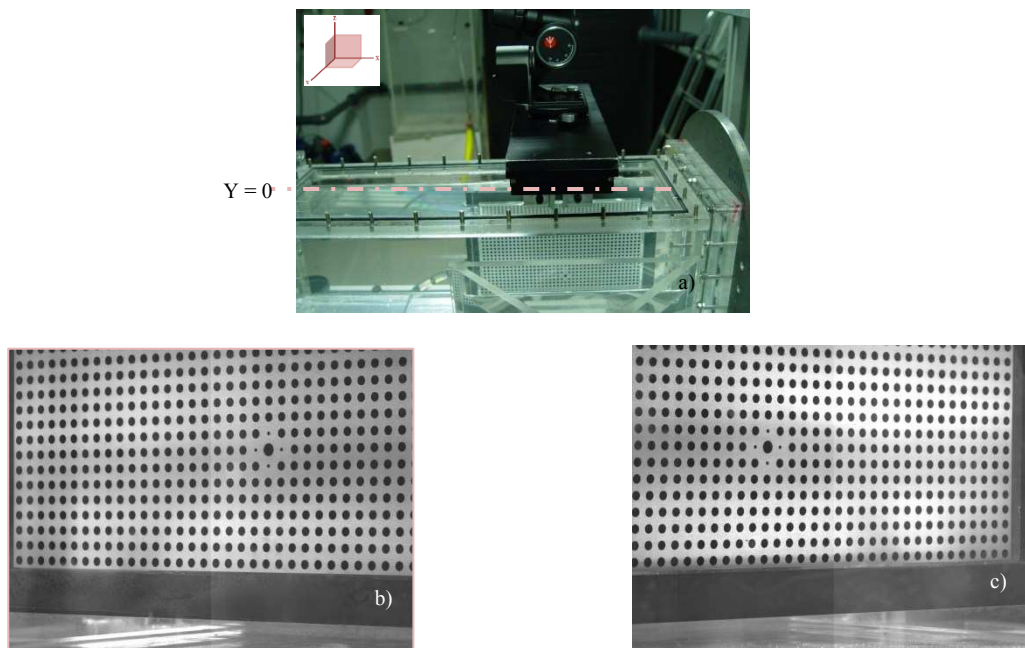


Figure II- 13 Calibration SPIV : a) Dispositif de calibration des deux caméras, b) vue caméra 1, c) vue caméra 2

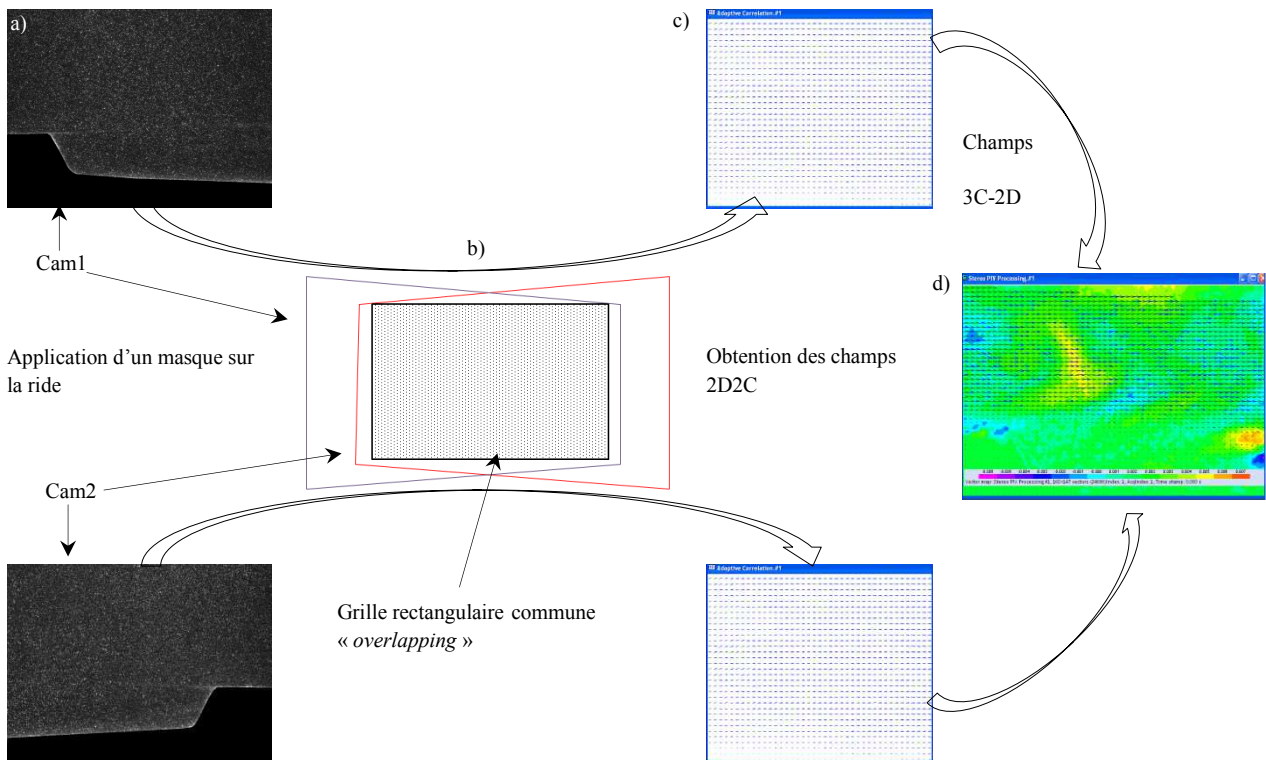


Figure II- 14 Obtention des champs de vitesse sur les trois composantes (x , y et z) : a) application d'un masque sur le profil de la ride (image brute); b) overlapping; c) analyse des corrélations : obtention de champs 2D-2C et d) calcul des champs 2D-3C-SPIV

La validation des champs de vitesses est basée sur une méthode itérative qui s'appelle « *Moving Average* », l'objectif est de remplacer un vecteur biaisé par un autre vecteur, calculé à l'aide d'une interpolation appliquée aux vecteurs voisins.

Etant donné que le dispositif expérimental est fermé et que la nappe laser éclaire toujours la même zone pour chaque plan de mesure, d'autres contraintes peuvent influencer la qualité des images. D'une part, des bulles d'air qui peuvent interférer entre l'écoulement et la paroi de la veine et qui peuvent être éclairées par le laser diffusent (réflexion sur les parois) et apparaissent sur l'image. D'autre part, dans les plans d'écoulement, les dimensions de la nappe laser peuvent réduire considérablement la qualité des contrastes dans les zones aval et amont de la ride et donc la qualité des corrélations sur le déplacement des particules. Ces problèmes ne nuisent pas a priori à l'analyse, plutôt qualitative effectuée sur les différentes données SPIV.

II.3 Application des techniques de mesures optiques à l'étude de l'écoulement

Les méthodes de mesure de vitesse optiques, offre un outil d'analyse des données instationnaires et de la dynamique de l'écoulement générée au-dessus de la ride. Cette analyse, nous permet d'identifier les structures tourbillonnaires qui peuvent se manifester à l'aval de cette ride solitaire. Ces mesures sont réalisées à l'aval de la crête de la ride, la longueur de cette zone est de 170 mm. Le choix de cette zone est basé sur la dynamique importante des structures de l'écoulement qui sont générées le long de la face aval des rides (Nakagawa et Nezu [1987], Stoesser et al. [2008], Hyun et al. [2003] et Best [2005-b]). Bien évidemment, cette zone clé est le siège d'importants phénomènes de déstabilisation des fonds sédimentaires, que ce soit en courant oscillatoire (plage) ou en écoulement permanent (rivières). D'ailleurs, Ha et Chough [2003] confirment que la concentration de sédiments en suspension est plus

importante en aval des crêtes des rides (près du point de rattachement du fluide) qu'au niveau de leur face abritée. Conformément à la plupart des rides se trouvant en rivières ou en estuaires, notre ride est fixée perpendiculairement à l'écoulement [Figure II- 15].

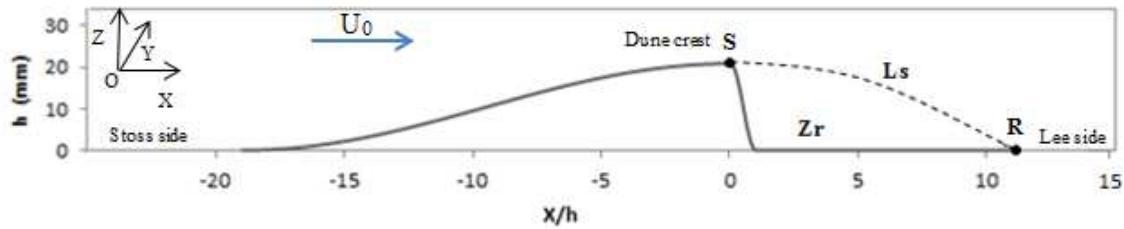


Figure II- 15 Profil de la ride

Les travaux antérieurs sur l'étude de l'écoulement au-dessus de dunes ou rides définissent, entre autres, les quatre principales régions de l'écoulement générées par la présence de rides [Figure II- 15], dont : (S) le point de séparation de l'écoulement situé sur la crête de la ride, (Zr) une zone de recirculation définie par une ligne de séparation (Ls) reliant le point de séparation (S) et le point de rattachement de l'écoulement (R).

Pour réaliser cette étude, différents plans de mesures ont été réalisés pour différents nombres de Reynolds. Dans les figures qui suivent, une représentation globale des plans ainsi que les différents nombres de Reynolds sont indiqués sur la géométrie de la ride. Dans un premier temps, une première campagne de mesures a été réalisée selon les plans longitudinaux dont les mesures des champs de vitesses ont été effectuées par la PIV. Les différents plans réalisés sont : $Y = 0$ mm, $Y = 20$ mm et $Y = 40$ mm [Figure II- 16-a].

La deuxième campagne de mesure a pour but d'acquérir la troisième composante de la vitesse (v). À l'aide de la P.I.V stéréoscopique (SPIV), des plans longitudinaux et transversaux ont été réalisés pour une mesure de champs de vitesse plus large (Figure II- 16-a et b). Ici, deux gammes de Reynolds ont été étudiées ($Re = 600$ et $Re = 800$). Pendant les deux campagnes de mesures (PIV et SPIV), différents plans ont été réalisés : des plans longitudinaux ($Y = 0$; $Y = 10$ et $Y = 20$ mm) et des plans transversaux ($X = 25$ mm ; $X = 80$ mm et $X = 160$ mm) [Figure II- 16-a & b].

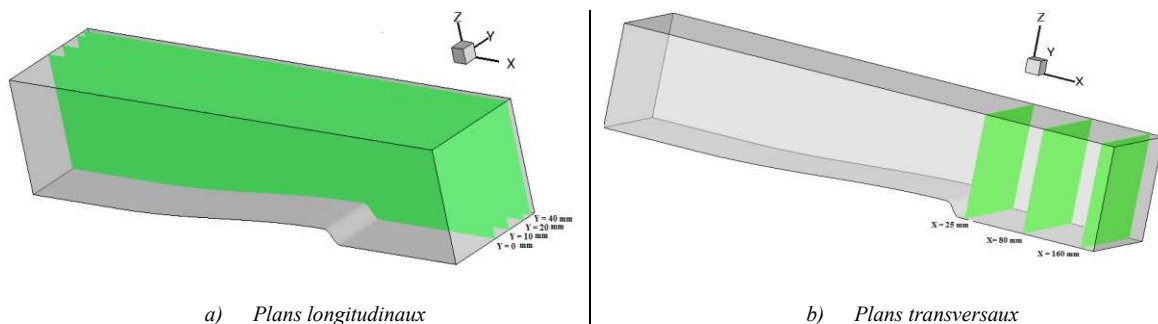


Figure II- 16 Plans de mesures : a) Plans longitudinaux réalisés pour des mesures de champs de vitesse (PIV : $Y = 0$, $Y = 20$ et $Y = 40$ mm ; SPIV : $Y = 0$, $Y = 10$ mm et $Y = 20$ mm) ; b) plans de mesures SPIV

II.3.1 Régimes d'écoulement étudiés

Un écoulement à bas Reynolds permanent et uniforme est imposé à l'amont de la ride. Cet écoulement est caractérisé par le nombre de Reynolds adimensionnel « Re », qui est calculé à partir de la hauteur h de la ride et de la vitesse amont de cet écoulement U_0 [Eq.II- 10].

$$\text{Eq.II- 10} \quad \text{Re} = \frac{U_0 h}{\nu}$$

Avec ν : viscosité cinématique du fluide.

La plupart des études concernant l'écoulement à l'aval de rides ou de dunes, en général le nombre de Reynolds est basé sur la hauteur de l'écoulement, mais dans notre cas, comme il a été mentionné précédemment, l'écoulement étant confiné les effets de la surface libre sont écartés. Le nombre de Reynolds est donc déterminé en considérant la hauteur de la ride (ex. [Ferreira et al.\[1995\]](#) et [Hyun et al. \[2003\]](#)).

L'écoulement est caractérisé aussi par le nombre de Froude « Fr », afin de pouvoir étudier l'influence de ce dernier sur le comportement structural de l'écoulement à l'aval de la ride [Eq.II- 11]. Le nombre de Froude est calculé à partir de la vitesse d'entrée d'écoulement et de la hauteur de l'eau « h_e ».

$$\text{Eq.II- 11} \quad \text{Fr} = \frac{U_0}{\sqrt{gh_e}}$$

Avec g : champ de pesanteur.

L'écoulement est caractérisé par une coexistence entre deux écoulements de sens opposé, un écoulement principal et un écoulement secondaire. Par conséquent, les lignes de courant de l'écoulement principal au voisinage du creux de la ride se séparent, créant ainsi une zone décollée. C'est ainsi que le point de décollement (S) est défini par la relation suivante :

$$\text{Eq.II- 12} \quad \left[\frac{\partial u(x_D, z)}{\partial z} \right]_{z=0} = 0$$

À une distance « L_s » l'écoulement secondaire se rattache avec l'écoulement principal à « x_R » situé à l'aval du creux de la ride. La ligne de courant correspondante est déterminée par : [Eq.II- 13].

$$\text{Eq.II- 13} \quad \psi = \int_0^z u dz$$

Le point de rattachement «R» de l'écoulement secondaire avec l'écoulement principal est défini par la ligne : $\psi = 0$.

II.3.2 Sections étudiées et matrice d'essais

Dans nos expériences, le fond adapté est fixe et la vitesse uniforme U_0 est comprise entre 0.006-0.035 m/s, permettant ainsi une visualisation fine de l'écoulement instationnaire avec une grande résolution temporelle et une caractérisation précise des évolutions spatiales des tourbillons générés. Les tableaux ci-dessous représentent un récapitulatif des conditions hydrauliques des mesures PIV et SPIV.

Pendant, la campagne de mesure PIV la gamme de Reynolds varie de 125 à 700. La fréquence d'acquisition a été adaptée en fonction du nombre de Reynolds, les différentes fréquences d'acquisition sont : 4, 8, 10, 14, 14 Hz qui correspondent, respectivement, aux nombres de Reynolds [Tableau II- 3]. La base de données acquise nous a permis d'avoir accès entre 1024 à 4048 champs instantanés de vitesses pour chacun des nombres de Reynolds étudiés. Pour les nombres de Reynolds élevés l'enregistrement est effectué sur un doublet d'images.

Mesures PIV	Re	U (m/s)	Q (m3/s)	fe (Y=0)	fe (Y = 20)	fe (Y=40)
	125	0.006254	0.00015	4 Hz	5 Hz	6 Hz
	300	0.015	0.00036	8 Hz	10 Hz	10 Hz
	500	0.025	0.0006	10 Hz	12 Hz	14 Hz
	600	0.03	0.00072	14 Hz	11DF Hz	14DF Hz
	700	0.035	0.00084	14 Hz	14DF Hz	14DF Hz

Tableau II- 3 Détails des vitesses et fréquences pour les deux campagnes de mesures : Re : nombre de Reynolds, U : vitesse d'entrée de l'écoulement, f_e : fréquence d'acquisition, DF : acquisition par doublets d'images

Afin d'étudier l'influence du Froude sur l'écoulement, des mesures de l'écoulement à l'aval de la ride à surface libre ont été réalisées au moyen de la PIV. En se basant sur les caractéristiques du nombre de Reynolds à 500, nous avons fait varier soit la vitesse soit le débit de l'écoulement pour deux hauteurs d'eau différentes. Les conditions expérimentales de ce cas d'étude sont présentées dans le Tableau II- 4.

Mesures PIV	U (m/s)	H (m)	Fr (U : fixe)	Re	Q (m3/s)
	0.025	0.12	0.23	500	0.00048
	0.025	0.10	0.025	500	0.004
					Q : fixe
	0.031	0.12	0.028	620	0.0006
	0.037	0.1	0.37	740	0.0006

Tableau II- 4 Détails des conditions hydrauliques pour les essais à surface libre (PIV)

Au cours des mesures SPIV, le forçage hydraulique n'a pas dépassé 0.04 m/s. Au final, deux valeurs du nombre de Reynolds ont été testées, sur six plans différents. Pour les plans longitudinaux, les enregistrements sont effectués sur une seule image, par contre, les acquisitions concernant les plans transversaux ont été réalisées sur un doublet d'images [Tableau II- 5].

Mesures SPIV	Plans	Re = 600		Re = 800	
		U (m/s)	f_e	U (m/s)	f_e
	Y = 0	0.03	20	0.04	20
	Y = 10	0.03	20	0.04	20
	Y = 20	0.03	20	0.04	20
	X=25	0.032	15DF	0.043	15DF
	X = 80	0.031	10 DF	0.042	10 DF
	X = 160	0.03	10 DF	0.041	10 F

Tableau II- 5 Détails de conditions hydrauliques pour la campagne de mesure SPIV

II.4 Grandeurs déduites des mesures PIV et SPIV

II.4.1 Grandeurs statiques

Les mesures PIV et SPIV ont permis d'avoir des cartographies de champs de vitesses à l'aval de la ride, ces données sont représentées dans des matrices 2D (u_i, w_j) ou 3D (u_i, y_j, w_k). Sur ces composantes de vitesses, des grandeurs statistiques moyennes ou instantanées peuvent être calculées. Ces données permettent une identification spatiale des structures tourbillonnaires, de différentes zones qui caractérisent l'écoulement mais aussi un suivi temporel des grandeurs instantanées et leurs évolutions dans l'espace. Parmi les grandeurs calculées, entre autres, la vitesse moyenne temporelle de l'écoulement et son écart type, l'intensité turbulente, le second invariant de gradient vitesse, la vorticité, la dérivée première de la composante hors champs laser (la vitesse selon y), le vecteur d'accélération et la variation spatiale de l'écoulement moyen.

II.4.1.1 Vitesse moyenne, intensité turbulente et écarts types

Le calcul des grandeurs statistiques est réalisé sur l'ensemble du domaine d'étude, qui est délimité par les dimensions des cartographies obtenues lors des mesures PIV et SPIV. Chaque image représente donc, une matrice de base de données à un instant t_i , et à l'intérieur de chaque matrice des vitesses (v_y, w_z) sont définies par leurs positions (i, j) pour les données PIV, et des vitesses v_i, u_j et w_k pour les données SPIV (la position k n'est pas donnée par ces moyens de mesures, seules les trois composantes de vitesses sont accessibles). Une moyenne « statique » des grandeurs vitesses a été calculée pour chaque composante de vitesse :

$$\text{Eq.II- 14} \quad \bar{u}(m, n) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^n [u_i(m, n, t_i)]$$

Avec u_i : u, v ou w

Ainsi, la norme de la vitesse moyenne bidimensionnelle est déterminée par la formule suivante :

$$\text{Eq.II- 15} \quad \bar{N}_{v2D} = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{w}^2}$$

Avec « u » la vitesse suivant x et « w » la vitesse suivant z .

La vitesse hors plan laser a été intégrée dans le calcul grâce aux mesures SPIV (2D-3C), donc une norme tridimensionnelle est calculée ainsi :

$$\text{Eq.II- 16} \quad \bar{N}_{v3D} = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}$$

L'écart type « RMS » (*Root Mean Square*) de chaque composante de vitesse (u, v et w) a été calculé en se basant sur le nombre total des champs de vitesse (N) :

$$\text{Eq.II- 17} \quad \text{Rms}(u_i)(m, n) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^n [u_i(m, n, t_i) - \bar{u}_i(m, n)]^2}$$

Avec u_i : u_x, v_y ou w_z .

Les données moyennes ont permis une investigation sur une quantité turbulente moyenne de l'écoulement pour tous les nombres de Reynolds étudiés. Cette intensité turbulente est définie comme étant le rapport entre l'écart-type des fluctuations de la vitesse et la moyenne de vitesses prises localement. Elle caractérise la distribution de l'énergie cinétique sur le domaine étudié. Ainsi, nous avons déterminé une intensité turbulente pour les données PIV (à deux composantes de vitesses) [Eq.II- 18] et les données SPIV (pour trois composantes de vitesses) [Eq.II- 19].

$$\text{Eq.II- 18} \quad I_{t_{2D}} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\text{RMS}(u)^2(m,n) + \text{RMS}(v)^2(m,n)}{U_0^2}}$$

$$\text{Eq.II- 19} \quad I_{t_{3D}} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\text{RMS}(u)^2(m,n) + \text{RMS}(v)^2(m,n) + \text{RMS}(w)^2(m,n)}{U_0^2}}$$

II.4.2 Grandeurs dérivées

II.4.2.1 Vorticité

La déformation d'un écoulement crée un paramètre de rotation visible et mesurable dans le domaine d'étude : la vorticité. Ce terme de rotation locale $\vec{\Omega}$ est la partie antisymétrique du tenseur des gradients de vitesse [Eq.II- 20]. Ce vecteur est aussi égal à la moitié du vecteur vorticité $\vec{\omega}$, la vorticité étant le rotationnel de champ de vitesse. La vorticité est une quantité vectorielle qui quantifie la rotation locale instantanée du fluide. L'étude de la vorticité permet, d'une part, de préciser le mécanisme du mouvement de rotation locale des tourbillons à l'intérieur du fluide. D'autre part, d'identifier spatialement les régions de cisaillement et les positions des tourbillons.

$$\text{Eq.II- 20} \quad \vec{\Omega} = \frac{1}{2} \vec{\omega} = \frac{1}{2} \text{rot } \vec{U}$$

Cette vorticité est définie par la formule suivante :

$$\text{Eq.II- 21} \quad \vec{\omega} = \omega_x \vec{X} + \omega_y \vec{Y} + \omega_z \vec{Z}$$

Les coordonnées cartésiennes de la vorticité sont :

$$\text{Eq.II- 22} \quad \begin{cases} \omega_x = \frac{\partial w(y,z)}{\partial y} - \frac{\partial v(y,z)}{\partial z} \\ \omega_y = \frac{\partial u(x,z)}{\partial x} - \frac{\partial w(x,z)}{\partial z} \\ \omega_z = \frac{\partial v(x,y)}{\partial x} - \frac{\partial u(x,y)}{\partial y} \end{cases}$$

En ce qui concerne la détermination de la vorticité pour les données 2C-2D et 3C-2D de nos dépouillements, l'équation suivante sera utilisée :

$$\text{Eq.II- 23} \quad \omega_y = \frac{\partial w(x, z)}{\partial x} - \frac{\partial u(x, z)}{\partial z}$$

La vorticité est calculée en chaque point des champs de vitesse moyens et instationnaires. En complément des lignes de courants, cette variable va permettre de mettre en exergue les zones où sont présentes les structures tourbillonnaires.

II.4.2.2 Dérivées premières de la composante hors champs laser

La P.I.V et S.P.I.V, nous permettent de mesurer la vitesse v dans le plan de vitesse OXY. Afin d'identifier la contribution de cette composante sur l'évolution des tourbillons, nous avons calculé les dérivées premières de la composante de la vitesse (v) (selon l'envergure de la ride) par rapport aux directions du plan laser (OXZ).

$$\text{Eq.II- 24} \quad D_{vx} = \left[\frac{\partial v}{\partial x} \right]$$

et

$$\text{Eq.II- 25} \quad D_{vz} = \left[\frac{\partial v}{\partial z} \right]$$

Les mesures de SPIV sont effectuées sur le plan de symétrie de la ride (OXZ), ainsi la dérivée selon Y ne peut être déterminée. Cette dérivée facilite néanmoins la compréhension de la contribution de la composante hors plan laser (v/u_0) sur la distribution spatiale des structures cohérentes et la topologie instantanée de l'écoulement. Le cisaillement des structures tourbillonnaires peut alors être identifié. Cette composante permet de détecter les structures tridimensionnelles de l'écoulement.

II.4.2.3 Second invariant du tenseur du gradient de vitesse

Pour identifier le modèle d'écoulement à l'aval de la ride, le critère Q est déterminé. Il permet de caractériser la prépondérance entre le cisaillement et le rotationnel. Quand le Q_{2D} est positif, l'écoulement est rotationnel, par contre, lorsque Q_{2D} est négatif, l'écoulement représente une zone de cisaillement. Pendant nos mesures, la vitesse \vec{u} est mesurée sur le plan OXZ, cependant les dérivées des composantes de vitesse \vec{u} et \vec{w} sont accessibles. Les premières utilisations de ce critère sont effectuées pour l'étude de l'écoulement turbulent (ex. [Dubief et Délayer \[2000\]](#)), c'est un critère qui est aussi utilisé pour l'identification des zones tourbillonnaires dans un écoulement laminaire (ex. [Callaud \[2003\]](#)). Le second invariant du tenseur de la vitesse est proportionnel au taux de dissipation de l'énergie cinétique. Ainsi, des zones de basse pression sont facilement identifiables, Q est défini par la partie antisymétrique (Ω_{ij}) et la partie symétrique (S_{ij}) de la composante ∇u , le critère Q est une frontière entre le rotationnel (Ω_{ij}) et le cisaillement (S_{ij}).

$$\text{Eq.II- 26} \quad Q = \frac{1}{2} [\Omega_{ij}^2 - S_{ij}^2]$$

Avec la définition du tenseur de taux de cisaillement et le tenseur des taux de rotation comme suit :

$$\text{Eq.II- 27} \quad \begin{cases} \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{cases}$$

En combinant Eq.II- 20 et Eq.II- 27 :

$$\text{Eq.II- 28} \quad Q = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right]$$

À partir de la formulation [Eq.II- 28], un second invariant du tenseur gradient de vitesse Q_{2D} est défini pour les données PIV et SPIV obtenues lors des deux campagnes de mesures.

$$\text{Eq.II- 29} \quad Q_{2D} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} \right]$$

II.4.3 Grandeurs déduites pour l'identification de la dynamique de l'écoulement sur le transport sédimentaire

II.4.3.1 Analyse des contraintes de Reynolds : Méthode des quadrants

Décomposition de Reynolds : l'écoulement présente des fluctuations dans la zone de recirculation, par conséquent chaque champ de vitesse peut être décomposé en une partie moyenne et une partie fluctuante. Ainsi, nous définissons la composante fluctuante u_i' par la formule suivante :

$$\text{Eq.II- 30} \quad u_i' = u_i - \bar{u}_i$$

Avec : u_i' : représente soit u' , v' ou w' .

Méthode des Quadrants : Cette méthode est surtout utilisée pour identifier les structures turbulentes de l'écoulement et analyser les différents mécanismes générés par ces structures ([Nakagawa et Nezu \[1977\]](#) et [Lelouvetel-Poilly \[2008\]](#)). Le principe de cette méthode, comme son nom l'indique, consiste à classer les fluctuations de la vitesse en quatre catégories. Chaque catégorie représente une structure cohérente sur le plan (u' , w'). La plupart des auteurs utilisent cette méthode pour caractériser en particulier les « ejections » et les « sweeps » (introduit par [Nakagawa et Nezu \[1981\]](#)) et leurs contributions à la surface libre de l'écoulement [Figure II- 17]. L'utilité de cette méthode dans notre cas d'étude, va plutôt résider dans la quantification du mouvement des structures fluides dans la zone de recirculation, essentiellement lors du rattachement de l'écoulement secondaire avec l'écoulement principal. Une zone clé, qui contribue à l'érosion des fonds sédimentaires caractérisés par la présence de rides. D'après ([Lu et Willmarth \[1973\]](#)), les quatre événements (catégories) se produisent lorsque :

- Q1 : $u' > 0$; $w' > 0$: Interaction avec l'écoulement extérieur « outward interaction event »
- Q2 : $u' < 0$; $w' > 0$: Le fluide est éjecté vers le haut « ejection event »
- Q3 : $u' < 0$; $w' < 0$: Interaction avec l'écoulement intérieur « inward interaction event »
- Q4 : $u' > 0$; $w' < 0$: Le fluide est injecté vers la paroi « sweep event »

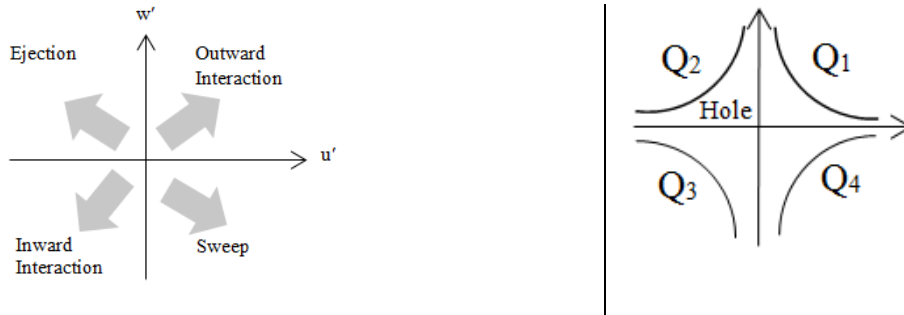


Figure II- 17 Schéma de la division des quadrants, Q_i : localisation des structures cohérentes ; Hole : localisation des structures non cohérentes.

Le but de cette méthode est de déterminer la contribution de la composante de fluctuation de vitesses sur l'écoulement et dans les différents quadrants. La contribution de $(-u'w')$ dans un plan (un quadrant) est donc définie par l'équation Eq.II- 32.

$$\text{Eq.II- 31} \quad -u'w' = \frac{1}{T} \int_0^T -u'w' S_i dt$$

$i = 1, 2, 3 \text{ et } 4$

La fraction spatiale S_i correspond à la répartition spatiale des événements (Q_i) dans l'écoulement. Elle est donnée par la formule Eq.II- 32

$$\text{Eq.II- 32} \quad S_i = \int_0^T P_i dt$$

P_i est le ratio entre le temps total « T_i » de résidence des fluctuations de la vitesse u' ou w' , dans le quadrant « Q_i » sur le temps de mesure (T), donné par :

$$\text{Eq.II- 33} \quad P_i = \frac{T_i}{T}$$

Dans la Figure II- 17, le « hole » ou noté couramment dans la littérature « H » ([Lu et Willmarth \[1973\]](#)) est défini comme étant le critère qui délimite les structures turbulentes cohérentes des structures

non cohérentes. Lorsque $\frac{u'w'}{u'w'} > H$, les structures sont dites cohérentes et se localisent dans les différents

Q_i , et lorsque $\frac{u'w'}{u'w'} < H$, les structures sont plutôt non cohérentes, donc se localisent dans le « hole

events ». Dans la présente étude, la méthode des quadrants proposée par ([Lu et Willmarth \[1973\]](#)) est

utilisée plutôt pour identifier la contribution de la contrainte de Reynolds et les différents événements dans la zone de recirculation.

II.4.3.2 Moyennes temporelles et spatiales des grandeurs physiques de l'écoulement

Pour caractériser l'écoulement d'un point de vue instationnaire, la procédure adoptée est l'estimation des valeurs moyennes spatiales des quantités cinématiques. Cette technique nous donne des informations très objectives sur le comportement de l'écoulement à l'aval de la ride. Par conséquent, cette méthode permet d'avoir des informations complémentaires sur le comportement du transport sédimentaire à l'aval de structures géomorphologiques. Dans le but de discrétiser les différents paramètres de notre écoulement, nous avons calculé l'évolution de la moyenne temporelle de chaque paramètre sur tout le domaine d'acquisition. Les différentes grandeurs calculées sont, à savoir, les trois composantes de vitesse, la norme des vitesses, la vorticité et le second invariant du tenseur gradient de vitesse, et cela pour tous les champs instationnaires de vitesses des différents nombres de Reynolds étudiés. Pour chaque paramètre, une aire de calcul «A» est définie. Ensuite, la moyenne de chaque grandeur est calculée par la méthode de trapèzes. Le calcul est défini par l'équation [Eq.II- 34]. Une intégration est appliquée à la grandeur physique, puis multipliée par l'aire de calcul voulue.

$$\text{Eq.II- 34} \quad \Phi = \int \phi \frac{dA}{dA}$$

Où :

Φ : représente la grandeur physique à intégrer (u_x, v_y, w_z, ω ou Q_{2D}).

A : représente l'aire de calcul

L'aire de calcul des différentes grandeurs est définie selon la répartition de l'écoulement à l'aval de la ride. [Nelson et Smith \[1989\]](#) ont divisé l'écoulement en trois régions : « *An internal boundary layer* », « *A wake region* » et « *Outre flow* ».

Ainsi pour notre étude, l'écoulement sera divisé en trois régions :

Zone proche du fond : région proche du fond (BR)

Zone de cisaillement (ZC)

Zone d'accélération de l'écoulement (TZ).

La Figure II- 18 représente un schéma des trois zones caractérisant l'écoulement à l'aval de la ride.

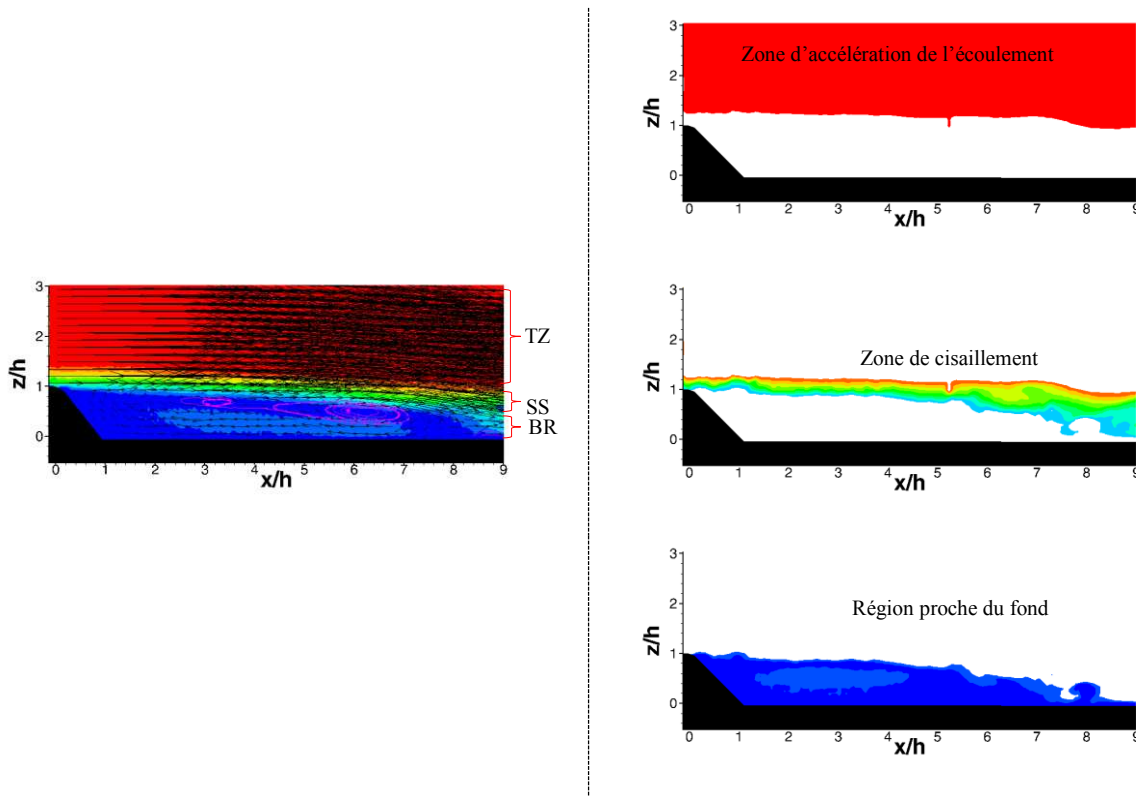


Figure II- 18 Schématisation de la répartition des zones spécifiques d'un écoulement à l'aval d'une ride

Pour étudier l'évolution des différents paramètres physiques et leurs répartitions dans l'espace et le temps au sein des trois zones, nous avons défini des intervalles de suppression pour chaque paramètre (délimitation des zones d'intérêts). Le Tableau II-6 résume les intervalles des paramètres étudiés qui permettent d'avoir une délimitation entre les trois régions et de calculer les évolutions sur seulement l'aire souhaitée.

Paramètres	Zone	Blank quand :
Norme	BR	norme > 0.2
	SS	0.2 > norme > 1
	TZ	0 > norme
Vorticité	BR	$\omega < -1$ et norme > 1
	SS	$\omega > -1$
Q2D	SS	Q2D - SS < 0
	Q2D négatif	Q2D > -0.1
	Q2D positif	Q2D < 0.1
U	BR	U > 0.2
	SS	U > 1 et U < .2
	U négatif	U > 0
	U positif	U < 0
V	V négatif	V > 0
	V positif	V < 0
W	W négatif	W > 0
	W positif	W < 0

Tableau II- 6 Devisions des aires de calcul dans les trois régions principales qui caractérisent l'écoulement

II.5 Conclusion

Ce chapitre recense les différentes techniques et méthodes de mesure dédiées à l'étude de l'écoulement à bas Reynolds à l'aval d'une ride solitaire fixe. Une veine hydrodynamique est utilisée pour mener à bien cette étude. Elle permet la génération d'un écoulement d'une gamme de Reynolds allant de 125 à 800. Dans un premier temps, une méthode de visualisation est présentée, dès lors une identification des structures de l'écoulement généré est accessible. Dans un deuxième temps, le principe de la méthode PIV 2D-2C est présenté en détail, ensuite une méthode angulaire est appliquée à la SPIV 2D-3C pour assurer une caractérisation très fine de la structure tridimensionnelle de l'écoulement. L'utilisation des caméras pour la prise d'images a besoin d'une correspondance entre ses coordonnées et les coordonnées réelles de l'objet observé, les étapes de calibration qui sont basées sur le modèle « *Pinhole* » ont été donc détaillées. Ensuite, une analyse des cartographies obtenues par PIV ou SPIV est décrite. Le chapitre suivant est dédié à la description des différents modèles utilisés pour l'étude des simulations numériques effectuées pendant ma thèse. En ce qui concerne les champs de vitesse obtenus expérimentalement au moyen de ces techniques, ils vont être présentés et décrits en détails dans le CHAPITRE IV.

CHAPITRE III OUTILS NUMÉRIQUES DE SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT

Afin de compléter l'étude expérimentale, une étude numérique de l'écoulement à l'aval de la ride est effectuée avec le code StarCCM, basé sur la méthode des volumes finis pour la discrétisation des équations. Dans un premier temps, un écoulement à bas Reynolds bidimensionnel est simulé dans le but de confronter les résultats issus de ce code avec nos données expérimentales (issues de la PIV). Dans un deuxième temps, une étude numérique d'un écoulement à Reynolds élevé est également effectuée afin de se rapprocher des conditions hydrauliques imposées pour l'étude du transport de particules (CHAPITRE V). Dans ce chapitre, nous allons présenter tout d'abord les modèles numériques utilisés. Ensuite, nous exposerons les méthodes de validation pour les deux régimes d'écoulement étudiés

III.1 Modèles numériques

Pour réaliser les simulations numériques, nous avons fait recours un code commercial StarCCM+ qui se base sur la résolution des équations de Navier-Stokes pour décrire le mouvement du fluide. Les équations de Navier-stokes gouvernent l'écoulement instationnaire et ont pour caractéristiques d'être non linéaires. Ici, notre objectif est de simuler, dans un premier temps, un écoulement à l'aval de la ride à bas Reynolds, dans le but de reproduire les même cas que l'étude expérimentale effectuée dans la veine hydrodynamique. Dans un second temps, un écoulement à l'aval de la ride à haut nombre de Reynolds sera effectué. En ce qui concerne le premier régime, nous sommes confrontés à un écoulement instationnaire. Pour le code StarCCM+, la résolution des écoulements instationnaires passent par la méthode dite « Implicit Unsteady » (instationnaire implicite en français). Celle-ci propose de résoudre les équations en utilisant deux modèles différents : le modèle couplé et le modèle découplé. Ces deux modèles utilisent la méthode des volumes finis pour la résolution des équations. Leurs différences reposent sur la façon de résoudre les équations linéaires. Pour le second régime, nous allons opter pour des modèles qui simulent des conditions d'écoulements turbulents. Nous allons décrire brièvement les différents modèles utilisées pour les deux régimes d'écoulements, dans les deux sections suivantes.

III.1.1 Écoulement à bas Reynolds

Les deux modèles utilisés pour le régime à bas Reynolds sont :

- Le modèle découplé « Implicit Unsteady Model with Segregated Flow ». Ce modèle résout la vitesse et la pression indépendamment l'une de l'autre. En ce qui concerne la résolution découplée, les équations sont linéarisées. Les étapes de calcul de ce modèle se présentent comme suit :
 - Initialisation du calcul (propriétés physiques de l'écoulement) ;
 - Résolution de l'équation de quantité de mouvement ;
 - Résolution de l'équation de continuité ;
 - Calcul itératif de la convergence de la solution (le calcul est très rapide).

- Modèle couplé «Implicit unsteady Model with Coupled Flow». Ce modèle résout les équations de continuité, de quantité de mouvement, de transport et d'énergie simultanément dans le temps. Il résout les équations en couplant la vitesse et la pression. La non-linéarité des équations imposent plusieurs itérations afin que le calcul converge, ce qui augmente le coût de calcul par rapport au modèle précédent. Les étapes du calcul se déroulent comme suit :
 - Initialisation du calcul (propriétés physiques) ;
 - Résolution de l'équation de quantité de mouvement, de l'énergie et de continuité simultanément ;
 - Résolution de l'équation de transport ;
 - Calcul itératif de la convergence de la solution.

Ce modèle nécessite un nombre important de pas de temps pour obtenir une solution qui converge et nécessite une grande capacité de mémoire lors des calculs.

III.2 Écoulement à Reynolds élevé

Pour les simulations des écoulements à un nombre de Reynolds élevé, nous avons utilisé deux modèles différents :

- Le premier modèle utilisé est le modèle « $k-\varepsilon$ realizable », il possède deux équations de transport. Pour ce modèle $k-\varepsilon$, nous avons utilisé la version bicouche « two layer » ([Wolfshtein \[1969\]](#)). Ce modèle est basé sur la décomposition de Reynolds. Il combine le modèle « Realizable k-Epsilon » et « two layers » pour une application dans une sous couche visqueuse.
- Le second modèle est un modèle de Simulation des Grandes Echelles (LES : en anglais pour Large Eddy Simulation), nous avons effectué nos simulations avec le modèle WALE « Wall Subgrid Scale » ([Nicoud et Ducros \[1999\]](#)). Il permet de calculer le tenseur des contraintes sous-maillages. Ce modèle modélise le comportement de la viscosité turbulente en zone de proche paroi.

III.3 Conditions de convergence

Chaque début de simulation est marqué par une phase de transition où la solution met un certain temps pour s'établir. Par conséquent, l'exploitation des résultats doit être réalisée au moment où la solution converge. Pour déterminer cet instant, plusieurs critères sont définis.

Parmi les « critères d'arrêt » proposés par StarCCM+, nous pouvons trouver :

- « *Maximum physical time* » qui est désigné comme étant le temps pour que le fluide parcoure la totalité du domaine de calcul.
- Les résidus : ils sont calculés à partir des corrections sur les variables pression, vitesse, température du problème entre deux itérations successives.

Sous StarCCM+, les résidus ne jouent pas un rôle de critère d'arrêt, mais leurs fonctions consistent plutôt à « surveiller » l'évolution de la solution entre les itérations successives. En pratique, trois autres critères ont été définis comme indicateurs de la convergence du calcul, qui sont les suivants : la conservation du débit, le calcul d'un écart type dans un volume défini et enfin, le calcul d'un écart type sur une surface donnée.

- 1) Conservation de la masse : il faut que la différence entre les débits sortant et entrant soit infiniment petite.
- 2) Écart type dans un volume : le calcul de l'écart type d'« une quantité » est obtenu sur un volume par l'équation suivante :

$$\text{Eq.III- 1} \quad \phi_v = \sqrt{\frac{\sum (\phi_c - \bar{\phi})^2 V_f}{\sum_c V_c}}$$

- 3) Écart type sur une surface : l'écart type d' « une quantité » est calculé le long d'une surface selon l'équation suivante :

$$\text{Eq.III- 2} \quad \phi_s = \sqrt{\frac{\sum_f (\phi_c - \bar{\phi})^2 A_f}{\sum_f A_f}}$$

Avec : ϕ_s : la surface du domaine de calcul

$\bar{\phi}$: la surface moyenne

ϕ_f : valeur de la quantité sélectionnée

A_f : face de sous parties qui constituent le domaine

Notons que le pas de temps influence de manière importante le temps de convergence de la solution.

III.4 Géométries et maillages du domaine de calcul

III.4.1 Domaine de calcul

Pour les simulations en régime d'écoulements à bas Reynolds, nous avons modélisé numériquement un domaine représentatif de notre veine hydrodynamique utilisée dans l'étude expérimentale [Figure III- 1]. Les principaux paramètres de la veine sont :

- La longueur de la veine hydrodynamique : $L = 0.76 \text{ m}$
- La hauteur de la veine hydrodynamique : $H = 0.16 \text{ m}$

Par ailleurs, nous avons introduit la géométrie de la ride utilisée lors de l'étude expérimentale (voir : II.1).

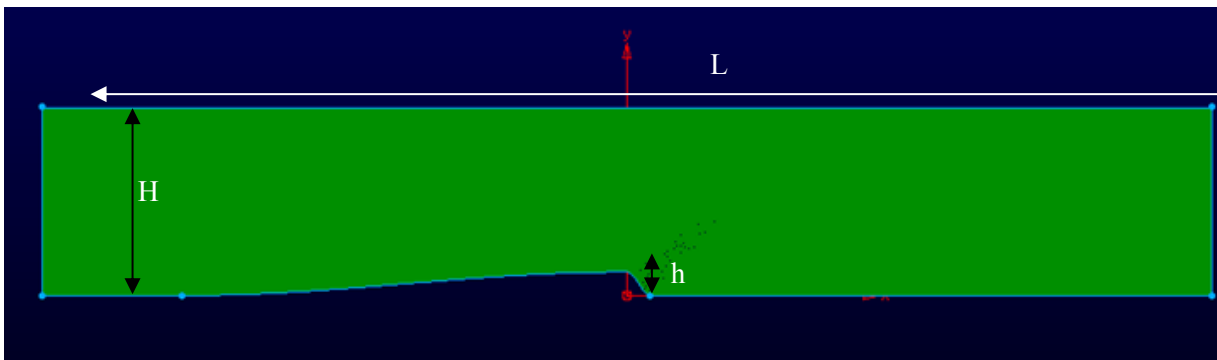


Figure III- 1 Géométrie du domaine d'étude

En ce qui concerne l'étude en régime à Reynolds élevé, nous avons gardé la même géométrie de ride, par contre nous avons élargi le domaine d'étude. En effet, ces simulations sont produites dans des conditions de surface libre et vise surtout à reproduire les expériences de [Kadota et Nezu \[1999\]](#). Le canal utilisé par ces auteurs est caractérisé par une hauteur de 0.08 m, une largeur de 0.4 m et une longueur 0.6 m.

III.4.2 Maillage du domaine d'étude

Afin de discrétiser notre domaine d'étude, un maillage structuré de type « Trimmer » est appliqué. Par ailleurs, contrairement aux maillages dit non-structurés, les risques d'erreurs numériques sur le plan statistique sont réduits et les problèmes de distorsion de maillage sont inexistants. En pratique, il n'existe pas de critère exact qui permet de fixer la taille des mailles du domaine d'étude. D'après l'échelle de turbulence de Kolmogorov, la taille d'une maille devrait être inférieure aux plus petites structures tourbillonnaires de l'écoulement. Pour avoir une meilleure résolution près du profil de la ride, le domaine d'étude est raffiné par bloc. Nous allons présenter dans les paragraphes suivants, une comparaison entre deux exemples de maillages différents.

➤ Cas 1 : premier raffinement

Le premier maillage est constitué de 151439 mailles [Figure III- 2]. Pour $z/h > 2$, la taille de la maille est de 0.004 m ($h/5$). Tandis que pour $z/h < 2$, celle-ci est fixée à 0.002 m. Dans ce dernier cas, la taille des mailles correspond à $h/10$ (où h est la hauteur de la ride).

➤ Cas 2 : deuxième raffinement

Nous avons réalisé un deuxième maillage plus raffiné que le premier maillage. Celui-ci est constitué de 294102 cellules. Nous avons appliqué un raffinement à la fois sur le fond de la ride et au niveau de la paroi du dessus. La taille des mailles dans la région où $z/h < 2$ est de 0.0005 m (soit $h/40$), et dans la zone moins raffinée ($z/h > 2$), cette taille est de 0.001 m (soit $h/20$) [Figure III- 2].

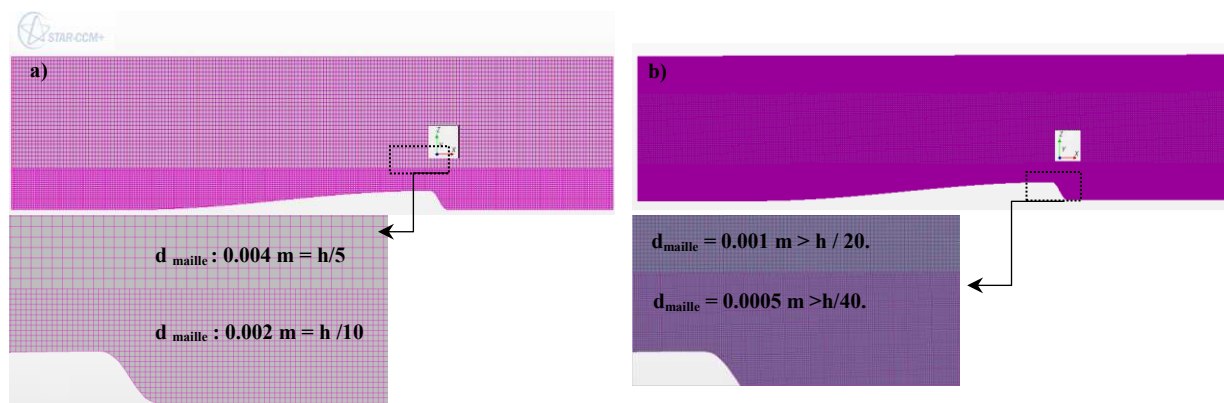


Figure III- 2 a) Maillage avec 151439 cellules, b) 294102 cellules

➤ Cas 3 : maillage 3D

Un maillage 3D est réalisé pour les simulations en écoulement à Reynolds élevé en se basant sur les conditions du maillage du « Cas 2 ». Dans ce dernier cas, le nombre de maille est de 1562756 [Figure III- 3].

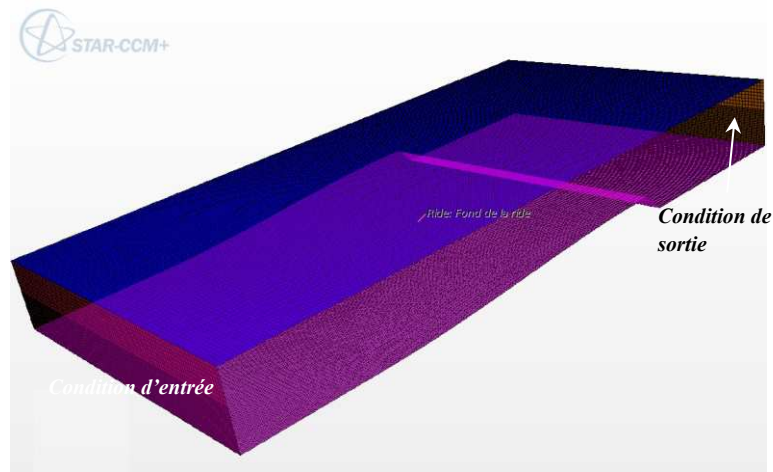


Figure III- 3 Maillage 3D avec 1562756 cellules

III.4.3 Conditions aux limites appliquées

Nous avons imposé trois types de conditions aux limites sur le domaine pour le régime à bas Reynolds (condition de vitesse à l'entrée, condition de pression à la sortie et une condition de paroi). En revanche, pour les simulations en régime à Reynolds élevé, nous avons imposé une quatrième condition aux limites de type glissement libre sur la paroi du dessus à la place de la surface libre de l'écoulement. Les différentes conditions aux limites évoquées sont :

- **Condition de vitesse à l'entrée** : Cette condition nous sert à imposer la vitesse d'entrée au volume de contrôle dans le domaine d'étude. En général, elle est utilisée pour des écoulements supposés incompressibles comme dans notre cas. C'est cette vitesse d'entrée qui caractérise notre écoulement.
- **Condition de pression à la sortie** : Pour la sortie du volume de contrôle, une pression statique est imposée. Cette condition joue un rôle dans la rapidité de la convergence de la solution. Plus la pression à la sortie est proche des conditions attendues, plus la convergence de la solution sera rapide.
- **Condition de paroi** : Permet de préciser les parois du volume de contrôle. La contrainte de cisaillement associée à la présence des parois dans le domaine de calcul en régime d'écoulement à bas Reynolds est donnée par la relation suivante :

$$\text{Eq.III- 3} \quad \tau_p = \mu \frac{\partial U}{\partial n}$$

- **Condition de glissement libre pour le régime à Reynolds élevé** : Pour ce cas, les conditions expérimentales reproduisent un écoulement à surface libre en régime à Reynolds élevé (voir [Kadota et Nezu \[1999\]](#)), nous avons donc appliqué dans le cadre de nos simulations numériques une condition de glissement libre.

III.5 Solveur de résolution pour les modèles instationnaires

Le solveur de résolution des équations du code StarCCM+ pour le cas du modèle couplé instationnaire dépend d'un nombre de courant (CN). Ce nombre est calculé suivant cette formule ([González et al. \[2013\]](#)) :

$$\text{Eq.III- 4} \quad \text{CN} = \frac{u^* \Delta t}{\Delta x}$$

Avec : u^* : la vitesse appliquée à l'amont du domaine d'étude ;

Δt : le temps appliqué entre chaque pas de temps ;

Δx : la taille imposée aux mailles dans le domaine d'étude.

III.6 Validation des simulations numériques

Pour obtenir des données cohérentes, une étape de validation des maillages et des modèles est nécessaire. L'étape de validation consiste à comparer les résultats obtenus numériquement aux résultats expérimentaux.

III.6.1 Validation du maillage

Nous avons testé plusieurs maillages pour présenter au mieux les structures de l'écoulement à l'aval de la ride. Dans cette section, nous avons réalisé deux simulations différentes en utilisant les deux maillages cités précédemment. L'objectif de cette validation est de minimiser le coût de calcul en utilisant le maillage le moins raffiné possible tout en ayant une solution la plus proche possible des cas expérimentaux.

Après avoir défini le nombre de maille à imposer, nous avons effectué des calculs pour un nombre de Reynolds de 600, avec un pas de temps de 0.071s. La Figure III- 4 présente les profils verticaux de la vitesse longitudinale des deux maillages confrontés aux données expérimentales PIV, pour différentes positions à l'aval de la ride.

Les profils de vitesse montrent en premier lieu que l'écart entre les données des deux maillages est quasi nul et en deuxième lieu, les résultats des deux simulations sont relativement proches de ceux issus de la PIV. Ces résultats permettent de démontrer que le maillage le moins raffiné ($d_{\text{maille}} = h/20$) fournit des résultats satisfaisants pour qu'il puisse être utilisé ultérieurement. De plus, en utilisant ce maillage, la durée du calcul va être minimisée et le traitement des résultats sera plus rapide.

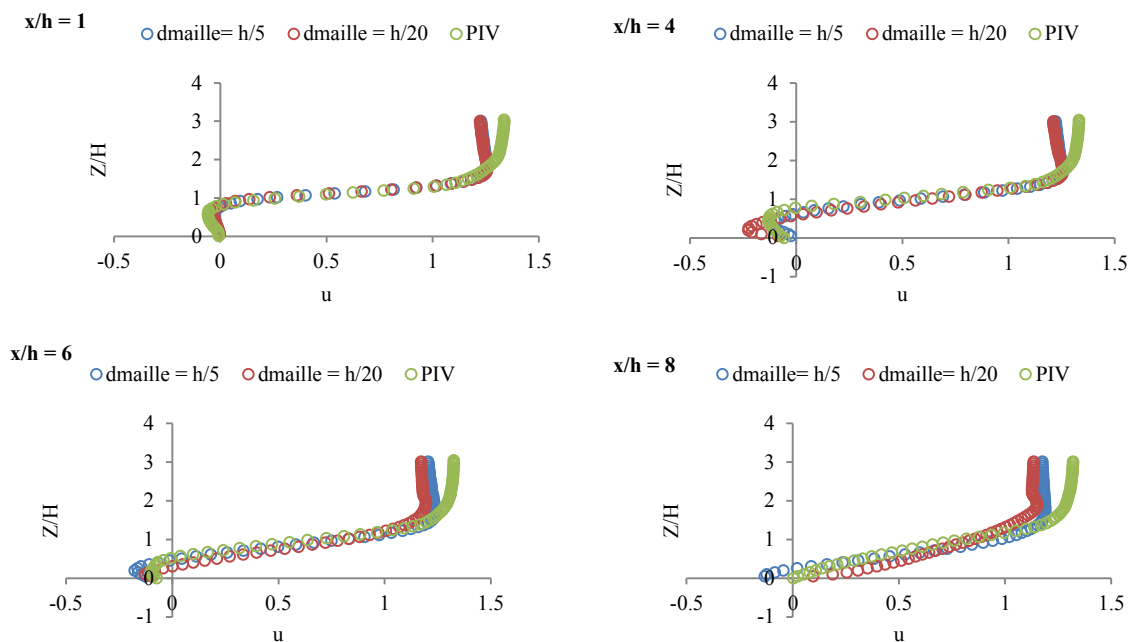
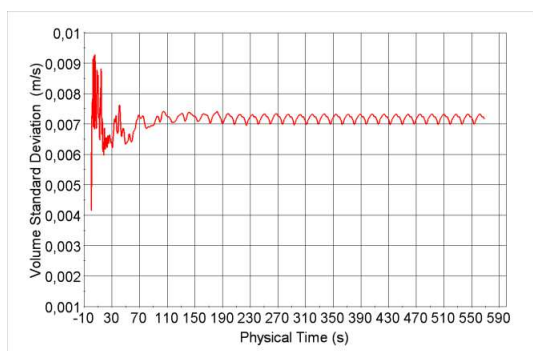
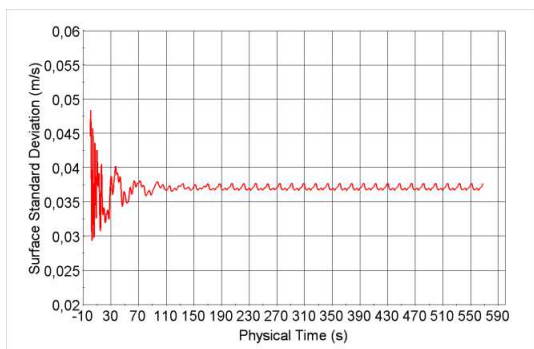
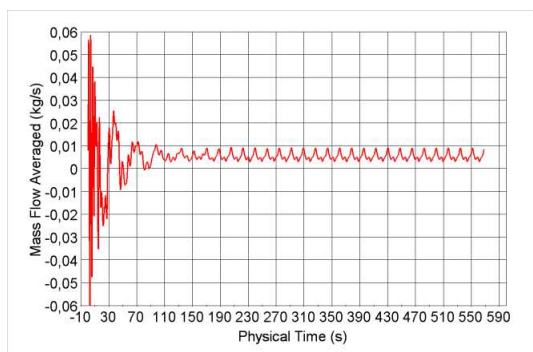
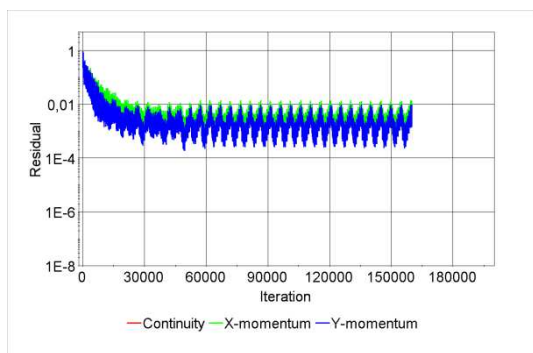


Figure III- 4 Profils de la vitesse longitudinale moyenne BZ : taille de maille

III.6.2 Validation du modèle pour un écoulement à bas Reynolds

Afin de choisir définitivement entre le modèle couplé ou le modèle découplé, nous allons faire une première comparaison entre les résultats issus de ces deux modèles. Ensuite, une validation des données de vitesse sera effectuée, en comparant, les résultats des deux modèles aux résultats de la PIV. La Figure III- 3 montre l'évolution temporelle des différents critères de convergence pour les modèles couplé et découplé. Le modèle découplé converge au bout de 30 secondes de calcul tandis que le modèle couplé converge au bout de 190 secondes. Les premiers résultats montrent que les critères de convergence suivent une évolution périodique dans le temps [Figure III- 5].

Modèle couplé (CN = 0.53)



Modèle découplé (CN = 0.53)

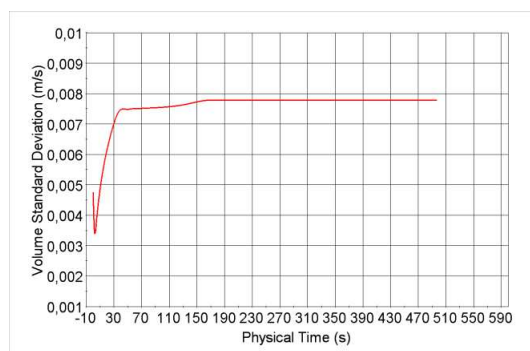
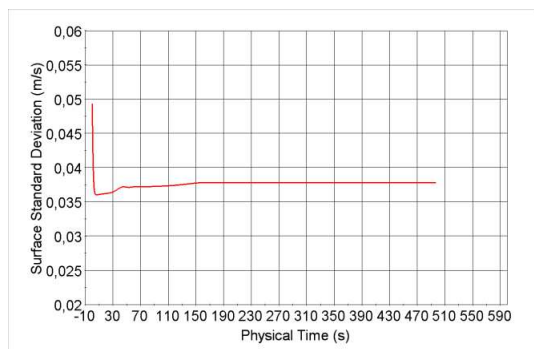
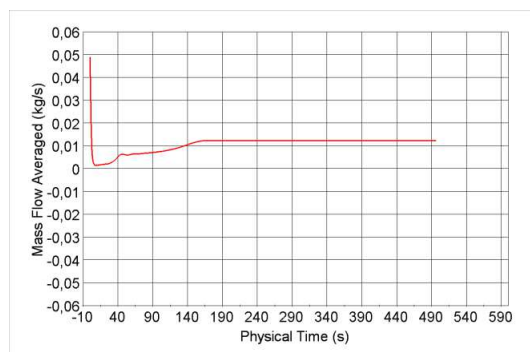
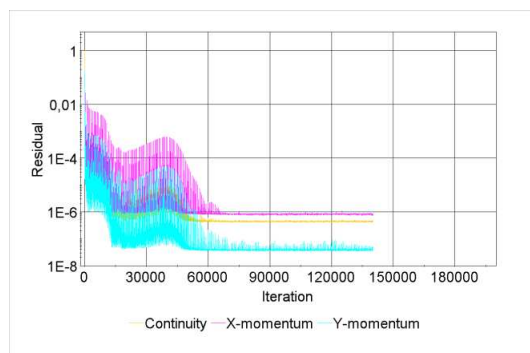


Figure III- 5 Stabilisation des calculs pour les deux modèles testés et convergence des paramètres de contrôles
CN : nombre de courant

La Figure III- 6 présente une comparaison des champs de vitesse instantanés issus des deux modèles (couplé et découplé).

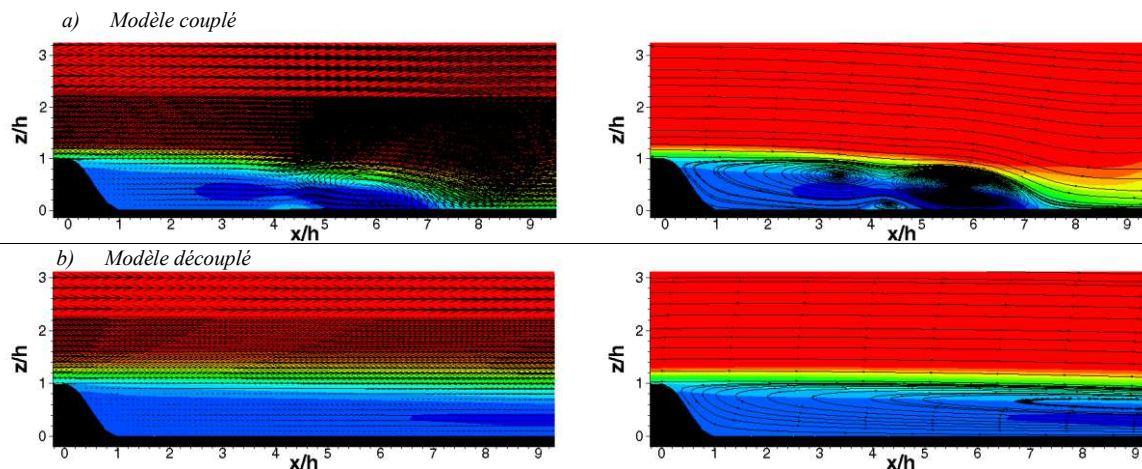


Figure III- 6 Champs de vitesses instationnaires, isocontours de la norme des vitesses pour un nombre de Reynolds de 600 (simulation 2D)

Les résultats montrent que le modèle couplé met en exergue l'instationnarité de l'écoulement, avec la présence d'une zone de recirculation et de tourbillons qui se lâchent dans le sillage [Figure III-6-a]. Par contre, les résultats du modèle découplé révèlent plutôt des caractéristiques d'un écoulement stationnaire avec la présence d'une bulle de recirculation.

Une comparaison entre les profils verticaux de la vitesse longitudinale moyennée des deux modèles et des mesures PIV est présentée dans la Figure III- 7.

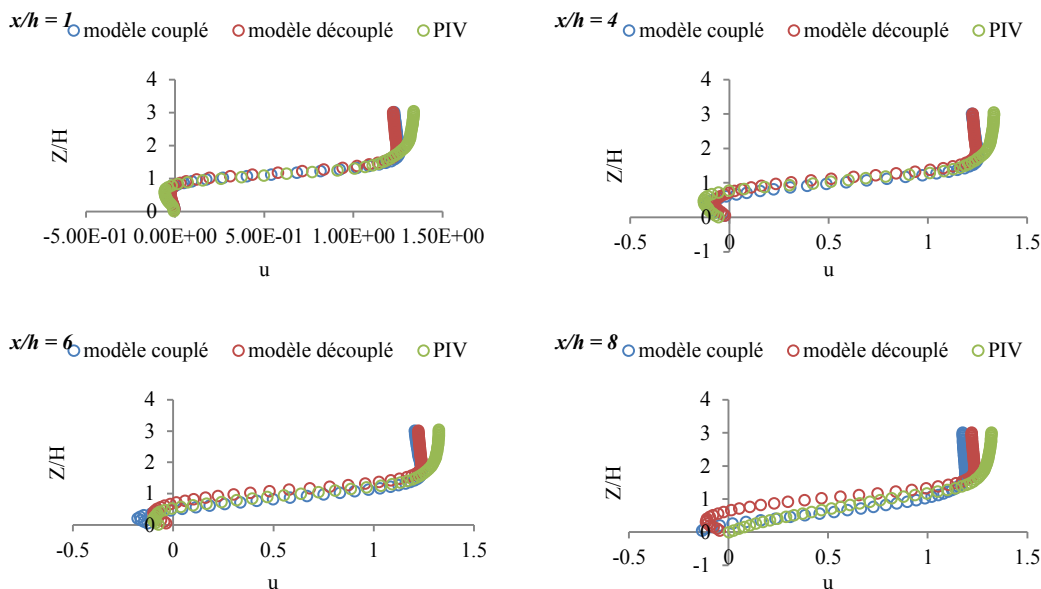


Figure III- 7 Profils de la vitesse longitudinale moyennée (pour un nombre de Reynolds de 600)

Les profils des deux modèles se superposent parfaitement au pied de la ride (à $x/h = 1$ et $x/h = 4$). À partir de $x/h > 6$, la différence entre les deux profils commence à être visible. Le profil de la vitesse du

modèle couplé coïncide parfaitement avec le profil de la vitesse des données PIV en proche paroi (quand $0 < z/h < 2$). Les résultats montrent que le modèle couplé est plus proche des résultats expérimentaux. Par conséquent, nos calculs se réaliseront avec le modèle couplé « Implicit Coupled Flow ».

III.6.3 Validation du modèle pour un écoulement à Reynolds élevé

La validation du deuxième régime d'écoulement se base sur les données expérimentales de [Kadota et Nezu \[1999\]](#). Nous avons effectué deux simulations sous les mêmes conditions hydrauliques (la vitesse en amont de la ride est de 0.21 m/s). Des résultats de vitesse longitudinale moyenne du modèle $k-\epsilon$ et du modèle LES sont confrontés donc aux résultats des deux auteurs.

La Figure III- 8 présente l'évolution des critères de convergence pour le modèle $k-\epsilon$. Les graphes ne montrent pas un comportement périodique comme il a été observé dans le cas à bas Reynolds, où l'écoulement est instationnaire [Figure III- 3].

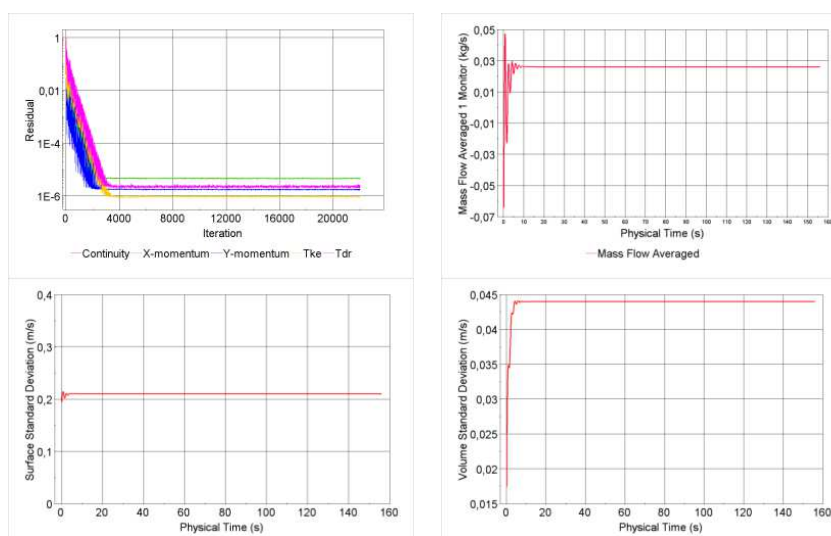


Figure III- 8 Convergence de la solution pour le régime turbulent $k-\epsilon$, pour un nombre de Reynolds de 4200

Dans le but de valider les résultats issus des modèles $k-\epsilon$ et LES, nous avons calculé la moyenne des champs de vitesse pour chaque modèle, pour ensuite les comparer aux résultats de Kadota et Nezu. Le calcul des champs moyens de la vitesse issu des simulations est lancé à partir de $t = 14.2$ s et effectué sur 2000 champs de vitesse instantanés.

La Figure III- 9 montre les profils de la vitesse longitudinale moyenne à l'aval de la crête de la ride. Globalement, nous constatons que l'estimation de la vitesse longitudinale moyenne par le modèle $k-\epsilon$ est plus proche des expériences de Kadota et Nezu que le modèle de type LES.

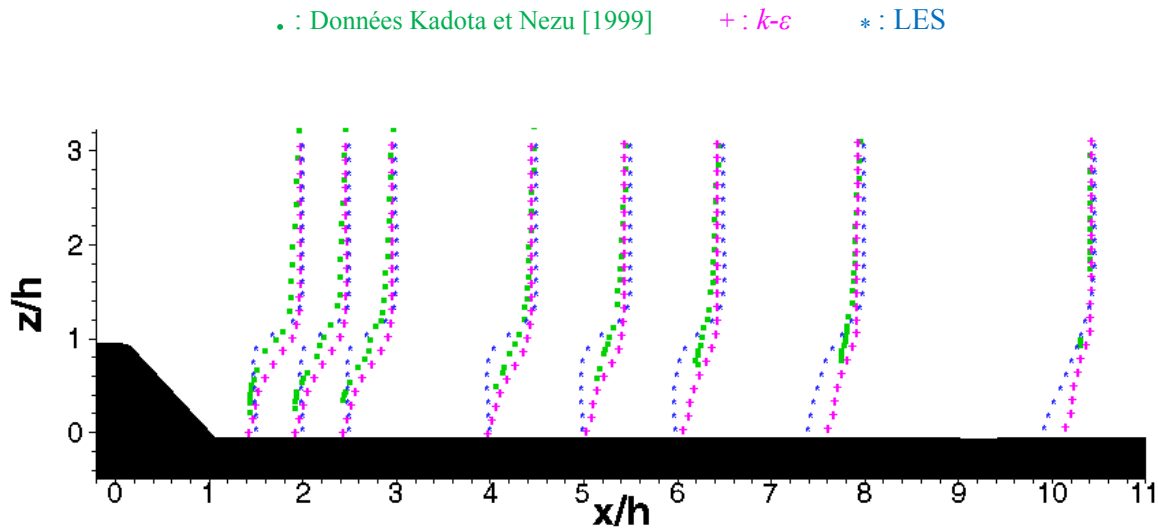


Figure III- 9 Comparaison des résultats des champs de vitesse moyens de simulations effectuées sous StarCCM+ pour le modèle $k-\varepsilon$, le modèle LES et les données expérimentales de Kadota et Nezu [1999]

III.7 Bilan

Dans ce chapitre, notre objectif a été de déterminer parmi différents modèles numériques du code StarCCM+, ceux qui sont les plus adaptés pour simuler un écoulement à bas Reynolds ou à Reynolds élevé à l'aval d'une rive. Pour le régime à bas Reynolds, nous avons montré à travers une étape de validation que le modèle couplé présente de meilleurs résultats en comparaison au modèle découplé. Dans le cas de l'écoulement à Reynolds élevé, deux types de modélisation de turbulence ont été examinés. En les comparant aux résultats de Kadota et Nezu, il s'avère que l'approche $k-\varepsilon$ permet de mieux prédire le champ moyenné de la vitesse longitudinale à l'aval de la rive par rapport au modèle de type LES. Par ailleurs, une étape de validation a consisté à déterminer qu'un maillage raisonnablement résolu permet d'obtenir des résultats satisfaisants en comparaison à un maillage beaucoup plus raffiné.

L'ensemble des résultats expérimentaux et des simulations numériques, obtenus respectivement à l'aide de la PIV, SPIV et du code StarCCM+ utilisant les modèles validés, feront l'objet de discussions dans le chapitre suivant.

CHAPITRE IV ÉTUDE ET DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT À L'AVAL D'UNE RIDE - RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET NUMÉRIQUES-

Une étude détaillée de l'écoulement autour d'une ride solitaire et fixe à faible nombre de Reynolds sera présentée dans ce chapitre. Des résultats issus de mesures bidimensionnelles et tridimensionnelles des champs de vitesse obtenus par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV), par Stéréo-PIV et par des simulations numériques seront analysés afin de déterminer la dynamique instationnaire des structures tourbillonnaires à l'aval de la ride. Dans un premier temps, une analyse de la topologie de la zone de recirculation et des fluctuations de la vitesse sera étudiée. En outre, les caractéristiques de l'écoulement moyen seront présentées en se basant sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement mesurées et calculées. Dans un deuxième temps, l'étude de l'écoulement instationnaire sera mise en évidence par l'examen des champs instantanés des trois composantes de la vitesse à partir des cartographies successives issues de la PIV, Stéréo-PIV et des images de visualisations d'écoulement. À l'instar de ces deux grands volets, une analyse de l'influence de la surface de l'eau et du nombre de Froude sur l'écoulement à bas nombre de Reynolds à l'aval de la ride sera présentée à la fin de ce chapitre.

IV.1 Topologie de l'écoulement

IV.1.1 Caractéristiques de l'écoulement amont

Les figures ci-dessous mettent en évidence l'influence de la ride sur l'écoulement. La Figure IV-1-a montre que l'écoulement n'est pas perturbé à l'amont de la ride. Par contre, à l'aval de la ride, la présence de tourbillons est mise en évidence par ces images de visualisations. Ces premières images instantanées montrent que la trajectoire de l'écoulement et son comportement à l'aval de la ride sont gouvernés par la forme profilée de la ride.

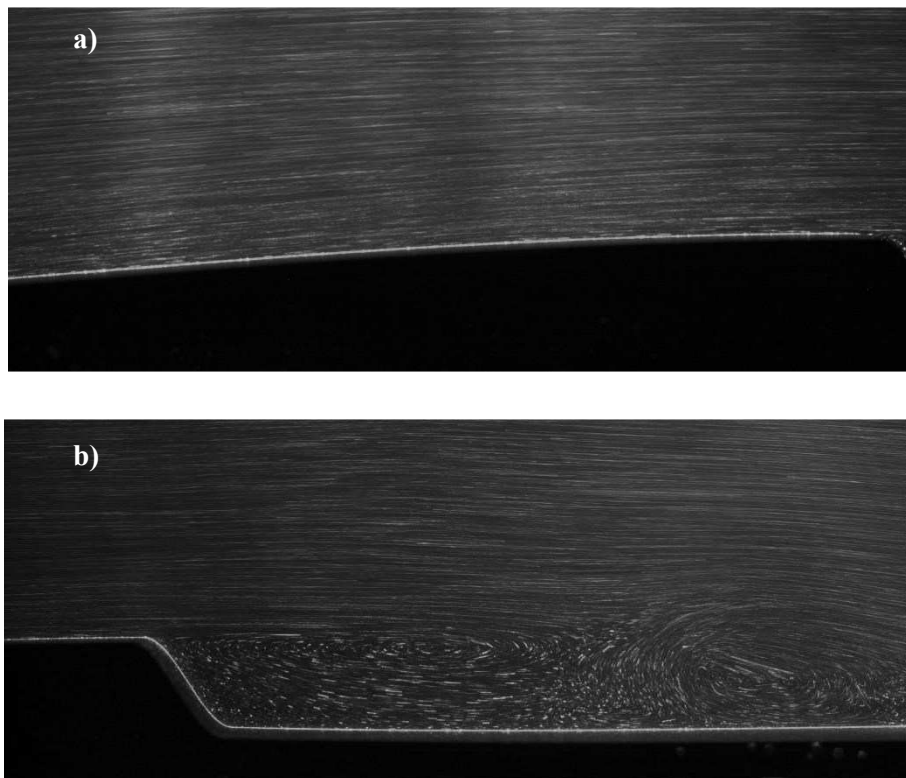


Figure IV- 1 a) Écoulement l'amont de la ride, b) Écoulement à l'aval de la ride

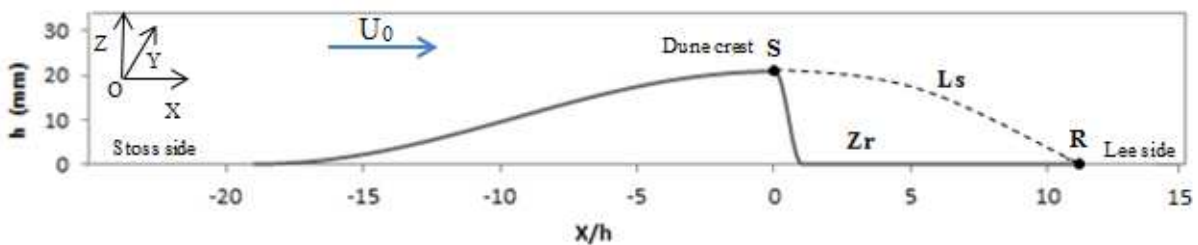


Figure IV- 2 Profil de la ride

En ce qui concerne l'amont de la ride, les lignes de courant sont caractérisés par une continuité jusqu'à la crête de la ride. À cet endroit, l'écoulement est dévié par la forme de la ride. Par conséquent, comme il vient d'être mis une évidence, une zone particulière se forme donc à l'aval de la ride. La

Figure IV- 1-b montre que l'écoulement à l'aval de la ride a les mêmes caractéristiques que l'écoulement présenté sur la Figure IV- 2, à savoir, un point de séparation (décollement), un point de rattachement de l'écoulement (recollement) et entre les deux une zone de recirculation prend naissance. Cette zone est le siège de développement de tourbillons qui se lâchent ensuite dans le sillage.

IV.1.2 Évolution des champs de vitesses moyennes

Dans cette première partie, les différentes topologies de l'écoulement à l'aval de la ride en fonction des différents nombres de Reynolds seront présentées. Les grandeurs moyennes pour chaque nombre de Reynolds vont être présentées afin d'identifier le comportement de l'écoulement dans la zone de recirculation. Ensuite, nous allons décrire la dynamique tourbillonnaire et les fluctuations de l'écoulement en se basant sur différentes grandeurs fluctuantes de l'écoulement. Dans le but de mettre en évidence le comportement de l'écoulement à haut nombre de Reynolds à l'aval de la ride, un aperçu sur la topologie de l'écoulement à un nombre de Reynolds très élevé issu des simulations numériques sera présenté.

Toutes les grandeurs moyennes ou instantanées mesurées ou calculées sont présentées et utilisées dans cette étude sous leur forme adimensionnée (voir le 0).

IV.1.2.1 Topologie moyenne en fonction du nombre de Reynolds

Afin de caractériser la topologie de l'écoulement, la Figure IV- 3 présente les isocontours de la norme de la vitesse moyenne adimensionnée pour des nombres de Reynolds variant de 125 à 700. Ceci met en évidence la zone de recirculation qui s'installe en aval de la ride ainsi que le point de rattachement à l'aide des lignes de courant. Lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 300, nous ne remarquons aucune zone de recirculation. Par conséquent, les résultats obtenus pour un nombre de Reynolds de 125 montrent que la présence de la ride génère un écoulement cisailé sans génération de zone de recirculation à l'aval de la ride. Par conséquent, pour ce régime d'écoulement, les lignes de courants ne délimitent pas une zone de recirculation [Figure IV- 3]. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 300, nous retrouvons les caractéristiques conventionnelles de l'écoulement moyen à l'aval d'une ride : présence d'une zone de recirculation, d'une ligne de séparation caractérisée par un fort cisaillement et d'un point de rattachement (indiqué sur la Figure IV- 3 par la lettre « R »). Au niveau de la crête, la séparation de l'écoulement à l'aval de la ride caractérise une zone de décollement (caractérisée par un point de décollement). À l'aval de la ride, cet écoulement se rattache avec l'écoulement principal définissant ainsi un point de rattachement (R) et une longueur de rattachement (L_s), ces deux termes sont définis dans le chapitre II [II.3]. Au sein de la zone de recirculation, un courant secondaire est né de la dépression de vitesse à la crête de la ride et est mis en évidence par les zones en bleu de la norme de la vitesse [Figure IV- 3]. La zone de cisaillement est générée à $z/h = 1$, elle est soumise à l'intensité de la vitesse de l'écoulement et à l'interaction qui peut exister entre l'écoulement de retour et le creux de la ride. Cette zone présente une bande séparatrice entre l'écoulement principal et l'écoulement secondaire, elle est le résultat des fluctuations de la vitesse entre les deux écoulements. D'ailleurs, sur les cartographies de la Figure IV- 3, l'écart de la vitesse observé est très significatif. Au-dessus de la crête de la ride, la norme des vitesses est positive et intense et à l'aval de la crête, elle est moins importante, indiquant une coexistence entre ces deux écoulements de directions opposées. Au final, dans la zone de circulation, la position du point du rattachement, les centres des tourbillons et la taille de la zone de recirculation varient en fonction du nombre de Reynolds.

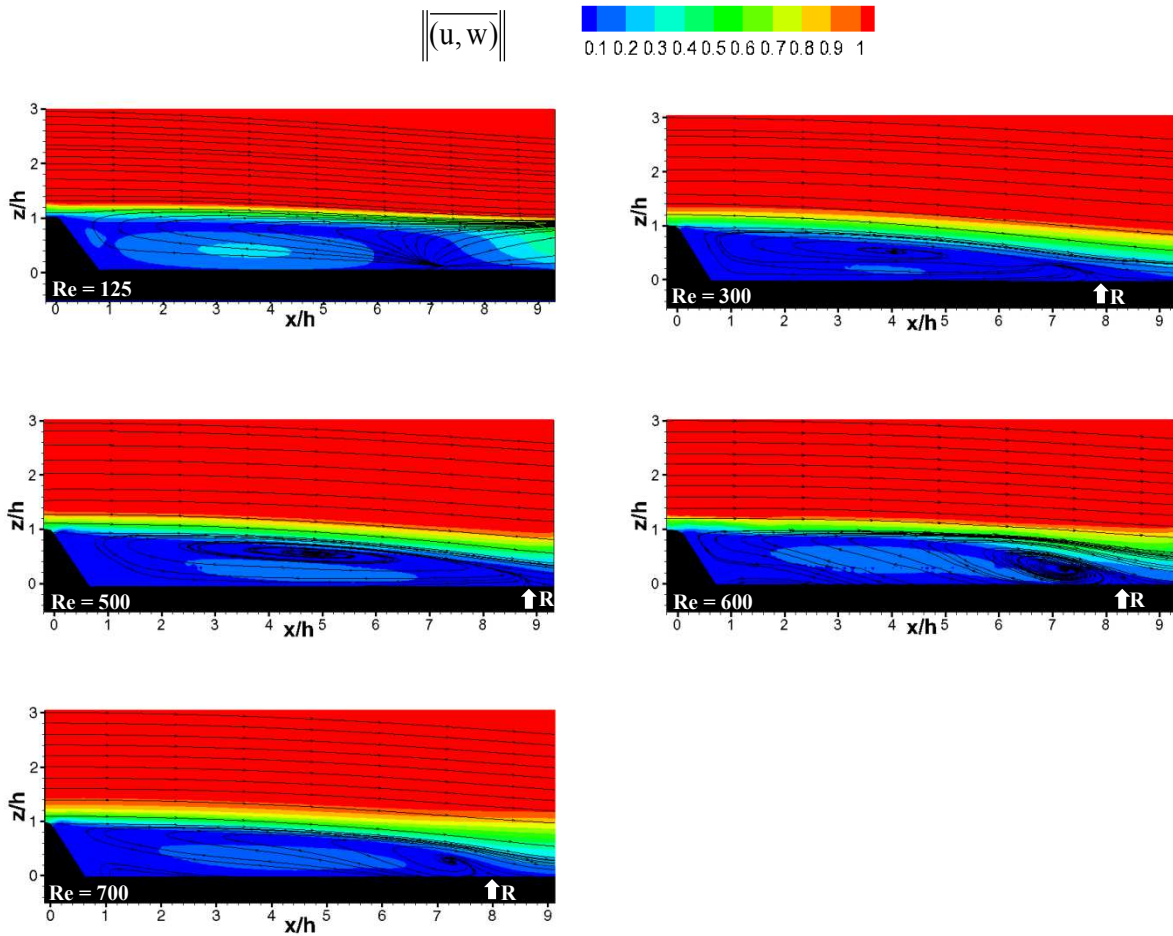


Figure IV- 3 Représentation bidimensionnelle des normes de la vitesse de l'écoulement moyen à l'aval de la ride, pour différentes valeurs du nombre de Reynolds et dans le plan de symétrie de la ride [plan Oxz et $y/h = 0$] et R : point de rattachement

Après une brève analyse des normes de la vitesse, nous allons présenter et décrire en détail les résultats des trois composantes de la vitesse (u , v et w) à l'aval de la ride, afin d'identifier le rôle et la contribution de chaque composante de vitesse dans l'écoulement moyen.

IV.1.2.2 Profils des différentes composantes de la vitesse

Afin d'évaluer l'évolution de la composante de la vitesse moyenne de l'écoulement à l'aval de la ride, les profils de la vitesse longitudinale à partir de la crête jusqu'à l'aval de la ride sont tracés. La Figure IV- 4 montre la distribution de la vitesse moyenne longitudinale, il est à noter que cette vitesse est adimensionnée par la vitesse amont U_0 . La vitesse longitudinale maximale est supérieure à la vitesse amont de 20 %. Les profils de vitesse montrent une distribution quasi identique pour les quatre nombres de Reynolds présentés. Le comportement des profils de vitesse reflète une coexistence entre deux écoulements à l'aval de la ride. À $z/h > 1.2$, l'écoulement principal garde la même intensité et la même direction. Par contre à $z/h < 1$, l'écoulement de retour marque une diminution de la vitesse longitudinale. Tout près de la crête de la ride, le profil de la vitesse suit une loi logarithmique (à $x/h = 0.3$) caractérisant un écoulement cisailé sur une paroi rigide. En s'éloignant de la pointe de la ride, à partir de $x/h = 0.5$ (deuxième profil sur la Figure IV- 4), les profils de la vitesse ont tendance à

retrouver une forme de type tangente hyperbolique. Ce comportement indique l'existence d'une couche de mélange bidimensionnelle dans la direction verticale de l'écoulement (direction z). En effet, la présence d'un écoulement secondaire affecte l'épaisseur et le profil de la zone logarithmique. Ces profils de vitesse évoquent une nouvelle fois, à travers les forts gradients de vitesse (inclinaison des profils : présence de point d'inflexion), une transition nette entre l'écoulement principal et la zone de recirculation. Ce point d'inflexion est déjà observé par [Bai et Xu \[2006\]](#) à partir de 50 mm du fond (voir la Figure I- 12-b). Ce gradient diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la zone de recirculation.

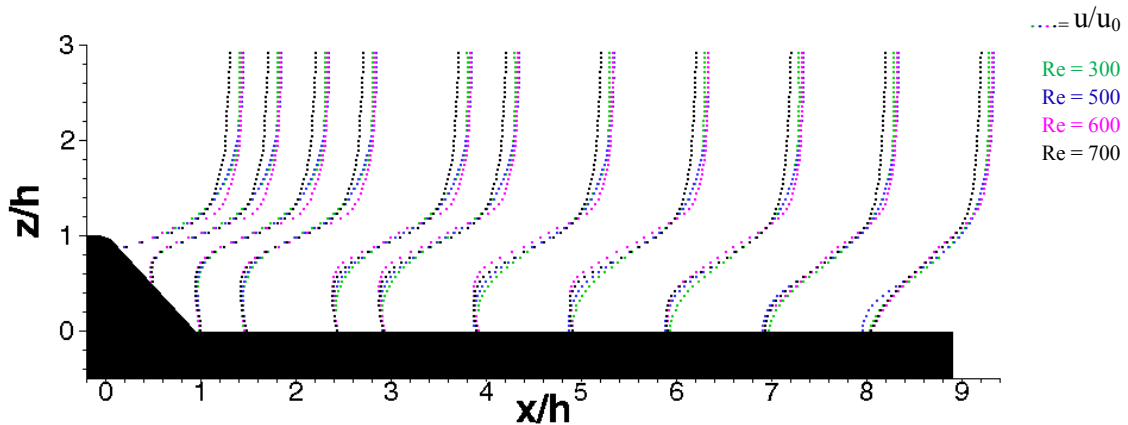


Figure IV- 4 Profils moyens de la vitesse longitudinale (u) pour différents nombres de Reynolds

Nous savons que dans la nature, en aval du point de rattachement d'une ride, les structures de la couche de mélange affectent le lit de sable, d'où l'intérêt d'étudier cette zone de l'écoulement. D'après [Nakagawa et Nezu \[1987\]](#), cette couche se manifeste par une distribution gaussienne des profils longitudinaux à l'aval de la ride. Afin de vérifier l'existence de cette couche de mélange dans la zone de recirculation et de vérifier la distribution des profils de la vitesse longitudinale à l'aval de la ride, nous réalisons des changements de variables par dimensionnement de la vitesse et le système de coordonnées [Eq.IV- 1 et Eq.IV- 2]. Tous les profils à partir de $x/h = 0.5$ sont utilisés pour vérifier cette distribution et sont comparés à une distribution Gaussienne.

avec : u_{\max}^* et u_{\min}^* représentant respectivement la vitesse maximum et minimum moyenne adimensionnelle de l'écoulement. Après avoir adimensionnés la vitesse et le système de coordonnées, nous définissons une distribution Gaussienne pour pouvoir confronter les vitesses adimensionnées. La gaussienne est définie par l'Eq.IV- 3 :

$$\text{Eq.IV- 1} \quad \hat{U} = \frac{u_{\max}^* - u^*}{u_{\max}^* - u_{\min}^*}$$

$$\text{Eq.IV- 2} \quad \tilde{Z} = Z^* - Z_{\min}^*$$

$$\text{Eq.IV- 3} \quad \tilde{f} = \exp(-\tilde{Z}^2)$$

La Figure IV- 5 représente les différents profils normalisés de la Figure IV- 4. Globalement, la distribution de la vitesse longitudinale coïncide avec le profil de la gaussienne pour tous les nombres de

Reynolds étudiés. Par conséquent, la coïncidence est plus marquée quand x/h se rapproche du point de rattachement de l'écoulement secondaire avec l'écoulement principal pour chaque nombre de Reynolds. Cela démontre l'existence de deux couches à l'aval de la ride. L'écoulement à l'aval de la ride est donc caractérisé par la présence d'une couche mixte composée d'une zone de recirculation où les valeurs de la vitesse longitudinale sont négatives [Figure IV- 3] et d'une couche de cisaillement qui est une limite fine entre la zone de recirculation et l'écoulement principal. Lorsque le nombre de Reynolds est égal à 300 et 600, le profil ($x/h = 7$) coïncide avec le profil de la gaussienne.

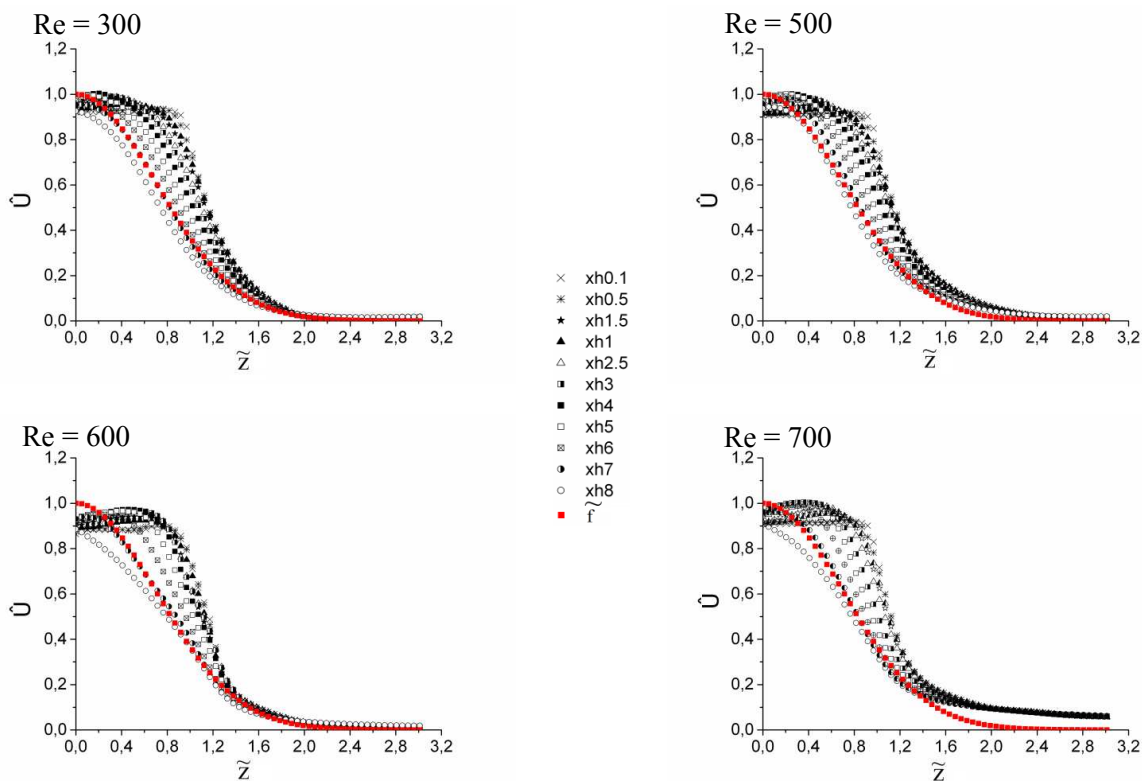


Figure IV- 5 Profils de la gaussiens et profils verticaux des différents nombres de Reynolds

L'existence d'une couche de mélange à cet endroit est mise en évidence par les profils gaussiens tracés pour chaque point le long de la ride. Nous pouvons constater que les profils qui sont davantage en accord avec la distribution Gaussienne, sont dans tous les cas des profils dont la position x/h est proche du point de rattachement « R ». La distribution de la composante de la vitesse longitudinale a mis en évidence en premier lieu, l'existence d'une zone de cisaillement, en second, lieu l'existence d'une zone de mélange entre la crête de la ride et le point de rattachement.

Nous présentons maintenant l'évolution et le comportement de la vitesse verticale de l'écoulement issues des mesures bidimensionnelles dans trois sections d'écoulement différentes ($y/h = 0$: plan de symétrie de la maquette, $y/h = 20$ et $y/h = 40$). Des cartographies de la vitesse « w » adimensionnées sont présentées sur la Figure IV- 6, les résultats de la PIV montrent une distribution locale de la vitesse le long du plan médian de la ride ($y/h = 0$). Les valeurs de (w) sont plus importantes à l'aval de la ride. Cette distribution indique la présence d'une dynamique tourbillonnaire importante dans la zone de recirculation et une répartition spatiale importante de la vitesse. En effet, la vitesse verticale est plus importante lorsque la vitesse de l'écoulement est élevée (ex. : $Re = 600$ et $Re = 700$).

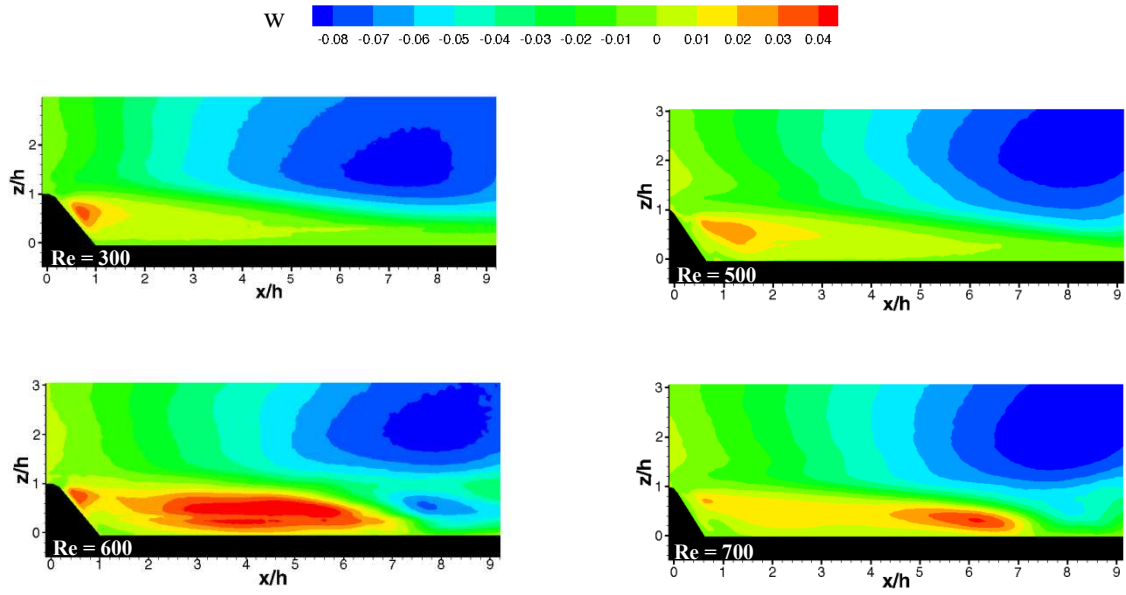


Figure IV- 6 Évolution de la vitesse verticale (w) dans le plan de la symétrie de la ride ($y/h = 0$)

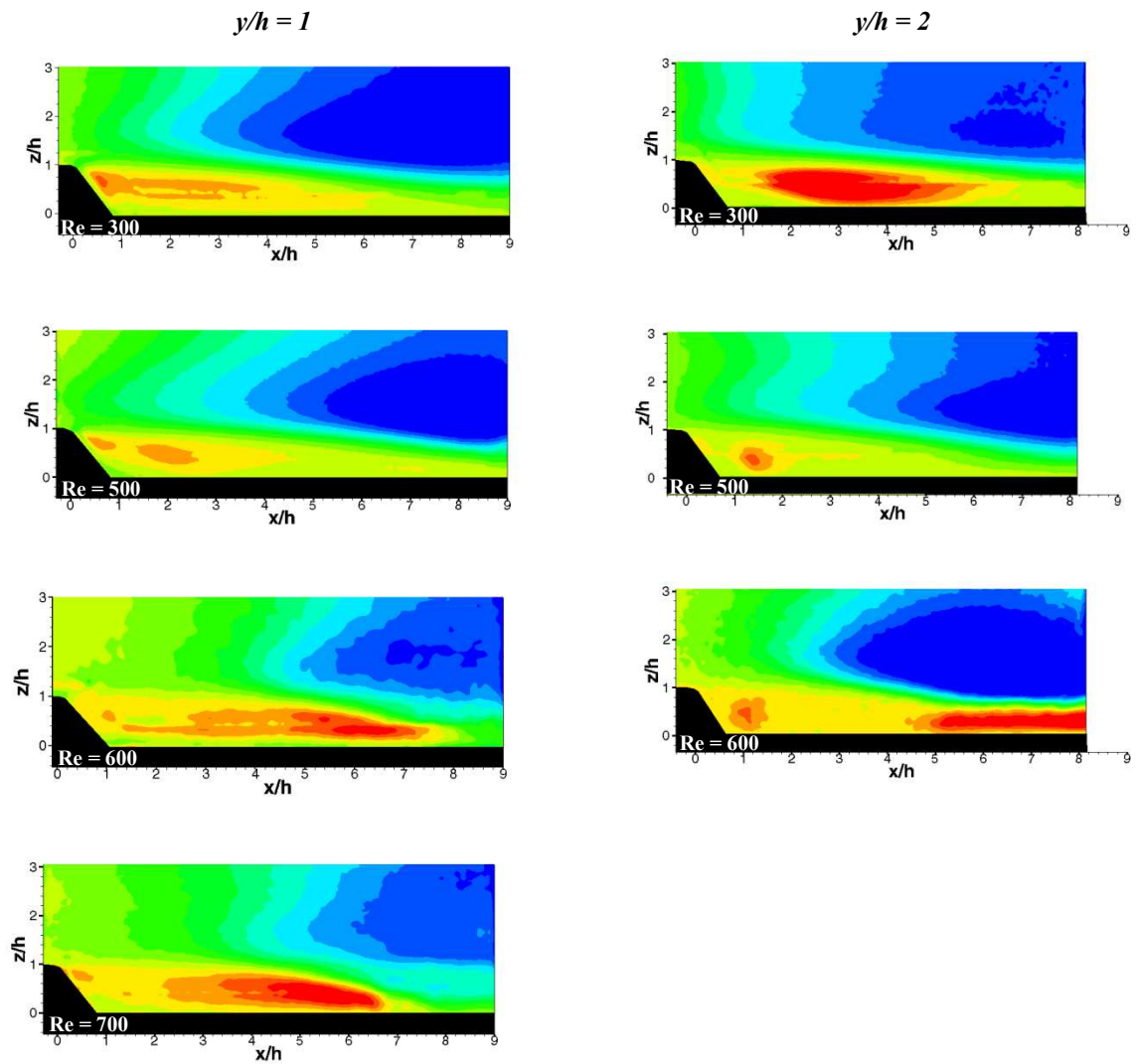


Figure IV- 7 Évolution de la vitesse verticale (w)

La répartition de la vitesse verticale, délimite la zone de recirculation qui correspond à la Figure IV- 3. Les résultats des deux autres plans sont présentés sur la Figure IV- 7. Nous pouvons constater que la répartition de l'intensité de la vitesse verticale reste toujours la même. La présence alternative des valeurs positives et négatives de la vitesse « w », indique l'existence des tourbillons selon l'envergure de la ride. Les valeurs les plus importantes sont observées dans la zone de recirculation et aussi au niveau de la zone de cisaillement. Le rapport de grandeur entre la vitesse verticale et la vitesse longitudinale est d'environ de 60 % pour l'ensemble des nombres de Reynolds étudiés excepté pour le Reynolds de 700 pour lequel cet écart est à 20%. Dans le but de suivre l'évolution de la vitesse verticale, 11 profils ont été tracés à l'aval de la ride [Figure IV- 8]. Les profils sont extraits, sur la composante x/h , comme suit : 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2.5, 3, 4, 5, 6, 7 et 8. Un point d'inflexion entre $z/h = 0$ et $z/h = 1$ est moins nette mais toutefois observable sur les profils de la vitesse verticale. Contrairement à la vitesse longitudinale, la vitesse verticale est peu affectée par la présence de la zone de recirculation.

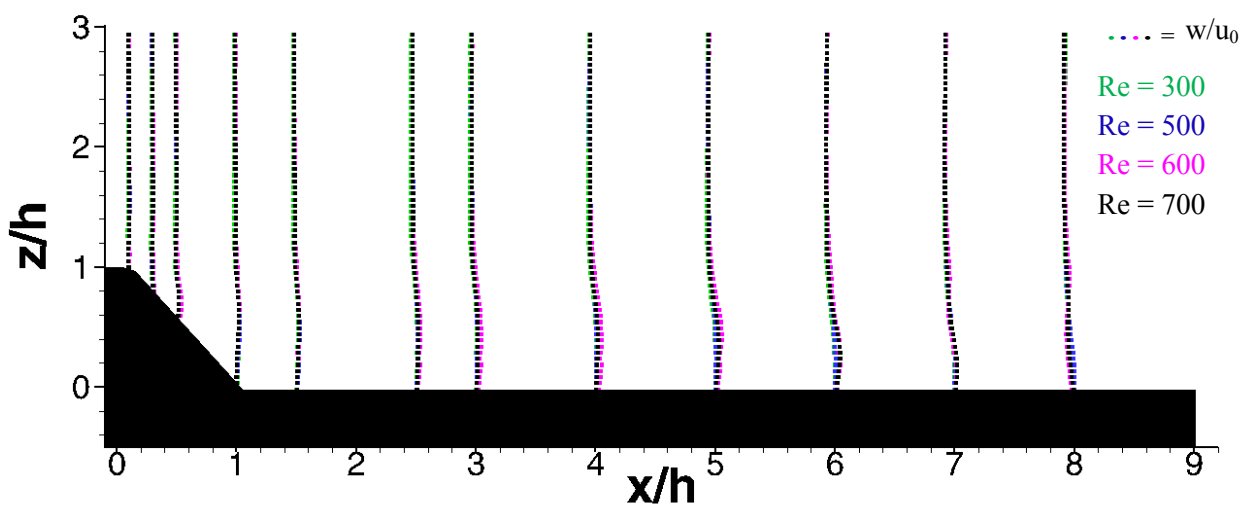


Figure IV- 8 Profils verticaux de la composante verticale de la vitesse moyenne (w)

Dans le but de mettre en évidence et d'identifier la contribution de (v) sur l'ensemble de l'écoulement, l'étude de la troisième composante de la vitesse hors plan laser (v) est effectuée. Dans un premier temps, l'évolution des trois composantes de la vitesse est analysée pour les deux régimes d'écoulement étudiés ($Re = 600$ et $Re = 800$) dans les trois sections suivantes : $y/h = 0$, $y/h = 0.5$ et $y/h = 1$. Des cartographies des isocontours de la norme des trois composantes de la vitesse moyenne sont présentées sur la Figure IV- 9. La distribution des valeurs de la norme de la vitesse montre l'existence de deux zones distinctes : une zone de faibles vitesses générée au niveau du creux de la ride et à l'aval de la ride, une zone rotationnelle où les tourbillons sont générés par le courant de retour. Les intensités de la norme des vitesses mettent en exergue les trois régions précédemment observées sur les résultats issus des mesures PIV (zone de recirculation, zone de cisaillement et zone d'accélération de l'écoulement). Les plans longitudinaux présentent l'existence d'un point de rattachement localisé au-delà du domaine visualisé par la Stéréo-PIV. Dans un deuxième temps, des analyses sur des plans transversaux ($x/h = 1.25$, $x/h = 4$ et $x/h = 8$) sont réalisés et leurs résultats sont présentés sur la même figure [Figure IV- 9]. Pour le plan $x/h = 1.25$, nous pouvons observer qu'au niveau de la zone de recirculation, les champs de vitesse indiquent que le fluide remonte perpendiculairement du creux de la ride vers l'écoulement principal. Ce plan montre une coupe transversale de la section amont de la zone de recirculation. Les valeurs de la norme de la vitesse montrent la coexistence de trois zones caractéristiques de ce type d'écoulement à savoir : à l'aval de la ride où le retour de l'écoulement

secondaire se produit, la zone de cisaillement et la zone d'accélération. Cette distinction est assez nette sur toute l'envergure de la ride. Quant à la direction des champs de vitesse, celle-ci montre l'existence d'une tridimensionnalité de l'écoulement secondaire dans le plan de mesure $x/h = 4$ [Figure IV- 9]. En effet, loin du pied de la ride, la vitesse transversale impose à l'écoulement de se diriger latéralement. Les résultats obtenus par Stéréo-PIV constituent un réel complément à ceux réalisés au moyen de la PIV, dans la mesure où nous montrons ici que l'écoulement n'est pas seulement unidirectionnel (selon la direction longitudinale x) mais qu'il possède également une composante transversale (selon l'envergure de la ride) non négligeables. Proche du point du rattachement à $x/h = 8$, les champs de vitesse heurtent le creux de la ride. Par conséquent, le comportement de ces champs de vitesse met en évidence la fin de la cellule de recirculation et donc le rattachement de l'écoulement secondaire avec l'écoulement principal se produit à cet endroit précis.

Les mesures Stéréo-PIV ont mis en évidence le caractère tridimensionnel des structures de l'écoulement. Cependant, cette tridimensionnalité est très locale et est observée dans la zone de recirculation. Pour $z/h > 1$ ainsi qu'à l'aval du point de rattachement, l'écoulement peut être considéré comme étant bidimensionnel. Ces observations sont valables pour les nombres de Reynolds de 800 et de 600, il y a peu de différences entre les deux régimes d'écoulement, hormis les valeurs et l'intensité de la vitesse qui sont supérieures lorsque le nombre de Reynolds est de 800.

Maintenant, nous allons présenter les résultats des simulations numériques pour un écoulement à Reynolds très élevé. Nous présentons ici les résultats permettant de compléter notre analyse de l'écoulement pour une gamme de Reynolds plus conséquente. Deux configurations d'étude sont présentées : un écoulement à un nombre de Reynolds 8000 et un à un nombre de Reynolds de 10000. Les simulations sont réalisées avec le modèle K- ϵ . Les détails des conditions hydrauliques des simulations effectuées sont présentés sur le Tableau IV- 1.

	Re	u_0 (m/s)	h(m)	Fr
Cas1	8000	0.4	0.08	0.45
Cas2	10000	0.5	0.08	0.56

Tableau IV- 1 Caractéristiques des écoulements en régime turbulent simulés numériquement : u_0 : vitesse imposée à l'amont de la ride, h : hauteur de l'eau

La Figure IV- 10 présente des isocontours des deux vitesses horizontale et longitudinale sur 4 plans différents. Les plans transversaux caractérisent nettement la zone de recirculation à l'aval de la ride. Près du pied de la ride, les valeurs négatives de la vitesse longitudinale mettent en évidence le courant de retour. Un détail important est à souligner pour ces régimes d'écoulement : la longueur de la bulle de recirculation est plus étroite que dans le cas d'un écoulement à bas Reynolds. Afin d'identifier ceci, pour les résultats numériques à Reynolds 10000, des isocontours de la norme de vitesse, de la vorticité et les lignes de courant sur le plan longitudinal ont été tracés [Figure IV- 11-a-b]. En effet, l'écoulement se rattache à $x/h \approx 4$. [Stoesser et al. \[2008\]](#) a estimé cette distance à $x/h = 5$, pour un écoulement à un nombre de Reynolds de 25000.

Contrairement au régime à bas Reynolds, dans ce régime turbulent, l'écoulement présente un accroissement dans le transfert des quantités de mouvement de fluide. Le gradient de la vitesse adverse se manifeste brutalement et rapidement. Ceci est responsable du rattachement proche du pied de la ride. Cet effet se manifeste aussi par le rétrécissement de la zone de recirculation.

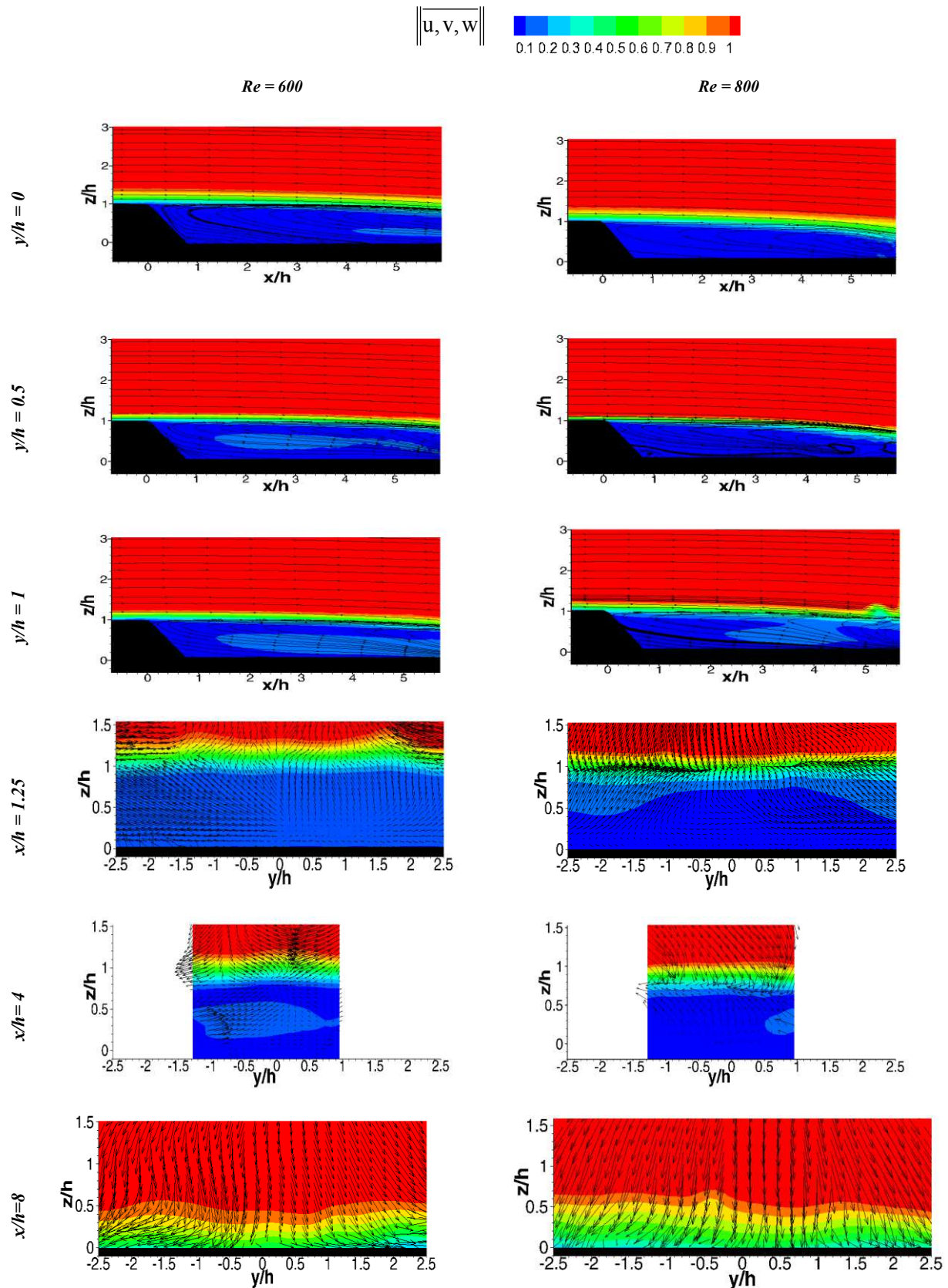


Figure IV- 9 Représentation tridimensionnelle de la norme de la vitesse pour deux valeurs du nombre Reynolds (600 et 800) à l'aval la ride, dans différents plans de mesures (résultats Stéréo-PIV)

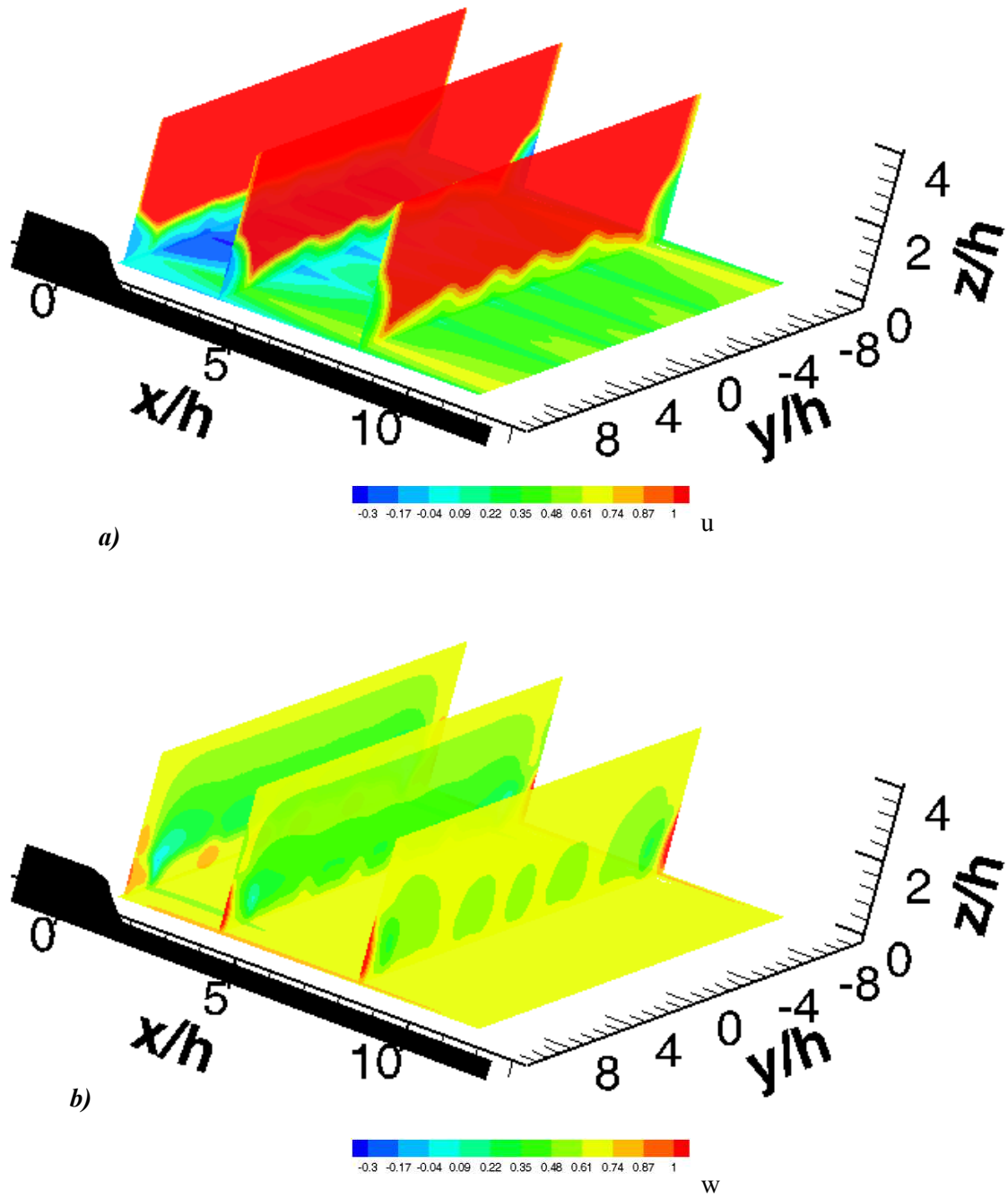


Figure IV- 10 Isocontours de la vitesse longitudinale (a) et verticale (b) sur trois plans transversaux : $y/h = 1.25, y/h = 4, y/h = 8$ et le plan horizontale : $z/h = 0$. $Re = 8000$. (Issues de simulations numériques)

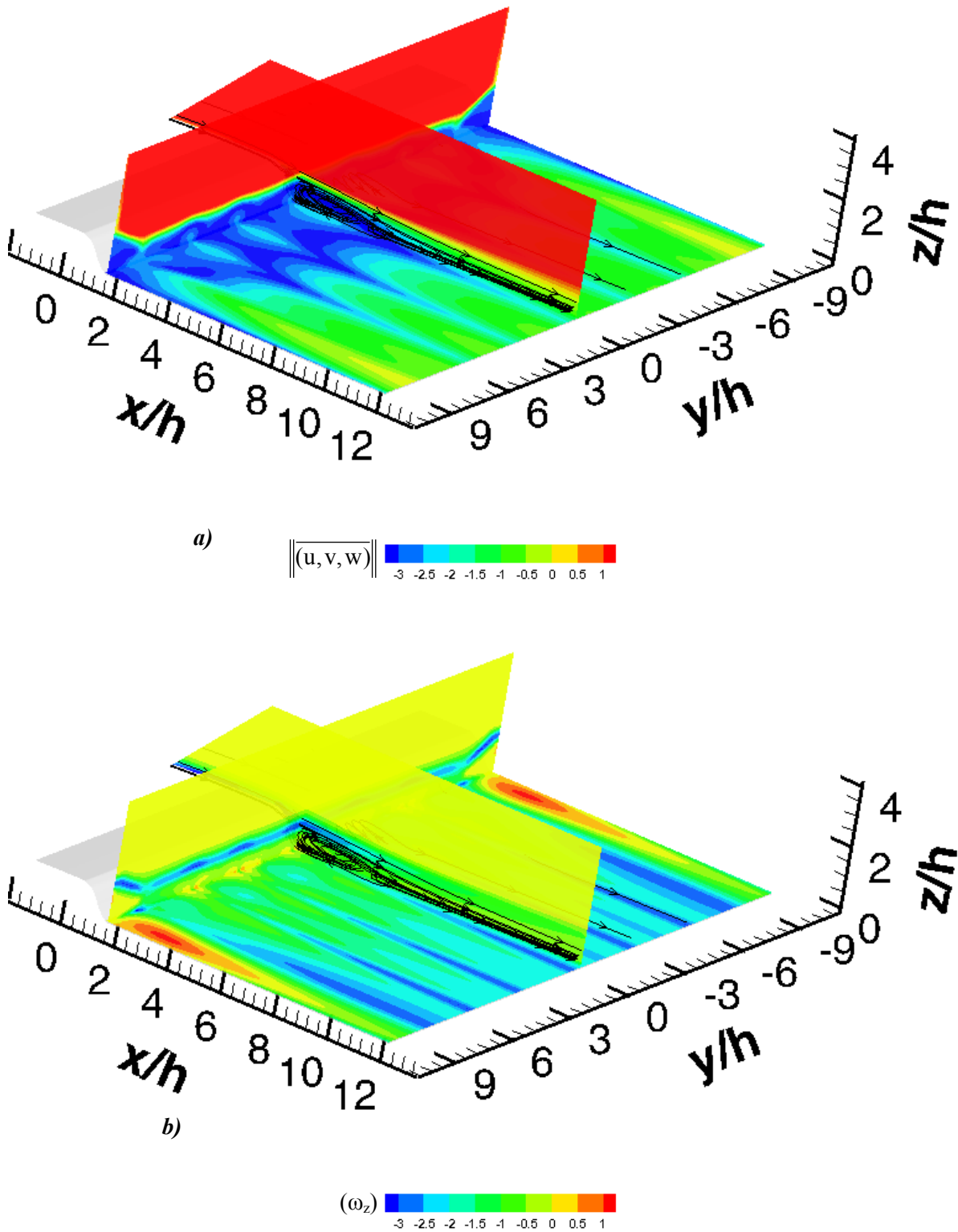


Figure IV- 11 Isocontours de la norme des trois composantes de vitesse (a) et de la vorticité « wz »(b)- pour un nombre de Reynolds de 10000- données issues de StarCCM+ -3D

L'analyse physique des champs de vitesse moyennés à bas Reynolds ou un Reynolds très élevé (> 4200) a pour but de décrire les caractéristiques globales de l'écoulement, à savoir la présence d'une zone de recirculation et d'une couche de cisaillement. L'étude des champs de vitesse fluctuante permet

de mettre en évidence les phénomènes aléatoires caractérisés par une dynamique tourbillonnaire intense.

Nous avons pu voir que l'écoulement représente une tridimensionnalité. Ce phénomène va être décrit et mis en évidence dans les paragraphes suivants.

IV.1.3 Tridimensionnalité de l'écoulement à l'aval d'une ride

L'étude de la composante instationnaire transversale de l'écoulement nous renseigne sur le comportement des structures tourbillonnaires de cet écoulement selon l'envergure de la ride. Nous avons démontré que l'écoulement moyen à l'aval de la ride est caractérisé par une tridimensionnalité de ces structures dans la zone de recirculation. La tridimensionnalité est développée par une composante transversale qui pousse l'écoulement à se diriger latéralement. Des cartographies des champs de vitesses sur le plan transversal ($x/h = 1.25$ et $x/h = 4$) sont présentées dans le but de mettre en évidence ce phénomène. La Figure IV- 12 représente des cartographies des champs moyens et des profils des trois composantes de la vitesse pour un nombre de Reynolds de 600. Les profils de la vitesse ont été extraits à $y/h = 0$ pour toutes les cartographies présentées ci-dessous. Ces mesures nous permettent d'examiner la contribution des structures tourbillonnaires longitudinales dans le plan transverse à l'écoulement. L'influence des structures tourbillonnaires est plus marquée à $x/h = 4$.

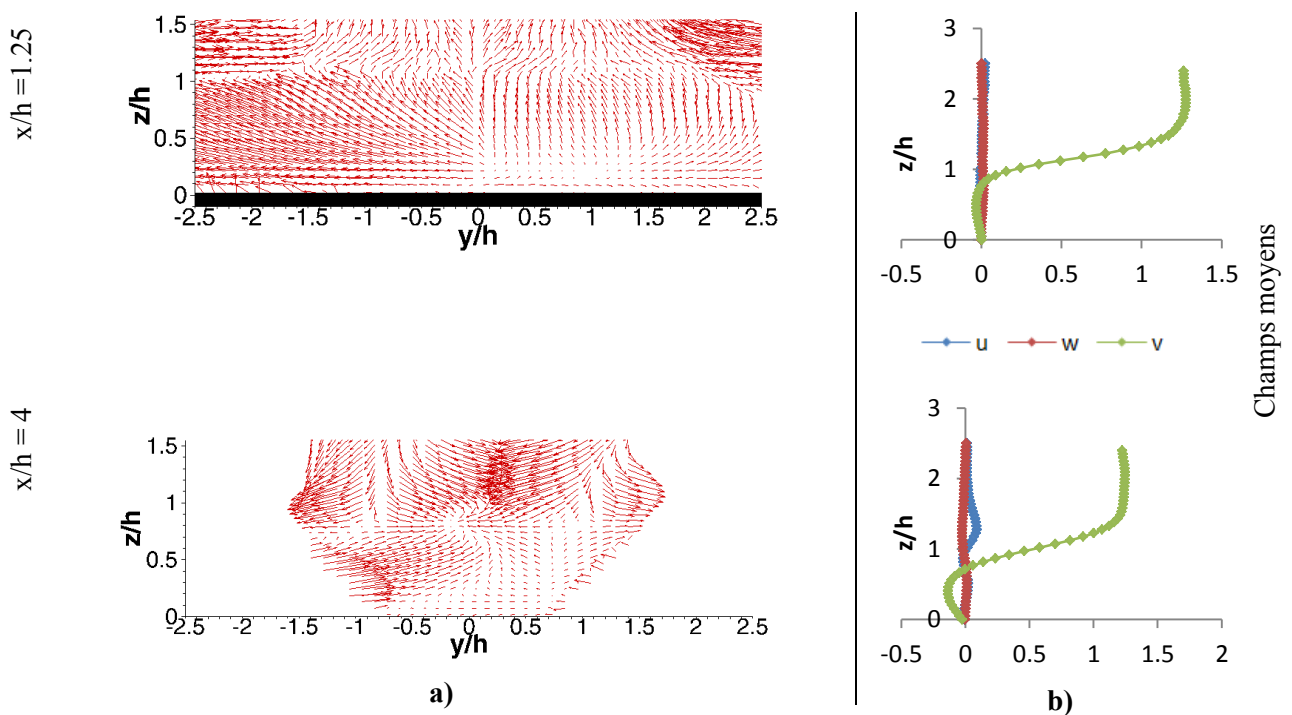


Figure IV- 12 Champs de vitesse moyenne et profils verticaux des trois composantes de la vitesse : a) Champs moyens de vitesse à $x/h = 1.25$ et $x/h = 4$. b) : profils des trois composantes de vitesse à $y/h = 0$

Les deux profils de vitesses montrent une augmentation de la composante de vitesse transversale du creux vers la zone extérieure. À $x/h = 1.25$, la vitesse longitudinale ainsi que la vitesse horizontale sont quasi nulle. Par contre, loin du point de séparation de l'écoulement, le profil des deux composantes de vitesse montre des valeurs non nulles. Cette représentation, mis en évidence l'influence de la vitesse longitudinale en premier plan et de la vitesse horizontale en second plan sur

l'écoulement transversal. La Figure IV- 13 représente des cartographies successives de la norme de la vitesse du plan $x/h = 4$. Ces cartographies sont complétées par des profils de vitesses pour chaque composante et à chaque instant. Les images mettent en exergue le caractère tridimensionnel de l'écoulement par : i) les fluctuations importante de la vitesse longitudinale présentée sur les différents profils à chaque temps ii) la direction des champs de vitesse notamment l'évacuation latéral de l'écoulement et iii) la formation complète d'un tourbillon dans le plan transversal (t_0+1500 ms).

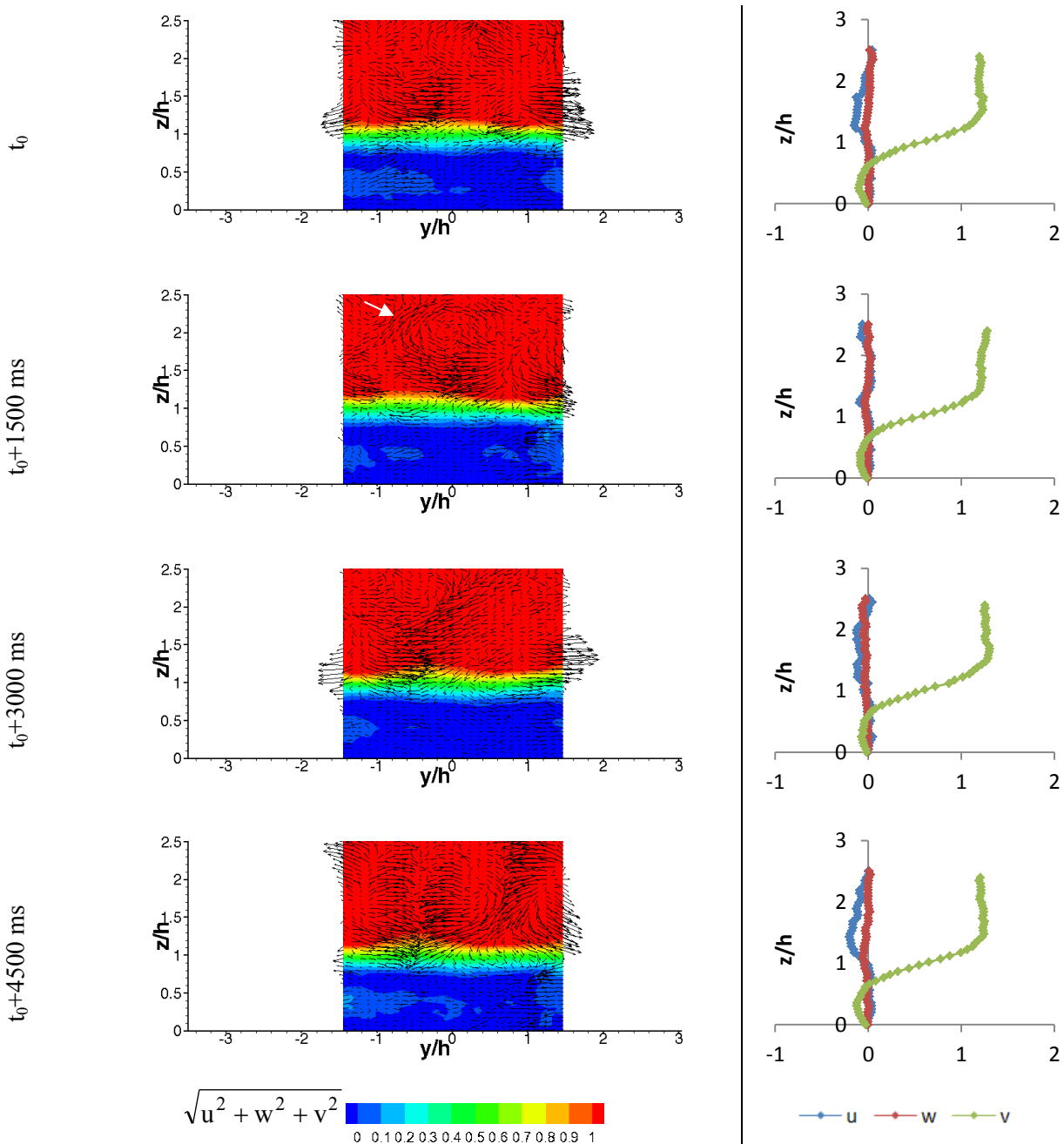


Figure IV- 13 Cartographies des champs de vitesse à gauche et à droite profil des trois composantes de la vitesse (u , v et w) dans le plan : $y/h = 0$

IV.2 Dynamique tourbillonnaire de l'écoulement à l'aval de la ride

L'étude des lignes de courant des champs de vitesse moyens de l'écoulement à l'aval de la ride ont montré que l'écoulement représente deux topologies différentes, une première topologie pour un nombre de Reynolds : $Re \leq 500$, où la bulle de recirculation est non définie ou complètement inexistante. Une seconde topologie pour un nombre de Reynolds : $Re > 500$, où l'écoulement est caractérisé par la présence d'une bulle de recirculation. Dans cette partie, nous présentons l'écoulement instationnaire à l'aval de la ride avec comme objectif de caractériser en détails les deux topologies définies précédemment. L'étude instationnaire est faite au moyen des données issues des visualisations de l'écoulement ainsi que par des mesures PIV et stéréo-PIV.

IV.2.1 Visualisation de l'écoulement instantané

Des visualisations de l'écoulement instantané sont présentées dans la Figure IV- 14 pour trois régimes d'écoulement. Ces images montrent que l'écoulement à l'aval de la ride est instationnaire et est caractérisé par la présence de tourbillons lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 500. Cependant, pour un écoulement à Reynolds inférieur à 500, la présence de tourbillons n'est pas identifiable. Ce régime est caractérisé par la continuité de la bulle de recirculation du pied de la ride jusqu'à l'aval de la ride.

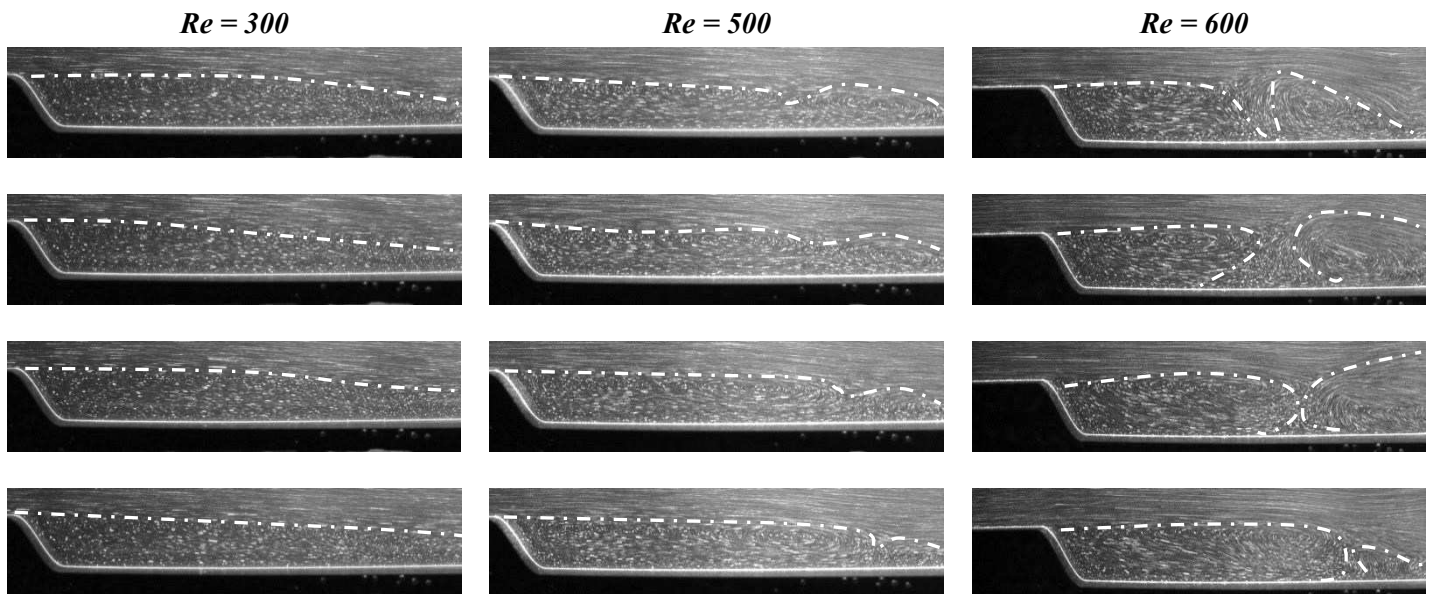


Figure IV- 14 Images de visualisations instantanées de l'écoulement à l'aval de la ride, pour différents régimes d'écoulement : $Re = 300$, $Re = 500$ et $Re = 600$

A ce stade, nous pouvons constater que le décrochage observé en Figure IV- 3 est démontré par ces images. Pour un régime d'écoulement supérieur à 500, l'écoulement à l'aval de la ride est caractérisé par la présence de tourbillons qui se lâchent vers le sillage. Par contre, la zone de recirculation ne présente pas une grande dynamique tourbillonnaire pour les deux nombres de Reynolds présentés (300 et 500) [Figure IV- 15]. En effet, le suivi des champs de vitesse instantanés montre que l'écoulement développe une zone de recirculation étendue. Néanmoins, les valeurs négatives de la vorticité mettent en évidence la zone de cisaillement à $z/h = 1$.

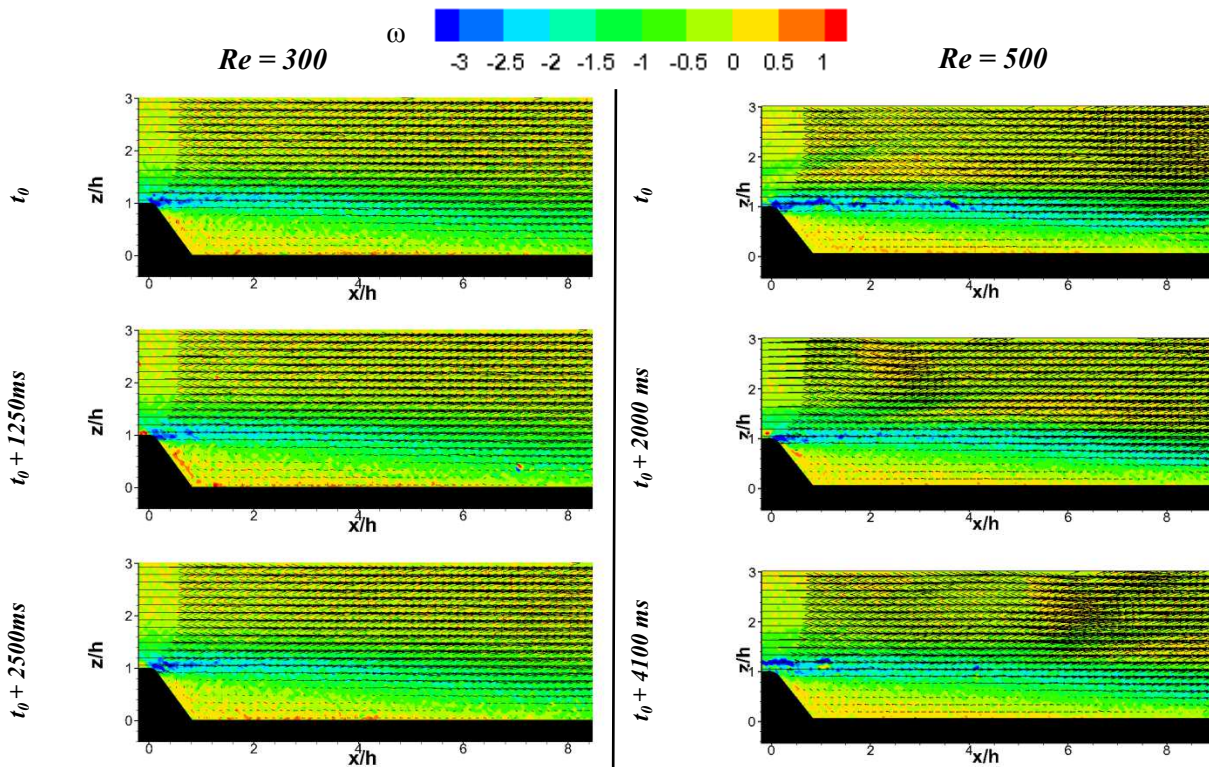


Figure IV- 15 Champs instantanés de vitesse et isocontours de la composante moyenne de la vorticité, obtenus par PIV 2D-2C dans le plan de symétrie de la ride [plan $Oxz : y/h = 0$] ($Re = 300$ et 500)

Pour synthétiser le processus de l'écoulement au pied de la ride, des images successives issues de la Stéréo-PIV et d'autres obtenues par visualisation d'écoulement sont présentées [Figure IV- 16 et Figure IV- 17].

Tout d'abord les résultats démontrent :

- Une séparation de l'écoulement à la crête de la ride suivi d'un décollement
- Une zone de recirculation prend naissance à l'aval de la ride
- Une formation de deux à trois tourbillons pour les nombres de Reynolds supérieurs à 600

L'établissement de l'écoulement au cours du temps est caractérisé par un point de rattachement d'une longueur variable, situé à une distance moyenne $x/h \sim 7$. L'axe vertical du tourbillon s'alimente en totalité à $x = 5h$. Les champs instantanés de la vitesse (Figure IV- 16 : $t_0 + 3000$ ms), montrent un effet rotationnel moins important. Le réseau des lignes de courant laisse apparaître des « foyers » au lieu de centre de tourbillon. Ces foyers confirment les structures tridimensionnelles de l'écoulement (Délery [2013]). La présence de ces foyers confirme ce qui a été observé en IV.1.3.

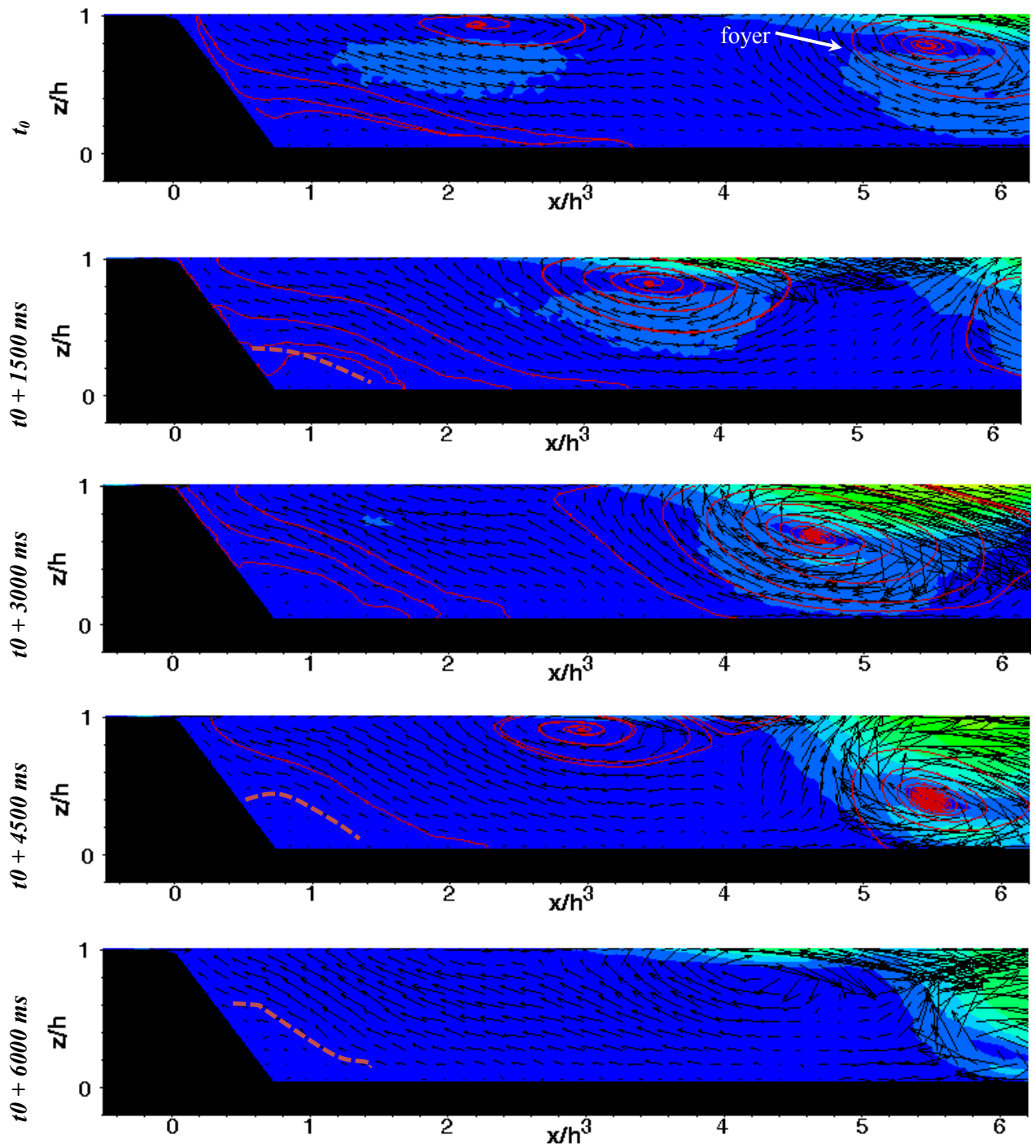


Figure IV- 16 Champs instantanés de vitesse obtenus par Stéréo-PIV 2D-3C dans plan de symétrie de la ride pour un $Re= 600$ [plan Oxz ; $y/h = 0$]

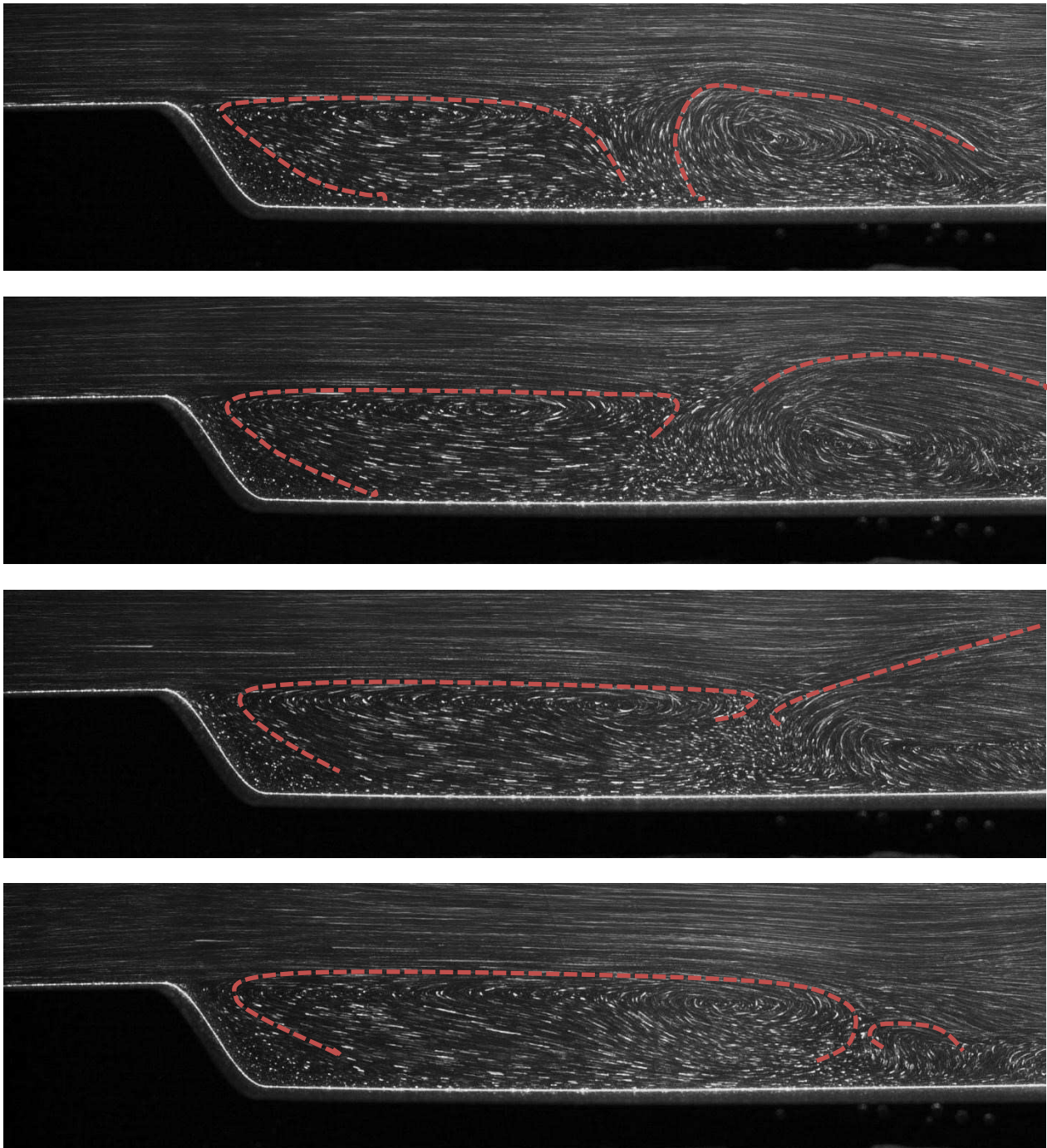


Figure IV- 17 Images successives de visualisation réalisées dans le plan longitudinal, pour un nombre de Reynolds de 600

Pour mettre en évidence cette dynamique tourbillonnaire observée lors de la visualisation, nous allons tout d'abord, nous intéresser l'intensité turbulente et les RMS de l'écoulement à l'aval de la ride. Ensuite, nous présentons en détail l'écoulement instationnaire.

IV.2.2 Fluctuations de vitesses à l'aval de la ride et intensité turbulente

La turbulence générée dans un écoulement est liée à la combinaison de plusieurs facteurs : séparation et rattachement de l'écoulement, augmentation du nombre de Reynolds ou présence des lignes de fluides désordonnées le long du domaine d'étude. Afin d'étudier le comportement fluctuant

de l'écoulement, nous allons présenter les grandeurs fluctuantes qui marquent la présence des tourbillons dans le sillage. Des cartographies des fluctuations de vitesses « RMS » des deux composantes de vitesses (u et w) issues de la PIV et des trois composantes de vitesses (u , v et w) issues de la SPIV sont présentées dans les figures suivantes : Figure IV- 18, Figure IV- 19 et Figure IV- 20. Les résultats présentés dans la Figure IV- 18, correspondent aux nombres de Reynolds de 500, 600 et 700. Les valeurs de RMS pour un nombre de Reynolds de 300 ne sont pas présentées ici, car il s'agit d'un écoulement relativement stationnaire où le niveau de fluctuations est assez faible (ce qui est confirmé par les visualisations instationnaires de la Figure IV- 14 et les champs instationnaires de la Figure IV- 15).

Globalement, les valeurs maximales des « RMS » sont localisées juste après le point de décollement et à l'aval du point de rattachement. Les plus hautes valeurs Rms (u) (situées entre 0.001 et 0.002 m/s) se trouvent juste à l'aval de la zone de recirculation [Figure IV- 18]. Par ailleurs, le creux de la ride est gouverné par des valeurs minimales des Rms (u) et Rms (w). Les valeurs maximale de Rms (w), sont présentes à l'intérieur et à l'aval de la zone de recirculation mais aussi au niveau de la zone de cisaillement, avec des valeurs supérieures à 0.001 m/s.

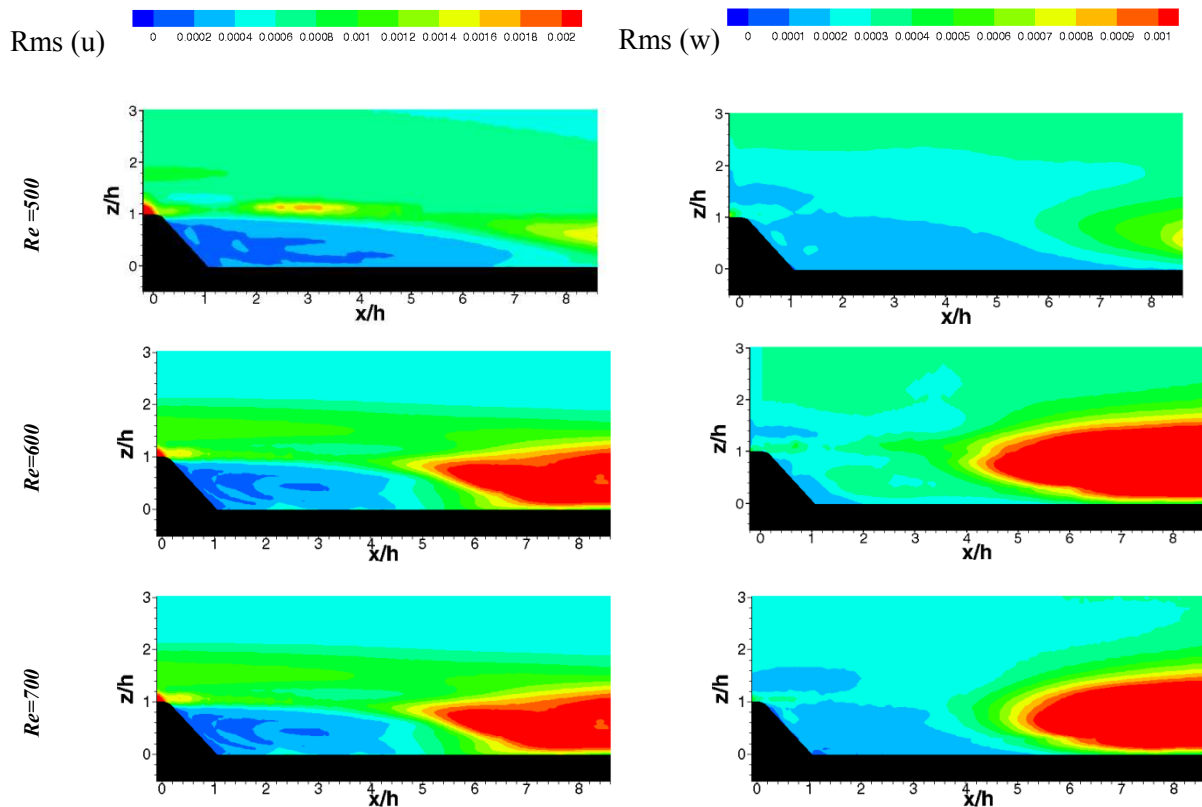


Figure IV- 18 Représentation bidimensionnelle des écarts types Rms(u) et Rms(w) : $y/h = 0$ - PIV2D-2C

Les valeurs maximales de RMS(u) sont à l'origine des tourbillons qui évoluent dans le sillage. Les cartographies provenant des mesures Stéréo-PIV [Figure IV- 19 et Figure IV- 20] montrent des valeurs de RMS (v) qui fluctuent de manière significative. Par contre, les fluctuations de la composante (w) évoluent peu par rapport aux deux autres vitesses. Les valeurs élevées de la composante (v) démontre que l'écoulement présente un caractère tridimensionnel [IV.1.3]. Les cartographies des plans transversaux mettent en exergue les dominances des valeurs maximales des fluctuations de vitesse juste après le point de décollement et à l'aval de la zone de recirculation.

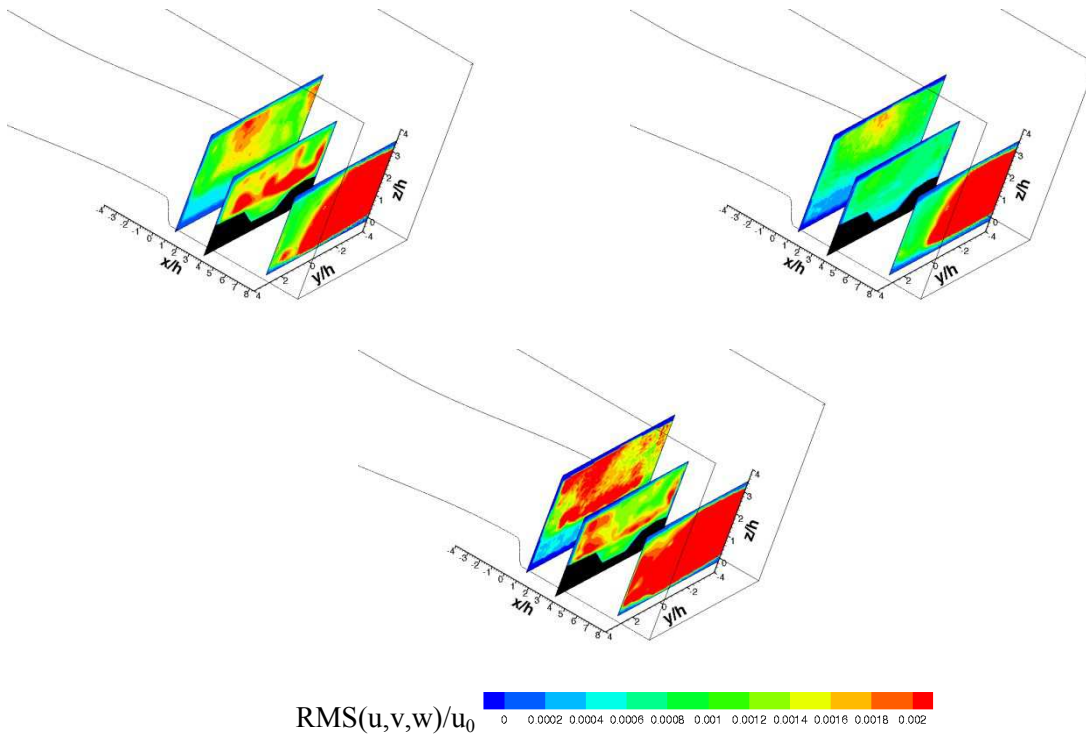


Figure IV- 19 Cartographies des RMS (u), $RMS(v)$ et $RMS(w)$, $Re = 600$, Stéréo-PIV : 2D-3C

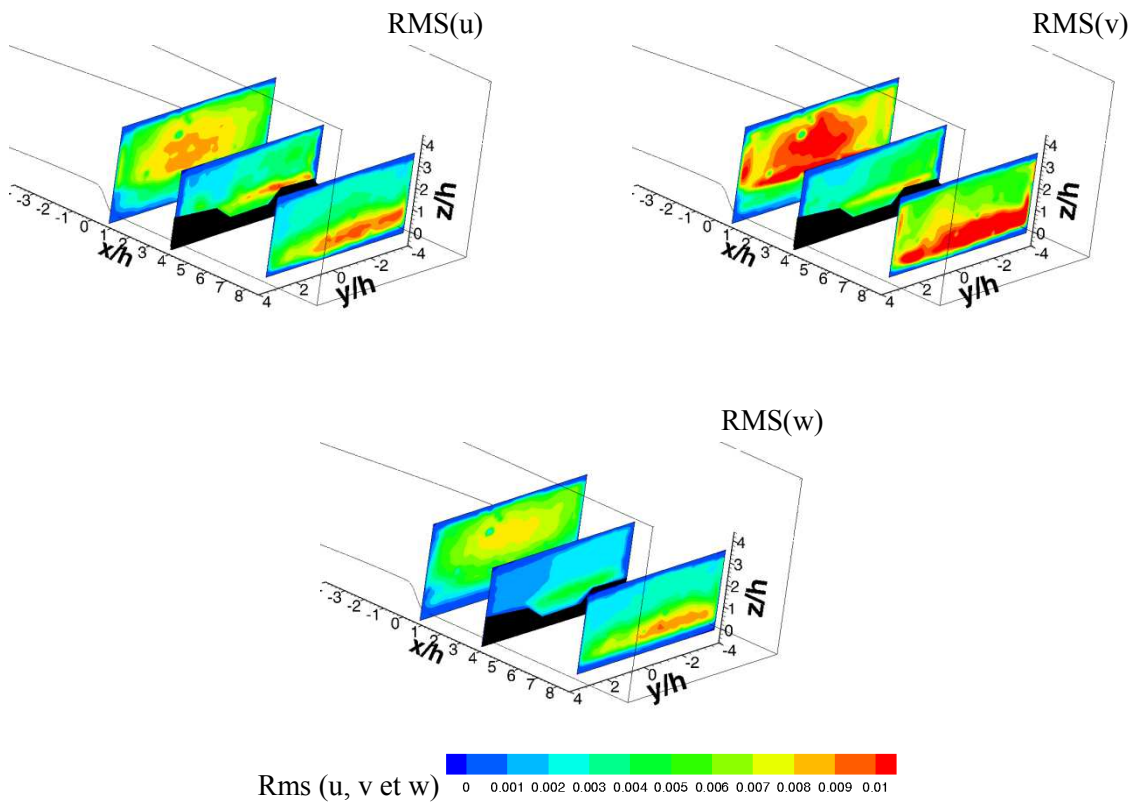


Figure IV- 20 Cartographies des RMS (u), $RMS(v)$ et $RMS(w)$. Résultats issus de la Stéréo-PIV 2D-3C pour un nombre de Reynolds de 800 (En noir sur les figures : Ombre de la ride capter lors des prises de vues à $x/h = 4$)

Pour caractériser la distribution et l'évolution de l'énergie cinétique, nous allons nous intéresser à l'intensité turbulente, elle rend compte des fluctuations de la vitesse moyenne de l'écoulement.

La Figure IV- 21 présente des isocontours de l'intensité turbulente sur trois sections de mesures ($y/h = 0$, $y/h = 1$ et $y/h = 2$) pour les quatre nombres de Reynolds étudiés.

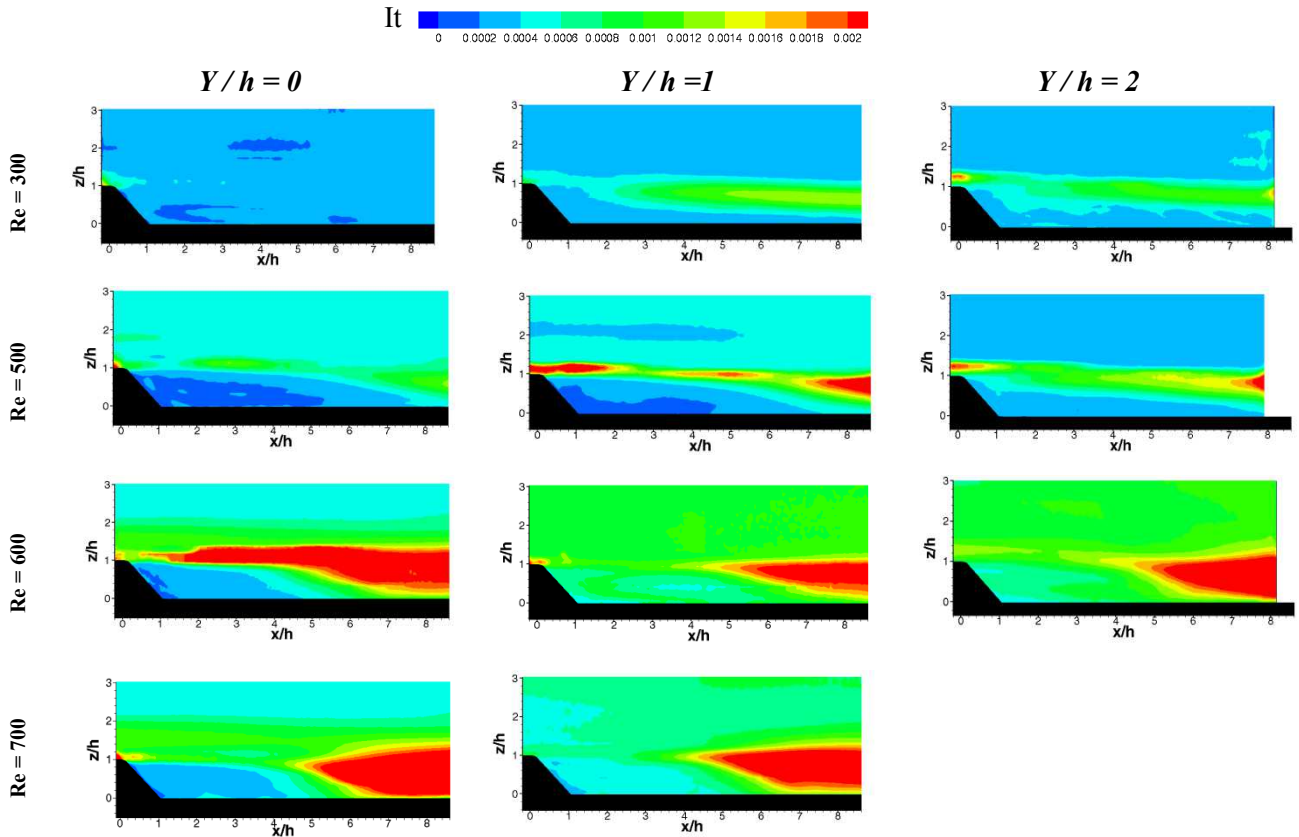


Figure IV- 21 Représentation bidimensionnelle adimensionnée de l'intensité turbulente moyenne (It) pour des valeurs du nombre de Reynolds de 300 à 700, à l'aval de la ride, dans le plan de symétrie de la ride [plan Oxz et $y/h = 0$, Plan Oxz et $y/h = 20$]

Globalement, l'intensité turbulente met en évidence les régions avec forts gradients de vitesse et le positionnement des tourbillons dans la zone de recirculation. Il est à noter que cette intensité est maximale dans des zones à fort cisaillement. L'intensité turbulente moyenne devient plus importante pour un nombre de Reynolds élevé [Figure IV- 21]. Néanmoins, pour une valeur du nombre de Reynolds de 300, la séparation de l'écoulement au niveau de la ride est caractérisée par une intensité importante. Au niveau du plan ($y/h = 0$) et pour un nombre de Reynolds de 600, l'intensité turbulente marque la zone de cisaillement en partant de la crête de la ride vers l'aval de la ride. Cette zone séparatrice où les gradients de vitesse sont accentués est sur une altitude $z/h \approx 1$. Les valeurs les plus importantes de l'intensité turbulente se trouvent au niveau du point de rattachement.

Sur la Figure IV- 22, les images représentent des isocontours de l'intensité turbulente moyenne issue des trois composantes de vitesse (u , v et w) pour toutes les sections de mesures. Les cartographies concernant les plans longitudinaux montrent l'apparition d'une région cisailée à $z/h \approx 1$, traduisant ainsi un fort gradient de vitesse qui délimite la zone de recirculation de l'écoulement principal. Cette variation dans la vitesse moyenne est mise en évidence sur toutes les cartographies des plans transversaux [Figure IV- 22]. Ces plans transversaux montrent que les forts gradients de la vitesse sont localisés dans la zone de recirculation et loin du pied de la ride (section : $x/h = 4$), ils correspondent

aux valeurs maximales de l'intensité turbulente. D'une part, les valeurs de l'intensité turbulente caractérisent la variation de l'énergie du mouvement, les valeurs intenses de l'énergie cinétique peuvent donc traduire les bouffées des tourbillons lâchés dans le sillage (l'écoulement instationnaire sera détaillé au cours des paragraphes suivants). D'autre part, l'énergie cinétique est plus intense à l'approche du point de rattachement où l'écoulement secondaire se joint à l'écoulement principal.

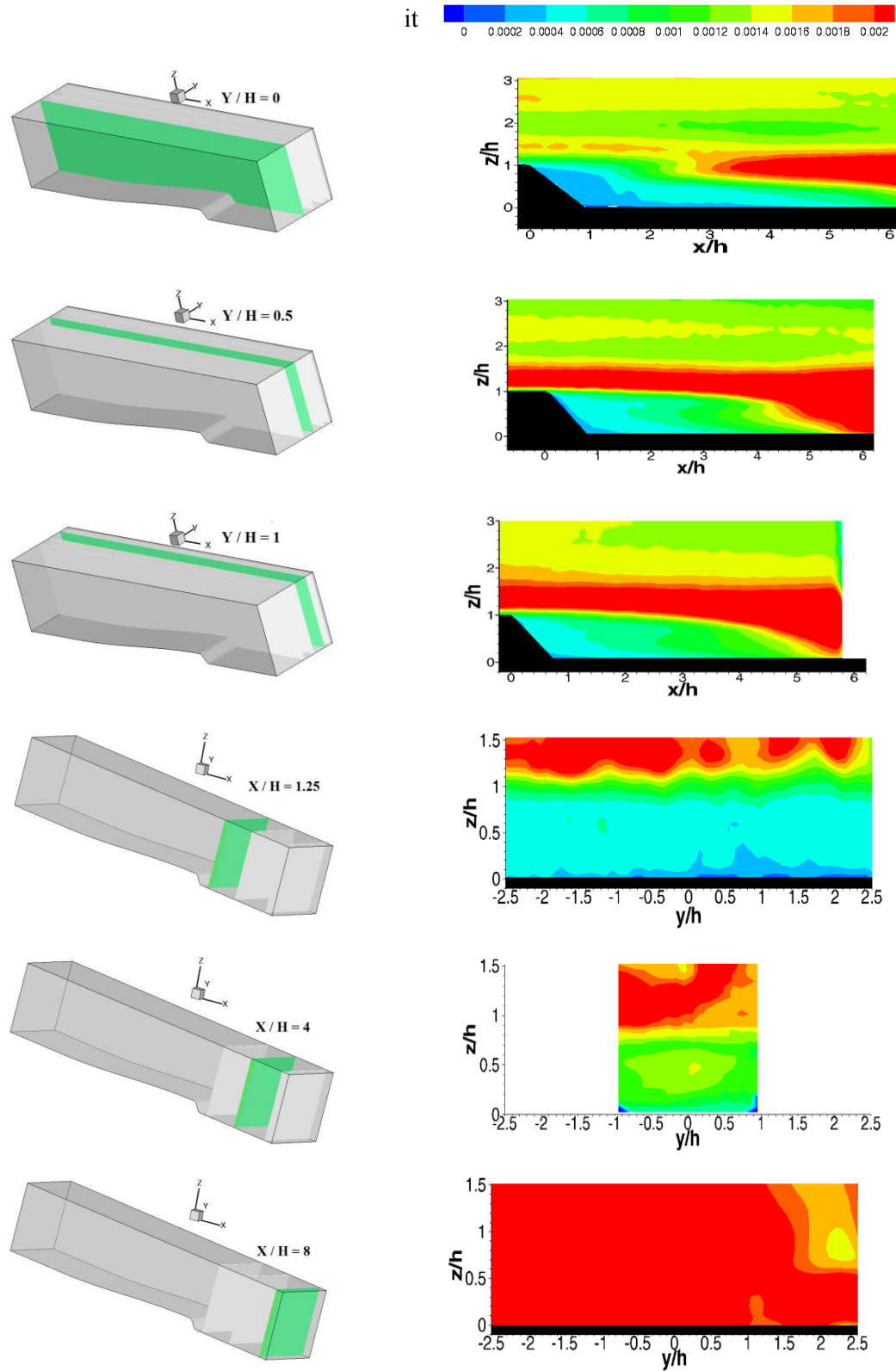


Figure IV- 22 Présentation de l'intensité turbulente (nombre de Reynolds de 600) à l'aval de la ride, pour différents plans étudiés (Résultats issus de la Stéréo-PIV).

Afin de compléter les analyses sur la contribution de la troisième composante de la vitesse sur l'évolution spatiale des structures de l'écoulement, nous présentons une comparaison entre l'intensité turbulente bidimensionnelle et tridimensionnelle. La Figure IV- 23 présente les profils verticaux de

l'intensité turbulente de façon analogue aux profils des deux composantes de vitesse (u et w) déjà présentés dans la Figure IV- 4 et la Figure IV- 8.

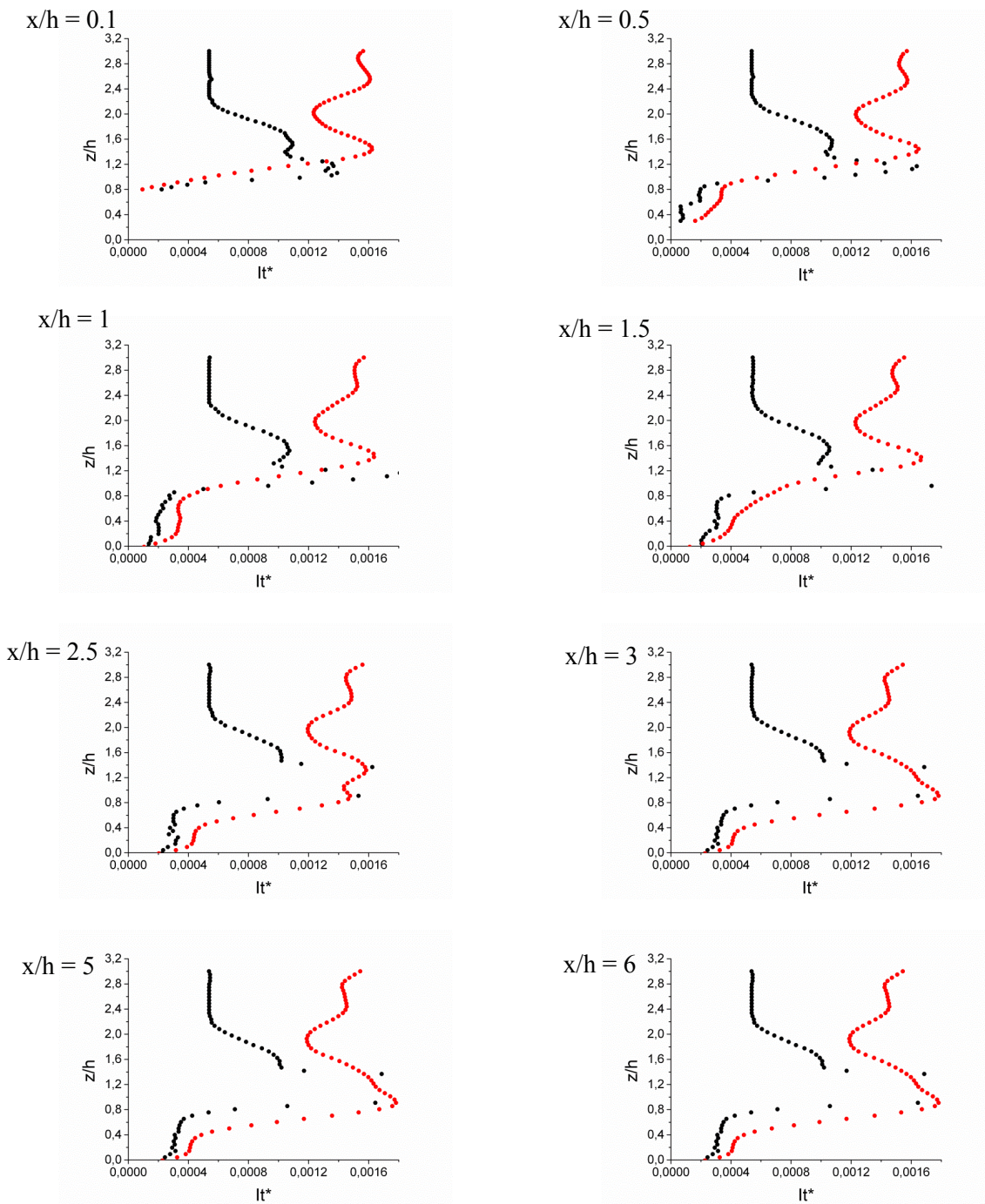


Figure IV- 23 Profils verticaux de l'intensité turbulente pour un nombre de Reynolds de 600 issus de la PIV et de la Stéréo-PIV

L'intensité turbulente est donc calculée pour chaque profil. Un seul nombre de Reynolds égal à 600 a été considéré pour cette comparaison. Les cartographies montrent, une augmentation significative de l'intensité turbulente en partant du creux de la ride vers l'écoulement principal. Ces fluctuations sont relativement importantes dans la zone de recirculation. De tels pics de l'intensité turbulente associés à une présence de tourbillons caractérisent l'écoulement par de forts gradients de

vitesse et d'une dynamique tourbillonnaire intense. Nous observons ensuite, une diminution dans l'intensité turbulente, que ce soit en haut de la zone de recirculation ou en allant vers le creux de la ride où elle tend à devenir quasi nulle. En ce qui concerne les résultats obtenus pour les deux techniques de mesures, les valeurs de l'intensité turbulente entre les deux techniques présentent tout de même un écart non négligeable [Figure IV- 23], dû à la prise en compte ou non de la troisième composante de la vitesse.

IV.3 Bilan

Dans un premier temps, l'étude des lignes de courant de l'écoulement moyen pour les nombres de Reynolds de 300 à 700 nous a permis de tracer la position du point de rattachement (R) à l'aval de la ride en fonction du nombre de Reynolds. Les résultats obtenus révèlent que dans notre gamme de Reynolds, la position de ce point s'étend jusqu'à 8.8 x/h (Re = 500) [Tableau III-1]. Ces valeurs sont présentées sur la Figure IV- 24.

	Re = 300	Re = 500	Re = 600	Re = 700
Point « R » (x/h)	8.2	8.8	8.4	8.3
U_0 (m/s)	0.015	0.025	0.03	0.035
u_{max}	1.31	1.36	1.35	1.29

Tableau III- 1 Conditions hydrauliques de l'écoulement à l'aval de la ride pour les mesures PI V, u_{max} : la valeur moyenne maximale de la vitesse longitudinale u

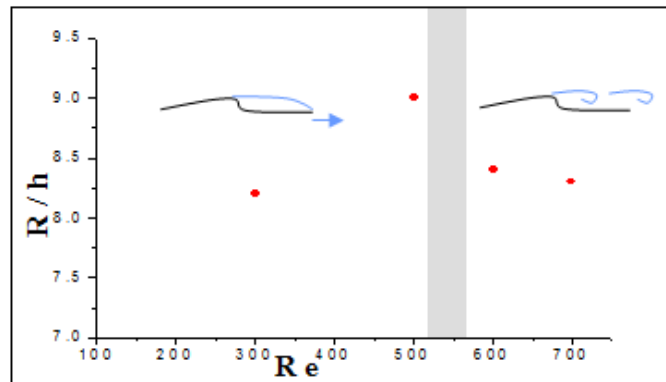


Figure IV- 24 La position du point de rattachement (R) en fonction du nombre de Reynolds (Re)

Cette étude définit donc deux topologies différentes, basées sur le comportement des structures de cet écoulement dans la zone de recirculation. Sur la Figure IV- 24, nous avons défini une bande séparatrice en fonction des positions du point de rattachement et du nombre de Reynolds, elle sépare la topologie stationnaire de la topologie instationnaire de l'écoulement. Quand le nombre de Reynolds est inférieur ou égale à 500 : le point R augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds, par conséquent, la longueur de la zone de recirculation s'étale. Lorsque le nombre de Reynolds est supérieur 500, la distance du point R de la crête de la ride diminue. Dans ce second cas, la vitesse de l'écoulement a empêché la zone de recirculation de s'étendre sur toute la région aval de la ride. Cette deuxième topologie est caractérisée par un lâché tourbillonnaire important dans le sillage. Un décrochage de la zone de recirculation est observé en fonction du nombre de Reynolds. Certains auteurs ont défini le même comportement concernant la variation de la longueur du point de

rattachement en fonction du nombre de Reynolds dans des écoulements turbulents ([Armaly et al. \[1983\]](#) et [Nakagawa et Nezu \[1987\]](#)). En effet, la longueur (L_s) augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds puis elle se stabilise ou diminue légèrement pour un nombre de Reynolds élevé (ex. $Re = 600$ et $Re = 700$). Nous pouvons constater que lorsque le nombre de Reynolds est élevé, la distance du point de rattachement diminue [voir Chapitre I : II-3-2]. Lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 300, la longueur de la zone de recirculation devient variable dans l'espace. Elle diminue à partir d'un nombre de Reynolds de 500 et semble se stabiliser pour les nombres de Reynolds de 600 et 700 [Figure IV- 24].

Dans un second temps, l'étude de l'écoulement bidimensionnelle montre que l'écoulement à l'aval d'une ride se répartit en trois régions : zone de recirculation, existence d'un courant secondaire et la présence d'une zone de cisaillement importante. Nos mesures nous ont permis de mener une analyse approfondie sur l'écoulement moyen, comprenant l'évolution et le comportement de chaque composante du champ de vitesse dans les trois régions citées précédemment. Puis, les résultats issus de la Stéréo-PIV ont mis en évidence la tridimensionnalité de l'écoulement dans la zone de recirculation ainsi que la contribution de la composante de la vitesse transversale dans ces évolutions et surtout dans la génération d'un écoulement latéral.

Ensuite, en ce qui concerne l'évolution de la composante de la vitesse longitudinale, des forts gradients de vitesse sont observés le long de la zone de recirculation. Dans cette région, la vitesse longitudinale suit une fonction en tangente hyperbolique qui a tendance à retrouver une forme de type logarithmique au niveau du creux de la ride. Nous avons observé qu'elle coïncide avec une courbe gaussienne, ce qui traduit l'existence d'une couche de mélange (entre la zone de recirculation et la zone de cisaillement). Statistiquement, l'écart entre le module de la vitesse longitudinale moyenne tridimensionnelle et les deux autres vitesses est extrêmement important (il est de 80% en moyenne). Pour les expériences à deux composantes de vitesses (2D-2C), nous avons constaté que la différence entre la vitesse longitudinale et la vitesse verticale est estimée à 30%. Puis, les capacités et les limites du modèle k- ϵ sont étudiées pour caractériser un écoulement à un nombre de Reynolds très élevé. En effet, nous avons constaté que l'écoulement turbulent présente une zone de recirculation restreinte. Par conséquent, le rattachement de l'écoulement se produit proche du pied de la ride. Cela implique que la crête est susceptible de subir une érosion lors des écoulements à hauts nombres de Reynolds

Enfin, en ce qui concerne la direction et l'orientation des champs de vitesse, les champs transversaux montrent qu'il existe un transfert tridimensionnel de quantité de mouvement selon l'envergure de la ride. Cet effet joue un rôle essentiel dans les mécanismes de déplacement des particules et leur arrachement au pied de la ride. L'ensemble des analyses et études présenté à travers le chapitre précédent et ce chapitre nécessite un approfondissement et une application directe au transport sédimentaire. Toutes ces fluctuations montrent que l'écoulement à l'aval de la ride est caractérisé par une instationnarité. Pour vérifier le comportement de cet écoulement moyen pour différents nombre de Reynolds, nous allons exploiter les données instantanées de cet écoulement.

IV.4 Analyse instationnaire de l'écoulement

Dans la deuxième partie, nous présentons l'écoulement instationnaire à l'aval de la ride et nous analysons les champs de vitesse instantanés pour les mêmes nombres de Reynolds et les mêmes sections d'études présentées dans cette première partie.

IV.4.1 Dynamique du lâchés tourbillonnaires

Le premier nombre de Reynolds à étudier est le nombre de Reynolds à 600, dont la vitesse à l'amont est fixée à 0.03 m/s. Dans un premier temps, nous présentons des résultats des visualisations effectuées à l'aval de la ride. Sur la Figure IV- 26, nous pouvons observer qu'une fois l'écoulement est imposé, la zone de recirculation prend naissance au pied de la ride, exhibant deux à trois tourbillons. Deux modes de mécanisme tourbillonnaire sont décelables d'après le comportement de ces tourbillons à l'aval de la ride. Un premier mode se caractérise par : l'absence de coalescence [Figure IV- 26-a, b, c, d], l'apparition d'un nouveau tourbillon engendre l'expulsion du tourbillon préformé vers la face aval et suivie par la croissance de la taille des tourbillons, ils dépassent même la hauteur de la ride [Figure IV- 25 et Figure IV- 26-a, b, c]. Un second mode, caractérisé par la fusion de deux tourbillons, dont la taille est moins importante [Figure IV- 25 et Figure IV- 26-f, g], ce mode est appelé coalescence. Après cette coalescence, les deux tourbillons, ont assez d'énergie pour être évacuer [Figure IV- 26-h].

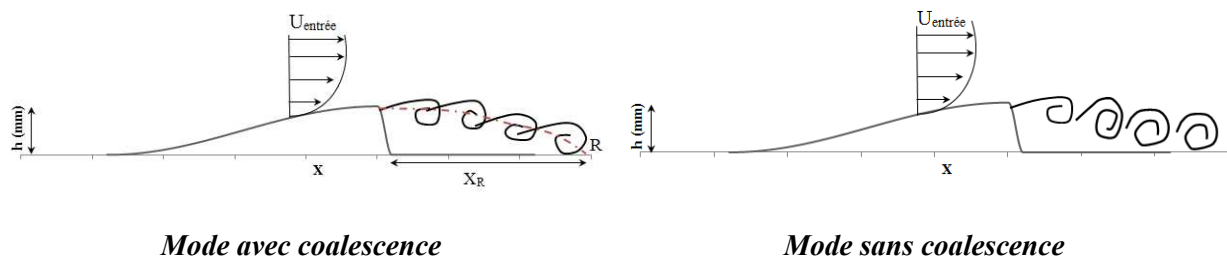


Figure IV- 25 Schématisation des deux topologies identifiées pour l'écoulement à l'aval de la ride

Afin de mettre en évidence la dynamique tourbillonnaire à l'aval de la ride et de caractériser les zones de formation des tourbillons, des cartographies de la vorticité issues des mesures PIV, sont présentées sur la Figure IV- 27. Nous pouvons noter la présence de trois tourbillons instantanés en forme ovale inclinée, dont la structure tourbillonnaire diffère, en fonction du temps. Les zones de cisaillement et les zones du rotationnel sont mises en exergue par les valeurs de la vorticité. Les champs instantanés de vorticité montrent une activité tourbillonnaire assez importante : i) expulsion d'un tourbillon à $t_0 + 1065$ ms, ii) coalescence entre deux tourbillons à $t_0 + 3266$ ms et iii) réduction de la taille des tourbillons au moment de leur évacuation (traits blancs sur la Figure IV- 27). Au niveau de la paroi à l'aval de la crête, il est observé que les valeurs la vorticité sont quasi nulles. Les modules de vorticités d'amplitudes négatives sont plus élevés que les vorticités d'amplitudes positives, caractérisant ainsi un courant de retour intense. Il est à noter que les structures tourbillonnaires au pied de la ride ne sont identifiables, par les champs de vitesses qu'à partir de $x/h = 5$. La position du point de rattachement, varie en abscisse et sa localisation sur certaines images est souvent délicate. Enfin, la zone de recirculation est caractérisée par des tourbillons dont les vecteurs vitesses rencontrent la paroi - au niveau du point de rattachement. La zone où ce phénomène se produit (à l'aval d'une ride), est sans aucun doute le siège d'une érosion importante où l'interaction écoulement-sédiment est primordiale.

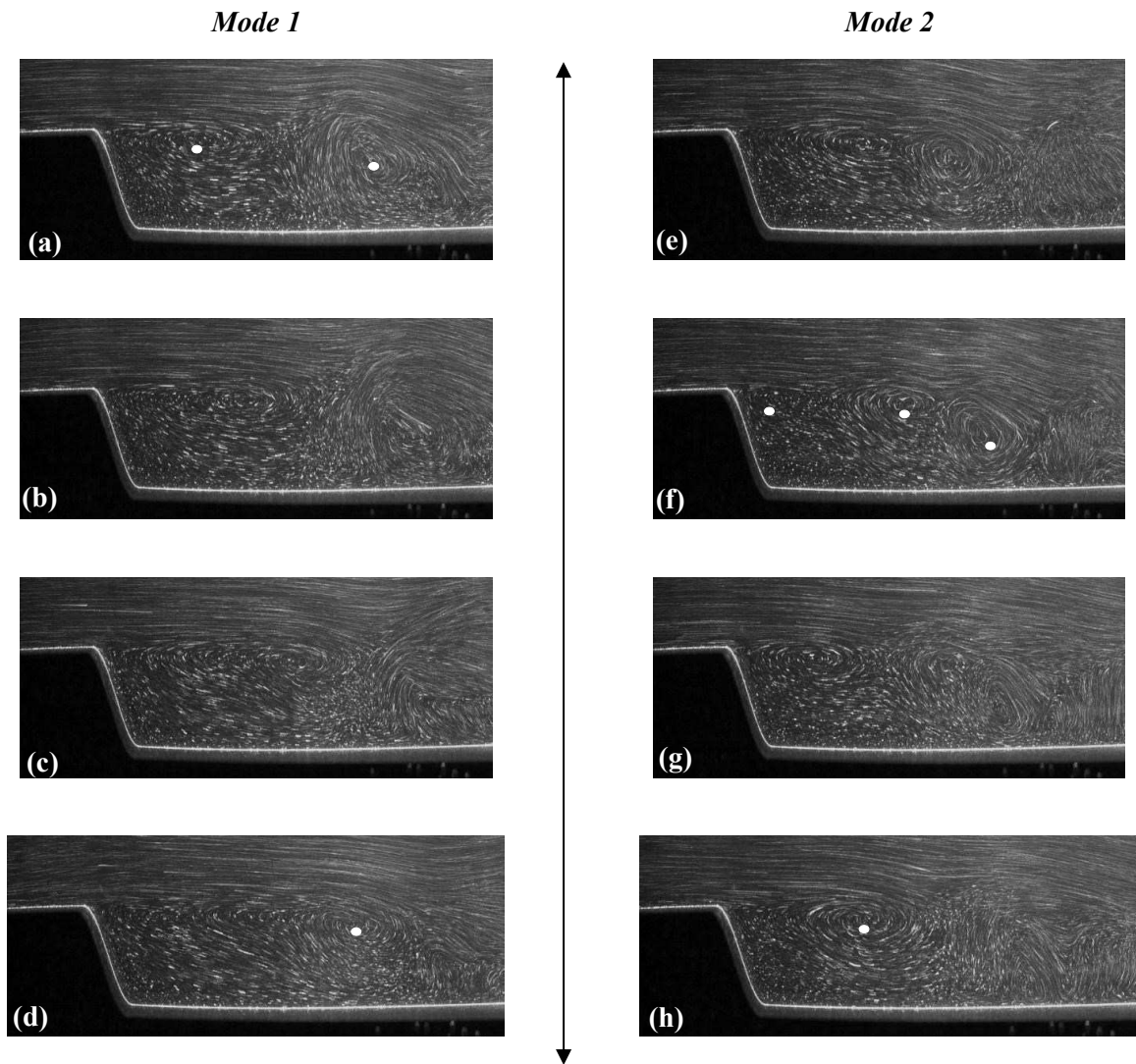


Figure IV- 26 Cartographies de visualisations de l'écoulement à $Re= 600$

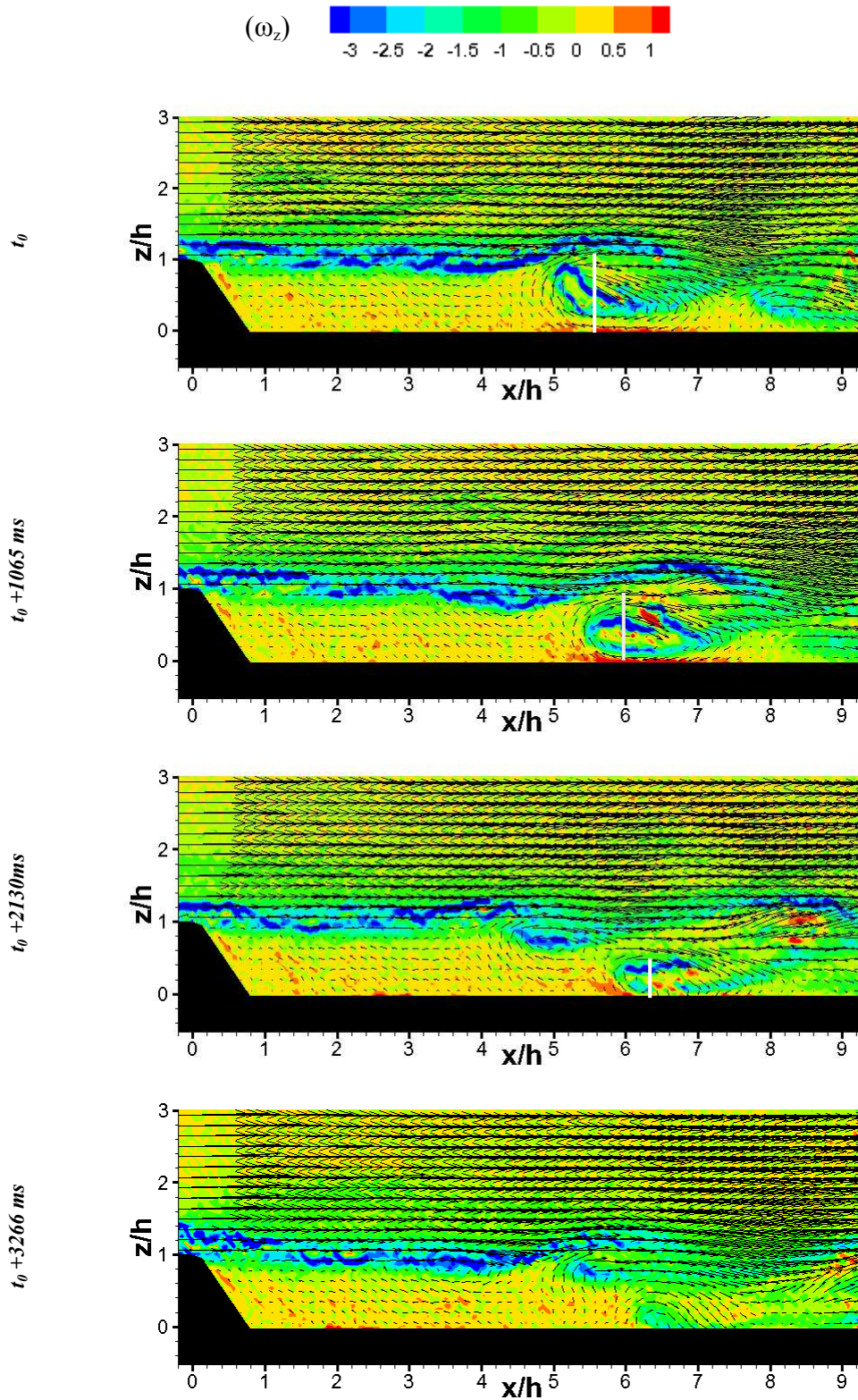


Figure IV- 27 Champs instantanés de vitesses et isocontours de la composante de la vorticité, obtenues par PIV 2D-2C dans le plan de symétrie de la ride [plan Oxz ; y/h] ($Re = 600$)

Pour voir la contribution de la troisième composante de la vitesse sur l'écoulement instationnaire et sur le comportement des grandeurs cinématiques de l'écoulement, deux régimes d'écoulements différents seront présentés.

La vitesse de l'écoulement imposée lors du premier régime est de 0.03 m/s pour un nombre de Reynolds de 600. L'analyse des champs instantanés issus de la mesure Stéréo-PIV pour le nombre de

Reynolds 600 a été faite sur un échantillon de 2048 images correspondant à un temps total d'acquisition de 102.4 secondes. La campagne expérimentale menée au sein de la veine hydrodynamique est réalisée sur différents plans de mesure à l'aval de la ride : $y/h = 0$, $y/h = 0.5$ et $y/h = 1$.

Pour connaître la contribution de la composante hors plan de mesure (v) sur l'écoulement, nous avons calculé les dérivées premières de la composante transversale de vitesse (v) [Figure IV- 28]. Cette contribution se manifeste au niveau de la topologie instantanée de l'écoulement et sur l'évolution spatiale des tourbillons. La dérivée première sur la composante verticale « z », marque nettement la topologie des tourbillons dans la zone de rattachement de l'écoulement. Les zones de cisaillements selon la direction hors plan de mesure (OY) sont détectables sur les cartographies. Par contre, la dérivée première sur la composante verticale « x », est moins significative. La Figure IV- 29 présente les vitesses transversales adimensionnées de l'écoulement (v). Nous pouvons voir que l'intensité de la vitesse selon la composante y est moins importante. Cependant, les valeurs de vitesse horizontale « tracent » la dynamique tourbillonnaire ainsi que le lâché tourbillonnaire dans le sillage. Le calcul des normes de vitesse adimensionnelles, montre une distribution de vitesses distinctes sur le profil vertical de l'écoulement. Le long du profil horizontal, l'écoulement principal est caractérisé par une accélération. Par contre, des vitesses très faibles caractérisent l'écoulement secondaire. Enfin, une zone de cisaillement est créée entre les deux écoulements. D'une manière générale, les résultats obtenus confirment bien les résultats précédents acquis par la PIV [Figure IV- 28, Figure IV- 29 et Figure IV- 30]. Nous pouvons déjà constater l'effet de la ride sur l'écoulement initial.

Les cartographies [Figure IV- 29] montrent que le rattachement de l'écoulement se produit à l'aval de la ride au-delà de $x/h = 6$. Une analyse des champs de vitesse, montre que dans la zone de recirculation les vecteurs vitesse des tourbillons heurtent le creux de la ride juste avant le point de rattachement de l'écoulement. De ce fait, le point de rattachement prend lieu à partir de $x/h = 4$, où l'écoulement secondaire rejoint l'écoulement principal. Nous pouvons déduire qu'au-delà de cette position l'écoulement interagit d'une façon intense avec le creux de la ride. Dans un écoulement particule/fluide, cette interaction se traduit par une mobilité intense des grains de sable (le lit sédimentaire). La vorticité permet de détecter les tourbillons (surtout lors des lâchés tourbillonnaires dans le sillage), et les régions de cisaillement (vers $z/h = 1$ selon une composante verticale de l'écoulement). Le vecteur rotationnel est plus important en s'éloignant du plan médian, nous avons pu détecter la coalescence entre les tourbillons au niveau de tous les plans de mesure [Figure IV- 30]. En résumé, l'écoulement adopte deux régimes différents liés au comportement des tourbillons. D'une part, nous pouvons distinguer un écoulement avec coalescence de deux tourbillons (Figure IV- 30 à $t_0 + 2250$ ms), où les deux tourbillons coalescent puis s'échappent dans le sillage. D'autre part, un écoulement sans coalescence se manifeste aussi à l'aval de la ride [Figure IV- 29].

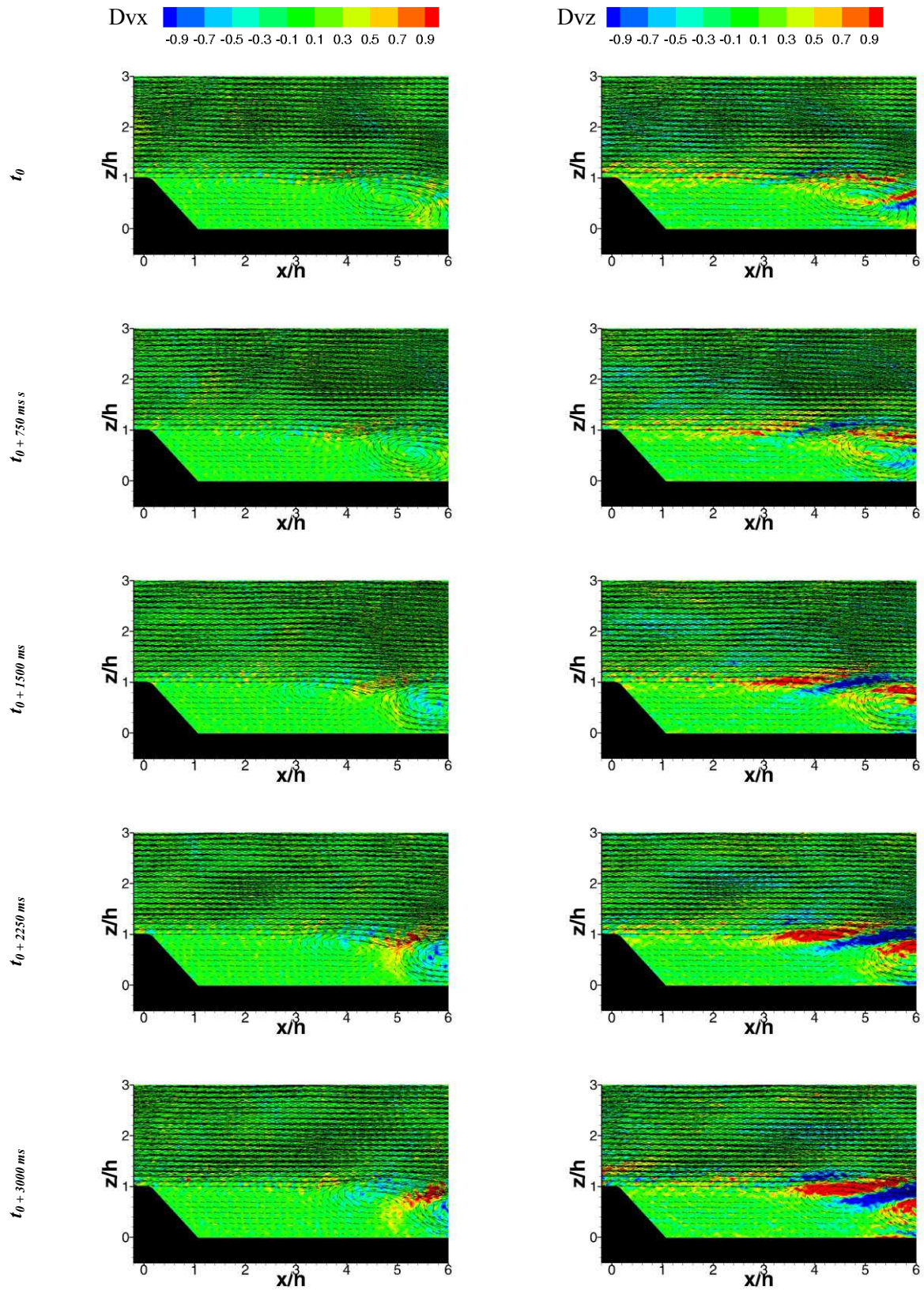


Figure IV- 28 Champs instantanés de vitesses et isocontours de la composante moyenne de la vorticité, obtenus par Stéréo-PIV 2D-3C dans le plan de symétrie de la ride [plan Oxz ; $y/h = 0.5$, $Re = 600$]

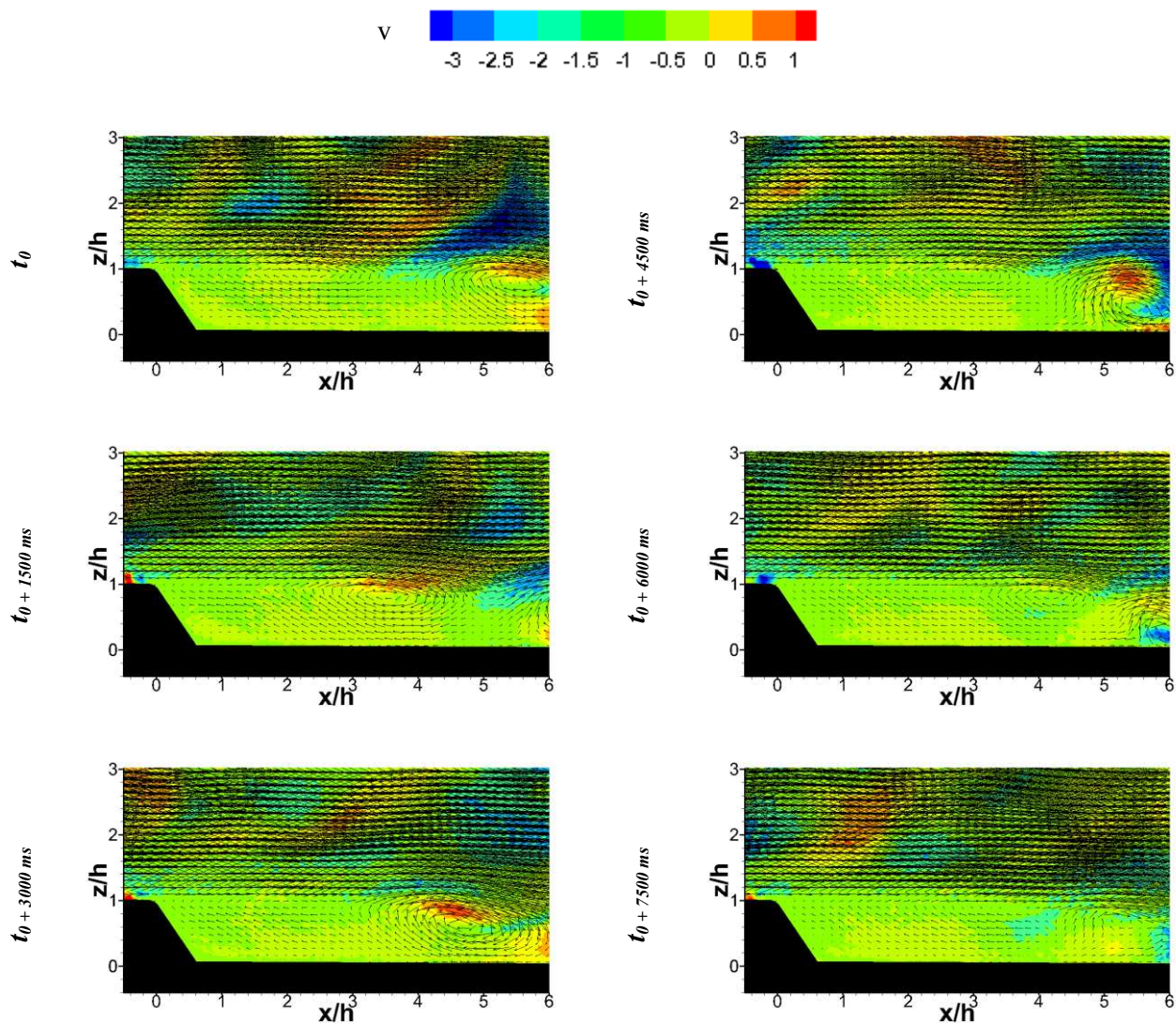


Figure IV- 29 Champs instantanés de vitesses et isocontours de la composante hors plan laser (V), obtenus par SPIV 2D-3C dans le plan de symétrie de la ride [plan Oxz ; $y/h = 0$, $Re = 600$]

Par analogie à l'analyse réalisée sur le premier régime de l'écoulement tridimensionnel, le deuxième régime pour un nombre de Reynolds de 800 sera présenté dans cette section et cela pour les trois plans d'étude cités auparavant ($y/h = 0$, $y/h = 0.5$ et $y/h = 1$). La durée d'acquisition de la totalité des échantillons d'images étudiées pour ce nombre de Reynolds est aussi de 102.2 secondes. Le nombre de Reynolds de 800 (vitesse de 0.04 m/s) est le nombre de Reynolds le plus élevé des deux campagnes de mesure qui ont été effectuées dans la veine hydrodynamique.

En s'éloignant du plan médian d'une distance de 10 mm, un autre plan de mesure est analysé, dont les cartographies sont présentées sur la Figure IV- 31. À $x/h = 1$, un tourbillon est créé par le courant de retour, qui vient heurter la pente profilée de la ride, une présence de trois tourbillons est notée [Figure IV- 31 : $t_0 + 1500$ ms], le dernier tourbillon est sur le point d'être lâché dans le sillage, deux tourbillons tournent dans le même sens et un autre tourbillon est contrarotatif.

Les valeurs du gradient de vitesse (v) sont moins intenses sur cette partie longitudinale, par contre les tourbillons sont moins nets à une distance inférieure à $x/h = 2.5$. Le lâché tourbillonnaire est mis en évidence correctement et présente une dynamique significative en comparaison avec les deux autres plans. L'effet de la ride se reflète seulement sur une hauteur de $z/h < 1$, sur cette hauteur les

valeurs de norme de vitesses tracent nettement les tourbillons et leur dynamique. La tridimensionnalité de l'écoulement est bien nette sur les images et ainsi que sur les trois plans [Figure IV- 31].

Dans le plan médian, le mode de coalescence est mis en exergue. Nous pouvons constater que le phénomène coalescence est suivi d'un sillage à l'aval de la ride. Ainsi, le lâché tourbillonnaire est mis en évidence ($y/h = 0.5$). Lors des lâchés tourbillonnaire, la zone de cisaillement est marquée par un fort gradient de vitesse [Figure IV- 32]. Le même scénario se répète sur la répartition des valeurs de la norme de vitesses sur le profil horizontal (z/h), une répartition, liée à l'influence de la ride sur l'écoulement principal, en créant ainsi un courant secondaire de retour se manifestant par les valeurs négatives de la norme des vitesses.

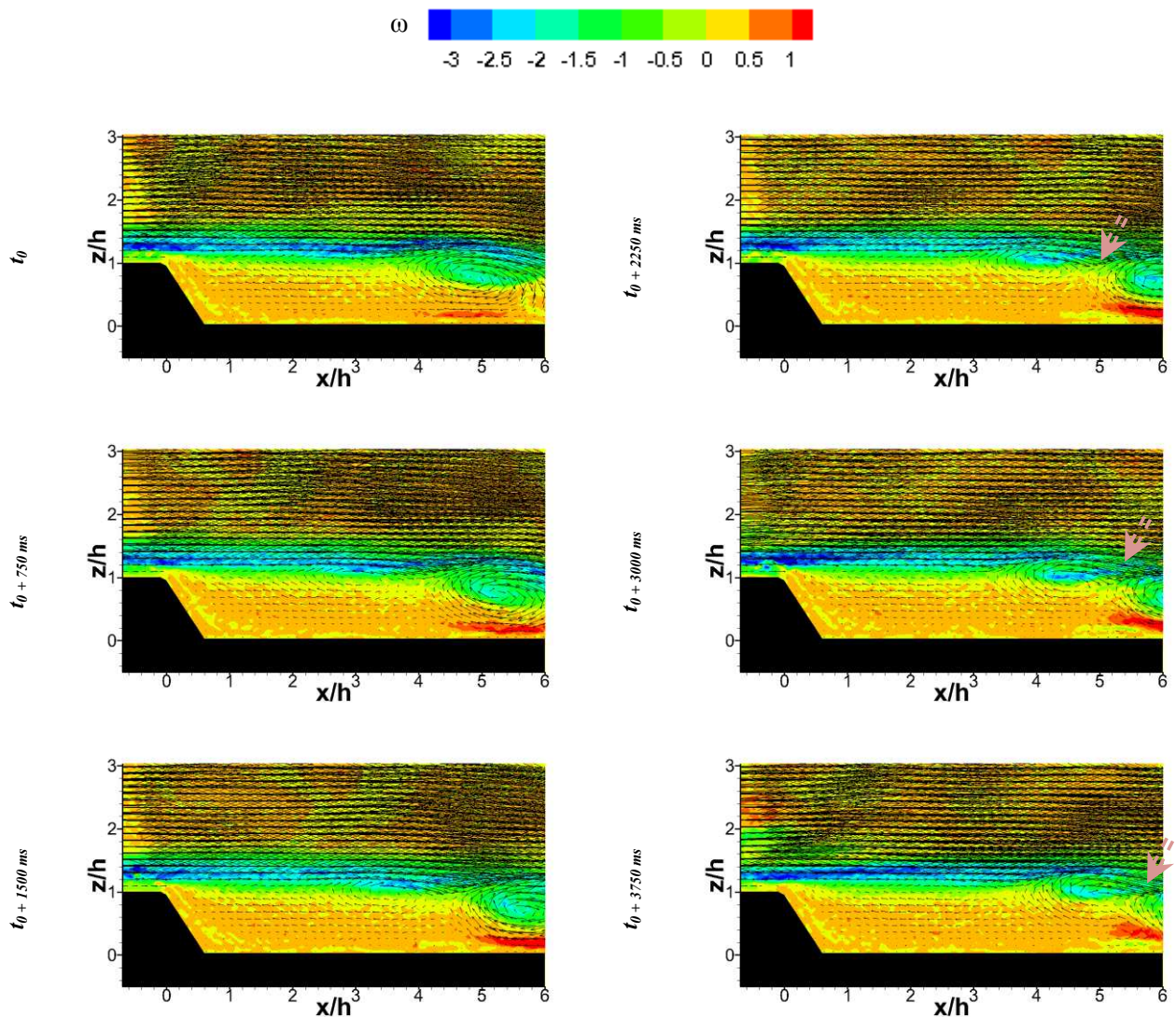


Figure IV- 30 Champs instantanés de vitesses et isocontours de la dérivé de composante de vorticité : obtenus par St reo-PIV 2D-3C dans le plan de symétrie de la ride [plan Oxz ; $y/h = 0$, $Re = 600$]

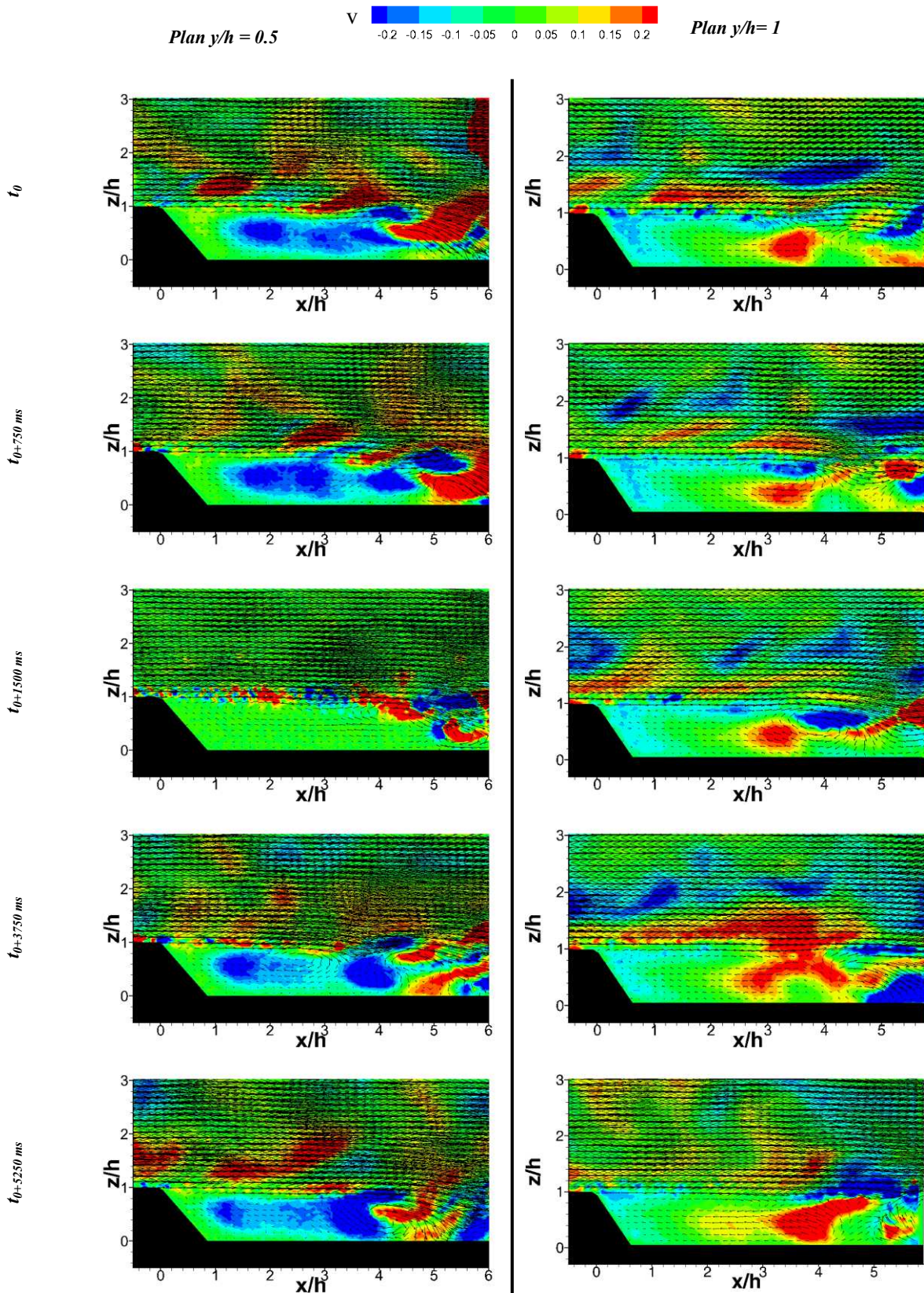


Figure IV- 31 Champs instantanés de la composante de la vitesse (v) pour un nombre de Reynolds de 800

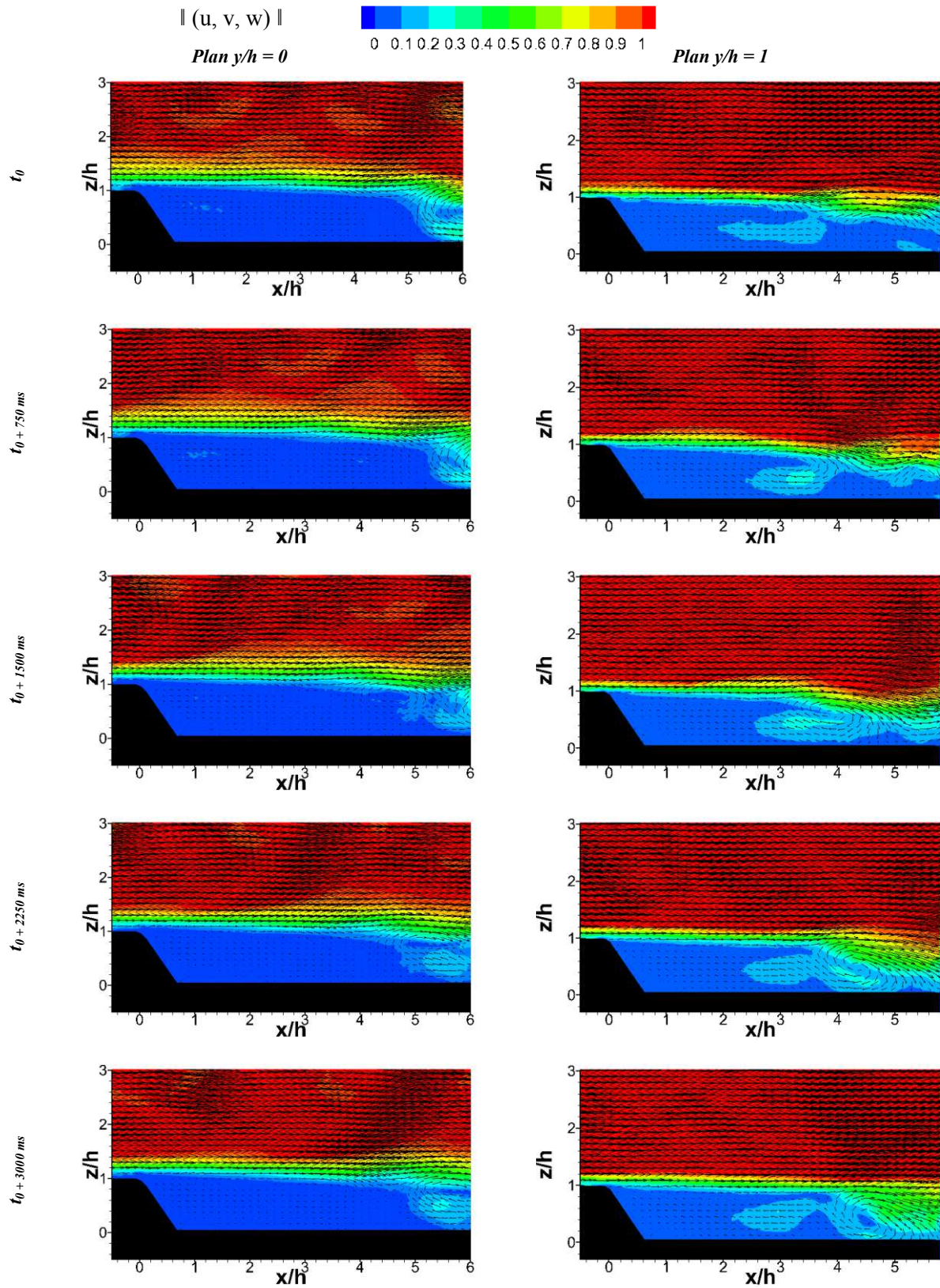


Figure IV- 32 Champs instantanés et isocontours des normes de la vitesse tridimensionnelles à $Re = 800$

Les résultats des simulations numériques de l'écoulement instationnaire présentent en règle générale les critères globaux significatifs d'un écoulement à l'aval de la ride (topologie, dynamique tourbillonnaire, zone de recirculation, etc...) [Figure IV- 33 et la Figure IV- 34].

Les cartographies de la Figure IV- 33 présentent les champs instantanés de la vitesse couplés aux isocontours de la vorticité pour un nombre de Reynolds de 500, issus des simulations numériques (  gauche) et de la PIV (  droite). La topologie de l'écoulement à l'aval de la ride est identique pour les deux présentations. Nous notons, la présence d'un seul tourbillon dans la zone de recirculation. La différence entre le numérique et l'expérience réside dans la taille de ce tourbillon. En expérimental, il est plus étalé et occupe toute la zone de recirculation.

La Figure IV- 33 présente des cartographies de la vorticité instantanée issues des résultats de la simulation (  gauche) et des résultats de la PIV (  droite) pour un nombre de Reynolds de 600. La dynamique tourbillonnaire observée sur les données de la PIV est retrouvée par les simulations numériques. En effet, sur les cartographies issues des simulations, nous pouvons observer la présence de deux tourbillons qui sont crées à l'aval de la crête de la ride (notés par ordre de création 1 et 2).   $t_0+125.954$ secondes, un troisième tourbillon est crée suite au cisaillement entre l'écoulement du fond et le pied de la ride. Il coalesce avec le premier tourbillon. Au fur et à mesure que les deux premiers tourbillons avancent dans le sillage, un quatrième tourbillon d'une taille plus large naît au pied de la ride.

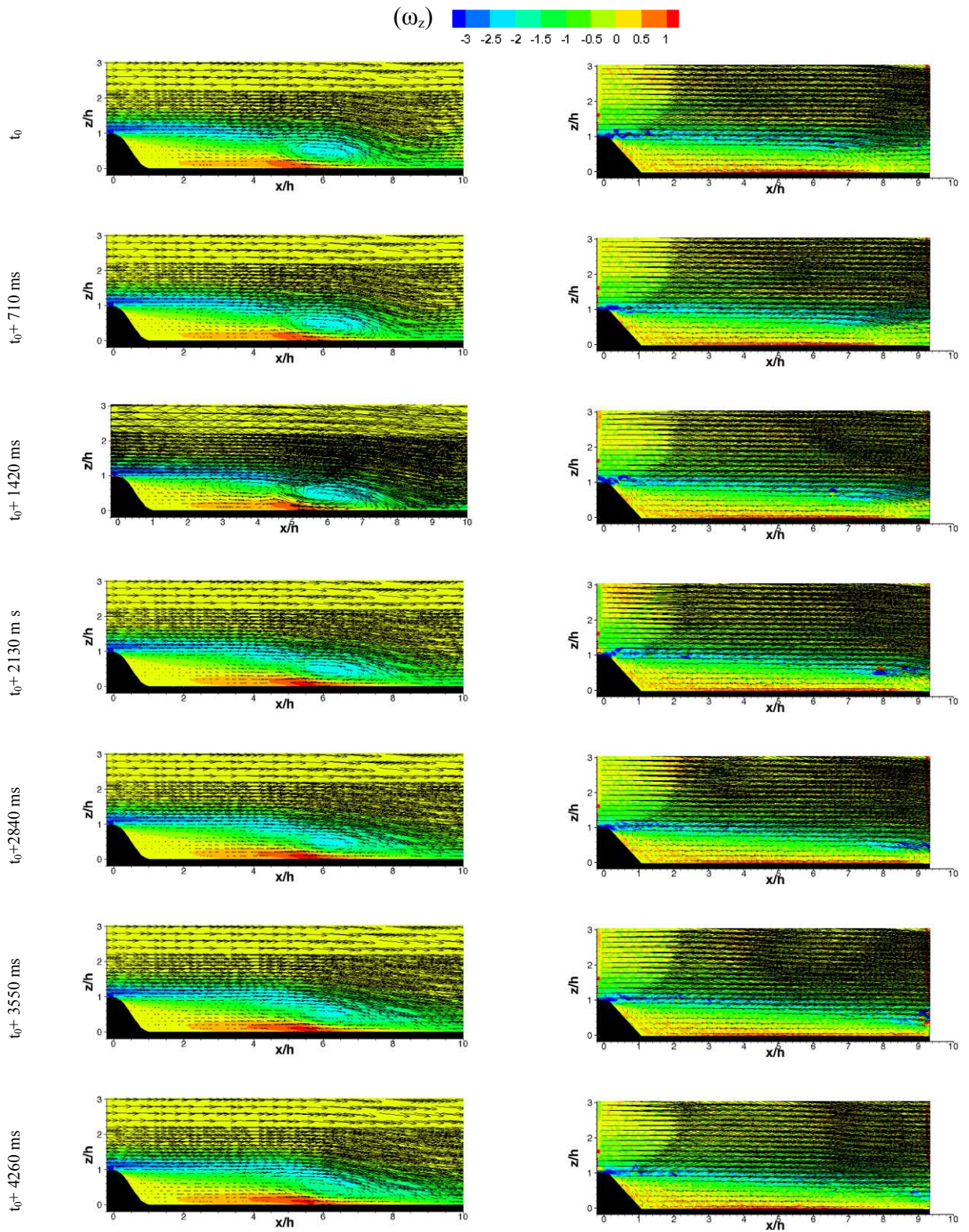


Figure IV- 33 Champs instantanés de la vitesse et isocontours de vorticité pour $Re = 500$: Résultats numériques (  gauche) et résultats expérimentaux (  droite)

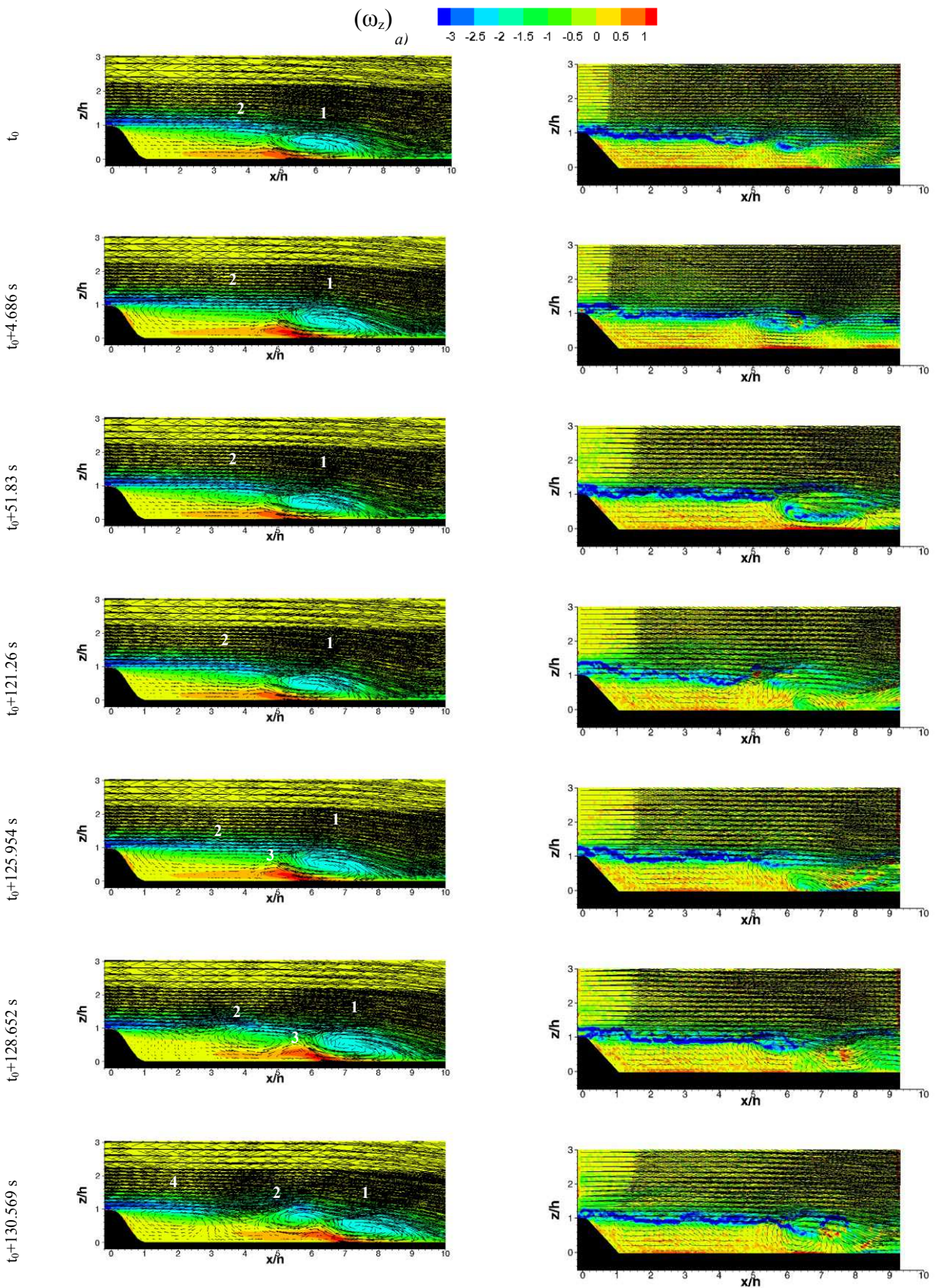


Figure IV- 34 Champs instantanés de la vitesse et isocontours de vorticité pour $Re = 600$: Résultats numériques (à gauche) et résultats expérimentaux (à droite)

IV.4.2 Analyse par la méthode des quadrants

L'écoulement à l'aval de la ride présente une topologie tridimensionnelles mise en évidence par l'intensité des valeurs des trois composantes de la vitesse (u, v, w) (voir la Figure IV- 13) . La présence d'un courant secondaire affecte à la fois la distribution de la vitesse moyenne et les contraintes turbulentes ($-\overline{u'w'}$) à l'aval de la ride. Dans le paragraphe suivant, nous présentons les résultats des contraintes de Reynolds ($-\overline{u'w'}$). L'objectif est de caractériser le comportement de l'écoulement à l'aval de la ride et d'évaluer la variation de ces contraintes ($-\overline{u'w'}$) pour les différents régimes d'écoulement étudiés ($Re = 300, 500, 600$ et 700). En règle générale, quand l'écoulement est développé et que les lignes de courant sont parallèles, le profil vertical de ($-\overline{u'w'}$) est linéaire. Par contre, dans notre cas, la présence d'un écoulement secondaire va modifier considérablement la distribution de ces contraintes.

Pour « cerner » la zone de recirculation, trois profils verticaux sont réalisés à l'aval de la ride. La position des profils varie et dépend de chaque nombre de Reynolds. L'intérêt est de tracer un profil à l'amont, un profil au centre et un profil à l'aval de la zone de recirculation, comme il est montré sur la Figure IV- 35.

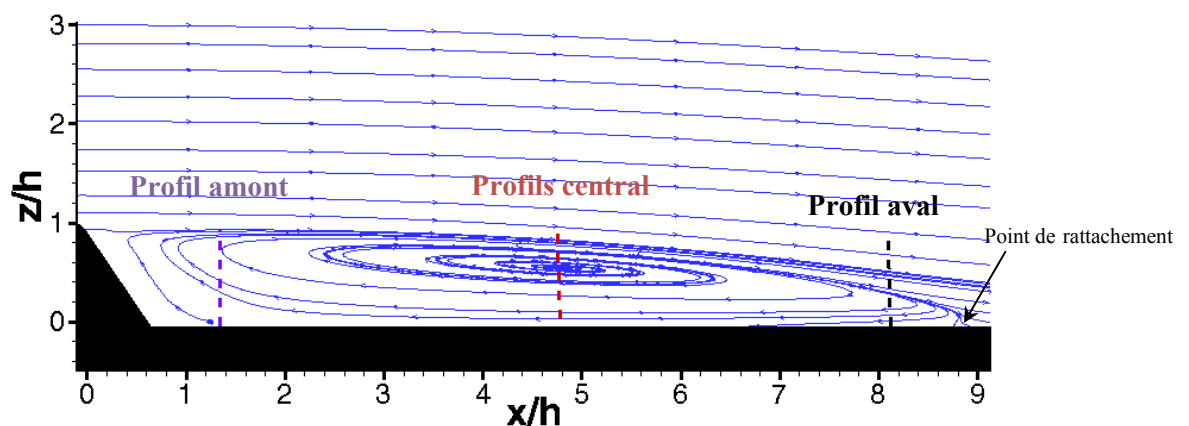


Figure IV- 35 Position des profils des contraintes de Reynolds au sein de la zone de recirculations (image issue de la PIV : $Re = 500$)

La Figure IV- 36 présente les résultats des profils de la contrainte de Reynolds tracés au sein de la zone de recirculation, de la même façon que la Figure IV- 35. Sur les profils du centre, une droite est tracée pour visualiser la position du profil amont et aval par rapport au profil central. L'ensemble des graphes montre que les gradients verticaux sont en relation étroite avec le comportement de l'écoulement secondaire à l'aval de la ride. En effet, les profils de la contrainte de cisaillement sont quasi linéaires lorsqu'ils sont tracés au milieu de la zone de recirculation. [Wang et Cheng \[2005\]](#) ont obtenu le même résultat lorsqu'ils tracent des profils de la contrainte de Reynolds au centre d'une cellule de recirculation. Les profils verticaux tracés à l'amont de la zone de recirculation sont situés au-dessus de la droite. Cela montre que l'écoulement se dirige vers la verticale. Cependant, les profils aval sont situés en dessous de la droite. Dans ce cas, l'écoulement secondaire se dirige plutôt vers le creux de la ride. Ces résultats confirment les observations de [Nakagawa et Nezu \[1981\]](#) et de [Gessner \[1973\]](#). Une comparaison entre les différents nombres de Reynolds renvoie des écarts importants dans l'intensité de la contrainte de Reynolds le long de la zone de recirculation. La contrainte de Reynolds est liée

directement à l'écoulement secondaire qui est à son tour lié à l'intensité de la vitesse de l'écoulement, notamment à la variation du nombre de Reynolds. Les expériences d'[Afzalimehr et al. \[2001\]](#) réalisées sur un sédiment rugueux, montrent que la valeur maximale de la tension de Reynolds est observée au niveau de la paroi de la ride. Ces observations sont confirmés par la Figure IV- 36.

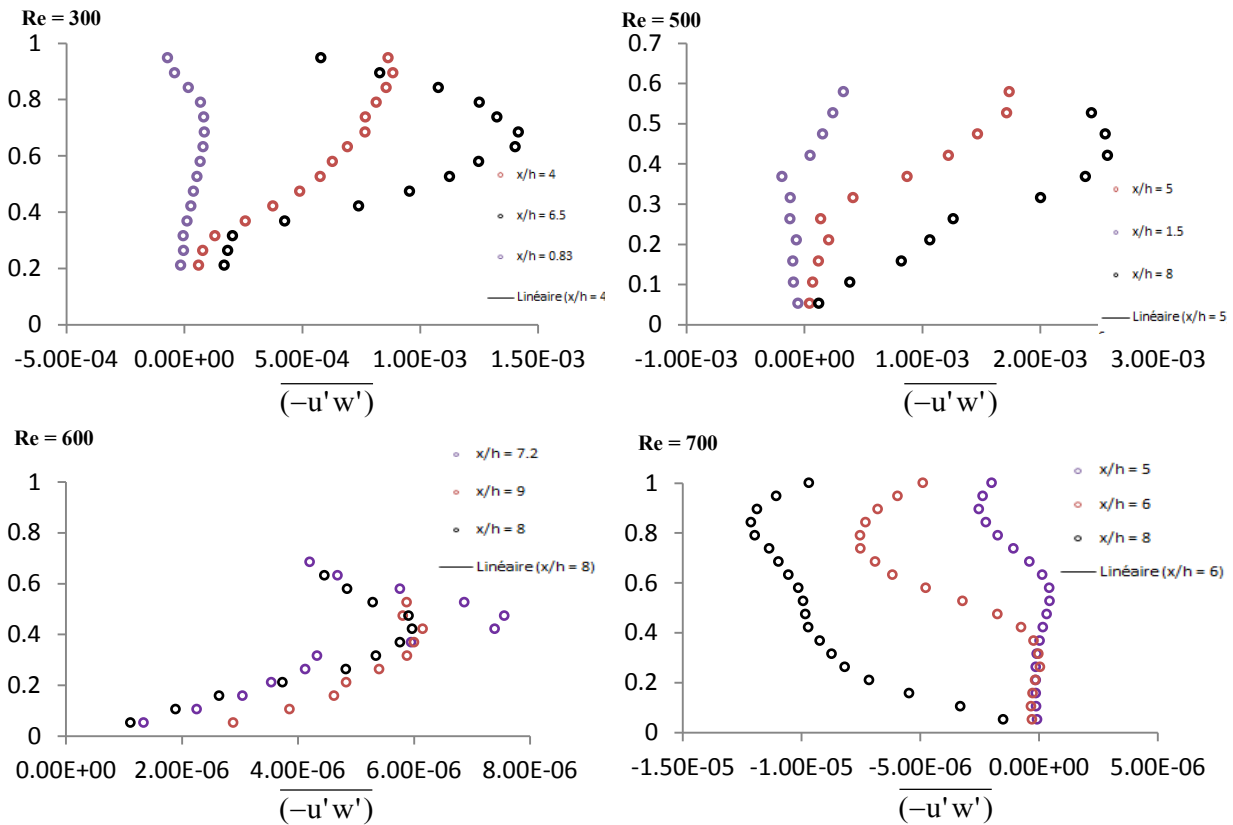


Figure IV- 36 Profils verticaux des contraintes de Reynolds

Maintenant, nous nous intéressons à l'analyse des quantités de mouvement $u'w'$ et la distribution des fluctuations de la vitesse au pied de la ride. En appliquant la méthode des quadrants dans la zone de recirculation, nous pouvons prédire les directions du transfert des flux de fluide au sein de la zone de recirculation. Ici, l'accent sera mis sur la direction verticale, tout simplement pour détecter les zones où le sédiment est susceptible d'être déposé ou entraîné par l'écoulement. Pour compléter la partie traitant les structures tourbillonnaires de l'écoulement et pouvoir faire un lien avec le transport des particules et des éventuels événements qui peuvent se manifester au sein de la zone de recirculation, nous allons exposer les résultats obtenus au regard des fluctuations de la vitesse. En effet, la contribution des fluctuations de la vitesse dans le transport sédimentaire est considérable. La localisation de ces événements nous permettra de détecter les zones clés qui joueront un rôle important dans l'arrachement des particules à l'aval de rides et donc sur les mécanismes de transport sédimentaire à l'aval de rides. L'analyse qui suit est effectuée pour l'écoulement à Reynolds 600. Sur les cartographies de la Figure IV- 37, des représentations des fluctuations de vitesse (u') et (w') successives sont présentées. Ces représentations correspondent aux champs de vitesses instantanées exposés dans la Figure IV- 27.

Pour x/h situé entre 4 et 6, la présence de fluide qui se dirige vers le pied de la ride est marquée par des composantes $u' > 0$ et $w' < 0$. À $t_0 + 3266$ ms, l'écoulement présente des valeurs négatives de u' et de w' . Ces valeurs traduisent en effet, un écoulement qui s'échappe dans le sillage [Figure IV-

37]. À $t_0 + 1065$ ms, les fluctuations de vitesse w' présentent des valeurs positives. Elles sont alors associées au mouvement d'une portion de fluide vers l'extérieur de la zone de recirculation. Éventuellement, ces structures vont être responsables d'entraînement de toutes particules dont le seuil de mise en mouvement est atteint par les conditions hydrauliques locales.

Afin de vérifier le comportement de chaque composante de fluctuation de la vitesse (u') et (w'), nous avons extrait des profils verticaux des deux premières cartographies de la Figure IV- 38. L'évolution de l'intensité de chaque composante peut nous renseigner sur le mouvement des quantités de fluide au sein de la zone de recirculation pour des altitudes z/h comprise entre 0 et 1. À la position $x/h = 4$ et $x/h = 6$, les valeurs négatives de w' accompagnées par des valeurs positives de u' montrent que l'écoulement se dirige vers le pied de la ride. Sur la Figure IV- 38, la direction des champs de vitesse à cette position met en évidence un tourbillon dont l'altitude du centre tends à se rapprocher du pied de la ride. Cependant, à $x/h = 7 - 8$ le fluide est conduit vers la direction verticale.

La Figure IV- 39 représente des isocontours de quantité de mouvement $u'w'$. La distribution de cette grandeur est très significative. En effet, les régions de forts flux sont à proximité de la position du point de rattachement de l'écoulement. Dans un écoulement fluide/particules, particulièrement en présence de sédiments, des corrélations importantes existent entre le flux de particules et le flux de la quantité de $u'w'$. Pour des conditions favorables de transport, les particules solides seront soumises aux déplacements marqués simultanément par les fluctuations de vitesses et les variations de la quantité de mouvement, ces deux quantités vont se déplacer simultanément.

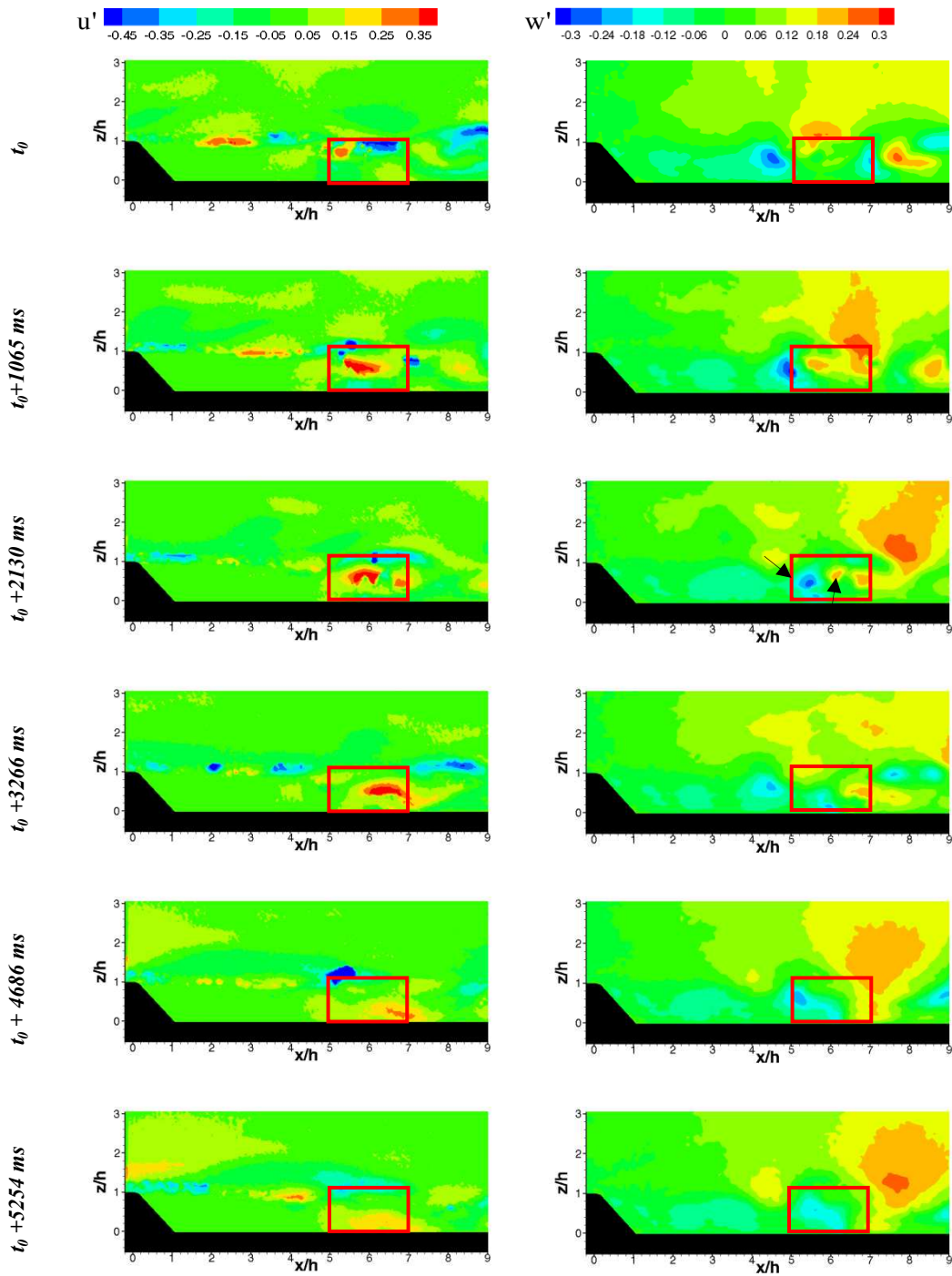


Figure IV- 37 Fluctuations de la vitesse (u' et w') à $Re=600$

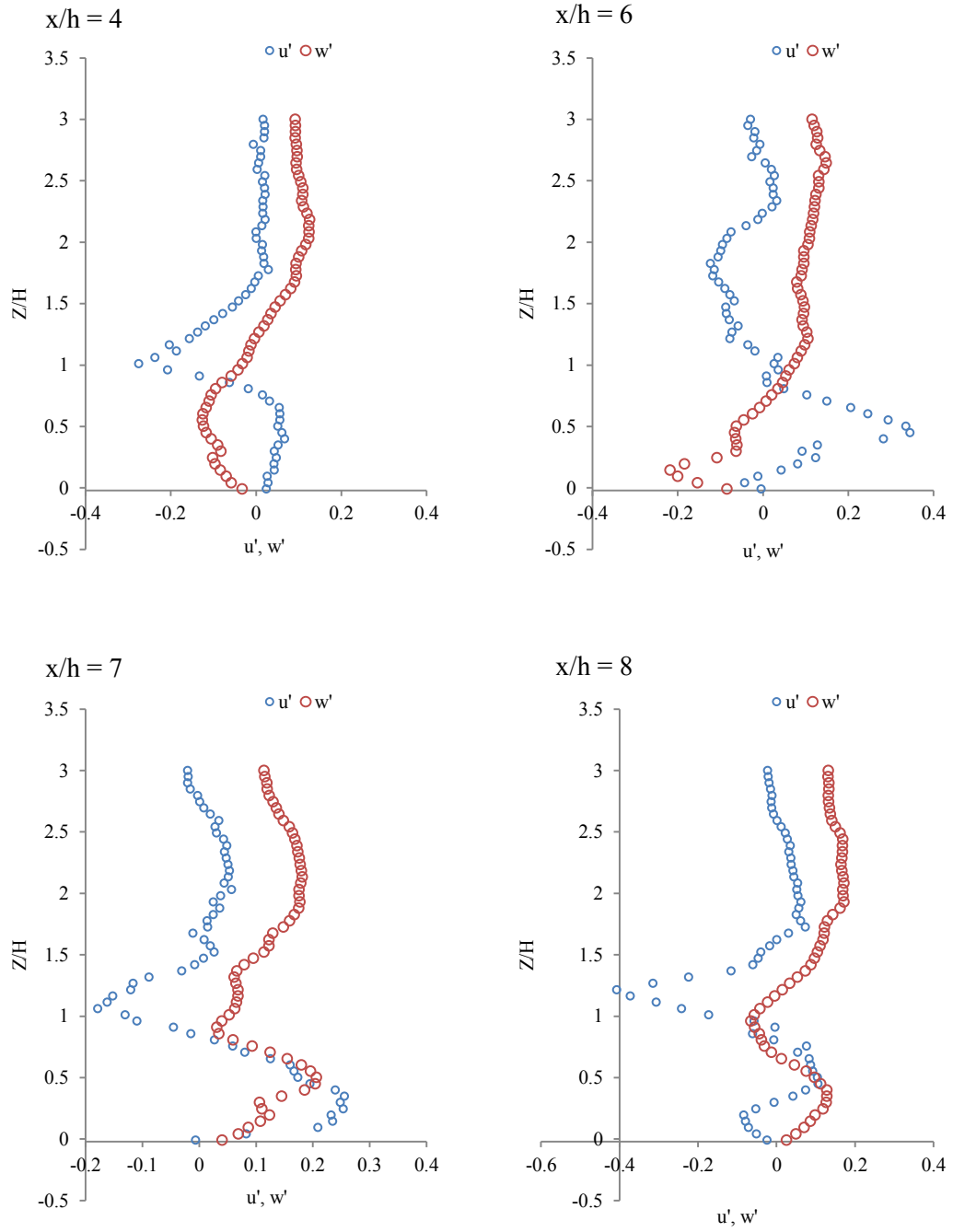


Figure IV- 38 Profils verticaux des fluctuations de la vitesse à $Re = 600$

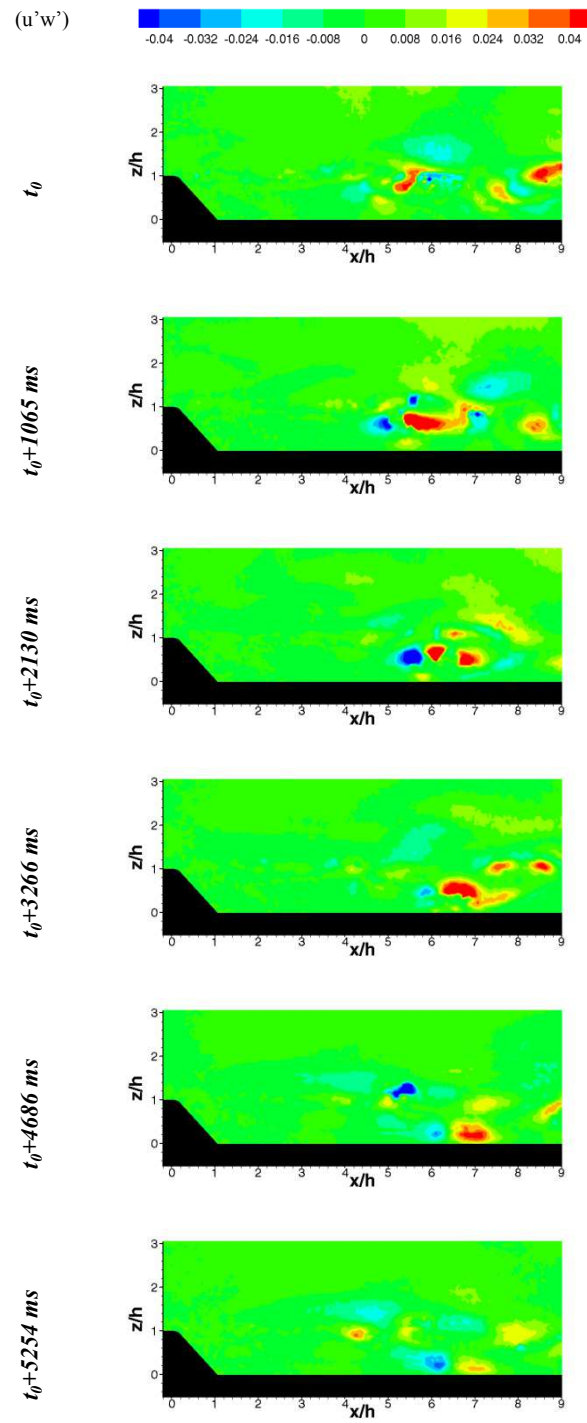


Figure IV- 39 Quantité de mouvements ($u' w'$) pour un nombre de Reynolds de 600

IV.4.3 Périodicité de l'écoulement : Analyse des grandeurs moyennes et temporelles

Afin de caractériser l'évolution des différentes quantités cinématique de l'écoulement à l'aval de la ride, nous avons calculé l'évolution de chaque paramètre dans le temps, à savoir les trois composantes de la vitesse, la norme des vitesses, la vorticité et le second invariant du tenseur gradient de vitesse, pour chaque régime étudié et dans les trois principales régions de l'écoulement. Les résultats les plus pertinents seront exposés dans cette partie. En effet, l'analyse des mesures obtenues pour tous les nombres de Reynolds révèle que deux d'entre eux (125 et de 300) présentent une évolution des grandeurs de l'écoulement dans le temps négligeable qui ne nécessite pas d'être présentée ici. Ainsi, les résultats des nombre de Reynolds suivant sont présentés : $Re = 300, 500, 600$ et 700 . La Figure IV- 40 représente l'évolution dans le temps de la vitesse longitudinale adimensionnée pour chaque régime d'écoulement, une intensité marquée dans la vitesse est constatée pour les nombres de Reynolds 500, 600 et 700.

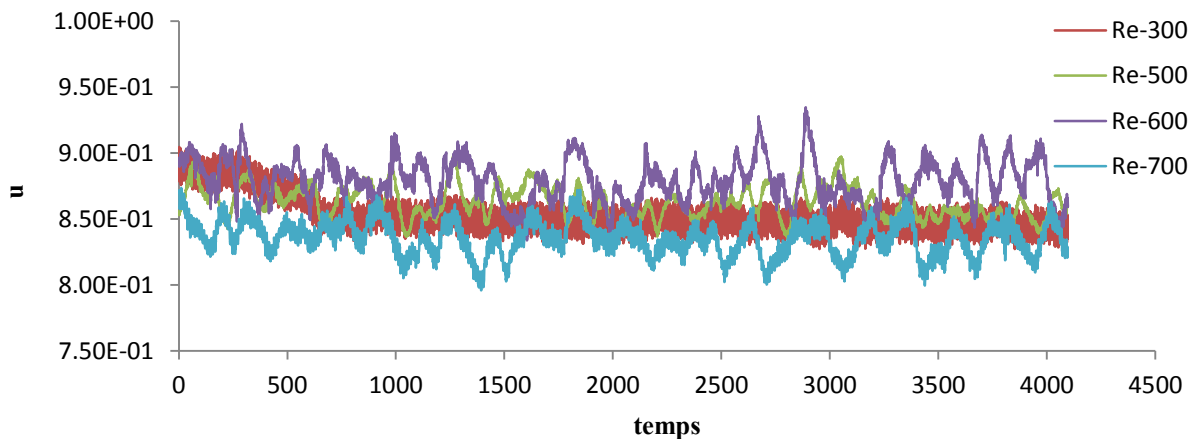


Figure IV- 40 Évolution de la vitesse longitudinale addimensionnée (u)

Cette première approche nous renseigne sur la dynamique tourbillonnaire que peut manifester l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds. Les différents pics traduisent soit une activité tourbillonnaire intense soit un lâché tourbillonnaire dans le sillage important. Une étude approfondie des trois nombres de Reynolds, a permis de mettre en évidence la relation qui peut exister entre la vitesse, la vorticité et la norme des vitesses ainsi que leurs liens avec la présence spatiale des tourbillons, le lâché tourbillonnaire et l'évolution de ses derniers dans la zone de recirculation. Ces observations feront l'objet d'une analyse détaillée sur chaque nombre de Reynolds.

IV.4.3.1 Reynolds = 500

Nous avons montré au cours des paragraphes précédents (IV.2) que la dynamique tourbillonnaire à $Re = 500$ ne présente pas une grande intensité. La Figure IV- 41 présenté un premier cas où la vitesse imposée à l'écoulement est de 0.025 m/s et le pas de temps entre chaque image est de 100 ms. L'écoulement dans la zone de recirculation montre une activité tourbillonnaire moins intense avec une apparition d'un seul tourbillon. L'évolution de la vorticité montre des valeurs négatives sur la globalité de l'écoulement et l'effet énergétique des tourbillons dans la zone de recirculation s'avère être plus important. La série de données montre que cette évolution suit un mouvement répétitif dans le temps.

Pour vérifier le comportement de cet écoulement, des images provenant des enregistrements PIV sont représentées sur la Figure IV- 41. La Figure IV- 41 montre une séquence de l'écoulement de la région proche du creux de la ride (BR). Les pics positifs des normes de la vitesse correspondent à une évacuation importante de l'écoulement vers l'aval de la ride. Par ailleurs, les pics descendants traduisent une présence de tourbillons le long de la zone de recirculation. La présence de plus d'un tourbillon sur le creux de la ride, engendre un contre-courant, qui se traduit par les valeurs négatives de la vitesse (voir les graphes). De cette relation, nous déduisons que la norme des vitesses et la vorticité sont inversement proportionnelles.

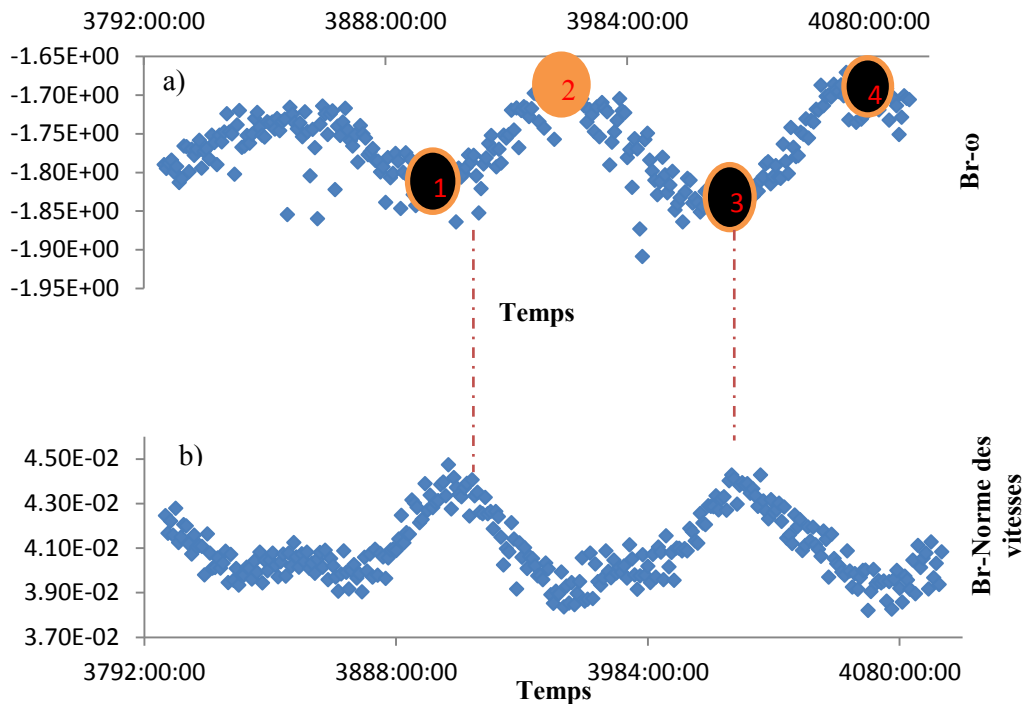


Figure IV- 41 Évolution des normes de vitesse et de la vorticité sur une durée de temps total de 404 secondes

Pour avoir des images représentatives du changement temporel des structures tourbillonnaires et des paramètres physiques de notre écoulement, les images de la Figure IV- 42, sont choisies plutôt en fonction de leurs positions dans le temps donc chaque image correspond à un pic de la Figure IV- 41 (notés de 1 à 4). Les pics positifs de vorticité correspondent à la présence de deux tourbillons avec un lâché tourbillonnaire dans le sillage, et les valeurs descendantes correspondent plutôt à un écoulement avec un tourbillon qui se lâche dans le sillage sans coalescence. Sur les cartographies de la P.I.V correspondantes, les tourbillons ont tendance à être lâché directement à l'aval de la ride sans se coalescer. Par contre, lors de la coalescence, la vorticité ainsi que le lâché tourbillonnaire sont moins intenses. Concernant la norme des vitesses, une évolution cyclique est aussi notée au creux de la ride, traduisant une répétition d'une dynamique tourbillonnaire important.

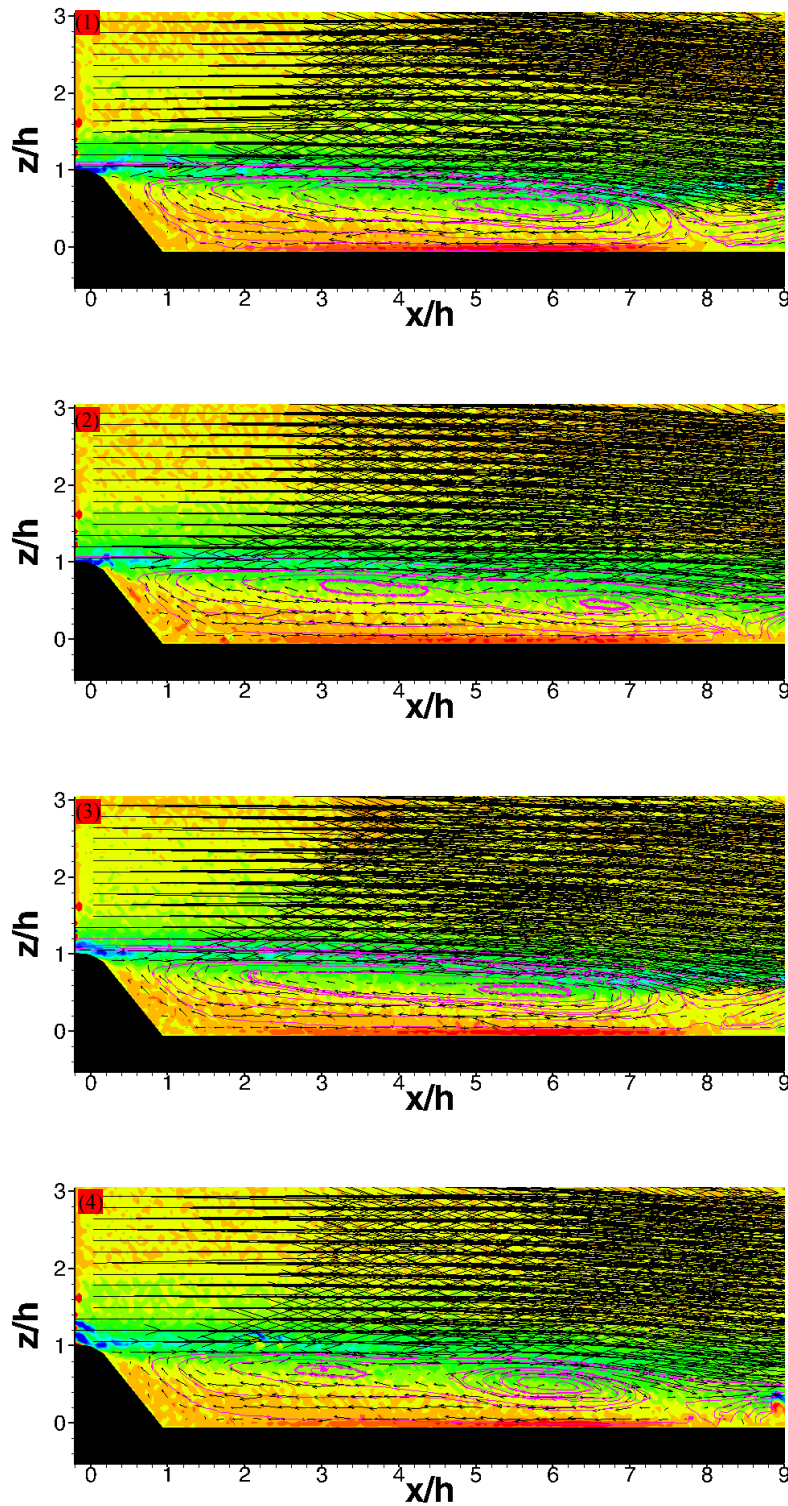


Figure IV- 42 Champs instantanés de vitesse et isocontours de la composante de vorticité (Plan $y/h = 0$) correspondants aux pics de la Figure IV- 41

La Figure IV- 43 montre l'évolution spatio-temporelle des grandeurs cinématiques de l'écoulement sur une durée de 21.3 secondes (issues de 300 images successives). La proportionnalité de la norme des vitesses et la composante longitudinale mettent en exergue l'unidirectionnalité de l'écoulement.

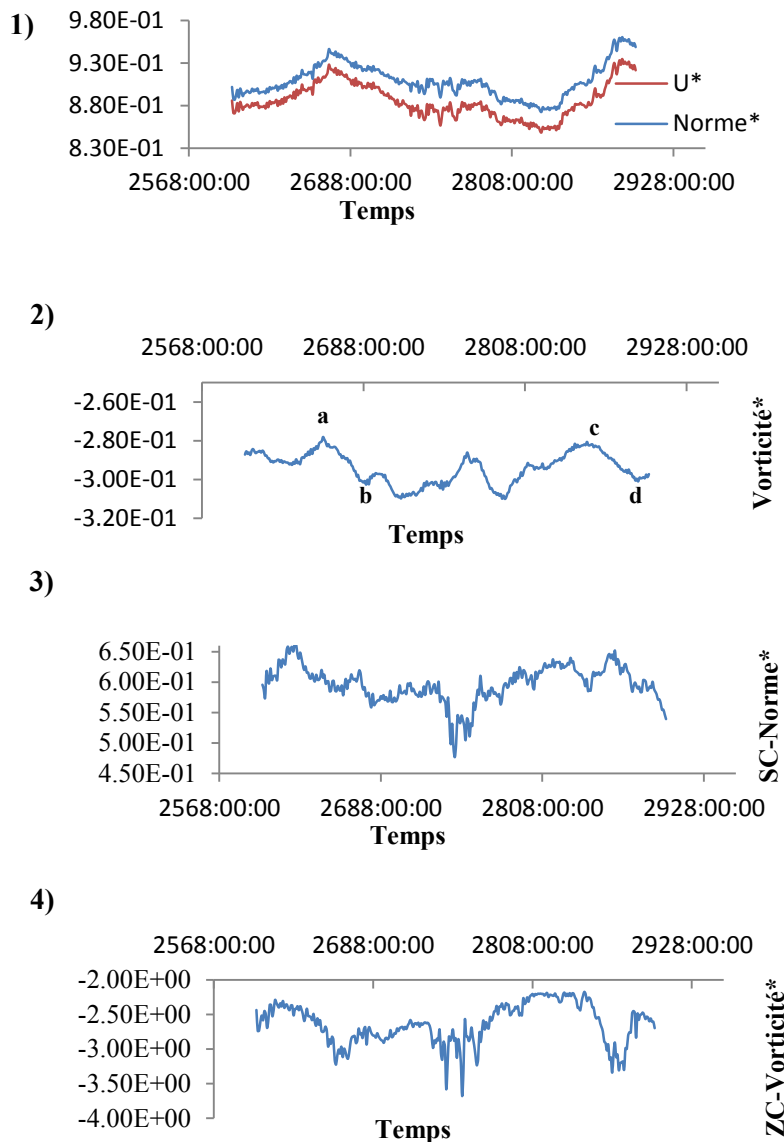


Figure IV- 43 Évolution des moyennes spatio-temporelles des grandeurs cinématiques de l'écoulement : 1) vitesse longitudinale et norme de la vitesse calculées sur l'ensemble de l'écoulement, 2) vorticité calculée sur l'ensemble de l'écoulement, 3) et 4) respectivement norme de la vitesse et vorticité calculées sur la zone de cisaillement

Afin d'identifier l'évolution des différentes grandeurs de l'écoulement présentées dans la Figure IV- 43, des isocontours des champs de vorticité instantanés sont présentés sur la Figure IV- 44. Ces cartographies sont extraites des données instantanées correspondant aux pics (a, b, c, d) de la Figure IV- 43. La présence de deux tourbillons est notée sur l'image (a) un troisième ayant déjà été évacué dans le sillage. Le pic (b) sur la Figure IV- 43 correspond au moment où la vorticité diminue, cet abaissement se traduit par une dynamique tourbillonnaire moins intense, qui est mise en évidence par la [Figure IV- 44-b]. La Figure IV- 43-c montre également un pic de la vorticité, la période pour obtenir un nouveau pic est de 13 secondes. À cet instant, l'écoulement reproduit un état agité caractérisé par la présence de plusieurs tourbillons [Figure IV- 44-c]. Par contre, l'image (d) montre l'apparition de deux tourbillons à l'aval de la ride, le première est situé à $x/h = 5$ et le second se lâche dans le sillage.

La norme des vitesses est inversement proportionnelle à la vorticité. Sur la Figure IV- 44, les images (a', b',c'et d') montrent l'évolution temporelle de l'aire de la norme des vitesses adimensionnées. Les images présentées correspondent aux mêmes moments que les images de la vorticité (présentées à gauche).

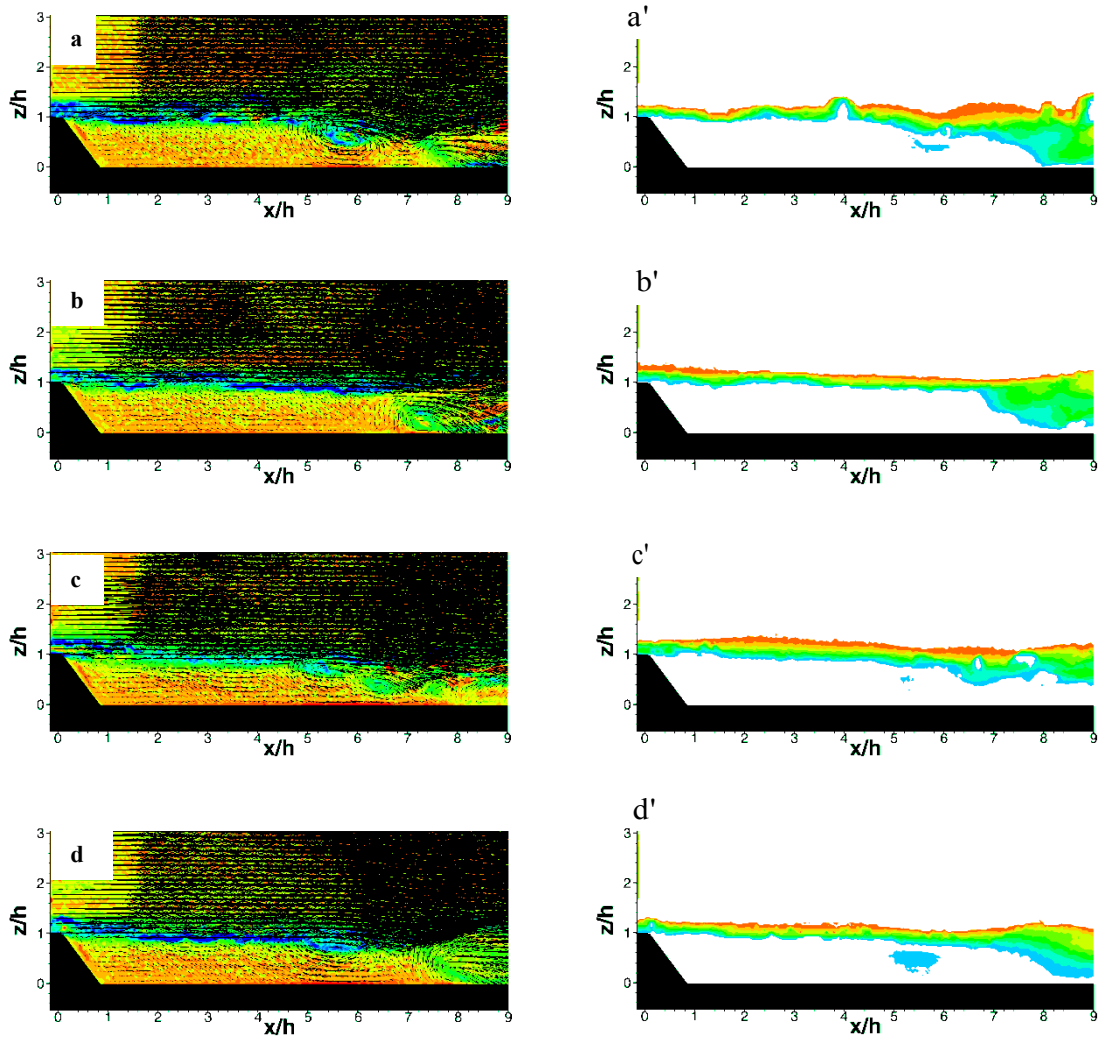


Figure IV- 44 (a, b, c, d): Isocontours de la vorticité. (a', b',c'et d' :  volution de l'aire correspond à chaque image de la vorticité instantanée, pour un nombre de Reynolds de 600

IV.4.3.2 Analyse détaillée de l'écoulement pour $Re \geq 600$

Dans le but de caractériser l'écoulement instationnaire et le phénomène de périodicité présenté par cet écoulement à Reynolds > 600 . Tout d'abord, des résultats de simulations numériques à Reynolds 600 sont présentés ici [Figure IV- 45]. L'instationnarité de l'écoulement est marquée par la masse d'eau moyenne s'échappant du domaine de calcul en fonction du temps [Figure IV- 45]. Pour vérifier la dynamique qui peut correspondre à cette instationnarité, une courbe de l'évolution de la vorticité correspond au même moment est présentée dans la même figure. La dynamique instationnaire et tourbillonnaire de l'écoulement est mise en évidence par la grandeur instationnaire de la vorticité.

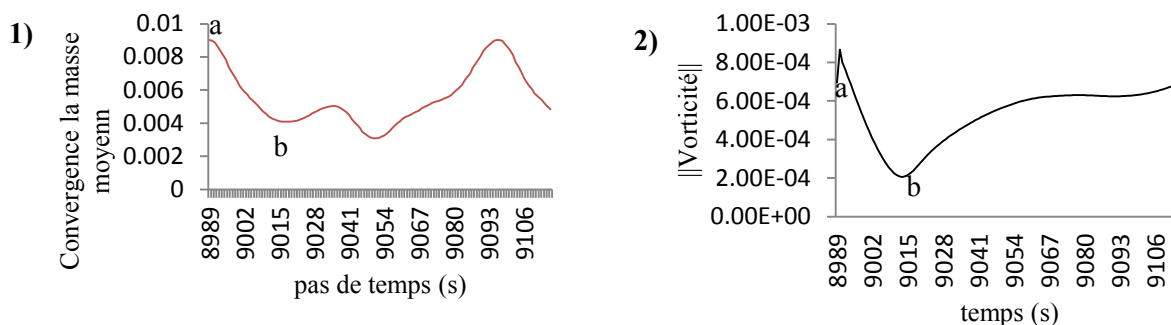


Figure IV- 45 Dynamique instationnaire : 1)  volution de la convergence de la solution, 2)  volution de la vorticité, la valeur absolue de la vorticité est présentée ici pour de raison de commodité et pour séparer les pic minimum des pics maximum (cas d'un écoulement laminaire : $Re = 600$)

Dans le but de mieux caractériser l'évolution de cet écoulement lors de ces simulations, nous avons extrait les champs de vorticité instationnaire qui correspondent à chaque pics présenté dans la [Figure IV- 45]. La vorticité qui s'affiche sur la courbe de la Figure IV- 45 (a) correspond au moment où la dynamique tourbillonnaire globale à atteint une grande intensité, ce moment correspond à la Figure IV- 46 (a), nous pouvons observer la formation de plus de trois tourbillons qui s'échappent dans le sillage. Au moment où l'évolution de la vorticité est à son grand minimum, l'écoulement est caractérisé par la présence de deux tourbillons mais il est clair que la dynamique tourbillonnaire est moins importante que dans les deux autres cas (cartographies : b sur la Figure IV- 46).

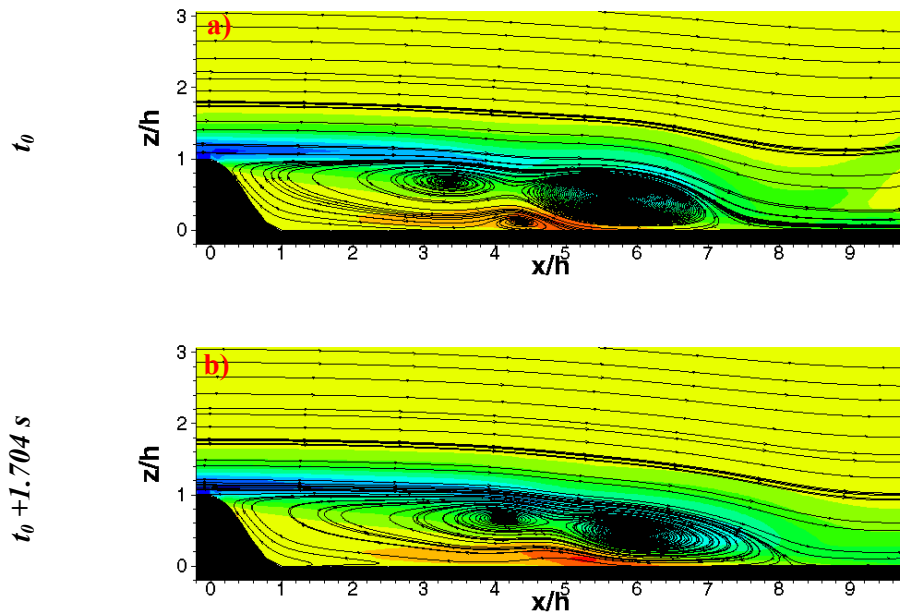


Figure IV- 46 Champs de vitesse instantanés pour un nombre de Reynolds de 600

Nous allons maintenant présenter l'effet de la dynamique tourbillonnaire pour ce nombre de Reynolds à l'aide des séries d'images successives des champs de vitesse. Les séries de données pour ce nombre de Reynolds sont enregistrées à une fréquence de 10Hz. Sur l'ensemble des données (4096 images), nous avons constaté une importante évolution des différents paramètres physiques exhibant ainsi deux grands pics à partir de l'image 2500 (à $t \approx 179$ s). Dans les deux tracés qui suivent [Figure IV- 47], une comparaison d'évolution dans le temps des deux composantes de vitesse longitudinale et verticale de l'écoulement est présentée, afin de caractériser le comportement des structures tourbillonnaires de l'écoulement.

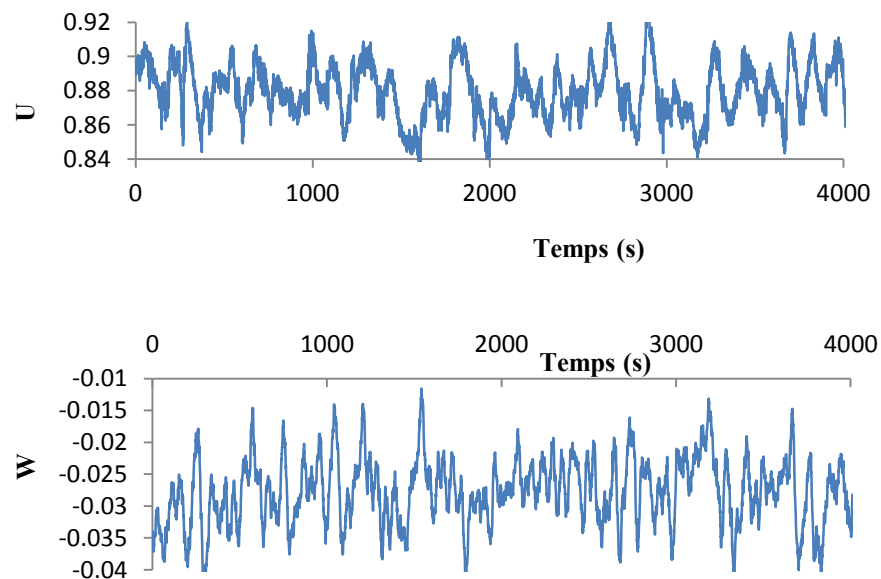


Figure IV- 47 Évolution des deux composantes de vitesse (u) et (w) (adimensionnée)

La Figure IV- 48 montre le phénomène de compensation de la vitesse et donc de l'énergie de l'écoulement entre la zone de cisaillement et le creux de la ride. Quand la vorticité semble atteindre son maximum sur le creux de la ride suite à la formation de plusieurs tourbillons ou un lâché tourbillonnaire intense, la zone de cisaillement est caractérisée par une faible vorticité. Le phénomène inverse se produit lorsque l'activité tourbillonnaire est moins importante au niveau du creux de la ride. Tandis que la norme de vitesse - qui est inversement proportionnelle à l'évolution de la vorticité - s'affaiblit par le mouvement rotationnel de l'écoulement sur le creux de la ride, elle s'accroît le long de la zone de cisaillement.

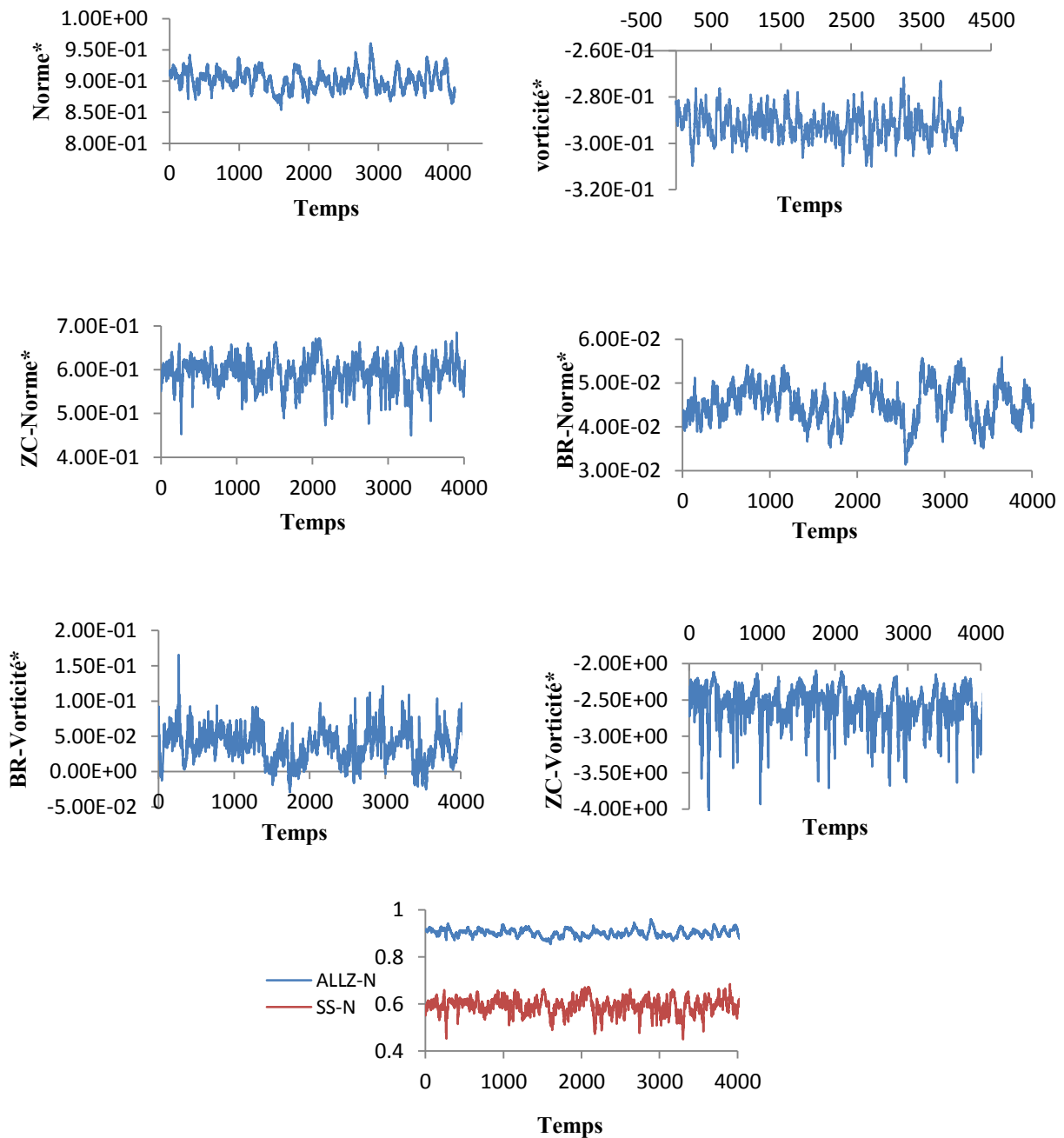


Figure IV- 48 Évolution de la vorticité et des normes de vitesse (* : adimensionnées)

Après une étude sur l'évolution de différents paramètres dans le temps et leur suivi à l'aval de la ride, nous nous intéressons maintenant à l'évolution de l'aire des isocontours de chaque paramètre, c'est-à-dire l'évolution et le comportement de ces paramètres physiques dans l'espace (sur les trois régions de l'écoulement). En premier lieu, la répartition des valeurs et des intensités des paramètres physiques sur les différentes portions de l'écoulement est étudiée. En second lieu, le phénomène de compensation entre les trois régions est mis en évidence. La Figure IV- 49 montre une évolution de l'aire des normes de la vitesse et de la vorticité sur deux régions d'écoulement (le creux de la ride : BR et la zone de cisaillement : ZC). La réponse à un pic de vitesse dans la zone de cisaillement est accompagnée par une diminution de cette vitesse dans le creux de la ride et l'aire de la norme de la vitesse (ou espace occupé par la norme de la vitesse) se rétrécit.

Pour identifier la contribution des deux composantes de vitesse sur l'écoulement global, une analyse est faite sur leurs évolutions par rapport à la vorticité (voir la Figure IV- 49 et Figure IV- 50), nous pouvons constater que lorsque la vitesse longitudinale est très importante, la vorticité montre des valeurs moins intenses. Par contre, l'évolution de la vitesse verticale est plutôt proportionnelle à celle de la vorticité. La comparaison avec la troisième composante de la vitesse sera incluse lors de la présentation des données Stéréo-PIV et de leur évolution.

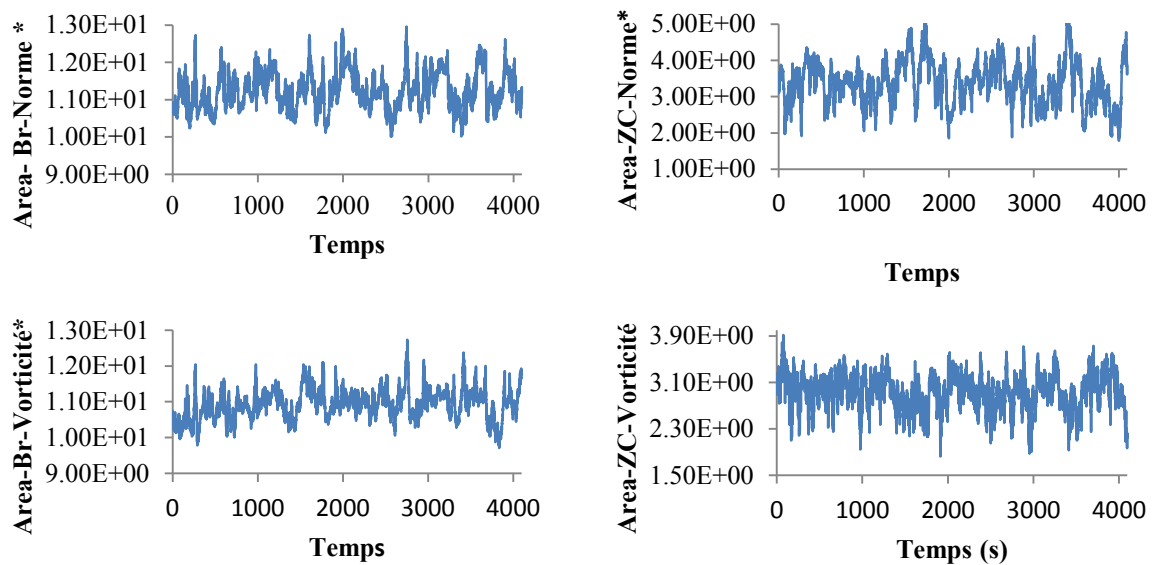


Figure IV- 49 Évolution de l'aire en fonction du temps de la vorticité et de la norme des vitesses adimensionnées

Enfin, il reste à observer le dernier paramètre, le Q2D est l'un des paramètres physiques qui peut aussi nous fournir une idée globale sur les tourbillons et leurs comportements indépendamment de la zone de cisaillement. En règle générale, sur toute la série de mesures [Figure IV- 50]. Les valeurs positives de Q2D confirment la présence du rotationnel le long de la zone de recirculation.

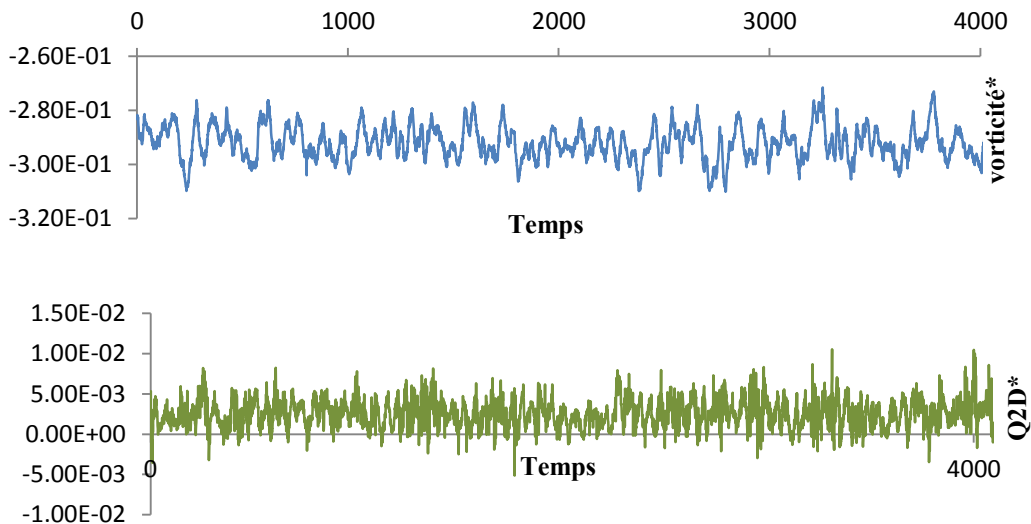


Figure IV- 50 Évolution de $Q2D^*$ et de la vorticité*, $Re = 600$. (* : Adimensionné)

Le deuxième cas de figure qui représente une dynamique tourbillonnaire importante dans la zone de recirculation est le cas de l'écoulement à $Re = 700$. Ces échantillons dont la durée est de l'ordre de 287 secondes, sont caractérisés par la présence de deux grands phénomènes majeurs [Figure IV- 51]. Le premier est situé entre la première image et l'image 500 (à 35.5 secondes), le second phénomène est entre l'image 2000 et l'image 2600. Dans la Figure IV- 51, une séquence du second phénomène est présentée. La Figure IV- 51, représente une séquence de la norme des vitesses et de la vorticité de l'échantillon total dont la durée est à 42.2 secondes, cela correspond aux images entre 2000 et 2500.

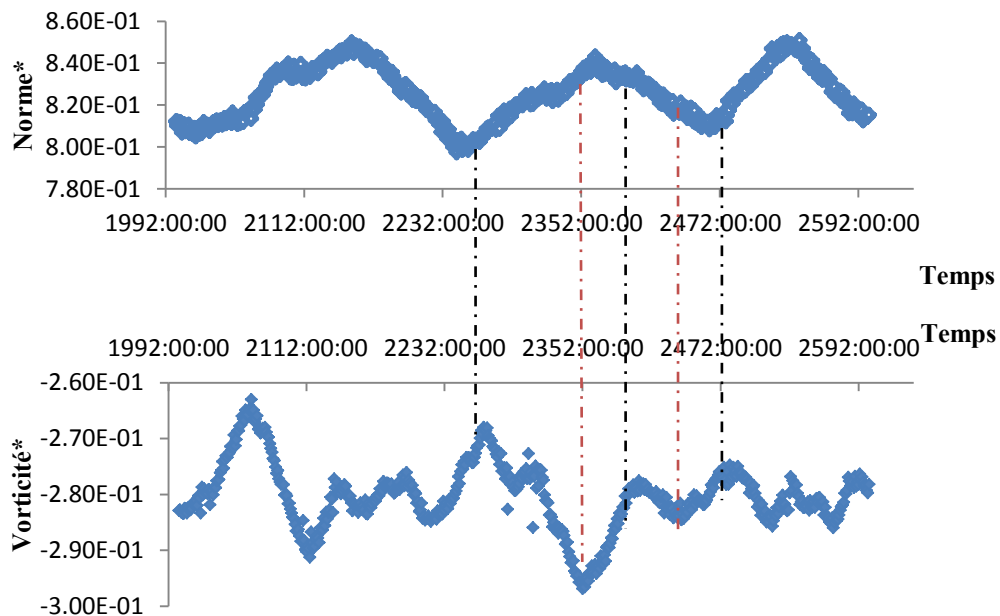


Figure IV- 51 Comparaison de l'évolution spatio-temporelle de la norme des vitesses et de la vorticité sur une période de 42.6 secondes (* : adimensionnée), $Re = 700$

Les mesures de la Stéréo-PIV concernant les nombres de Reynolds 600 et 800, nous a permis d'évaluer la contribution de la composante hors plan laser en étudiant son évolution temporelle dans les différentes régions de notre écoulement. La Figure III-36 représente une comparaison de l'évolution des trois composantes de la vitesse.

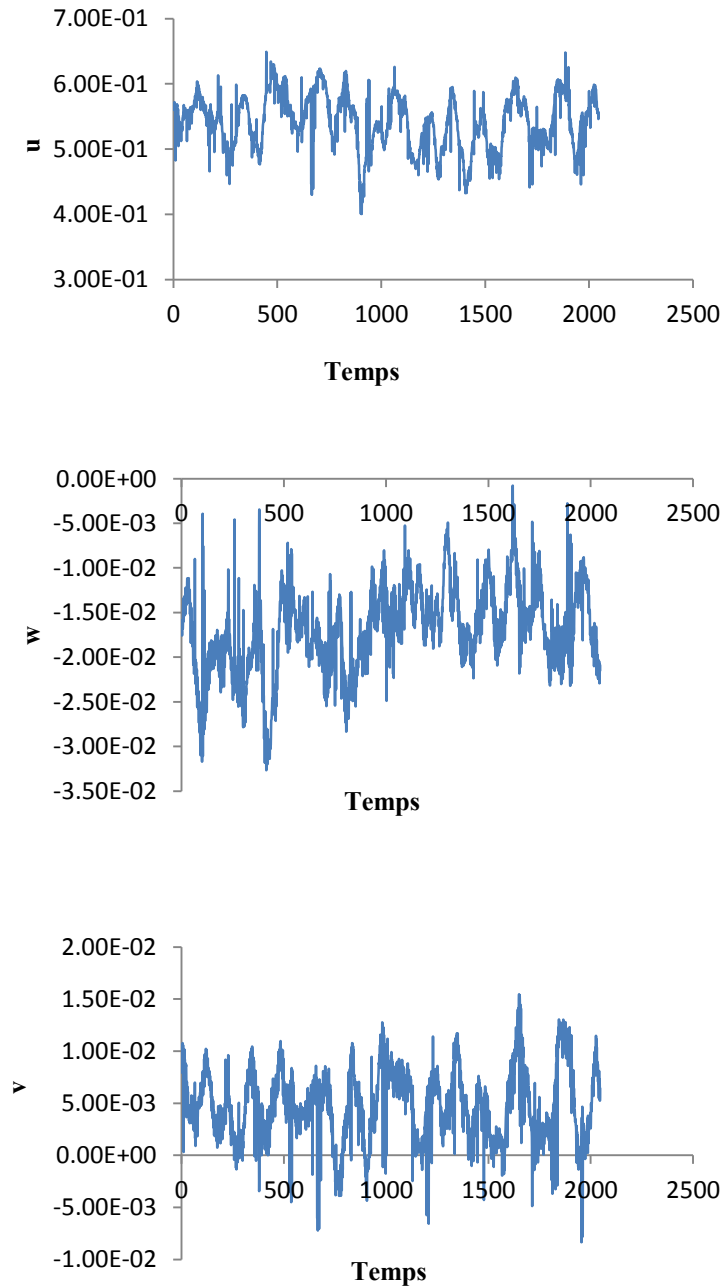


Figure IV- 52 Profils des trois composantes de vitesses (u , v et w adimensionnées), $Re = 600$

Pour un nombre de Reynolds 800, l'évolution de la composante (v) est plus importante qu'à faibles nombres de Reynolds. Nous pouvons constater que sa contribution est plus marquée lorsque l'écoulement est intense. Pour compléter le paragraphe sur la comparaison des différentes composantes de la vitesse abordées lors de la présentation des données PIV, les deux figures ci-après (Figure IV- 53 et Figure IV- 54), montrent l'évolution des trois composantes de la vitesse dans le temps pour deux nombres de Reynolds différents (600 et 800 respectivement). La première constatation se porte sur

l'évolution en commun de (v) et de (u), qui est une évolution proportionnelle, à l'opposé de la vitesse (w).

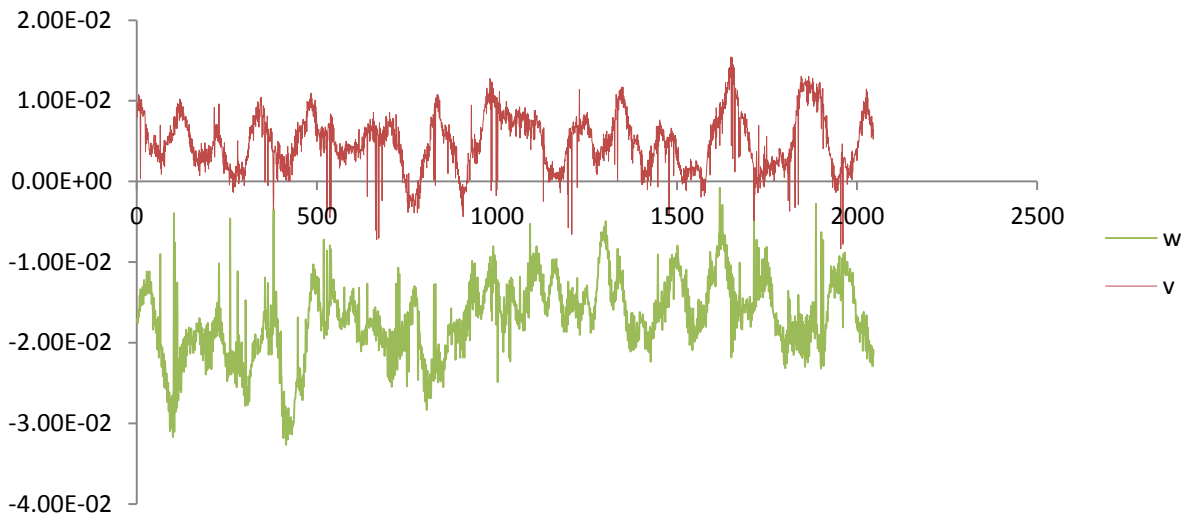


Figure IV- 53 Comparaison entre les deux composantes de vitesses w et v pour un nombre de $Re = 600$ (acquisition 2D-3C obtenues par Stéréo – PIV)

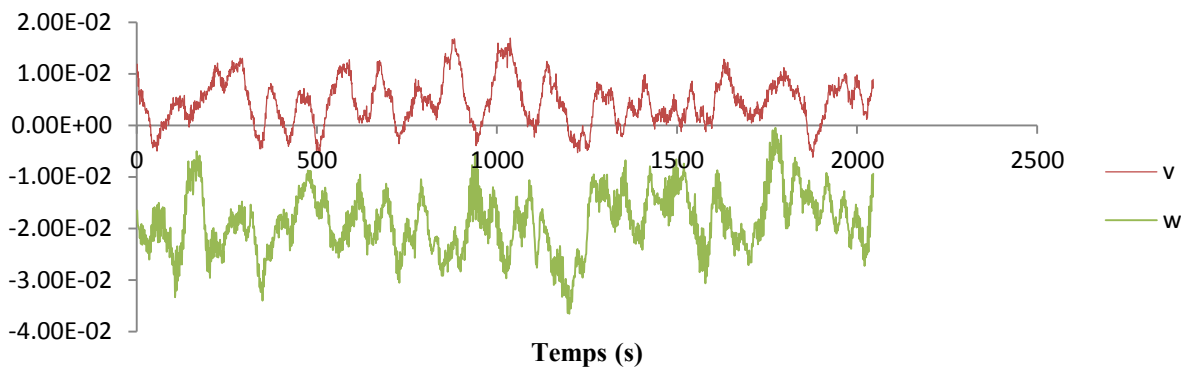


Figure IV- 54 Comparaison entre les deux composantes de vitesses (w) et (v), à $Re = 800$ acquisition 2D3C obtenues par SPIV

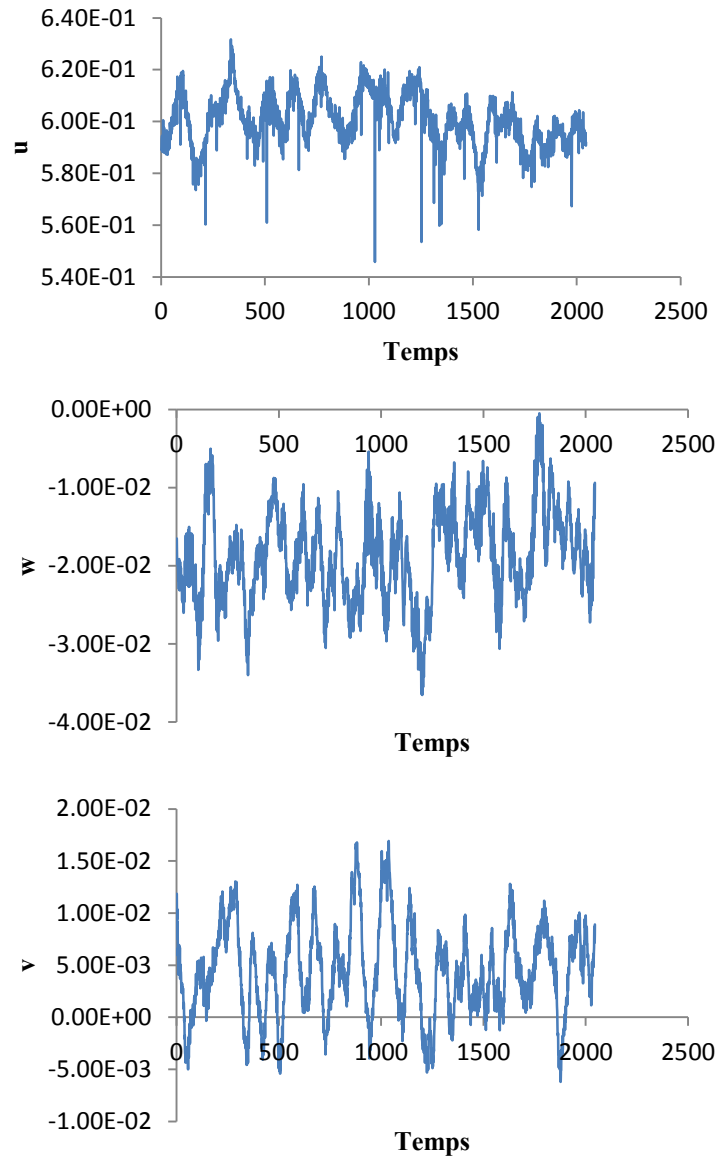


Figure IV- 55 Profils des trois composantes de vitesses à $Re = 800$ (u , v et w : adimensionnées)

L'évolution de la vitesse (w) selon la composante (z) est négative. Nos résultats ont fournis des détails sur le phénomène de compensation entre les trois régions de l'écoulement. Ils ont mis évidence le phénomène cyclique des grandeurs cinématique de l'écoulement. Enfin, l'évolution du couple vorticité/norme semble être très liée.

IV.4.4 Bilan sur l'instationnarité de l'écoulement

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse de l'écoulement instationnaire bidimensionnel et tridimensionnel à l'aval de la ride issu des données expérimentales et numériques. Dans un premier temps, nous avons confirmé que en fonction du nombre de Reynolds et au regard d'une étude détaillée de l'écoulement moyen, l'écoulement est caractérisé par deux topologies différentes. L'instationnarité des trois régions qui caractérisent l'écoulement moyen à l'aval de la ride est présentée par : la zone de recirculation, l'existence d'un courant secondaire et la présence d'une zone de cisaillement. En outre, l'étude de l'écoulement instationnaire a mis en évidence la tridimensionnalité des structures tourbillonnaires et les évolutions permanentes de la distance du point rattachement de l'écoulement. La position de ce point de rattachement est variable et dépend de l'intensité que présentent les tourbillons s'échappant dans le sillage de la ride.

Le suivi temporel des champs de vitesse a permis de caractériser le comportement instationnaire des structures tourbillonnaires de l'écoulement. En effet, l'écoulement adopte deux régimes différents liés à ce comportement. D'une part, nous pouvons distinguer un lâché tourbillonnaire composé de deux tourbillons qui finissent par une coalescence. D'autre part, les tourbillons peuvent s'échapper dans le sillage sans qu'aucune coalescence. Une étude temporelle de l'écoulement a montré que l'évolution des grandeurs cinématiques suit une évolution sinusoïdale. Ce phénomène est examiné pour pointer la relation entre l'intensité de chaque grandeur cinématiques et la nature du sillage. L'évolution temporelle de la vorticité dans la zone de recirculation présente des pics positifs qui correspondent à la présence de deux tourbillons dans la zone de recirculation avec un lâché tourbillonnaire dans le sillage.

Nous avons réalisé des modélisations numériques de l'écoulement dans le but d'élargir le champ d'étude. Des simulations numériques de l'écoulement à bas Reynolds ont pu mettre en évidence les caractéristiques des structures tourbillonnaires à l'aval de la ride, déjà observées lors des essais expérimentaux. Le modèle couplé instationnaire utilisé en régime à bas Reynolds, donne des résultats satisfaisants en comparaison au deuxième modèle proposé par le logiciel StarCCM+.

  travers le calcul des fluctuations de la vitesse et en se basant sur les définitions des quadrants, nous avons pu déterminer les zones clés qui peuvent influencer à l'amont le transport sédimentaire et contribuer à la mobilisation de flux de particules. En effet, dans un écoulement fluide/particules, particulièrement en présence de sédiments, des corrélations importantes peuvent exister entre le flux de particules et le flux de la quantité de mouvement ($u'w'$) présents. Les résultats ont montré que les régions de fort flux de ($u'w'$) sont situées à proximité de la position du point de rattachement de l'écoulement.

L'étude expérimentale à l'aval de la ride a permis de caractériser les différentes topologies des structures de l'écoulement et son instationnarité. Après ces deux grands volets, nous allons maintenant aborder brièvement l'effet du nombre de Froude sur l'écoulement à l'aval de la ride, en présents quelques résultats issus de la PIV.

IV.5 Influence du nombre de Froude sur l'écoulement à l'aval de la ride

Afin de mettre en évidence l'influence de la surface de l'eau sur l'écoulement à l'aval de la ride, des expériences ont été conduites dans des conditions à très faibles nombres de Froude. Des résultats et des observations sur ce deuxième volet sont présents ici. Pour étudier l'influence du nombre de Froude, nous nous sommes basés sur des conditions hydrauliques identiques à celles d'un écoulement pour un nombre de Reynolds de 500. Nous avons donc fait varier deux

paramètres indépendamment l'un de l'autre : la vitesse en amont de l'écoulement principal ou le débit volumique de l'écoulement et cela pour deux hauteurs d'écoulement différentes. Au final, quatre nombres de Froude différents sont obtenus. La Figure IV- 56 montre les lignes de courant moyens de l'écoulement en fonction du nombre de Froude.

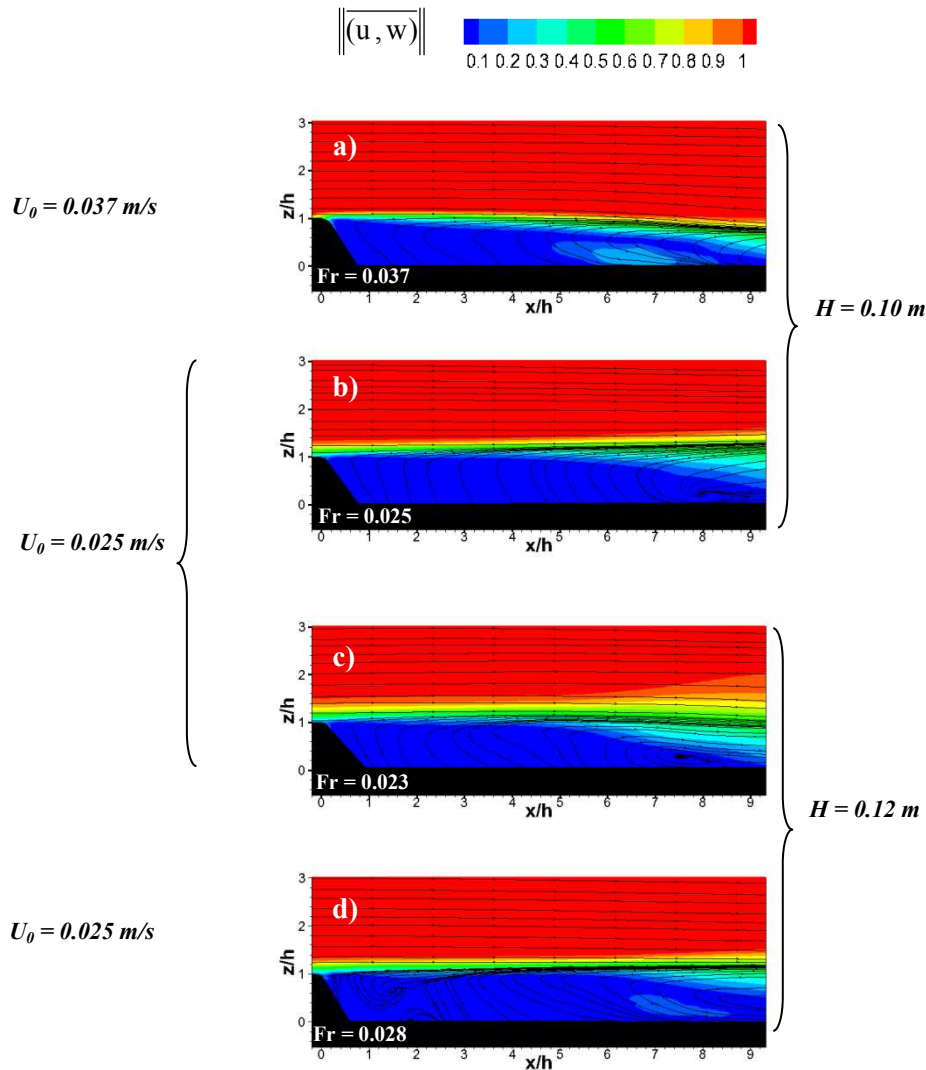


Figure IV- 56 Norme des vitesses liés au nombre de Froude

Lorsque la vitesse de l'écoulement est fixée (0.025 m/s), les cartographies révèlent que l'influence de la hauteur d'eau joue un rôle important dans l'augmentation de la distance de rattachement de l'écoulement à l'aval de la ride et aussi sur l'accentuation du lâché tourbillonnaire. Pour la même vitesse, quand la hauteur d'eau diminue l'écoulement se rattache à une distance moins grande et le lâché tourbillonnaire devient plus important. La proximité de la surface libre avec la ride retarde le rattachement de l'écoulement et intensifie le lâché tourbillonnaire à l'aval de la ride.

- Lorsque la hauteur d'eau est fixe : une augmentation dans la vitesse impose à l'écoulement de se rattacher à une petite distance et le lâché tourbillonnaire est donc important, dans ce cas le nombre de Froude augmente (car il est en fonction de la vitesse).

- Lorsque la vitesse de l'écoulement est fixe : il faut décroître la hauteur pour que l'écoulement se rattache à une petite distance et crée des lâchés tourbillonnaires importants. Dans ce cas, il faut augmenter le nombre de Froude.
- La hauteur d'eau joue un rôle important dans le comportement de l'écoulement. Au final, cet écoulement est influencé par le nombre de Froude.

Lorsque $Fr = 0.028$, l'écoulement se rattache à 8.6 et pour le $Fr = 0.025$, l'écoulement se rattache déjà à $x/h = 8$. En l'occurrence, la hauteur d'eau influence le rattachement de l'écoulement car pour une même vitesse [Figure IV- 56- c], où la hauteur d'eau est plus importante, l'écoulement a tendance à se rattacher un peu plus loin. De ce fait, la vitesse de l'écoulement aussi joue un rôle primordial sur le rattachement de l'écoulement. Pour une même hauteur d'eau [Figure IV- 56- a et b], l'écoulement se rattache à une petite distance lorsque la vitesse est moindre (à 0.025 m/s). La longueur du point de rattachement varie en fonction du nombre de Froude, étant donné, que le nombre de Froude est en fonction de la hauteur d'eau, cela implique que la variation dans la hauteur d'eau contribue à la variation dans la distance de rattachement de l'écoulement. Nous pouvons constater que ce rattachement est relativement lié à la vitesse (voir rattachement en fonction de Re) et aussi à la hauteur de l'écoulement. Les mêmes constatations ont été faites par ([Goldstein et al. \[1970\]](#)) sur un écoulement laminaire à l'aval d'une marche.

Comme nous l'avons vu dans les résultats concernant l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds, l'écoulement présente des fluctuations sur les champs de vitesses. De la même manière, nous avons calculé l'intensité turbulente de chaque cas en fonction du nombre de Froude. Des cartographies pour différents nombres de Froude sont présentées sur la Figure IV- 57. Lorsque l'écoulement est indépendant de la vitesse ($Fr = 0.023$ et $Fr = 0.025$), les résultats révèlent que l'effet de la hauteur d'eau est moins important sur le comportement des caractéristiques physiques de l'écoulement. En effet, lorsque le forçage hydraulique est intégré ($Fr = 0.028$ et $Fr = 0.037$) (voir la Figure IV- 57), l'intensité turbulente est plus importante et surtout proche du point de rattachement de l'écoulement secondaire avec l'écoulement principal.

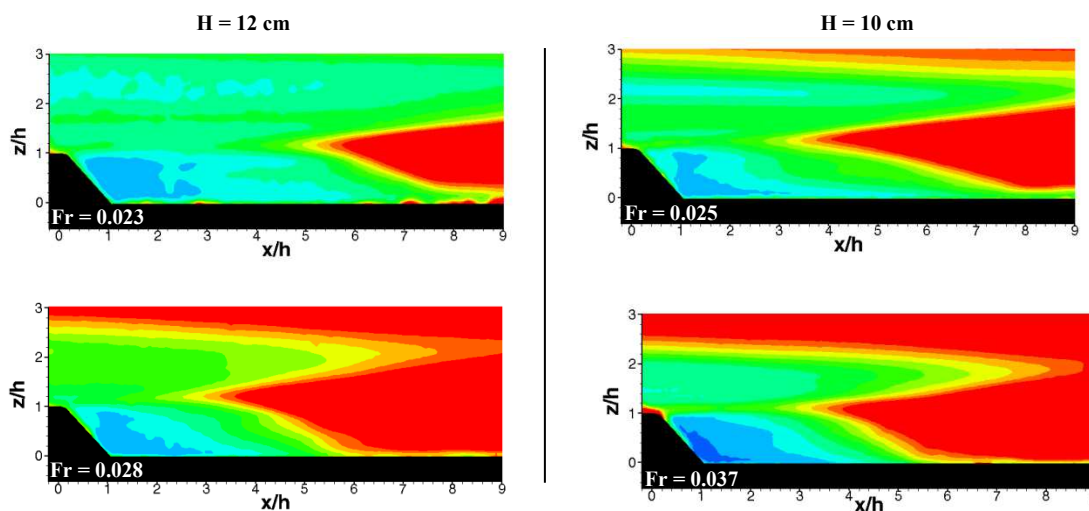


Figure IV- 57 Cartographies de l'intensité turbulente liée au nombre de Froude testés

Les valeurs de l'intensité turbulente sont proches pour les différents cas étudiés de la surface libre. Par contre, ces valeurs sont élevées par rapport au cas confiné pour un nombre de Reynolds de 500, l'écart moyen est estimé ici, à 60 % environ.

IV.6 Conclusion

L'écoulement à l'aval d'une ride d'une hauteur de 20 mm est étudié en détail, en utilisant des méthodes de mesures optiques : PIV et Stéréo-PIV et simulations numériques combinées à des visualisations instantanées de l'écoulement. Les structures de l'écoulement ont pu être identifiées pour différents régimes d'écoulements. Dans ce chapitre les résultats expérimentaux et numériques de cette étude ont été présentés.

Les résultats obtenus nous ont permis de distinguer deux topologies différentes caractérisant cet écoulement : la première montre des lignes de courant stationnaires tandis que la seconde montre au contraire que celles-ci ont un comportement instationnaire. La transition entre les deux comportements est notée par un nombre de Reynolds d'une valeur légèrement supérieure à 500. En dessous de cette limite, la position du point de rattachement s'éloigne de la crête de la ride, entraînant donc une augmentation de la taille de la zone de recirculation. Au-delà de cette limite, lorsque $Re > 500$, la position du point de rattachement se rapproche de la crête de la ride et décroît vers la valeur de $(x/h = 8.3)$. A ce niveau, les lâchés tourbillonnaires formés au sein de la couche de cisaillement sont intenses. Toutefois, Les résultats ont montré que le point de rattachement correspond à la position où la vitesse la plus élevée de l'écoulement secondaire heurte le creux de la ride.

Les mesures des champs de vitesse bidimensionnels et tridimensionnels ont été réalisées dans différentes sections de la ride. Ces mesures ont permis tout d'abord, d'obtenir des détails sur l'écoulement moyen pour les différents nombre de Reynolds étudiés. En s'appuyant sur des calculs des différentes grandeurs cinématiques, la topologie de l'écoulement est décrite à l'aval de la ride. En effet, le profil de la ride crée un fort gradient de cisaillement à l'aval de son creux. Cette analyse a montré dans un premier temps, l'existence de quatre phénomènes majeurs gouvernant l'écoulement à l'aval de la ride : zone de recirculation (caractérisée par un courant de retour), zone de cisaillement, point de décollement et le point de rattachement. Les profils moyens verticaux de la vitesse longitudinale ont démontré l'existence d'une couche de mélange à l'aval de la ride. De même, les gradients verticaux de la contrainte de Reynolds ont montré l'existence d'une relation étroite de cette dernière avec le comportement de l'écoulement secondaire dans la zone de recirculation. Dans un deuxième temps, la présence des fluctuations dans la vitesse de l'écoulement a été démontrée (à l'aide de la distribution de l'intensité turbulente et des RMS dans la zone de recirculation). De la même manière, l'écoulement instationnaire à l'aval de la ride nous a permis d'approfondir l'étude pour mieux comprendre le comportement des structures tourbillonnaires instationnaires de l'écoulement à l'aval de la ride et qui s'échappent dans le sillage.

Ensuite, le suivi temporel des différentes grandeurs de l'écoulement instationnaires a mis en évidence le lien entre l'évolution de la vorticité et de la norme de la vitesse dans la zone de recirculation. En effet, un phénomène de compensation dans l'intensité de ces grandeurs a été observé entre les différentes régions de l'écoulement (zone de recirculation, zone de cisaillement, écoulement principal), ce qui est traduit par le profil de l'évolution de ces grandeurs dans le temps (ils présentent une évolution sinusoïdale).

Par la suite, l'analyse des fluctuations de la vitesse et en se basant sur la définition des quadrants, nous a permis de déterminer les zones clés qui peuvent influencer à l'amont le transport sédimentaire et contribuer à la mobilisation de flux de particules. En effet, dans un écoulement fluide/particules,

particulièrement en présence de sédiments, des corrélations importantes peuvent exister entre le flux de particules et le flux de quantité de mouvement ($u'w'$) présentent. Les résultats ont montré que les régions de fort flux de ($u'w'$) sont situés à proximité de la position du point de rattachement de l'écoulement. Enfin, l'étude du nombre de Froude a montré que les variations de ce nombre affectent la distance du rattachement de l'écoulement.

Enfin, des résultats des simulations de l'écoulement à bas Reynolds et à haut Reynolds à l'aval de la ride sont présentés dans cette partie. Dans un premier temps, des champs de vitesses tridimensionnels et des grandeurs cinématiques de l'écoulement turbulent sont présentés dans différentes sections d'étude. Dans un deuxième temps, des résultats des champs instantanés bidimensionnels pour deux nombres de Reynolds de 500 et 600 sont comparés. Lors de la validation du modèle numérique couplé, nous avons observé que la convergence de la solution suit une évolution spécifique de type sinusoïdale caractérisant l'instationnarité de l'écoulement. Nous avons donc détaillé les événements tourbillonnaires qui se déroulent lors des fluctuations au sein de ces paramètres en étudiant la périodicité des grandeurs cinématique présentées par notre écoulement.

CHAPITRE V RIDES ET TRANSPORT DE SÉDIMENTS

Le deuxième objectif principal de cette thèse est l'étude du transport sédimentaire par charriage au moyen de visualisations 3D et tomographie laser. Un accent sera mis sur l'analyse de la déformation et la migration d'une géomorphologie bidimensionnelle, de type ride, vers une morphologie d'équilibre sous l'influence d'un écoulement turbulent [Figure V- 1-a]. Cette forme d'équilibre est naturellement tridimensionnelle et est nommée « *barkhane* » [Figure V- 1-b]. L'analyse du rôle de l'instationnarité de l'écoulement sur la création de la barkhane et sa migration sera détaillée dans ce chapitre.

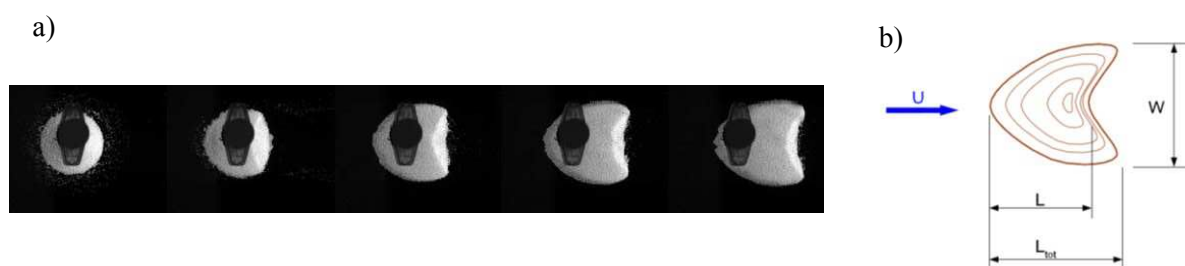


Figure V- 1 a) Formation d'une barkhane à partir d'un tas de particules, b) Schéma d'une barkhane Franklin [2008]

Par conséquent, le travail mené dans ce dernier chapitre vise donc d'une part, à compléter les connaissances acquises dans le quatrième chapitre sur l'écoulement à l'aval d'une ride. D'autre part, l'enjeu est de définir le rôle primordial de la zone de recirculation dans le transport sédimentaire et la création des barkhanes.

Ce chapitre aborde, dans un premier temps, le dispositif expérimental ainsi que les deux techniques optiques employées pour réaliser les différents essais sont décrits. Ensuite, une description détaillée des différentes conditions hydrauliques imposées lors de cette étude est exposée. Enfin, un état de l'art sur l'approche classique utilisée lors d'études de transports de sédiments non cohésifs : l'approche proposée par Shields en 1936. Son application et ses limites sont présentées dans l'Annexe en tenant compte des études antérieures.

Dans un deuxième temps, l'analyse de tous les résultats issus des deux techniques est exposée. Tout d'abord, les visualisations 3D permettent d'étudier en détail la morphologie issue de l'interaction entre l'écoulement et les particules en mouvement. Ensuite, la création et la migration de formes en croissant issues de cette interaction sont mises en évidence au moyen de visualisations instantanées. Par la suite, le suivi des particules dans la zone de recirculation permet de souligner le transport des particules et l'effet turbulent de l'écoulement sur le mouvement de ces particules. Enfin, la relation entre les rides et la naissance des formes en croissant est entreprise en s'appuyant sur la déformation d'une barre mobile isolée sous un écoulement cisailé.

V.1 Dispositif expérimental dédié au transport sédimentaire

V.1.1 Canal hydro-sédimentaire

Le dispositif expérimental utilisé pour cette étude est présenté sur la Figure V-2. Il s'agit d'un canal hydro-sédimentaire rectangulaire à surface libre, de largeur de 0.399 m et de longueur de 6.5 m. Les parois de cette veine sont en verre, permettant ainsi une visibilité intégrale de l'écoulement et donc l'utilisation de techniques optiques. Au niveau des deux extrémités du canal sont logés deux réservoirs. Le réservoir amont comprend un convergent 3D de 2.5 m permettant de stabiliser l'eau avant sa pénétration dans la veine d'étude [Figure V-2]. Le deuxième réservoir est situé à l'aval de la veine et est conçu pour établir l'équilibre du niveau de la hauteur d'eau entre l'amont et l'aval du canal hydro-sédimentaire. Un écoulement en régime turbulent permanent et uniforme est imposé à l'amont de la veine de mesures.



Figure V- 2 Dispositif expérimental dédié aux mesures du transport de particules : Canal hydro-sédimentaire

V.1.2 Techniques de visualisations du transport de particules

V.1.2.1 Visualisations de formes géomorphologiques

L'étude du transport sédimentaire est effectuée à l'aide de deux techniques de visualisation. La première technique (suivi vidéo) est employée afin de caractériser les différentes géomorphologies et de détecter leurs tailles ainsi que leurs déplacements le long du canal hydro-sédimentaire [Figure V- 3]. Le dispositif expérimental utilisé pour la prise d'images est composé de deux caméras CCD (1600 x 1200 pixels). L'objectif de chaque caméra est de 28 mm. L'acquisition et la visualisation de toutes les séquences d'images est faites au moyen d'un logiciel d'acquisition « *HIRIS* » de la société R&D Vision. Un générateur de délai « *EG* » associé à ce logiciel est utilisé pour synchroniser les caméras. La fréquence d'acquisition des images est de 10 Hz pour tous les cas de mesure. Le temps d'exposition et d'enregistrement change en fonction de la vitesse de l'écoulement mais aussi en fonction de la vitesse de déplacement des particules.

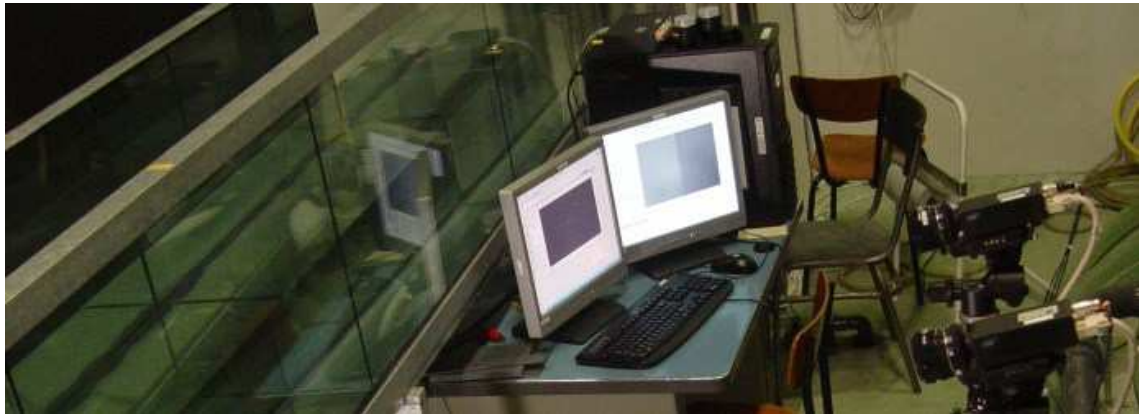


Figure V- 3 Dispositif expérimental de visualisation 3D

Les visualisations de l'évolution des morphologies issues du mouvement des particules nous ont imposé d'effectuer une vue en plongée des caméras afin d'avoir une vue 3D sur la globalité des formes géomorphologiques. Les images obtenues ont été ortho-rectifiées afin d'accéder à leur analyse. Au cours des paragraphes suivants, la procédure d'ortho-rectification (calibration des caméras et « *mapping* » des images) est présentée.

Pour calibrer nos caméras, nous avons eu recours à une impression papier d'une mire bidimensionnelle contenant des cercles noirs sur un fond blanc [Figure V- 4]. La mire est composée d'une grille disposée selon un maillage cartésien basé sur des coordonnées (X, Y) connues. Le pas entre chaque point noir est de 143 x 143 mm. Pour procéder à la calibration, la mire est placée sur le plan médian à 195 mm de la paroi latérale du canal et à $X_c = 0$ mm. « $X_c = 0$ mm » est défini comme étant le repère de départ selon la composante longitudinale X_c , où le tas et la barre de particules seront placés à chaque début d'expérience.

Après détection des points de mire dans les images de mire, la calibration des caméras est effectuée à l'aide d'un modèle sténopé, permettant ainsi la définition des fonctions de transfert repères images/repère canal. La procédure suivie pour redresser les images est décrite par [Scarano et al. \[2005\]](#). Les images originales acquises selon une vue en plongée sont projetées dans le repère canal défini par la mire. Cette procédure permet ainsi d'obtenir des images ortho-rectifiées où les effets de perspectives ne sont plus apparents. Par conséquent, la quantification de la géométrie et de la migration de la forme sédimentaire est ainsi possible.

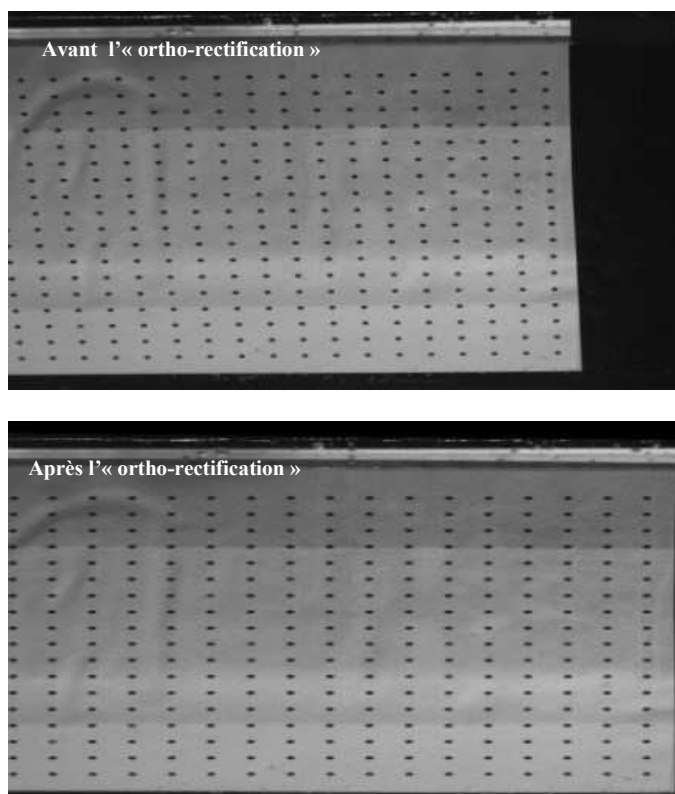


Figure V- 4 Images issues de la caméra 2 : la mire de calibration avant et après ortho-rectification

V.1.2.2 Visualisations du flux sédimentaire

La tomographie laser nous a permis de faire des visualisations qualitatives sur le déplacement des particules et d'identifier leurs trajectoires dans la zone de recirculation. Le dispositif expérimental utilisé pour la prise d'images est composé de deux caméras CCD (1600 x 1200 pixels). L'objectif de chaque caméra est de 50 mm. Nous avons utilisé un laser continu d'une puissance de 1 watt. Les mêmes logiciels que ceux cités précédemment pour la première technique sont utilisés ici pour l'acquisition et la visualisation des images [Figure V- 5].

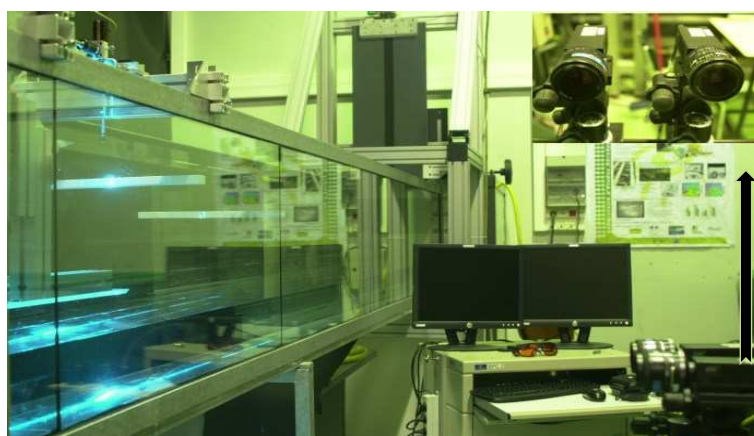


Figure V- 5 Dispositif expérimental utilisé pour la tomographie laser

Lors des visualisations par tomographie laser, les caméras ont été positionnées perpendiculairement aux parois du canal hydro-sédimentaire, les images issues de la tomographie laser n'ont donc pas besoin de subir un « mapping ». Après avoir effectué cet ensemble de traitement sur toutes les images, nous sommes maintenant en mesure de les exploiter et d'en tirer des conclusions sur le déplacement des particules et la naissance de formes géomorphologiques.

V.1.3 Caractéristiques des particules

Les particules utilisées pour ces expériences sont composées de billes de verre dont la courbe granulométrique est située dans la gamme : $420 \mu\text{m} - 590 \mu\text{m}$, avec « $d_{50} = 505 \mu\text{m}$ » et ont une densité de 1366 kg/m^3 . Les caractéristiques de ces particules sont identiques à celles utilisées par Kramer (cité par : [Buffington \[1999\]](#)). Cette gamme de granulométrie classe nos particules dans la catégorie des sédiments moyens. En présence de particules moyennes, les forces de cohésion entre particules sont moindres, la « résistance » du lit sédimentaire aux conditions hydrauliques sera donc moins importante. Ainsi, l'observation de déplacement des particules et leur érosion est favorisée.

Nous avons choisi des particules dont l'écart de diamètre entre elles n'est pas trop important. D'une part, le choix d'avoir des particules dont la taille est quasi identique s'est basé surtout sur les effets visibles de mélange de sédiment dans le transport de particules. Pour éviter les phénomènes de ségrégation et de tri de sédiments, un sédiment unique est estimé être cohérent. D'autre part, le seuil critique de mise en mouvement diminue quand le diamètre des sédiments augmente. Cette vitesse de mise en mouvement doit être comprise entre la vitesse d'érosion et la vitesse de sédimentation. Par contre, un grand écart entre le diamètre des particules peut entraîner une disparité marquée dans la mise en mouvement des particules. Autrement dit, les particules de petites tailles seront transportées mais pas celles de grandes tailles.

V.1.4 Descriptif des expériences

Les expériences réalisées sont divisées en deux séries. La première série concerne la visualisation de la tridimensionnalité des formes issues de l'interaction entre l'écoulement et les particules. Cette série englobe des essais réalisés sur le tas de particules et la barre de particules. La seconde série est consacrée au suivi de la trajectoire des particules par la tomographie laser. Les essais visent à reproduire les mêmes conditions hydrauliques des rivières, en général caractérisées par un nombre de Reynolds variant de 10^6 à 10^7 ([Gyr et Hoyer \[2006\]](#)). Dans un premier temps, nos essais ont été focalisés sur le transport d'un tas de billes en fonction des deux paramètres physiques suivants : le nombre de Reynolds et le nombre de Froude.

Dans un deuxième temps, des essais sur le transport d'une barre de particules ont été réalisés sous les mêmes conditions hydrauliques que le tas de particules. En règle générale, l'écoulement à surface libre est défini essentiellement par sa hauteur d'eau « h ». Dans nos expériences, cette hauteur est comprise entre 0.05 m et 0.3 m. La vitesse de l'écoulement (U_c) varie entre 0.2 et 0.5 m/s. Étant donné que $h < W$ et $Re > 500$, l'écoulement est considéré comme turbulent ([Graf et Altinakar \[2000\]](#)). Les essais effectués sur les deux séries de mesures sont illustrés dans le tableau ci-dessous.

h _c = 30 cm																	
Q _c m ³ /s	S _c m ²	U _c m/s	Fr –	Θ –	f –	τ Pa	u* m/s	Re* –	Re x 10 ⁴ –	Barre (1)	t (c°)	Tas (1)	t(c°)	Barre (2)	t (c°)	Tas (2)	t (c°)
0.024	0.119	0.2	0.11	0.11	0.01	0.19	0.014	7.13	6			κ	17				
0.036	0.119	0.3	0.17	0.22	0.009	0.41	0.020	10.2	9	κ	16	κ	17	κ	20	κ	20
0.047	0.119	0.4	0.23	0.38	0.008	0.69	0.026	13.3	12	κ	16	κ	17	κ	20	κ	20
0.059	0.119	0.5	0.29	0.57	0.008	1.03	0.032	16.2	15	κ	16	κ	17	κ	20	κ	20
h _c = 20 cm																	
0.016	0.079	0.2	0.14	0.11	0.012	0.21	0.015	7.42	4		16	κ	17				
0.024	0.079	0.3	0.21	0.24	0.01	0.44	0.021	10.6	6	κ	16	κ	17	κ	20	κ	20
0.032	0.079	0.4	0.28	0.41	0.009	0.75	0.027	13.8	8	κ	16	κ	17	κ	20	κ	20
0.040	0.097	0.5	0.35	0.62	0.009	1.12	0.034	16.9	10	κ	16	κ	17	κ	20	κ	20
h _c = 10 cm																	
0.008	0.04	0.2	0.2	0.13	0.012	0.24	0.016	7.95	2			κ	17				
0.012	0.04	0.3	0.3	0.28	0.011	0.51	0.023	11.4	3	κ	16	κ	17	κ	20	κ	20
0.016	0.04	0.4	0.4	0.47	0.010	0.86	0.029	14.8	4	κ	16	κ	17	κ	20	κ	20
0.020	0.04	0.5	0.5	0.71	0.010	1.29	0.036	18.1	5	κ	16	κ	16	κ	20	κ	20
h _c = 5 cm																	
0.059	0.02	0.5	0.71	0.81	0.11	1.48	0.039	19.4	2.5			κ	17				

Tableau V- 1 Conditions hydrauliques des expériences réalisées dans le canal-hydro sédimentaire. (1) : correspond aux essais effectués par visualisation 3D et (2) correspond aux visualisations par tomographie laser

Le tableau comporte toutes les caractéristiques hydrodynamiques testées pour chaque cas d'étude ainsi que les paramètres physiques calculés à partir de ces conditions hydrauliques. Les conditions hydrauliques initiales qui permettent la mise en mouvement d'une masse de particules et les conditions de formation de structures géomorphologiques sont déterminées l'aide de plusieurs essais.

La Figure V- 6 présente l'ensemble des configurations testées. Pour chaque hauteur d'eau, quatre vitesses différentes sont imposées. Ainsi par notre base de données, nous pouvons examiner l'influence du nombre de Froude et du nombre de Reynolds sur le déplacement des particules dans le canal hydro-sédimentaire.

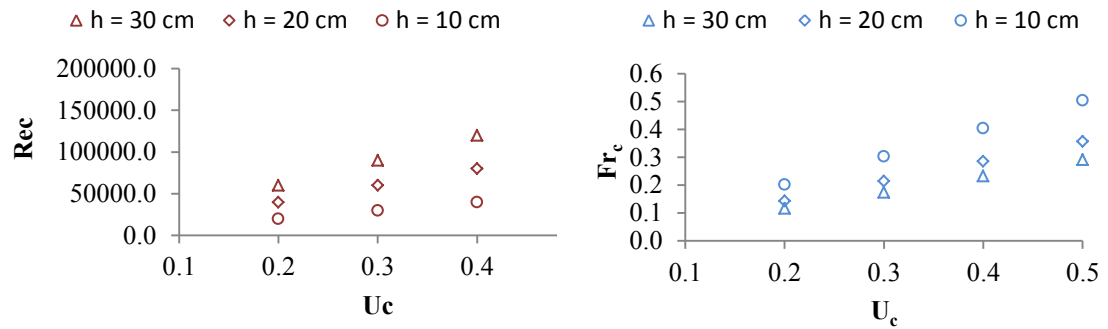


Figure V- 6 La vitesse de l'écoulement en fonction de la hauteur de l'écoulement et du nombre de Froude

Il existe plusieurs façons d'estimer le caractère d'un écoulement fluide/particules. Dans les expériences menées dans le cadre de cette thèse, les paramètres tels que le nombre de Shields, la vitesse de l'écoulement, la contrainte de frottement et le Reynolds particulaire sont calculés. Lorsque le nombre de Reynolds de cisaillement (Re^*) se classe dans la gamme suivante : $4-5 < Re^* < 75-100$, le paramètre de Shields critique devrait se situer donc entre : $0.03 < \theta_{crit} < 0.04$ (Chanson [1999]). La contrainte de frottement au fond est liée à un coefficient de friction (f), elle permet de mettre en exergue l'interaction entre le fond et les particules. Cette contrainte joue aussi un rôle dans la mobilité des particules. Comme elle dépend du frottement, elle est liée indirectement à la vitesse de l'écoulement. Quand la vitesse de cisaillement au fond est importante, elle génère une contrainte de cisaillement de grande amplitude, donc un gradient de vitesse important prend place au fond. Dans un premier temps, nous avons calculé le paramètre de Shields critique qui caractérise le déplacement initial de nos particules. Les résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous, ainsi que le calcul de tous les paramètres qui sont détaillés dans les équations du chapitre I.

D_{50} [m]	D^* [-]	θ_{crit} [-]	τ_{crit} [pa]	u_{crit}^* [m/s]	Re^*
505×10^{-6}	7.21	0.038	0.06	0.008	4.21

Tableau V- 2 Calcul des paramètres critiques correspondant au diamètre de nos particules

$$\text{Avec : } u_{crit}^* = \sqrt{\frac{\tau_{crit}}{\rho}} \text{ et } Re^* = \frac{u^* d_{50}}{\nu}$$

Dans un second temps, nous avons introduit nos résultats dans la courbe de Shields que nous avons associé à d'autres auteurs [Figure V- 7]. À gauche de la courbe de Shields, les données de [Loiseleux et al. \[2005\]](#) ont été rajoutées [Figure V- 7]. Nous pouvons observer que la courbe de Shields a tendance à augmenter lorsque le nombre de Reynolds particulaire décroît. D'après [Miller et al. \[1977\]](#), quand le nombre particulaire de Reynolds diminue, la courbe de Shields augmente d'un angle de 45° . Les conditions de mise en mouvement sont produites lorsqu'une déstabilisation du fond a eu lieu. Dans le milieu naturel le nombre de Shields diminue quand le diamètre des particules augmente ($\theta = 1/d_{50}$). Le paramètre de Shields critique « θ_c » des particules utilisées dans nos expériences est déterminé par l'Eq.I-16 et est de l'ordre de 0.038. Cette valeur correspond au paramètre de Shields critique pour d_{50}

(identique au θ_c de Kramer ([Buffington \[1999\]](#)). Cette valeur rentre dans le seuil de mise en mouvement de nos particules ([Van Rijn \[1993\]](#) et [Chanson \[1999\]](#)).

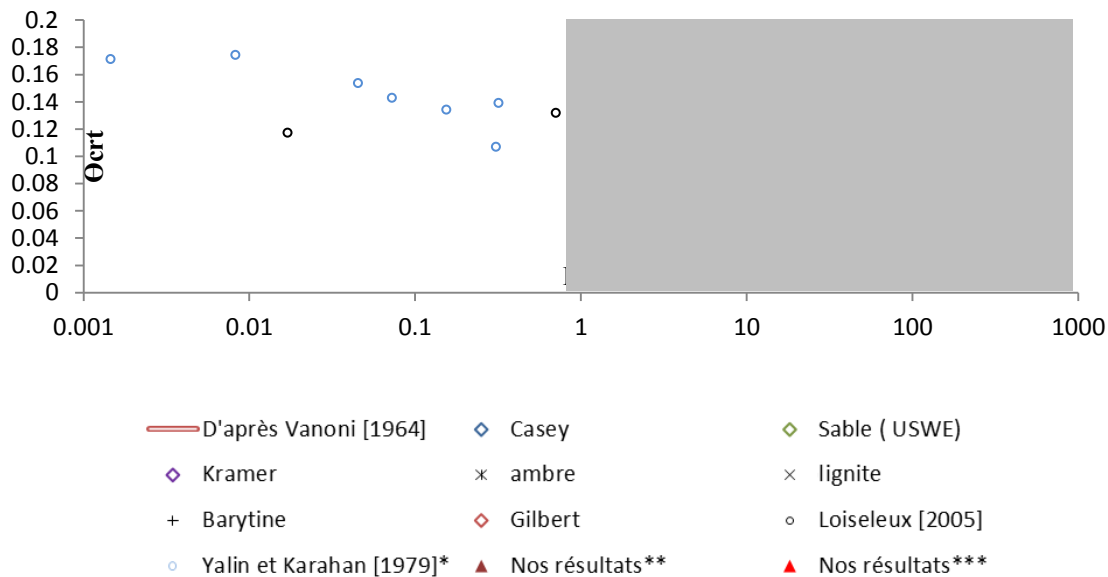


Figure V- 7 Courbe de mise en mouvement : la zone ombrée comprend les données de Shields (d'après [Vanoni \[1964\]](#)), * : d'après [Loiseleux et al. \[2005\]](#), ** : exemple de données de mise en mouvement de nos particules de verre à une vitesse de 0.3 m/s avec $u_* = 0.01$ m/s/, $Re_* = 7.13$ et *** : valeur du paramètre de Shields critique pour nos particules : $\theta_{crt} = 0.03$ et $u_{crt} = 0.04$ m/s)

Sur la Figure V- 8, le diamètre sédimentologique de nos particules est indiqué sur le graphe avec la contrainte de cisaillement critique qu'est estimée à 0.069 Pa.

La Figure V- 9 représente un aperçu de l'ensemble des caractéristiques hydrauliques concernant nos données. Nous pouvons constater que l'influence de la hauteur d'eau est plus visible sur le nombre de Shields à partir de $u_c = 0.4$ m/s. Il existe une vitesse critique où l'influence de la vitesse combinée à la hauteur d'eau joue un rôle dans la mise en mouvement des particules. À partir de cette vitesse critique ($0.2 \text{ m/s} < U_c < 0.3 \text{ m/s}$), l'effet de la vitesse de l'écoulement sur les particules sera combiné à la hauteur d'eau [Figure V- 9]. Par ailleurs, les données montre que le nombre de Shields présente une évolution proportionnelle au nombre de Froude [Figure V- 9-b]. La contrainte de cisaillement est à l'origine de la turbulence à l'aval de structures morphologiques et cela est lié aux fluctuations des vitesses qui sont présentes dans ce genre d'écoulement. Les fluctuations de vitesses et l'effet de la contrainte de cisaillement sur le comportement de l'écoulement à l'aval de la ride sont détaillés dans le CHAPITRE IV.

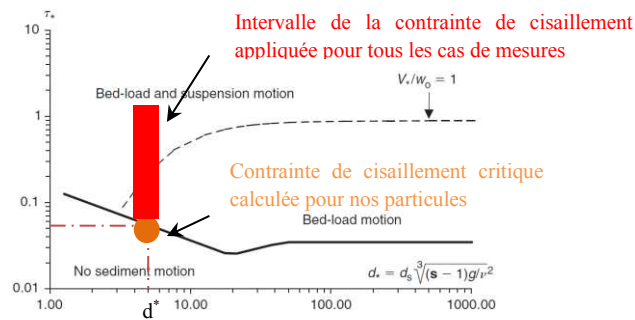


Figure V- 8 Seuil de mise en mouvement des sédiments (d'après [Chanson \[2004\]](#)) : d^* : diamètre sédimentologique de nos particules, $d^* = 7.21$

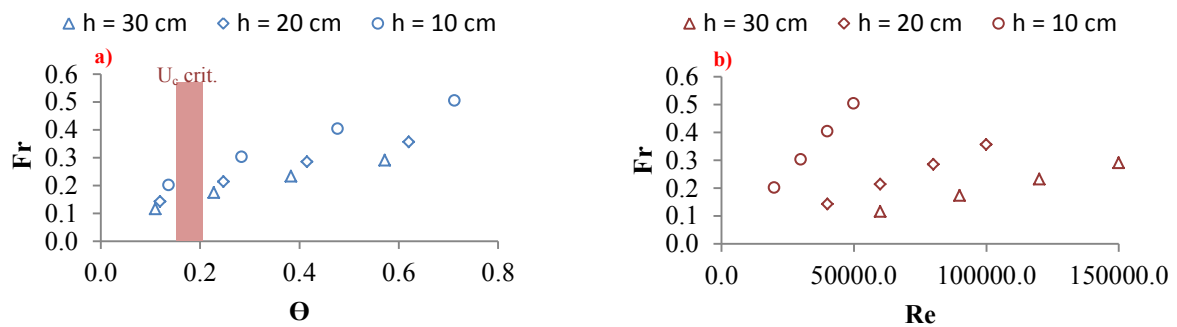


Figure V- 9 Nombre de Froude en fonction du nombre de Reynolds pour les différentes hauteurs de l'écoulement

V.2 Définition du protocole de mesure

Les tests présentés dans le Tableau V- 1 ont été réalisés dans le but d'obtenir des conditions hydrauliques adéquates pour déplacer des particules sans nécessairement leur imposer une vitesse importante ou les mettre en suspension. La série de mesures proposée est dédiée en particulier à un transport par charriage de particules de verre. La procédure suivie pour réaliser tous nos essais se résume en ces quelques étapes :

- Régulation du niveau d'eau ($h = 30$ cm, $h = 20$ cm, $h = 10$ et $h = 5$ cm)
- Préparation du tas / barre de verre et positionnement à $X_c = 0$
- Déclenchement d'un écoulement avec un débit constant, réglage du débitmètre à $U_c = 0.2$ m/s, 0.3 m/s, 0.4 m/s et 0.5 m/s
- Acquisition des images au moyen des deux caméras
- Nettoyage du canal et évacuation de toutes les particules avant le lancement d'un nouveau essai

V.2.1 Prototype lié à la masse

La détermination du seuil de mise en mouvement n'est pas suffisante pour produire des formes sédimentaires similaires au terrain. Une série d'essais a été donc réalisée afin de déterminer la masse de particules adéquate pour avoir des déformations dans la disposition initiale des particules peu après l'initialisation de l'écoulement. Nous avons fait plusieurs essais pour n'en garder au final qu'un seul prototype pour tous les tests à expérimenter. La Figure V- 10 montre une évolution spatiales de la déformation d'une barre de sédiments. Le premier cas concerne les essais d'une barre d'une masse de 100 g, le second correspond à des essais réalisés avec une masse de particules de 220 g. Nous avons constaté qu'une masse de 100 g est très appropriée pour mener des tests sur l'évolution d'une barre de particules et la formation de structures géomorphologiques.

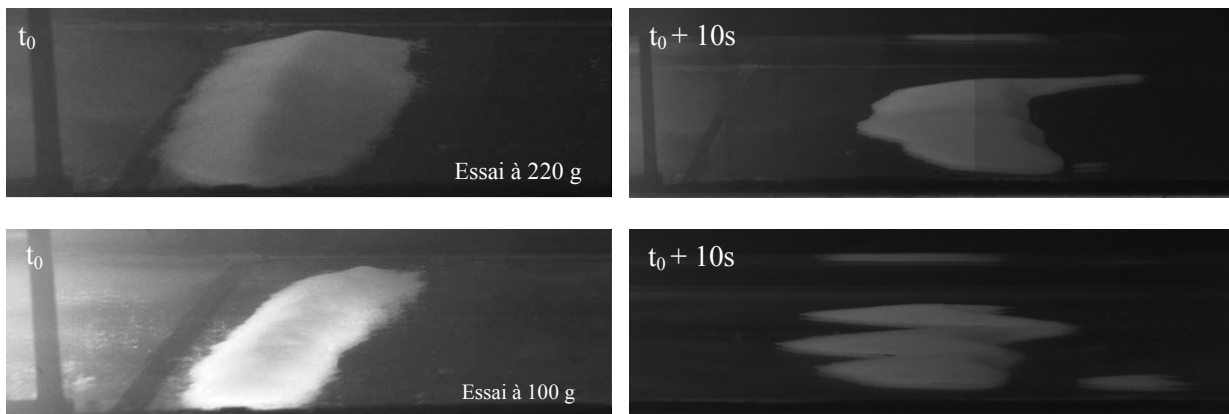


Figure V- 10 Essais pour déterminer la masse totale des particules à utiliser dans toutes les expériences

Pour les tests effectués, que ce soit sur le tas de particules ou la barre de particules, la masse totale utilisée est estimée à 100 g. Les deux formes de particules sont placées à $X_c = 0$. À chaque nouvelle manipulation, la hauteur du tas est fixée à 0.02 m par rapport au fond de la veine d'essai. En ce qui concerne la barre, sa hauteur n'excède pas 0.01 m, sa largeur est de 0.05 m et sa longueur de 0.31 m.

V.2.2 État initial des particules

Afin de mieux comprendre le comportement des particules une fois immergées, une comparaison entre des particules mises à l'eau la veille du déroulement des expériences et des particules mise à l'eau juste avant l'acquisition des images a été menée. Aucune influence n'a été observée au regard de la formation des structures géomorphologiques et de leur évolution [Figure V- 11].

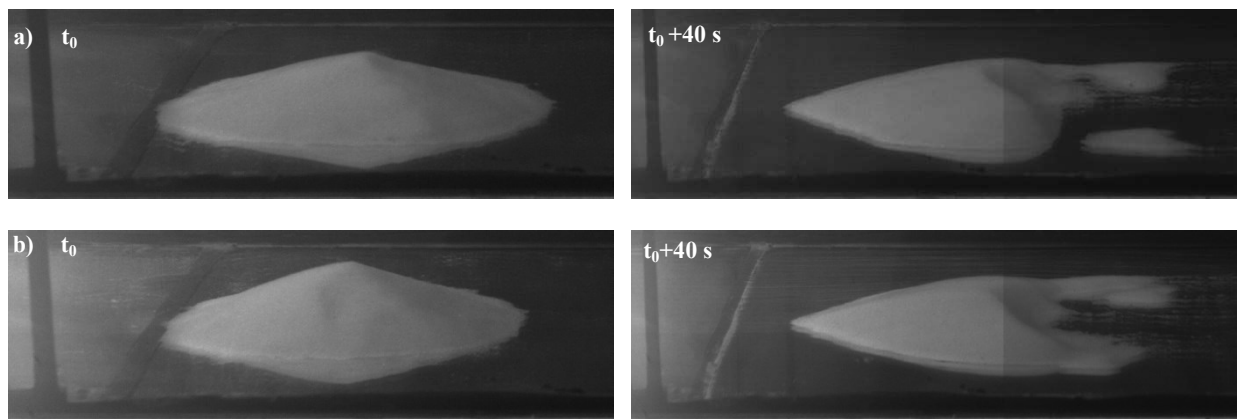


Figure V- 11 Évolution d'un tas de particules à $u_c = 0.5$ m/s, $h_e = 20$ cm : a) particules mises dans l'eau la veille de l'acquisition, b) particules mises dans l'eau juste avant l'acquisition des images

V.2.3 Essais qualitatifs

Les premières expériences réalisées dans le canal hydro-sédimentaire ont un double enjeu. En premier lieu, elles permettent de caractériser les différentes capacités du canal hydro-sédimentaire. En second lieu, différents tests ont été expérimentés pour fixer la gamme de vitesses à retenir et à réaliser pour les mesures de visualisations et de la tomographie laser. Au départ, des essais ont été menés afin de déterminer la vitesse critique de mise en mouvement des particules. Ensuite, des tests ont été effectués pour déterminer la masse des particules à prendre en compte pour éviter l'arrachement complet des particules et surtout pour assurer l'aboutissement de morphologies dunaires au bout de quelques minutes ou même de quelques secondes d'écoulement. Ces premières expériences montrent qu'avec des conditions hydrauliques adéquates et un tas de particules de 0.02 m de hauteur, nous pouvons facilement former des structures géomorphologiques après quelques secondes d'initialisation de l'écoulement [Figure V- 12]. De la même façon, une barre de particules de hauteur de 0.01 m est capable de donner naissance à plus d'une forme. Lorsque deux masses de sédiments sont placés l'un après l'autre, ils finissent par former chacune une structure géomorphologique [Figure V- 12].



Figure V- 12 À gauche : Formation d'une forme de croissant à partir d'un tas de particules. ($U_c=0.5$ m/s). À droite : Succession de deux structures géomorphologiques issues de deux tas différents mis en mouvement l'un après l'autre

V.3 Déformation de formes sédimentaires soumises à un écoulement

Maintenant, nous allons analyser la déformation d'un ensemble de particules dont la forme initiale est un tas ou une barre. Tout d'abord, trois essais concernant le transport d'un tas de particules, dont les nombres de Froude sont 0,23 ; 0,28 et 0,4 correspondant respectivement aux hauteurs d'eau suivantes : 30 cm ; 20 cm et 10 cm seront présentés dans cette partie. Nous avons déjà constaté que pour le tas de particules, l'apparition d'une forme de croissant se produit à $u_c = 0,3$ m/s [Figure V- 13].

Pour une vitesse de 0,4 m/s, des cartographies de visualisations de tas de particules sont présentées sur la Figure V- 13.

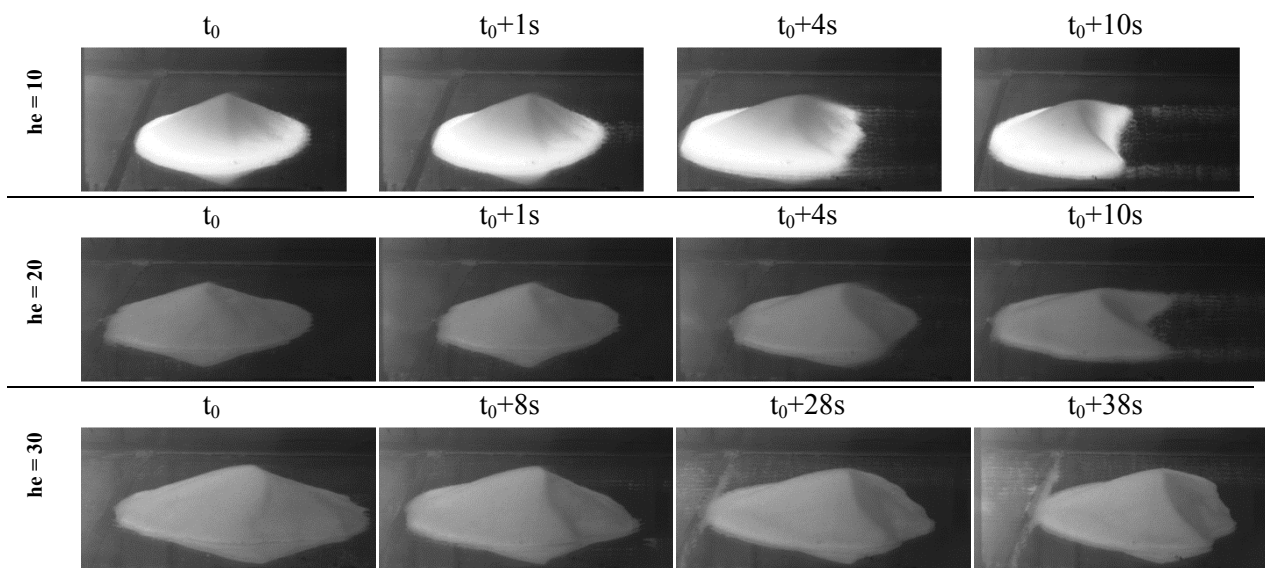


Figure V- 13 Cartographies montrant l'évolution d'un tas de particules : $U_c = 0,4$ m/s ($h_e = 10, 20$ et 30 cm avec respectivement $\Theta = 0,47, 0,41$ et $0,38$)

Lorsque la hauteur d'eau est fixée à 30 cm, l'apparition de la forme de croissant nommée « *barkhane* » nécessite davantage de temps, car les conditions initiales imposées ne sont pas suffisantes pour mettre en mouvement plus de particules. Il faut au minimum le double de temps pour avoir la même forme sous un écoulement à une hauteur de 10 cm. Pour cette hauteur, cette forme est visible à partir de 30 secondes d'exposition à l'écoulement.

Lorsque la vitesse de l'écoulement est de 0.3 m/s, l'allure du tas de particules est proche de celle d'une forme d'un croissant. Au final, l'interaction entre les particules et l'écoulement conduit à un changement dans la forme du tas de particules sans pour autant le détruire. Autrement dit, nous assistons à une naissance de formes assez équilibrées. Dans la face avalanche, la présence d'un tourbillon piège les particules vers le creux de la forme géomorphologique. Ce mécanisme est à l'origine de la longévité de cette géomorphologie et son équilibre. Par contre, les pointes des cornes sont le siège d'une importante érosion de particules.

Ensuite, une forme de barre est étudiée. La Figure V- 14, représente l'évolution d'une barre isolée (forme de ride) pour une vitesse ($u_c = 0.4$ m/s). Lorsqu'il s'agit d'une barre de particules, l'apparition des formes de croissants est liée à la durée d'exposition à un écoulement favorable. Plus cette durée est importante, plus « la réorganisation » des particules tend vers une forme de croissant. Pour une vitesse initiale u_c de 0,4 m/s, nous pouvons remarquer que la hauteur d'eau joue un rôle dans

l'apparition et la réorganisation des particules [Figure V- 9]. Dans le cas d'un écoulement d'eau d'une hauteur de 10 cm, au bout de 25 secondes, une distinction entre trois formes de croissant est bien nette sur la Figure V-14. Par contre, il faut une soixantaine de secondes pour avoir la même forme sous un écoulement d'une hauteur d'eau de 20 cm.

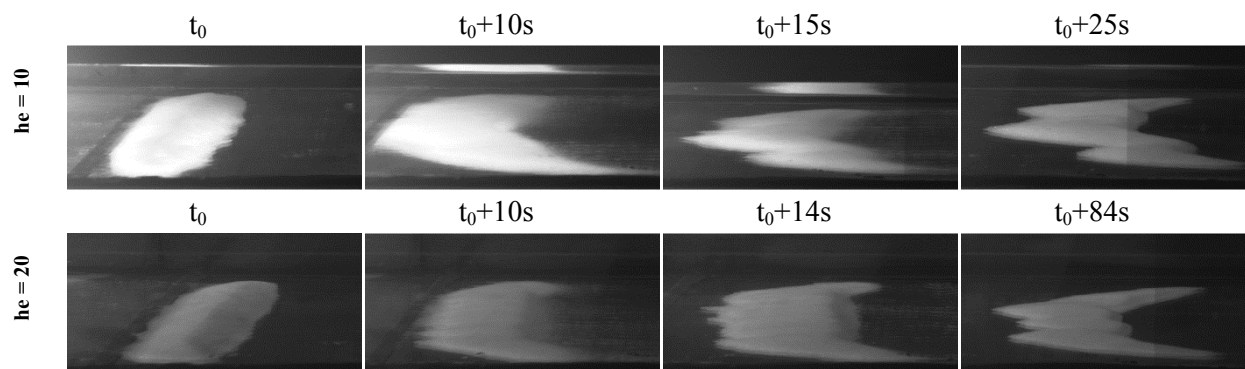


Figure V- 14 Apparition de formes de croissant $v = 0,4$ m/s, cas : cordon de particules ($h_e = 10$ et 20 cm avec respectivement $\Theta = 0.47$ et 0.41)

Pour la même vitesse à $h_e = 30$, après une durée d'exposition à l'écoulement suffisante, les particules sont déplacées, mais la formation de structures géomorphologiques n'aura pas lieu. Cependant, pour le cas d'une barre de particules sous un écoulement d'une hauteur de 30 cm, il faut plutôt augmenter la vitesse à l'amont. Pour détecter la formation des structures sédimentaires pour une hauteur de 30 cm, nous avons donc imposé une vitesse d'entrée de 0,5 m/s. Les cartographies de la Figure V- 15 montrent l'apparition de trois formes de croissant au bout de 40 secondes. Nous pouvons observer clairement l'influence de l'intensité de l'écoulement sur les particules qui sont entraînées vers l'aval. Après quelques secondes d'excitation, les particules qui sont arrachées sont transportées vers l'aval du canal, et celles qui sont proches du tas de sédiment sont réorganisées pour former un champ de « *barkhanes* ».

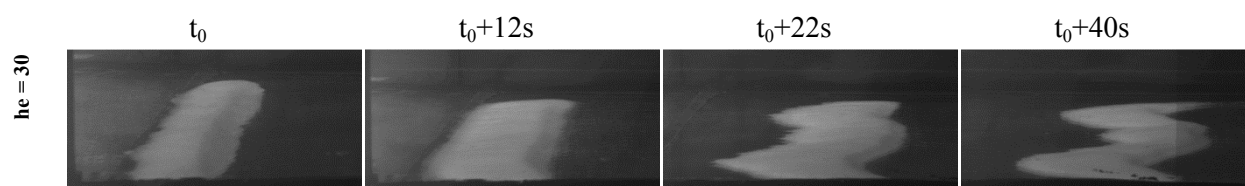


Figure V- 15 Condition d'apparition de forme de croissant pour le cas d'une barre de particules à $u = 0.4$ m/s, $h_e = 30$ cm, $\Theta = 0.38$

Nous pouvons constater que la détermination du seuil de mise en mouvement des particules est plutôt subjective, car nous avons déterminé le θ_{cr} , mais la probabilité que ces particules se mettent en mouvement dépend du comportement aléatoire de l'écoulement et de leur disposition sur le fond.

V.4 Analyse de la morphologie

V.4.1 Caractéristiques de la forme en croissant

Les tests menés dans le canal hydro-sédimentaire montrent une formation d'une structure en forme de croissant à partir d'une forme de particules bidimensionnelle, cette structure est appelée « *barkhane* » [Figure V-14 et Figure V-15]. Les caractéristiques de cette forme de croissant « *barkhane* » sont : sa largeur (w_b) étant la distance comprise entre les deux extrémités des cornes ainsi que sa longueur qui est définie comme étant la distance entre son pied et les pointes des cornes [Figure V-16]. Hormis sa forme, les caractéristiques de l'écoulement au-dessus de la crête ont des similarités avec celui d'un écoulement à l'aval d'une ride. Par conséquent, les quatre principales régions de l'écoulement à l'aval d'une ride sont bien présentes ici : (S) le point de séparation de l'écoulement situé au niveau de la crête (ou point de décollement), (Zr) une zone de recirculation définie par une ligne de séparation (Ls) correspondant à la face d'avalanche où des phénomènes de turbulence aléatoires peuvent avoir lieu. Enfin, le point de rattachement de l'écoulement (R) est situé à l'aval de la crête de la *barkhane* [Figure II-15]. Ici, la zone de décollement se produit au niveau de la « ligne d'arête », une ligne qui sépare la face exposée de la *barkhane* (le dos) de la face abritée (tracée en rouge sur la [Figure V-16-a]. La région face d'avalanche est le siège d'un fort gradient de vitesse, et une forte diminution de la vitesse longitudinale est donc observée dans cette région. Lors du transport des particules de verre par charriage du pied de la *barkhane* vers la crête, ces particules sont enroulées sur le dos puis se déposent au niveau de la ligne d'arête. Une fois la ligne chargée de particules, elles sont entraînées en forme d'avalanche vers la face abritée, d'où le nom de cette région « face d'avalanche », cela marque le début d'un petit déplacement des particules. Par ailleurs, ces particules ne sont pas transportées hors du domaine de la *barkhane*, car à l'aval de la face d'avalanche, il existe une zone de recirculation caractérisée par un courant de retour. Dans ce cas, ce courant de retour est appelé : « courant secondaire », il dépose les particules après leurs déluges de la ligne d'arête dans la face abritée. Toutes les particules arrachées au dos de la *barkhane* finissent donc à l'intérieur de la face d'avalanche. Par contre, au niveau des cornes, des traînées de particules peuvent être observées à cet endroit.

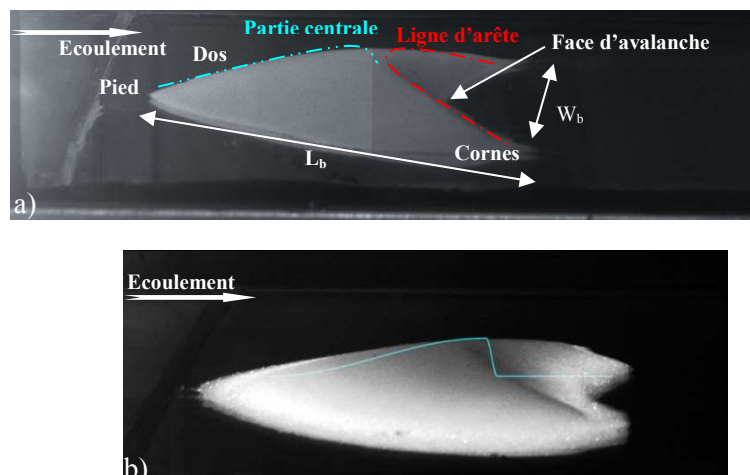


Figure V-16 a) Vue 3D d'une *barkhane* issue des mesures de visualisations, b) superposition du profil de la ride avec la forme de la *barkhane*. : — profil de la ride [cf.II.1]

Au final, l'érosion de ce genre de géomorphologie se produit essentiellement au niveau des deux cornes. Nous avons observé que le rôle des cornes est de récupérer à la fois le surplus des particules au sommet de la barkhane et les particules issues du flux latéral de l'écoulement contourné. Le rôle de la partie centrale est surtout de piéger les particules qui s'échappent du creux. La coexistence de ces deux phénomènes donne naissance à la forme tridimensionnelle de la barkhane. Dans le domaine des simulations numériques visant à reproduire le mouvement de particules au-dessus de celle-ci, la partie centrale représente le profil d'une ride ([Hersen \[2004\]](#) et [Kroy et al. \[2005\]](#)). Par conséquent, une coupe longitudinale sur la partie centrale de la barkhane est similaire au profil de la ride. La Figure V-16-b montre le profil de la ride [cf. II.1] superposé à la partie centrale de la barkhane. Dans ce qui va suivre, nous allons présenter les conditions d'apparition des barkhanes et leur évolution.

V.4.2 Création de rides 3D : influence de la forme initiale et la vitesse de l'écoulement

L'étude du transport sédimentaire repose sur des conditions initiales liées à la fois à la vitesse de l'écoulement et au sédiment. En effet, chaque changement dans les paramètres hydrauliques de l'écoulement affectera facilement le réarrangement des sédiments. La manière dont vont se disposer les particules à l'état initial est extrêmement significative. Afin de mettre en évidence l'influence de la forme initiale sur l'apparition des barkhanes, deux formes ont été examinées : un tas de particules et une barre de particules. Au début des expériences, les deux formes de particules sont initialement au repos, donc chaque point de fluide suit la loi de Pascal. Dans ce cas, l'écoulement est soumis seulement à la gravité et aux forces de pression, et la contrainte de cisaillement ne rentre pas en jeu. Il a été déjà démontré, que nous pouvons facilement obtenir des barkhanes sous des conditions de forçage hydraulique favorables à partir d'un tas de particules. De la même manière, il est possible aussi d'obtenir des barkhanes à partir d'une barre de particules. Un suivi en détail de l'évolution de ces formes aux moyens des prises de vues instantanées a permis de mettre en exergue le rôle de la forme initiale des particules. Le but de modifier la disposition de la forme initiale des particules à étudier réside dans la compréhension des aspects de l'évolution et de la formation des barkhanes, abordés auparavant par [Hersen \[2004\]](#).

Un suivi d'un tas de particules de verre d'une masse de 100 g, pendant 600 secondes est présenté dans la Figure V- 17, pour trois hauteurs d'eau différentes. Au bout de 300 secondes, des stries se forment au sommet du tas. La strie est plus marquée pour les essais où l'écoulement à une hauteur d'eau de 10 cm. Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, la présence d'une strie révèle plutôt une forme très proche de la ligne d'arête de la barkhane. Cette strie a mis en évidence une distinction entre l'amont et l'aval du tas. À ce stade, le tas a gardé la quasi-totalité des particules de départ. Pour une hauteur d'eau importante à $h_e = 30$ cm, aucune strie est présente. Ces expériences mettent en évidence l'apparition d'une instabilité de la forme du tas au fur et à mesure qu'il se déforme sous l'influence de l'écoulement. Cette instabilité de la forme du tas influence les lignes de courant de l'écoulement. La formation de stries dépend de la contrainte de cisaillement, plus celle-ci est importante, plus l'instabilité est marquante sur la surface du tas des particules. Pour ces conditions, l'écoulement est capable de déformer le sommet du tas de particules sans lui donner une forme géomorphologique spécifique. Un forçage dans les conditions hydrauliques pour déstabiliser cet amas conduit à la formation de motifs barkhanoïdes. Logiquement, une augmentation dans la vitesse conduira à déplacer plus de particules. Sur la Figure V- 18, une vitesse de 0,3 m/s est imposée à la même forme initiale de particules. Le tas initial de particules de verre semble prendre une forme de barkhane. Une phase d'évolution lente est détectée à $h_e = 30$ cm. À cette vitesse, la ligne d'arête est bien distincte et le début de formation des cornes se produit.

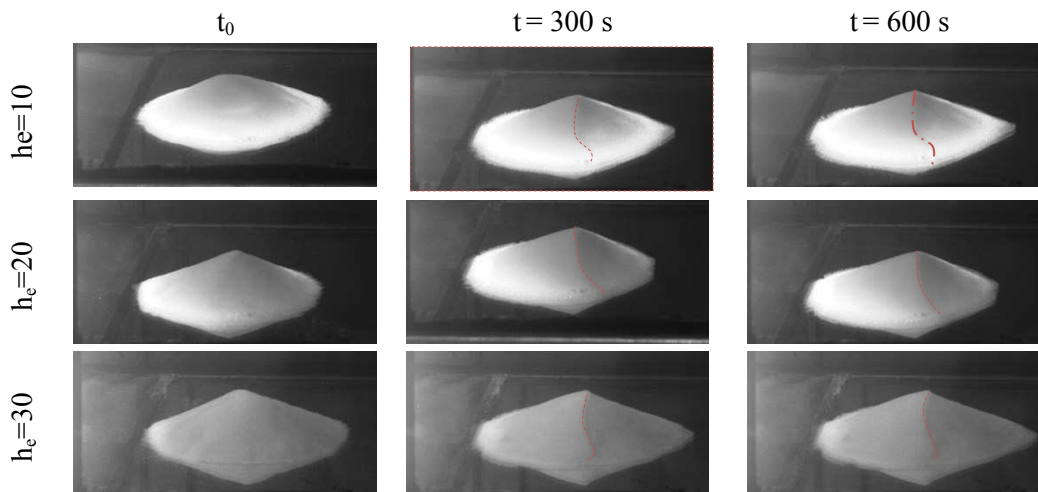


Figure V- 17 Images de visualisations de particules à $u_c = 0.2 \text{ m/s}$: tas de particules pour différentes hauteurs d'eau ($h_c = 10, 20$ et 30 cm , respectivement : $\Theta = 0.13, 0.11$ et 0.11)

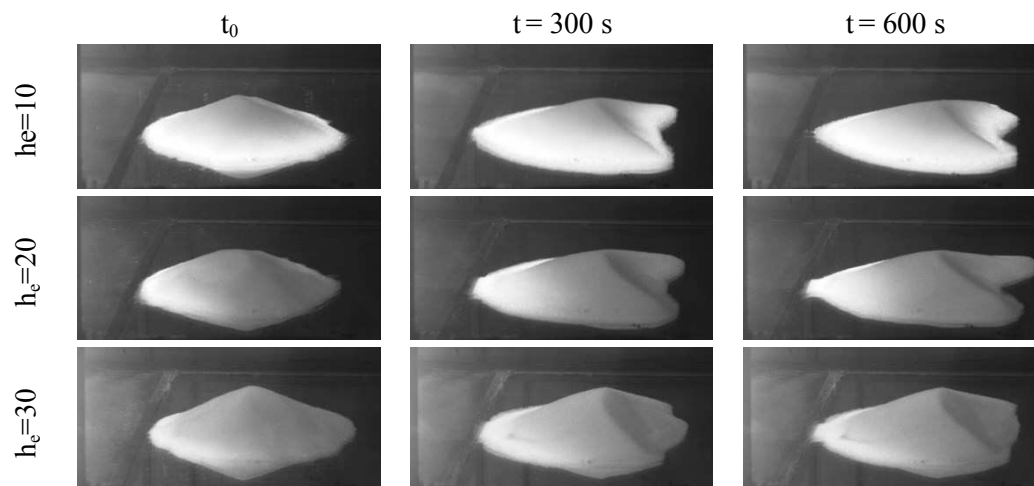


Figure V- 18 Images de visualisations de particules à $u_c = 0.3 \text{ m/s}$: tas de particules ($h_c = 10, 20$ et 30 cm , respectivement : $\Theta = 0.28, 0.24$ et 0.22)

Les étapes de formation d'une barkhane à partir d'un tas de particules se résument comme suit :

- À faible vitesse ($\theta = 0.14-0.16$) : une instabilité transverse se forme au sommet du tas.
- Un forçage important dans l'écoulement conduit à la transformation de la strie en ligne d'arête ($\theta = 0.22-0.28$), cette transformation indique un début de distinction entre les deux cornes latérales et donc la formation d'une barkhane.
- La réorganisation de la forme de la barkhane ainsi que l'évolution de sa forme est très lente dans le temps.

Nous allons à présent examiner une barre de particules placée perpendiculairement à l'écoulement. Le passage d'un tas de particules à une barre de particules changera bien évidemment l'angle de repos de la forme initiale et de la microtopographie de l'état initial du lit à expérimenter. La Figure V- 19 présente des images successives d'une reproduction des conditions hydrauliques identiques à la Figure V- 18. Quant à la Figure V- 20, elle représente un cas de forçage hydraulique plus important que le premier cas [Figure V- 19]. Les images successives montrent le suivi d'une déformation d'une barre de particules dans le temps. Le déplacement des particules de 100 g s^{-1} effectue

au niveau des deux parois latérales du canal. Les visualisations des séquences vidéo d'images montrent, qu'un phénomène de va-et-vient des particules se produit à l'aval de la barre sans donner naissance à des morphologies distinctes.

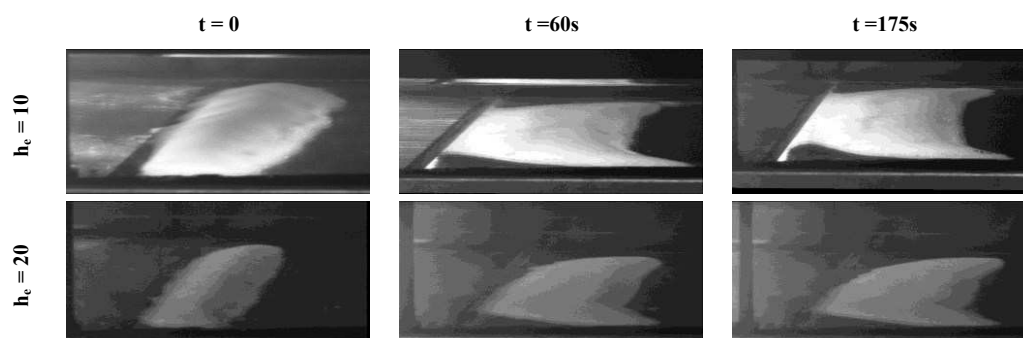


Figure V- 19 Images de visualisations de particules à $u_c = 0.3 \text{ m/s}$ – cas : barre de particules- ($h_e = 10$ et 20 cm avec respectivement $\Theta = 0.28$ et 0.24)

Les analyses montrent que pour la même quantité de particules, la forme finale tracée par le déplacement de ces particules sous les mêmes conditions hydrauliques varie d'une manière visible. Quand un tas de particules est soumis à une vitesse d'écoulement de $0,3 \text{ m/s}$, ses particules sont entraînées des deux côtés latéraux pour lui donner une forme très proche d'une barkhane [Figure V- 18]. Systématiquement, les particules arrachées sur les deux côtés latéraux du tas sont entraînées vers l'aval pour donner naissance aux deux cornes, donnant par la suite une forme en croissant au tas. Par contre, avec les mêmes conditions hydrauliques, une barre de particules ne se comporte pas de la même manière sous cet écoulement [Figure V- 19]. Certes sur les parties latérales, une mobilité de particules est bien présente mais sans pour autant changer la forme de la barre de particules. Cette comparaison montre que la contrainte de cisaillement appliquée sur l'ensemble des particules subit une résistance plus forte en présence d'une barre de particules. En plus, dans ce cas de figure, l'angle de repos n'est pas le même.

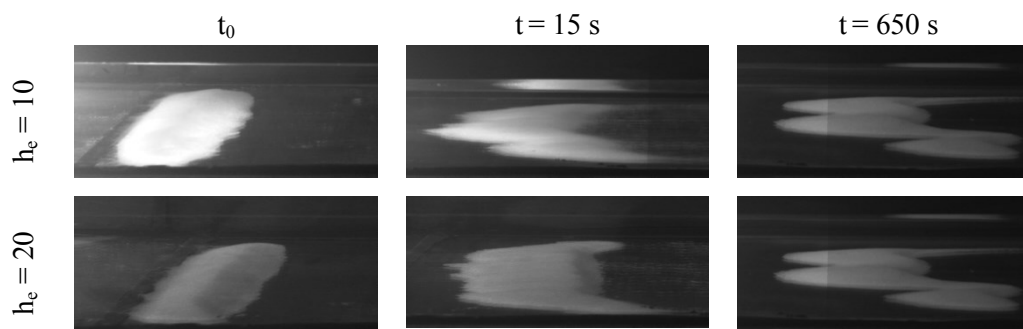


Figure V- 20 Images de visualisations de particules à $u_c = 0.4 \text{ m/s}$ – cas : barre de particules- ($h_e = 10$ et 20 cm avec respectivement $\Theta = 0.47$ et 0.41)

L'expertise des images de visualisations et des vidéos montre que lorsque " θ " est compris entre 0.38 et 0.47 et après 650 secondes d'écoulement, la barre se découpe en trois blocs et chaque bloc forme une barkhane [Figure V- 20].

Pour le même nombre de Shields, la forme initiale ne donne pas un résultat identique. La disposition du lit initial conditionne donc le nombre de barchanes qui va apparaître et gouverne la

formation ou non de barkhanes. En effet, la variation dans la disposition des particules influence leur mobilité. D'après [Drake et al.\[1988\]](#) , le transport de sédiment au fond est gouverné entre autres par la vitesse de l'écoulement, la contrainte de cisaillement sur le fond et aussi la disposition des grains de sable sur le lit de sédiments. Ici, nous pouvons constater que la disposition de la même masse de particules soumise aux mêmes conditions hydrauliques influence en amont l'apparition des barkhanes.

En conclusion de cette partie, le changement de formes initiales des particules implique une modification dans : i) l'angle de repos du lit initial (appelé l'angle de frottement par [Kirchner et al.\[1990\]](#)), ii) la superficie de l'interaction écoulement-fluide et iii) le comportement de la contrainte de cisaillement donc l'interaction entre la contrainte de cisaillement et l'écoulement. Par conséquent, ces trois paramètres jouent un rôle important dans la formation ou non d'une barkhane. Sur la Figure V-20, nous pouvons voir que la valeur de mise en mouvement de nos particules ne correspond pas aux conditions hydrauliques nécessaires pour la mise en mouvement d'un tas ou d'une barre de particules.

V.4.3 Migration de la forme de croissant

Dans cette partie, nous allons analyser le déplacement d'une ou plusieurs barkhanes dans le temps et mettre en évidence l'effet de la hauteur d'eau et l'impact du nombre de Froude sur ce déplacement. Les prises d'images successives consacrées à cet effet, ont été réalisées pour une vitesse d'entrée $u_c = 0.5$ m/s. Ici, la forme initiale des particules ne sera pas mise en avant car l'intérêt sera plutôt porté sur la finalité de ces formes –c'est-à-dire la formation de barkhanes– essentiellement le déplacement spatio-temporel de ces dernières. Cependant, la formation des barkhanes secondaires à partir de la barkhane principale va être abordée ultérieurement.

Un filtre de détection des contours (Sobel) est appliqué aux images pour mettre en exergue l'arrachement des particules. À t_0 , l'écoulement arrachait les particules au sommet du tas [Figure V-21]. Quand le tas de particules est en équilibre [Figure V- 21-a], le contour de la barkhane est bien net sur l'image de droite. Par contre, lorsque l'arrachement de particules prend place, le contour au niveau du sommet devient discontinu [Figure V- 21-b].

Pour étudier le déplacement des barkhanes, l'image initiale prise ($t_0 = 0$) correspond au moment de la distinction de la forme de la barkhane [Figure V- 22-a]. La distance parcourue par la barkhane correspond à la distance mesurée entre le point (a) et le point (b) sur la Figure V- 22.

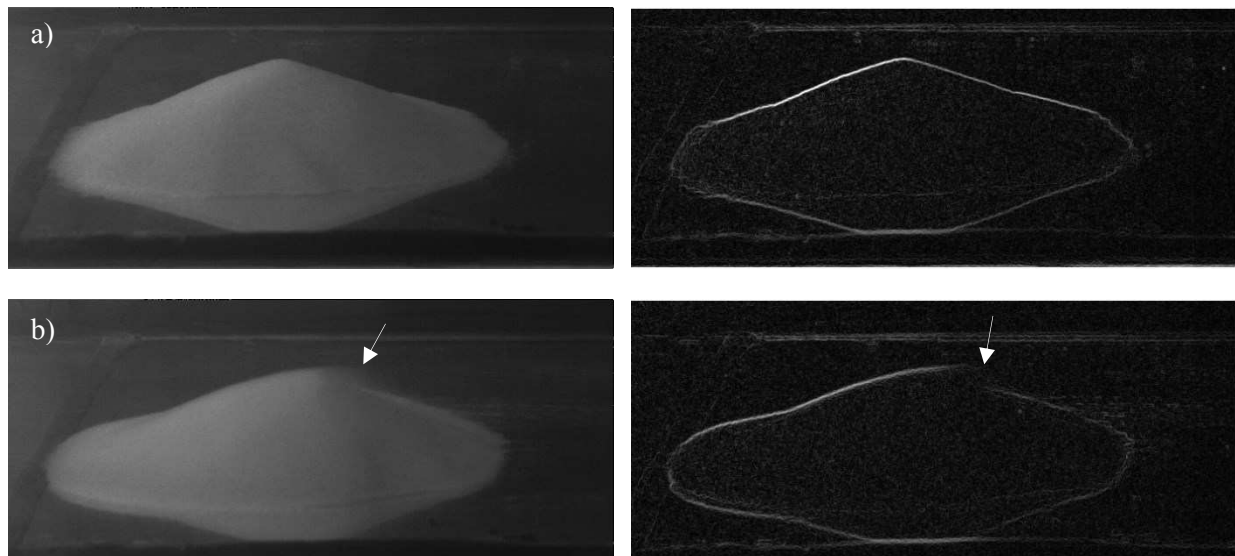


Figure V- 21 a) Tas de particules au repos, b) Début d'arrachement des particules au sommet du tas

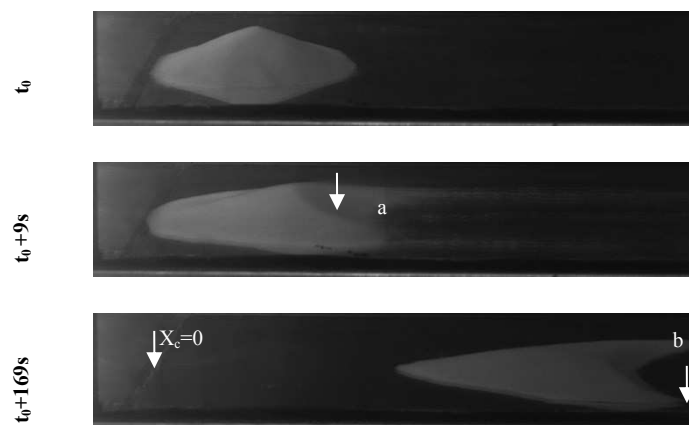


Figure V- 22 Déplacement de la barchane : vitesse d'entrée $U_c = 0.5 \text{ m/s}$, $h_e = 10 \text{ cm}$

Sous un écoulement d'une hauteur de 10 cm et d'une vitesse de 0.5 m/s, la vitesse (C) de déplacement de la barchane est de 0.0013 m/s. Par contre, lorsque la hauteur d'eau est de 20 cm et le déplacement est de 0.0016 m/s, le temps de déplacement de la barchane pour la même distance est de l'ordre de 180 s. En ce qui concerne la précision du déplacement du tas de particules, elle est de l'ordre de $L_{\text{tas}} = \pm 2 \text{ mm}$.

		L_{tas}	D	t (s)	C (m/s)	$U_c/C \approx$
Tas de billes	$h_e = 10 \text{ cm}$	0.166	0.289	165	0.0017	294
	$h_e = 20 \text{ cm}$	0.150	0.305	180	0.0016	312
	$h_e = 30 \text{ cm}$	0.144	0.311	185	0.0016	312

Tableau V- 3 L_{tas} : longueur de la barchane à t_0 , D : Distance parcourue par la barchane

Le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse de déplacement de la barchane est en moyenne de l'ordre de 300. Lorsque le nombre de Froude est de 0.5 (cas : $h = 10 \text{ cm}$), le déplacement

de la barkhane est plus important. Le déplacement de la barkhane est donc inversement proportionnel à la hauteur de l'eau. La hauteur d'eau joue un rôle primordial sur le transport des particules.

V.4.4 Évolution morphologiques spécifiques : Phénomènes de séparation

La formation des cornes de barkhanes débute par un nettoyage de la zone d'avalanche [Figure V-23 –a]. Ensuite, le profil de la face d'avalanche devient de plus en plus pointu vers le centre du creux de la barkhane. À $t + 3s$, les cornes gagnent de la longueur et la forme de la barkhane est plus nette à ce stade. La stabilité des cornes dépend de la durée du cisaillement appliquée, car au bout de 18 secondes d'excitation, l'une des cornes s'érode [Figure V- 23–b].

Lorsque la vitesse de l'écoulement devient plus intense ($u_c = 0.5m/s$) à une hauteur d'eau de 30 cm, nous assistons à une formation d'une barkhane unique. Par conséquent, les cornes de la barkhane principale restent stables. Il s'agit ici, d'un écoulement ayant le nombre de Reynolds le plus élevé ($R_e = 15 \times 10^4$) sur l'ensemble de nos mesures.

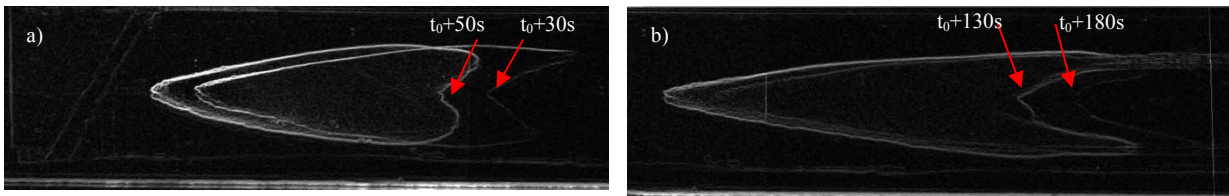


Figure V- 23 Évolution des cornes d'une barkhane dans le temps ($U_c = 0.5 m/s$, $h_e = 30 cm$)

Un phénomène de séparation des cornes de la barkhane est observé sur tous les essais concernant le tas de particules à l'exception du cas à ($u_c = 0.5$, $h_e = 30 cm$). Par conséquent, ces cornes donnent naissance à de nouvelles barkhanes.

Une fois les conditions hydrauliques imposées, les particules de verre tendent vers une forme en croissant après un temps t_c . Lorsque la barkhane est formée et au fur et mesure qu'elle est entraînée par l'écoulement, une ou deux nouvelles barkhanes se forment au niveau de ses cornes. Pour des raisons pratiques, la première barkhane est appelée la barkhane principale, tandis que les deux autres barkhanes formées à la suite de la barkhane principale seront appelées barkhanes secondaires.

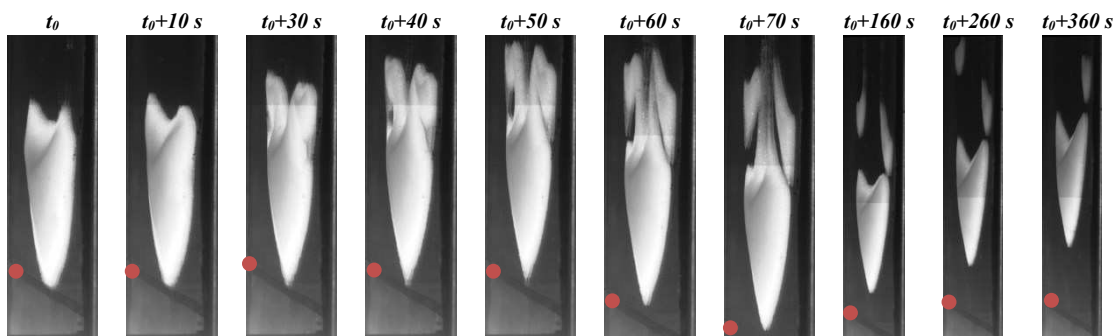


Figure V- 24 Séparation de la barkhane principale et naissance de deux barkhanes secondaires ($0.4m/s$: $h = 10 cm$, $\Theta = 0.47$)

Pour observer la formation de barkhanes secondaires, il suffit de former la première barkhane (barkhane principale). Ensuite, au niveau du sommet du tas, une masse de particules déborde vers les cornes et la saturation de ces dernières conduit à la formation de barkhanes secondaires. Les deux barkhanes secondaires sont construites avec une masse de particules infiniment petite, donc leur taille est réduite. Ces dernières se déplacent plus rapidement que la barkhane principale. Pour les deux cas étudiés (hauteurs d'eau de 10 et 30 cm), la formation des barkhanes secondaires est suivie par un déplacement de la barkhane principale [Figure V- 24]. Par contre, lorsque la hauteur d'eau est fixée à 30 cm la barkhane principale donne naissance à deux barkhanes secondaires en restant plutôt fixe dans l'espace [Figure V- 25].

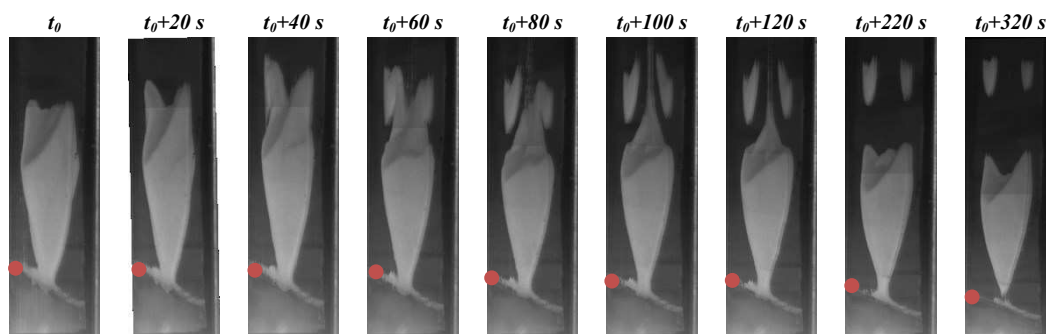


Figure V- 25 Naissance de barkhanes secondaires à partir d'une barkhane principale quasiment fixe (0.4 m/s : $h = 30\text{ cm}$ et $\Theta = 0.38$)

La séparation des barkhanes est contrôlée par la vitesse de l'écoulement. La Figure V- 26 présente des cartographies de suivi d'une barkhane issue d'un tas de particules. Les séquences présentes dans cette figure mettent en exergue la naissance de deux barkhanes de taille non négligeable au niveau des deux cornes de la barkhane principale pour une vitesse d'écoulement de 0.5 m/s , avec une hauteur de 10 cm . Cependant, pour les deux autres hauteurs ($h = 20\text{ cm}$ et $h = 30\text{ cm}$), nous n'avons pas observé de naissance de barkhanes secondaires au niveau des cornes de la barkhane principale. Lors de la séparation des barkhanes secondaires avec la barkhane principale, les particules vont se réhomogénéiser pour au final avoir la même forme de croissant que la barkhane mère.

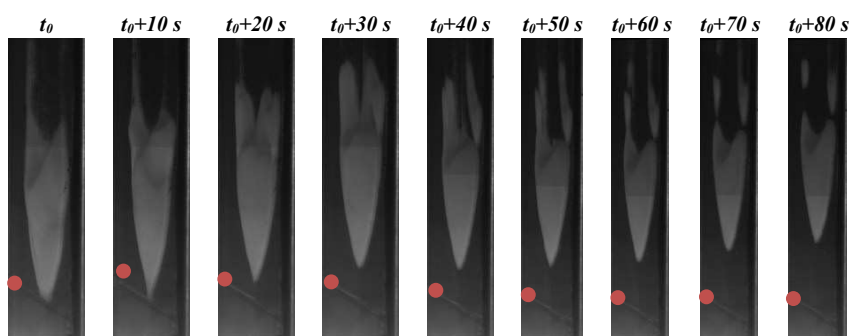


Figure V- 26 Séparation de barkhane à $v = 0.5$, pour une hauteur d'eau de 10 cm , $\Theta = 0.71$

V.5 Dynamique du transport de sédiments

V.5.1 Comportement de l'écoulement autour de la forme en croissant

Considérons maintenant, un tas de particules dans un état stationnaire à l'intérieur d'un canal rempli d'eau (à $t = 0$). Un écoulement continu turbulent d'une vitesse de 0.4 m/s est imposé. Le tas commence à avoir une forme d'une barkhane après 50 secondes de perturbation, ensuite celle-ci se déplace en conservant ses contours [Figure V- 27]. Malgré qu'elle soit sujette à une érosion (surtout au niveau des cornes), la barkhane reste stable et parcourt toute la longueur de la section dédiée aux mesures le long du canal hydro-sédimentaire (une longueur d'environ de 3.7 m). Ces expériences montrent que la longévité de cette forme tridimensionnelle est durable dans le temps. Après 580 secondes, la barkhane a pu se déplacer de la moitié de sa longueur. L'ambiguïté de ce phénomène réside dans le fait que la barkhane trouve son équilibre suite à une érosion en amont.

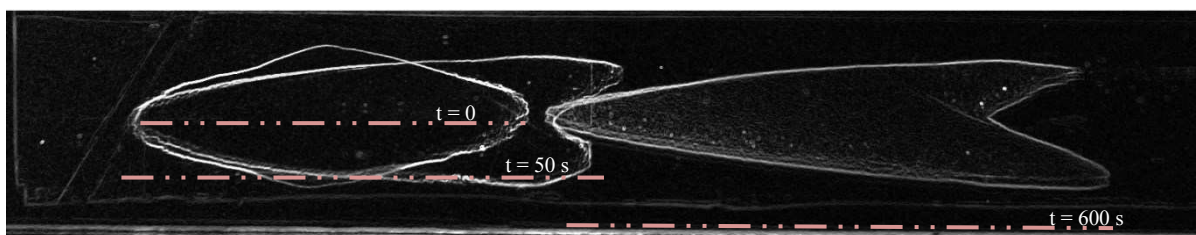


Figure V- 27 Évolution du tas de particules de verre formant une barkhane $t_{final} = 500$ secondes ($U_c = 0.4$ m/s)

Dans des conditions adéquates, la barkhane est capable de conserver plus au moins sa masse initiale, mais lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, ses particules sont complètement arrachées. Il existe bien des conditions de formation des barkhanes, en deçà de ces conditions, la barkhane n'aura pas lieu, au-dessus de celles-ci la dune disparaît complètement. Les conditions de mise en mouvement des particules sont donc insuffisantes pour prédire la formation des barkhanes. Précédemment [cf.V.4.1], nous avons mis un lien entre l'écoulement à l'aval d'une ride et l'écoulement à l'aval d'une barkhane où une zone de recirculation gouverne ces deux écoulements. Par contre, cette analogie touche seulement la partie centrale de la barkhane. Maintenant, nous allons aborder le contournement de l'écoulement principal par cette forme tridimensionnelle au niveau des deux cornes. Lors de sa séparation, l'écoulement principal est renversé par la forme finie de la barkhane, ce deuxième aspect d'écoulement à l'aval de la barkhane attire l'attention cette fois-ci sur un écoulement à l'aval d'un obstacle fini. L'écoulement à l'aval d'obstacles fait partie des grandes préoccupations des scientifiques. Notre intérêt vise particulièrement à attirer l'attention sur le contournement de cet écoulement une fois heurté à un obstacle. Des visualisations de l'écoulement à l'aval d'un obstacle [Figure V- 28] montrent la formation d'un tourbillon en forme de fer à cheval suite au contournement de l'écoulement par les côtés. Ensuite, un phénomène de confinement de l'écoulement peut être observé à l'aval cet obstacle.

La Figure V- 29 montre une irrégularité du fond créée par la présence de la barkhane. Contrairement à la forme de l'obstacle, le dos de la barkhane a plutôt une forme profilée. En conséquence, l'écoulement est en présence d'un motif lisse. Dans ce cas, l'écoulement à l'amont va plutôt essayer d'épouser son profil et puis la contourner.

L'origine de la perturbation du lit de particules ne vient pas seulement de la présence des particules et du fluide. Elle vient aussi des caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement et de l'interaction qui peut exister au contact des particules avec cet écoulement. La région qui subit un premier mouvement

est l'aval du tas. En effet, une partie de l'écoulement va contourner le tas et une autre partie va suivre sa forme profilée. Cela rappelle une présence à la fois d'un écoulement à l'aval d'une ride et un écoulement à l'aval d'un obstacle fini.

Par conséquent, l'arrachement des particules s'effectue au pied du tas. En règle générale, une particule en mouvement, peut suivre trois trajectoires principales : i) elle est trainée par charriage au sommet de la crête et finira dans la face d'avalanche ; ii) et iii) ou contournée vers l'un des deux côtés latéraux du tas, pour former les cornes de la barkhane. C'est ainsi que la barkhane se forme, et à son tour affecte l'écoulement en créant des gradients de vitesse juste au-dessus de sa crête. Ainsi, un courant secondaire découle de cette interaction. L'interaction mutuelle et continue entre le courant secondaire et le transport sédimentaire conduit à la formation de motifs barchanoïdes dont la taille dépend de l'intensité de l'écoulement et du taux de sédiments.

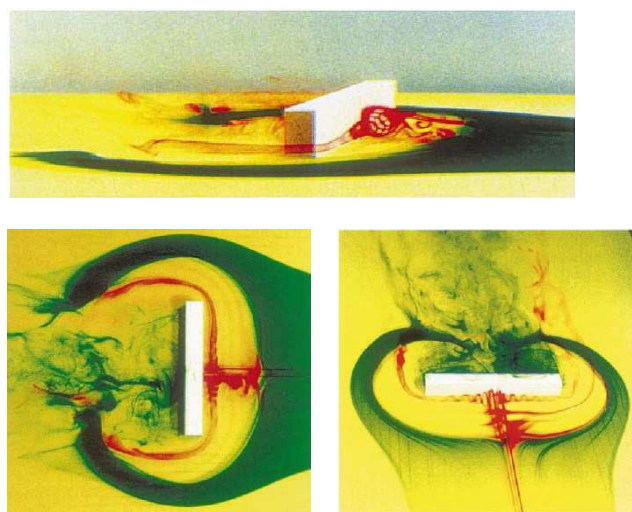


Figure V- 28 Évolution de l'écoulement à l'aval d'un obstacle fini (hauteur = 80 mm, longueur = 10 mm et largeur = 15 mm) d'après [Chou et Chao \[2000\]](#)

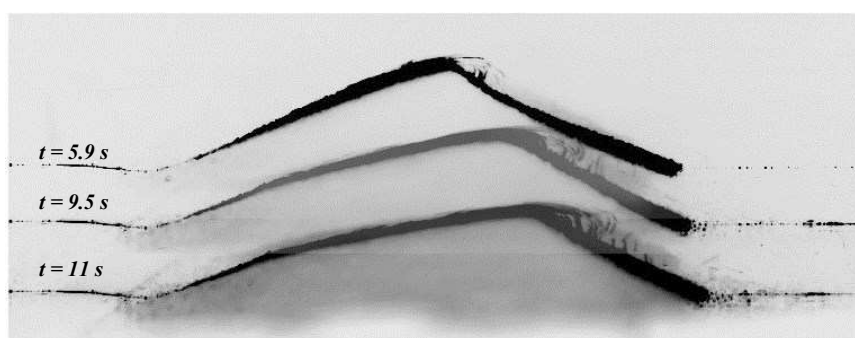


Figure V- 29 Mouvement de particules d'un tas de verre : $U_c = 0.5$ m/s, $h_e = 30$ cm et $\Theta = 0.57$, la première image est prise après 5.9 secondes après le déclenchement de l'écoulement dans le canal hydro-sédimentaire

V.5.2 Écoulement dans le sillage

En règle générale, l'écoulement généré sur un fond sableux tend à générer un écoulement secondaire. Une zone de recirculation est créée à l'aval du fond sableux. Elle tend à augmenter

l'anisotropie de la turbulence de l'écoulement et à augmenter le gradient de vitesse dans la zone de recirculation. L'interaction entre la zone de recirculation et les particules modifie l'organisation transversale du fond sableux (tas et barre se transforment en barkhane) et change les caractéristiques longitudinales de l'écoulement.

Dans le CHAPITRE IV (cf.IV.1), nous avons analysé la zone de recirculation où le suivi de l'écoulement a été mis en évidence à l'aval de la crête de la ride. Pour compléter cette partie, nous allons combiner à cet écoulement un mélange de particules, leur suivi ne dépendra donc que du comportement de l'écoulement à l'aval de la barkhane. La Figure V- 30-a, représente les empreintes du déplacement des particules pour un nombre de Froude de 0.01. À l'instant $t = 0$, les particules sont arrachées du dos de la barre, mais la zone de recirculation n'est pas encore assez grande pour piéger ces particules. En conséquence, les particules sont entraînées en un flux global sur toute la barre. Quand la perturbation est assez efficace, les particules sont déplacées par sauts de la crête de la barkhane vers la face d'avalanche. Au fur et mesure que le forçage continu, la formation d'une zone de recirculation s'établit de plus en plus. La formation et le déplacement des barkhanes sont le résultat de l'interaction entre l'écoulement et les particules. Nous avons constaté que les propriétés de l'écoulement changent à l'aval du creux de la ride. De la même manière, l'écoulement est altéré par la présence de la barkhane produisant ainsi une zone de décélération dans la face d'avalanche. À l'amont, nous assistons donc à une augmentation de la vitesse de l'écoulement du pied vers le dos de la barkhane. Un décollement de la couche limite est créé vers la crête de la barkhane suite à cette interaction (écoulement / particules) [Figure V- 30-a]. Ce décollement donne naissance à une zone de recirculation où la formation de la face d'avalanche peut avoir lieu. Les particules sont plutôt piégées au niveau de cette zone d'avalanche. Cette zone de recirculation joue un rôle crucial dans la formation et la stabilité des barkhanes.

L'écoulement à l'aval de la barkhane est complexe. D'une part, nous sommes en présence d'une combinaison d'un écoulement à l'aval d'une marche qui est l'écoulement dévié par la barkhane en raison de sa forme finie et d'autre part, un cas identique à un écoulement à l'aval d'une ride est présent sur la partie centrale de la barkhane. Le rôle principal de la zone de recirculation en état d'équilibre est de maintenir les particules au niveau de la crête de la barkhane. Si aucun facteur extérieur n'influence cet équilibre, toutes les particules érodées de la crête de la barkhane s'arrangent pour y rester autour de cette dernière, soit au niveau des cornes ou au niveau de la face d'avalanche. Un schéma turbulent avec présence de tourbillons semblable à l'écoulement à l'aval d'une ride est bien présent à l'aval de la barkhane. Dans cet écoulement fluide/sédiments, les tourbillons chargés de particules sont entraînés de la crête de la barkhane vers la face d'avalanche.

La Figure V- 30 montre la présence d'une succession de tourbillons dans la zone de recirculation. Contrairement à la zone de recirculation l'aval de la ride fixe [Figure V- 30-b], la longueur de celle-ci à l'aval de la barkhane est moins importante, cela démontre ce qui est vu dans la Figure IV- 10 et la Figure IV- 11 concernant les simulations d'un écoulement turbulent. La présence de tourbillons est bien nette au niveau de la zone de recirculation des deux formes géomorphologiques (ride fixe et ride mobile). Par contre, la distance de propagation de ces tourbillons n'est pas la même. À l'aval de la ride, les tourbillons ont largement de l'espace pour se développer et s'élargir dans la zone de recirculation. Par contre, à l'aval de la barkhane ces tourbillons sont coincés dans la face d'avalanche et comme la distance entre la crête de la barkhane et la face d'avalanche n'est pas suffisamment grande et que ces tourbillons sont chargés en particules, les tourbillons formés donc sont de petits tailles.

La dynamique tourbillonnaire créée par l'écoulement contrôle la longueur de la zone de recirculation, cette dynamique est plus importante lors d'un écoulement turbulent. Au final, la présence

de la zone de recirculation suscite un soulèvement de particules de la crête vers le creux, cette zone joue un rôle crucial dans le processus de formation d'une barkhane et aussi de son érosion. Le paradoxe en ce qui concerne la zone de recirculation est que les tourbillons présents dans cette zone arrachent les particules du creux de la barkhane et les entraînent en même temps dans la face d'avalanche. Par un mouvement circulaire, ces particules vont être piégées dans la face d'avalanche dès la formation de la barkhane. Enfin, toutes les particules entre les deux cornes sont écartées pour en donner la forme en croissant et surtout conserver cette forme dans le temps. Cela dit, la dynamique de la zone de recirculation n'est pas négligeable.

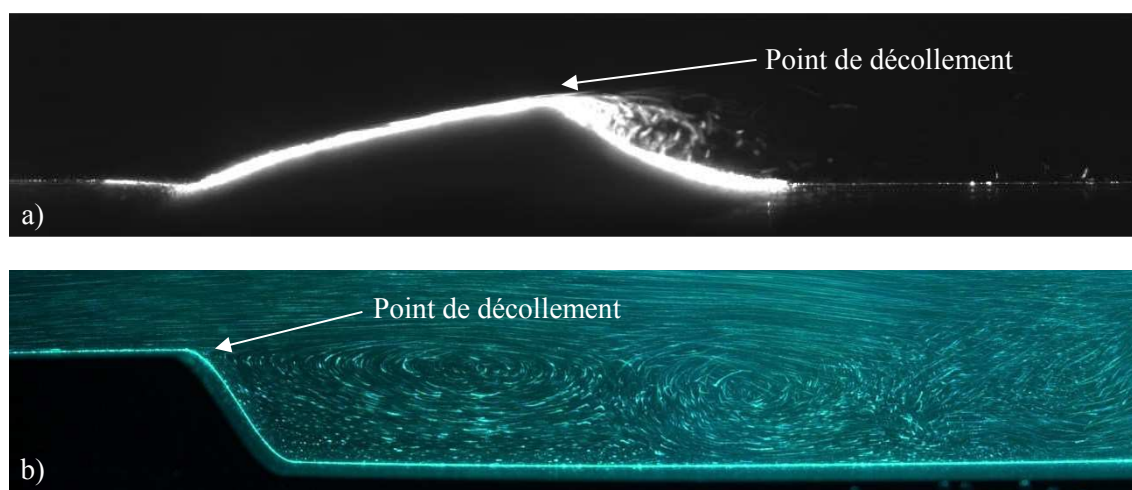


Figure V- 30 a) transport de particules à l'aval d'une barkhane, l'image est prise après 3 seconde de l'initialisation de l'écoulement à l'aval d'une barre de particules ($u_0 = 0.4 \text{ m/s}$, $h_e = 10 \text{ cm}$), b) écoulement à l'aval de la ride : image de visualisation par traceurs solides à l'aval de la ride ($u_0 = 0.03 \text{ m/s}$)

Le flux de particules diminue à l'aval de la zone de recirculation [Figure V- 30-a]. Les particules piégées dans cette zone, déclenche un processus de déplacement de la barkhane dont la forme est maintenue par la dynamique de l'écoulement. Lorsque la vitesse de l'écoulement est plus importante, la longueur de la zone de recirculation diminue. En effet, le transport par charriage qui représente le transport dominant ici, déplace les particules par roulement au-dessus du dos de la barkhane vers la face d'avalanche. Ainsi à l'équilibre, la barkhane dépend de la zone de recirculation. La création de chaque nouvelle barkhane à l'issue de la perturbation est due à l'érosion au-dessus du dos de la barkhane sous l'influence de la zone de recirculation, donc cette érosion peut s'accroître lorsque la perturbation initiale devient plus importante. Nous pouvons constater que la majorité des particules érodées sont récupérées au sein de la barkhane, mais il existe une portion de ces particules qui s'érodent complètement au niveau de ses deux cornes. Par conséquent, la croissance de la barkhane est loin d'avoir lieu en tous les cas pour une barkhane isolée car il faut alimenter les cornes et cela se fait par charriage, comme le montre nos expériences. Certes les barkhanes gardent leurs formes en croissant mais elles s'érodent au fur à mesure au niveau de leurs cornes.

V.5.3 Érosion et déplacement des sédiments

L'écoulement cisailé appliqué sur la surface concave des particules conduit au déplacement de ces dernières. L'interaction entre les particules et l'écoulement tend continuellement à transformer le tas de particules ou la barre de particules en forme de barkhane ou plusieurs barkhanes. Les forces hydrodynamiques et les forces de la pesanteur se disputent le mouvement ou l'inertie des particules. En vertu d'une forte turbulence, les particules ont tendance à se déplacer par roulement sur le dos de la

barkhane. La tomographie laser, nous a permis de suivre le déplacement des particules le long des barkhanes. La Figure V- 31 montre le déplacement des particules. Au début de la perturbation, les particules les plus fines sont transportées par roulement ou par glissement les unes sur les autres (du pied du tas ou de la barre) vers la crête, puis elles sont entraînées avec l'écoulement au raz du fond vers l'aval de la barkhane. Ces particules ne vont pas très loin car elles sont directement interceptées par un courant de retour qui vient de prendre naissance à l'aval de la barkhane juste après l'initiation de la perturbation. Par conséquent, elles tombent en avalanches successives vers l'aval de la barkhane. Cependant, un flux très faible de particules quitte l'ensemble de la forme initiale à cause de leur légèreté. Après quelques secondes de perturbation, le déplacement des particules est accéléré par l'écoulement et une zone de recirculation se forme et influence de près le comportement de ces particules. Par conséquent, la trajectoire des particules qui sont arrachées au niveau de la crête est affectée par l'écoulement de retour.

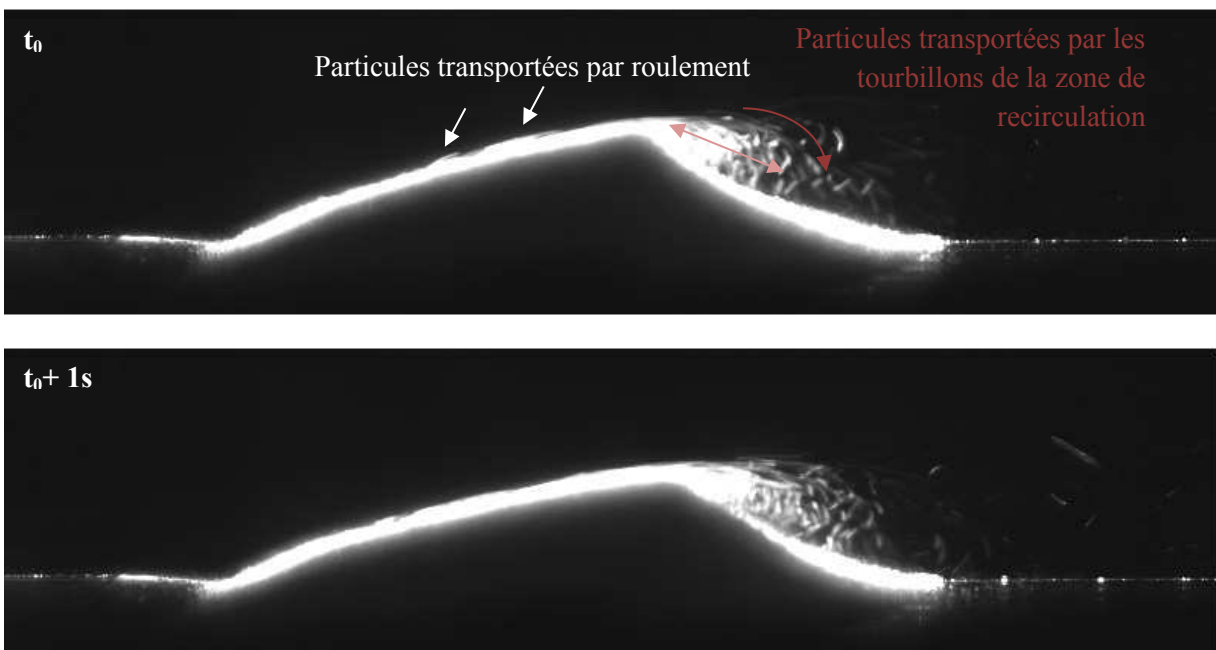


Figure V- 31 Mouvement de particules au début de la perturbation ($U_c = 0.4\text{m/s}$ et $h_e = 30\text{cm}$)

La durée d'entraînement des grains est illimitée, tant que l'écoulement est en marche ces particules sont entraînées. Lorsque les conditions de forçage débutent, les particules à l'amont de la barre sont déplacées en premier. Certaines viennent se poser sur le sommet de la barkhane [Figure V- 32], d'autres moins légères sont entraînées dans la zone de recirculation sans pour autant se détacher de la barre. Le courant de retour entraine ces particules vers le creux de la barre. La zone de recirculation est plus prononcée quand il s'agit d'une barre que lorsqu'il s'agit d'un tas de particules [Figure V- 33]. Lorsque la hauteur de l'écoulement est de 10 cm ou 20 cm, la zone de recirculation est visible sur les images. En revanche, à $h = 30\text{ cm}$, la zone de recirculation ne dépasse pas la longueur des cornes et peu de particules sont emportées dans la zone de recirculation, le flux global de particules est plutôt déplacé par roulement puis déposé sur la face d'avalanche. Par conséquent, le cisaillement dû à l'écoulement est suffisamment intense pour entrainer ces particules mais n'est pas assez fort pour les mettre en suspension. Pour cette hauteur, la contrainte de frottement est de 0.02 m/s avec un nombre de Shields de 0.22 , la force motrice est moins importante, cela conduit à un roulement de particules très réduit et la force de résistance notamment la pesanteur freine l'action exercée par les forces de l'écoulement sur les particules.

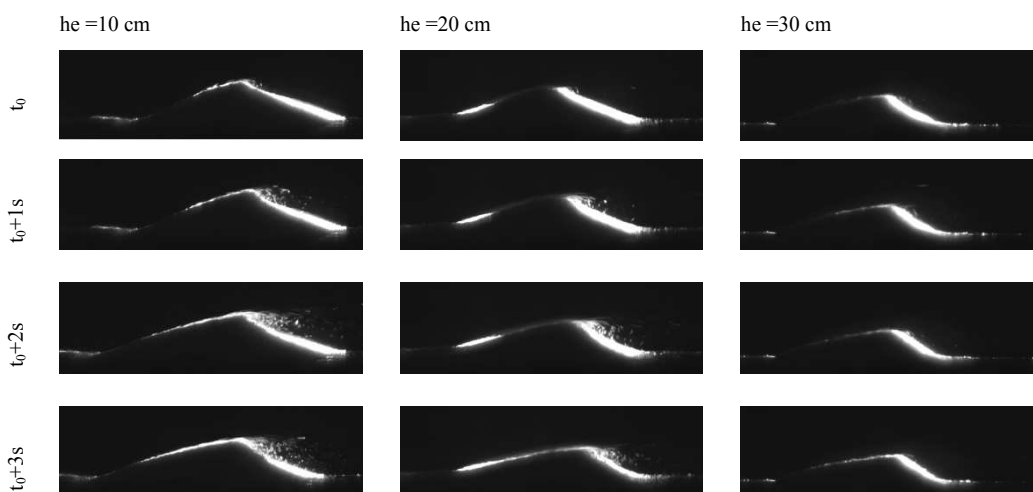


Figure V- 32 Transport de particules à $u_b = 0.3 \text{ m/s}$: forme initiale : barre de particules ($h_e = 10, 20$ et 30 cm avec respectivement : $\Theta = 0.28, 0.24$ et 0.22)

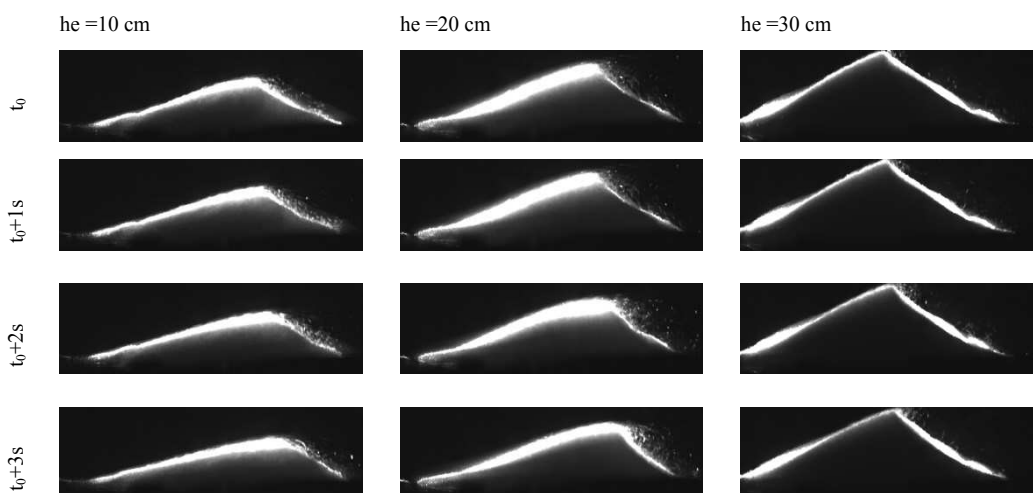


Figure V- 33 Transport de particules à $u_b = 0.3 \text{ m/s}$: forme initiale : tas de billes ($h_e = 10, 20$ et 30 cm avec respectivement : $\Theta = 0.28, 0.24$ et 0.22)

Le déluge de particules qui se produit sur la face d'avalanche reflète la saturation du flux au niveau du sommet de la barkhane. Au départ, les particules essaient de gagner le sommet de la barkhane par roulement de particules. Après 4.2 secondes de l'excitation, le sommet du tas devient saturé donc les particules sont incitées à s'écrouler vers la face sous le vent. Sur la Figure V- 34-a, nous assistons au déplacement de la première particule. La figure de droite [Figure V- 34-b] montre que le courant de retour ne retient pas toutes les particules qui sont arrachées au sommet du tas.

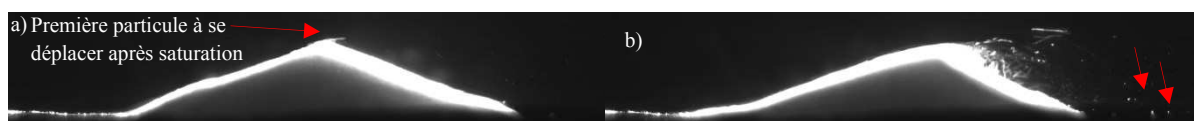


Figure V- 34 Déplacement de la première particule entraînée par l'écoulement du sommet vers la face d'avalanche sous le vent ($U_c = 0.4 \text{ m/s}$, $h_e = 30 \text{ cm}$, a : $t = t_0 + 4.2 \text{ s}$, b : $t = t_0 + 11.7 \text{ s}$)

À l'amont du tas, la dynamique de l'écoulement ne semble pas trop affecter les particules et leur déplacement. Cependant, dans des zones de fortes fluctuations, notamment la zone de recirculation il y a davantage de particules soulevées et transportées

Maintenant, nous allons suivre la trajectoire d'une particule du pied au creux de la barkhane. Nous avons constaté que les barkhanes perdent des particules au niveau des cornes, donc leurs tailles diminuent avec le temps. Par contre, cette évolution est très lente par rapport au déplacement de la barkhane. Par ailleurs, nous constatons qu'à la fin de l'enregistrement, la taille des barkhanes n'est pratiquement pas modifiée. La Figure V- 35 représente des cartographies successives d'un écoulement turbulent à l'aval d'une barkhane issue d'une barre isolée. Les trois cartographies représentent le transport de particules du pied de la barkhane vers la face d'avalanche de la barkhane. Les premières entités de particules à être déplacées par l'écoulement sont les particules qui se trouvent au pied de la barkhane. Les particules vont rouler sur le dos de la barkhane jusqu'à son sommet (noté 1 sur la Figure V- 35). Cette migration de particules vers le sommet crée un surplus de support en particules à la crête de la barkhane, en conséquence un déluge de particules est entraîné dans la face d'avalanche (noté 2 sur la Figure V- 35). Lorsque la force de trainée (notée F_D : cf. I.1.1) est supérieure à la force de soulèvement (F_L), les particules se déposent sur le côté sous le vent de la barkhane (noté 3 sur la Figure V- 35). Les particules les plus légères sont entraînées plus loin, mais elles sont contournée par le courant secondaire et elles sont déposées à leur tour dans la face d'avalanche (noté 4 sur la Figure V- 35).

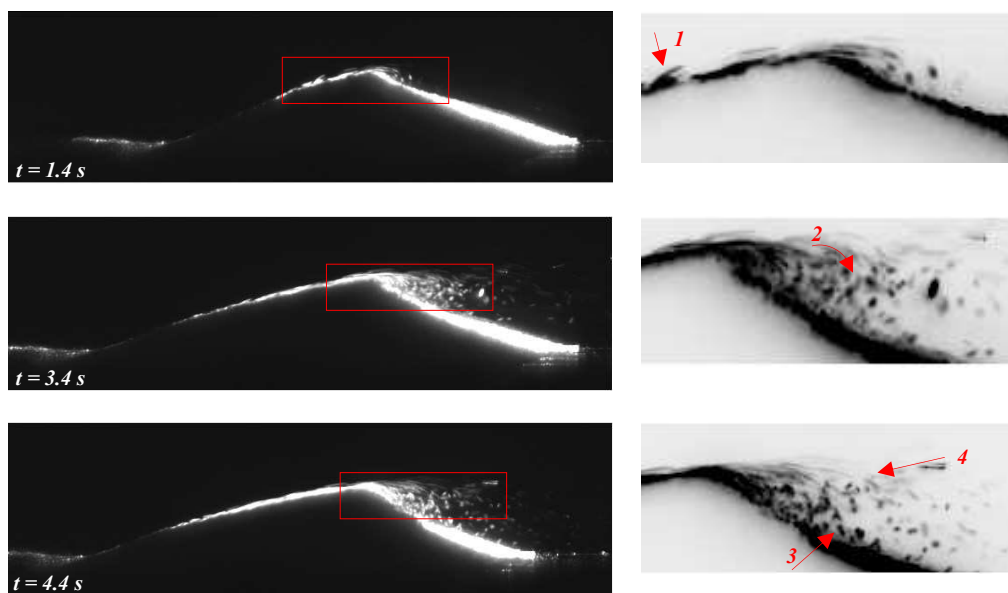


Figure V- 35 Transport d'une barre de particules sous un écoulement d'une hauteur de 10 cm et d'une vitesse de 0.3 m/s. Les images de gauche représentent des prises de vue au moyen d'un laser à pulsion continu, avec une fréquence d'acquisition de 10 Hz. Les images de droite représentent un zoom du sommet de la barkhane de chaque image de gauche

V.5.4 Phénomène spécifique : Déplacement intermittent

Le déplacement d'un mélange eau-particules (érosion, transport, déposition) modifie les caractéristiques de l'écoulement ainsi que le fond du lit, sa forme, sa côte et sa rugosité sont sujettes à une déformation. Nous sommes en présence d'un problème couplé issu de l'interaction entre un écoulement et des particules. La présence d'une forme sédimentaire dans un écoulement entraîne une

augmentation de la résistance à cet écoulement. Les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement sont donc modifiées. Toutefois, la dimension des particules est relativement petite par rapport à la dimension de l'écoulement, donc la turbulence joue un rôle essentiel dans ce genre d'écoulements couplés. Le plus intéressant dans cette interaction réside dans la conservation de la barkhane malgré un écoulement qui tend à l'éroder. Au final, sa forme est bien conservée devant la présence d'une zone de recirculation intense. Cependant, le lit des particules est continuellement entraîné par l'écoulement mais le transport des particules n'est pas absolument linéaire dans le temps. Par conséquent, ce transport présente une discontinuité. La variation temporelle du transport de sédiment est étudiée par [Gomez et Phillips \[1999\]](#). Selon les expériences de [Böhm et al.\[2004\]](#) effectuées dans un canal étroit avec des billes uniformes, l'intermittence du transport par charriage est à l'échelle de 1/130 de secondes.

Lors de nos expériences un phénomène d'inertie est observé sur les particules. En effet, il y a des moments où les particules se déplacent de façon intermittente, concept aléatoire dû à la turbulence. La prise d'images successives nous a permis de réaliser des vidéos en temps réel du transport des particules. Il s'agit pour cette partie, des expériences réalisées par tomographie laser. En effet, un phénomène d'intermittence dans le déplacement des particules est bien visible sur les vidéos, une information que les images peuvent aussi nous fournir par visualisation.

Le cas étudié est consacré à un écoulement d'une hauteur de 20 cm et d'une vitesse de 0.4 m/s à l'aval d'un tas. Ce phénomène d'intermittence dans le mouvement des particules est aussi visible sur les essais concernant la barre de particules. La Figure V- 36 présente une série de prise d'images d'une durée de 31 secondes. Quand l'écoulement est déclenché ($t_0 + 2s$), les particules de verre sont déplacées, certes, le déplacement des particules n'est pas continu mais la durée de ce déplacement n'est plus fixe. La durée d'arrêt des particules n'est pas fixe pour tous les cas étudiés. Par ailleurs, la durée de mobilité des particules est estimée à 14.4 secondes. Cette mobilité est suivie par une cessation de mouvement pendant 14.3 secondes. À $t = 28.7$ secondes d'écoulement, les particules sont remises en mouvement.

La distribution aléatoire de l'écoulement provoque une augmentation de l'intensité des fluctuations de vitesses, localement, en un point du lit sédimentaire. Ce phénomène est la cause de mise en mouvement de sédiments d'une manière intermittente. Le phénomène aléatoire met en exergue l'intensité de l'interaction qui peut exister entre l'écoulement et le sédiment. En effet, [McLean et al. \[1994\]](#), [\[1994\]](#), [Nelson et al. \[1995\]](#) et [Bennet et Best \[1995\]](#) ont montré que le transport sédimentaire à l'aval de dunes est un processus non linéaire et est influencé par les fluctuations temporelles de l'écoulement au fond. La fréquence des structures turbulentes au fond et la contrainte de cisaillement sont tous deux à l'origine du mouvement des particules et de leur entraînement sur le fond. Au moyen de photographies, [Drake et al.\[1988\]](#) a défini le « distrainement = cessation de déplacement ». Il correspond à la non mobilité des particules pendant une durée de 0.25 s. Il est évident que l'immobilité de ces particules ne peut être considérée comme un dépôt (car le déplacement des particules est intermittent), ainsi que l'entraînement de ces particules ne peut être considéré comme une érosion (exemple : le déplacement des particules du sommet de la barkhane vers les cornes, il n'est qu'un moyen de stabilisation de la barkhane).

Ce mouvement de particules traduit la présence des fluctuations de contrainte de cisaillement dans l'écoulement ([Grass \[1971\]](#)) et la dynamique instationnaire à l'aval de la ride. La détermination du seuil de mise en mouvement des particules est subjective et la probabilité d'un transport des particules n'est pas tout le temps valable. Nous constatons qu'à certains instants où même en présence des conditions adéquates pour la mise en mouvement des particules, le transport de celles-ci ne se produit pas.

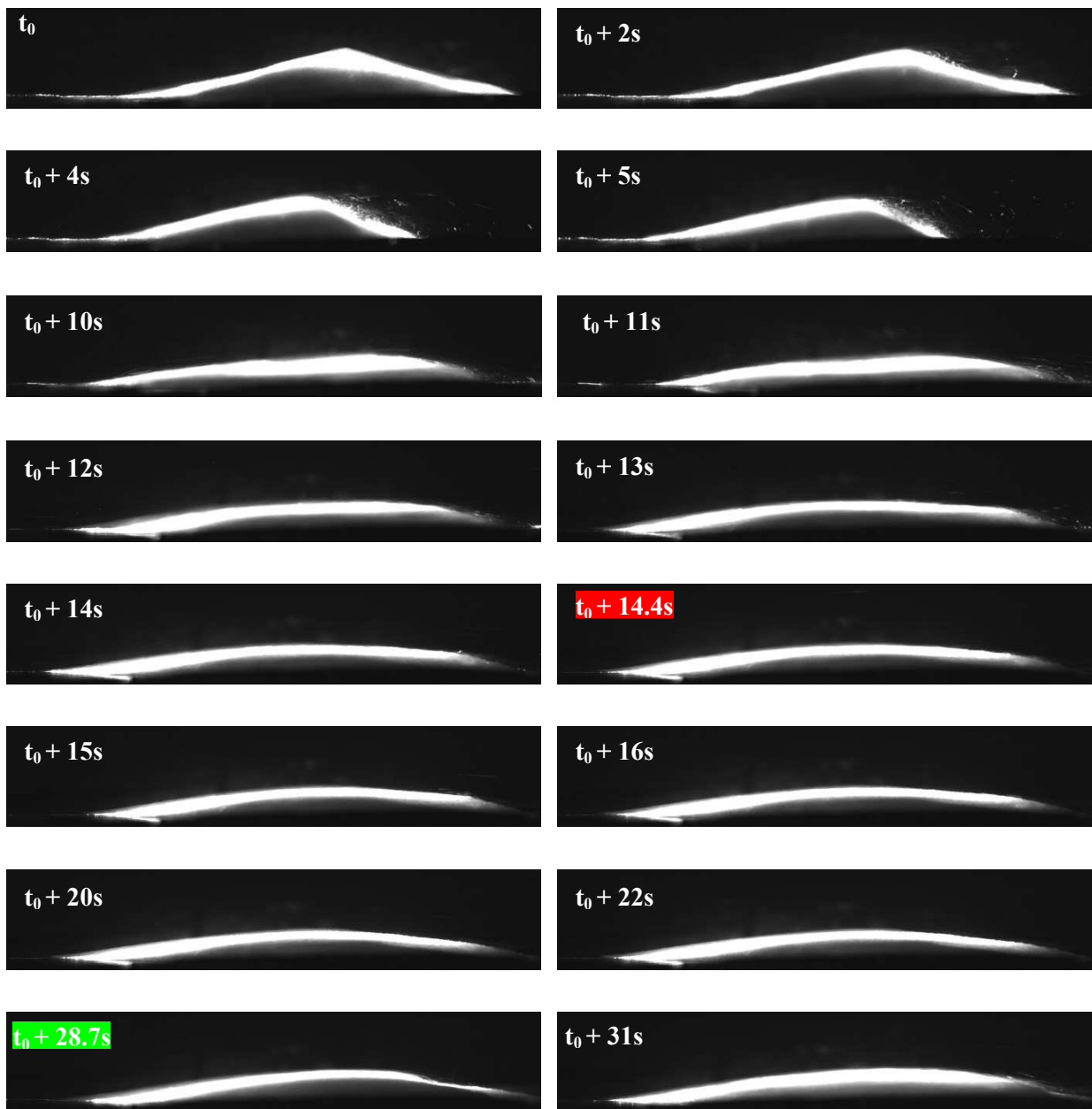


Figure V- 36 Série d'images représentatives du phénomène d'intermittence du transport des particules (Cas : $v = 0.4$ m/s et $h = 20$ cm)

V.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter, dans un premier temps, l'application de l'approche de Shields utilisée pour la mise en mouvement des particules et d'analyser en détail les différents paramètres qui peuvent influencer le transport du sédiment. Dans un deuxième temps, l'étude expérimentale du transport sédimentaire dans le canal hydro-sédimentaire a été effectuée pour différentes conditions hydrauliques.

Les analyses réalisées sur le transport des particules ont montré tout d'abord le détachement de la couche limite lors des séries de mesures par la transformation d'un tas ou d'une barre de particules en barkhanes conduisant à la création d'une zone de recirculation. Ensuite, l'écoulement au-dessus d'une barkhane a été comparé à celui à l'aval d'une ride. Les caractéristiques de l'écoulement à l'aval des creux des dunes sont similaires (point de décollement, point de rattachement, zone de recirculation, courant de retour). De même, les images successives issues de la tomographie laser ont montré que l'édification des barkhanes est assez paradoxale dans la mesure où l'alimentation de ces cornes provient d'un « nettoyage » inter-corne et de l'érosion de la ligne d'arête suite à une saturation de particules à cet endroit.

L'effet de l'instationnarité de l'écoulement sur le transport des particules a été mis en évidence. Ce transport est caractérisé par un mouvement d'intermittence de particules. De plus, le déplacement aléatoire de ces particules à l'aval du creux est lié à la zone de recirculation. Les sédiments, piégés dans cette zone, sont responsables de la migration de la barkhane tout en maintenant sa forme tridimensionnelle en équilibre. L'équilibre de la barkhane est dominé par la dynamique tourbillonnaire instationnaire existant dans la zone de recirculation. L'interaction de cet écoulement avec la barkhane se traduit par l'apparition d'une instabilité transverse d'un tas de particules dont la surface est concave.

En résumé, l'écoulement à l'aval de la barkhane se présente de la manière suivante :

- Écoulement contourné qui alimente les deux cornes en érodant le pied de la barkhane
- Écoulement au-dessus de la barkhane : qui déplace les particules se trouvant au sommet de la barkhane vers la face d'avalanche
- Écoulement de retour (courant secondaire) qui érode la région inter-cornes et piège les particules dans la face d'avalanche

Par la suite, ces expériences ont montré que la longévité des barkhanes est durable dans le temps. Une saturation des cornes conduit à la formation de barkhanes secondaires. La séparation des barkhanes est contrôlée par la vitesse de l'écoulement. Le phénomène de séparation de la barkhane principale est observé sur tous les essais concernant le tas de particules à l'exception du cas à ($u_c = 0.5$ avec une hauteur d'eau $h_e = 30$ cm). Il s'agit ici de l'écoulement ayant un nombre de Reynolds le plus élevé (15×10^4) de l'ensemble des mesures.

Enfin, l'étude menée a montré que le nombre de Shields est indépendant du nombre de Reynolds. Par contre, il dépend fortement du nombre de Froude. Nous concluons, que la détermination du seuil de mise en mouvement des particules est plutôt subjective, car bien qu'ayant déterminé le nombre de Shields critique (θ_{cr}), la force d'attraction nécessaire pour que ces particules se mettent en mouvement dépend du comportement aléatoire de l'écoulement et de leur disposition sur le fond.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les milieux marins, estuariens et fluviaux sont largement impactés par le transport de sédiments : érosion autour des piles de ponts ou de toute autre structure immergée, contrôle de la qualité de l'eau, gestion écologique des cours d'eau, des estuaires et des marais maritimes, stabilité des bassins versants, érosion du trait de côte, etc. La définition des processus à l'origine de ce transport sédimentaire apparaît comme un enjeu environnemental majeur. Le transport des sédiments est un sujet qui concerne aussi bien les sédimentologues, les hydrauliciens, les chimistes que les biologistes ou les biogéochimistes. Or, tous ces champs disciplinaires doivent avoir une connaissance parfaite des milieux physiques dans lesquels leurs objets d'étude s'inscrivent, afin d'accomplir pleinement leurs travaux. Malheureusement, dans l'état actuel des connaissances scientifiques, les prédictions du mouvement des sédiments s'avèrent imprécises. En effet, le transport de sédiments est paramétré par des lois empiriques définies, principalement, en fonction d'une contrainte hydrodynamique moyenne générée sur le fond. La dynamique instationnaire de l'écoulement n'est, par conséquent, pas prise en compte. En outre, ces lois ne prennent pas en considération les macro-rugosités mobiles présentes naturellement sur les lits sédimentaires. Afin de compléter les connaissances générales du transport de sédiments en identifiant le rôle de ces processus, l'étude de l'écoulement instationnaire généré à l'aval d'une ride fixe, d'une part, et l'examen des effets de la dynamique instationnaire de l'écoulement sur la déformation et la migration d'un lit de particules, d'autre part, ont été menés.

Au moyen de métrologies optiques précises et résolues en temps et en espace et de simulations numériques instationnaires, la dynamique de l'écoulement, l'identification des différentes structures et les processus tourbillonnaires ont été analysés en détails. Les mesures bidimensionnelles et tridimensionnelles des champs de vitesse ont été réalisées dans différentes sections de l'écoulement. Le traitement et l'exploitation de ces données ont permis de décrire et caractériser la dynamique tourbillonnaire à l'aval de la ride. En particulier, les évolutions spatiale et temporelle des tourbillons s'échappant à l'aval de la ride ont été identifiées par l'estimation des variations du taux de vortacité et des amplitudes des contraintes de Reynolds au cours du temps. Une analyse détaillée de différents régimes d'écoulement, pour des nombres de Reynolds variant de 125 à 800 a permis de définir la dynamique instationnaire du sillage. Pour tous les régimes étudiés, l'effet de la ride se traduit par la présence d'une zone de recirculation, générée par une séparation de l'écoulement principal, au creux de la ride. En outre, l'analyse de ces données a permis de distinguer deux topologies et dynamiques distinctes. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 500, la zone de recirculation est caractérisée par une faible dynamique tourbillonnaire. Au-delà de cette valeur, un système tourbillonnaire est mis en évidence dans la zone de recirculation, avec la présence de 3 tourbillons produisant un lâché tourbillonnaire intense s'échappant dans le sillage. Le suivi spatio-temporel des différentes grandeurs cinématiques de l'écoulement instationnaire a montré une distribution cyclique de leur intensité dans les différentes régions de l'écoulement (zone de recirculation, zone de cisaillement, zone d'écoulement principal), caractérisant ainsi le lâché tourbillonnaire. Cette évolution semble être la raison de développement d'une forme ridée sur un lit sédimentaire, comme il est souligné par [Gyr et Hoyer \[2006\]](#). En parallèle, les zones clés qui influencent le transport sédimentaire et contribuent, ainsi, aux mouvements de particules ont été déterminées par l'analyse des fluctuations de vitesse et de quantités de mouvement. Les régions de fort flux de quantité de mouvement ($u'w'$) sont situées à proximité de la position du point de rattachement de la zone de recirculation, à l'aval de la ride, définissant ainsi des régions où l'érosion est marquée. Pour des nombres de Reynolds plus élevés, l'écoulement présente une zone de recirculation plus restreinte et confinée au pied de la ride. Le rôle de la tridimensionnalité

de l'écoulement a été mis en exergue par l'analyse des contributions des trois composantes de la vitesse sur la topologie moyenne de l'écoulement et le lâché tourbillonnaire. En particulier, pour ces régimes, un intense transfert tridimensionnel de quantité de mouvement selon l'envergure de la ride a été identifié.

L'ensemble de ces mesures et simulations numériques ont donc permis une meilleure compréhension du rôle de la zone de recirculation, à l'aval de la ride, de l'évolution des grandeurs cinématiques et de la dynamique tourbillonnaire générée dans le sillage. Cette analyse a été complétée par une analyse morpho-sédimentaire afin de mettre en évidence les interactions entre l'écoulement et les particules.

Un suivi du transport de particules a donc été réalisé dans le but de déterminer les processus hydrodynamiques responsables de déformation et de migration d'un amas de sédiments. Dans des conditions favorables d'écoulement, un amas isolé de particules se déforme afin de créer des barkhanes qui migrent progressivement sous l'influence de l'écoulement. Les observations effectuées ont permis de caractériser l'ensemble des processus mis en jeu. Dans un premier temps, l'interaction de l'écoulement avec l'amas initial de sédiments se traduit par une « réorganisation » de sa géométrie dont la forme devient alors instable, donnant naissance progressivement à une barkhane. Dans un second temps, une fois la barkhane formée, elle subit l'influence de la dynamique tourbillonnaire instationnaire générée dans son sillage. L'instationnarité de l'écoulement explique les mouvements intermittents des particules sédimentaires à l'aval du creux de la barkhane. Les sédiments, piégés dans cette zone, sont responsables de sa migration, tout en maintenant sa géométrie tridimensionnelle en équilibre. Ainsi, la stabilité géométrique des barkhanes réside dans le déplacement des particules sédimentaires, érodées sur le dos des barkhanes puis transportées transversalement vers les cornes et dans le sens de l'écoulement, vers la face d'avalanche. Nous avons, en particulier, montré qu'il existe un seuil de vitesse minimum nécessaire à atteindre pour que les barkhanes puissent être générées. Cependant, ce seuil est différent de celui défini par les lois usuelles de transport de sédiments proposées, entre autres, par Shields, désignant la limite de mise en mouvement de particules. Les forces d'attraction nécessaires pour que les sédiments se mettent en mouvement dépendent, principalement, du comportement aléatoire de l'écoulement et de son interaction avec la forme sédimentaire et les particules qui la composent.

Pour compléter ces travaux, l'analyse détaillée des interactions entre les structures turbulentes générées par les formes sédimentaires et le transport de sédiments pourrait être accomplie au moyen de mesures instationnaires couplées de l'écoulement, par PIV stéréoscopique, et des mouvements de particules solides, par PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) après marquage adéquat des sédiments. L'étude et l'examen de la pression partiales normale et tangentielle apportera des informations approfondies sur les caractéristiques de l'écoulement et de l'évolution de géomorphologies sédimentaires. Ainsi, la connaissance des champs de vitesses instantanées couplée à l'examen des flux sédimentaires à l'aval de la structure morphodynamique constituera une base fiable de données expérimentales permettant de contribuer à la définition des relations entre les caractéristiques turbulentes et instationnaires de l'écoulement et la formation de formes sédimentaires. Il est intéressant de voir la dynamique de successions de rides pour se rapprocher au mieux de la nature de formation de ces géomorphologies. Par conséquent, les conditions d'alimentation en sédiment assez conséquentes est nécessaire.

En complément de ces études, le sédiment utilisé dans ce travail a consisté uniquement en un sédiment sphérique de taille identique. Dans ce cadre, il serait intéressant de mener une étude sur l'effet de la forme des sédiments sur le transport sédimentaire.

ANNEXE

I.1 Mise en mouvement des grains uniformes et non cohésifs : Approche de Shields

La prédiction du transport sédimentaire revient à estimer les forces de cisaillement exercées sur une particule quelconque pour la déplacer. Les premiers travaux visant à élucider cet aspect de transport sédimentaire se sont basés sur la relation entre les forces d'inertie, les forces hydrauliques et la détermination d'une contrainte de cisaillement critique (τ_{crit}). Ces études se basent en règle générale sur le profil logarithmique de la vitesse proche du fond pour déterminer cette contrainte de cisaillement ([Wiberg et Smith \[1987\]](#)).

Les travaux de Shields constituent la principale référence concernant la détermination du seuil de mise en mouvement des particules d'un lit sédimentaire. Par ailleurs, la plupart des formules destinées à quantifier le transport de sédiments se base donc sur le nombre de Shields ([Bagnold \[1956\]](#), [Yalin \[1964\]](#) et [Smart \[1984\]](#)), tandis que d'autres ont défini des formules se basant sur le calcul de la contrainte de cisaillement au niveau du fond (à une hauteur donnée) ([Grant et Madsen \[1986\]](#) et [Van Rijn \[1993\]](#)).

L'initiation au transport sédimentaire dépend inévitablement des caractéristiques des grains (densité, taille, forme, distribution granulométrique, uniformité ...) ainsi que des caractéristiques de l'écoulement (vitesse, nombre de Reynolds, nombre de Froude, contrainte de cisaillement, grandeurs moyennes de l'écoulement). Une particule soumise à des conditions hydrodynamiques suffisamment intenses finit par être transportée. Nous allons voir qu'il existe bien une condition minimale pour soulever cette particule. En utilisant des sédiments non cohésifs, Shields a pu définir un seuil critique de mise en mouvement et de sédimentation. Il a introduit la problématique suivante : « Considérons un lit de grains d'une taille uniforme. La question est la suivante : quand est-ce qu'un grain va se mettre en mouvement et se séparer du lit ? [...] Le mouvement devrait être à l'évidence minuscule. Cependant, cela revient expérimentalement à déterminer par extrapolation au niveau du fond la courbe du transport sédimentaire lorsque le déplacement des particules devient nul » ([Shields \[1936\]](#)).

Pour répondre à ces interrogations, les travaux de Shields ont été effectués en utilisant un lit sédimentaire horizontal et plat soumis à un écoulement permanent. Il a défini un critère de mise en mouvement des grains par le calcul du frottement critique sur le fond. Cette approche lie la vitesse moyenne de l'écoulement à la taille des grains de sédiments. Shields a exprimé ses résultats au moyen de l'équation suivante :

$$\text{Eq.VI- 1} \quad \frac{\tau_{cr}}{(\rho_s - \rho) g d_{50}} = f \left(\frac{u^* d_{50}}{\nu} \right) = \frac{\rho (u^*)^2}{(\rho_s - \rho) g d_{50}} = \theta_{cr}$$

Avec : τ_c contrainte de cisaillement au fond sous laquelle le mouvement des particules est initié.

$u^* = \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}}$ est la vitesse de cisaillement critique. L'Eq.VI- 1 représente la contrainte de cisaillement relative nommée le paramètre de Shields de mise en mouvement. Quand cette grandeur représente le seuil de mise en mouvement, elle est notée (θ) et appelée le critère de Shields ou le paramètre adimensionnel de la contrainte de cisaillement. Le terme $\frac{\tau_c}{(\rho_s - \rho)gd_{50}}$ représente le ratio entre les forces d'inertie et les forces de gravitation exercées par l'écoulement sur le grain. Le paramètre (θ) peut être considéré comme un coefficient d'entraînement qui est le ratio de la force tangentielle appliquée à la force de résistance. Le coefficient $\frac{u^*d_{50}}{\nu}$ représente la valeur critique du nombre de Reynolds. Quant à la contrainte de cisaillement non-critique « τ_0 », elle n'est pas intégrée dans les formules de dessus. Les résultats de Shields ont permis la détermination de la fonction : $f\left(\frac{u^*d_{50}}{\nu}\right)$. La

Figure V- 37 représente un graphe de seuil de mise en mouvement basé sur les expériences de Shields et d'autres auteurs (Shields a complété ses expériences par les données de Gilbert, Kramer, Casey et celle d'U.S. Waterways Experiment Station ([Buffington \[1999\]](#)). La courbe est introduite en réalité par Rouse (cité par [Vanoni \[1964\]](#)). Cependant, une courbe de mise en mouvement des grains n'a jamais été établie par Shields car à la base le graphe de Shields ne contenait pas de courbe mais plutôt une zone ombrée.

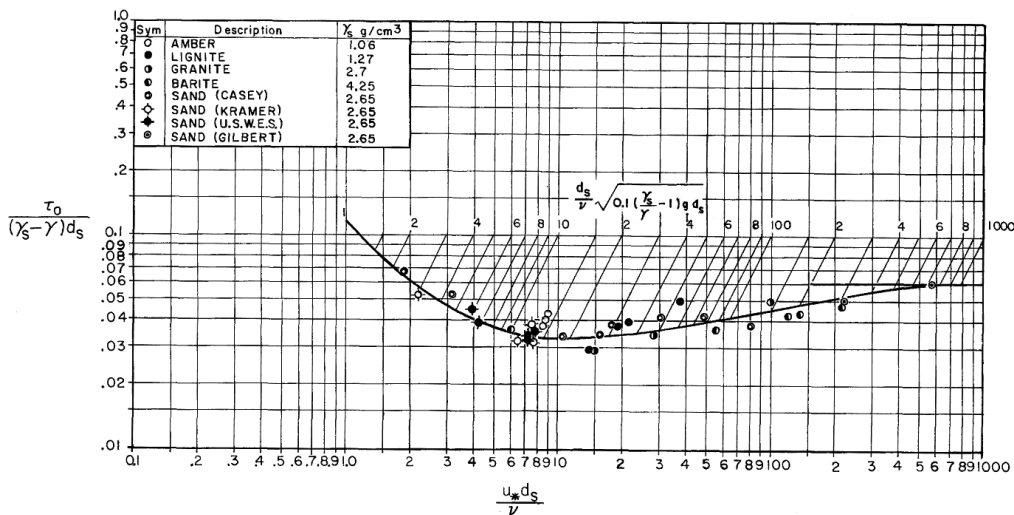


Figure V- 37 Le nombre de Shields critique en fonction du paramètre de Reynolds ([Vanoni \[1964\]](#))

La courbe de Shields donne des valeurs constantes de θ_{cr} , lorsque le nombre de Reynolds devient plus important et la viscosité dynamique devient négligeable au moment du seuil de mise en mouvement. Le seuil de mise en mouvement est donc indépendant du nombre de Reynolds lorsque celui-ci est important. Shields a trouvé que le paramètre $\tau_{cr} / (\rho_s - \rho)d_{50}$ atteint une valeur minimum lorsque $u_{cr}^*d_{50} / \nu$ est aux alentours de 10. La valeur du paramètre Shields critique obtenue par

différents auteurs est fournie dans le Tableau V-4. Certains auteurs résultent que la valeur de Shields surestime le seuil critique nécessaire pour le déplacement d'une particule ([Miller et al. \[1977\]](#)).

Auteurs	θ_c	Notes
Shields [1936]	0.06	
White [1940]	0.10	Pour une couche limite turbulente
Meyer-Peter et Müller [1948]**	0.03 - 0.05	C'est une formule dite à seuil, c'est à dire qu'elle fait intervenir le paramètre de Shields critique d'entraînement, considéré comme constant ($\theta_c = 0.047$)
Bagnold [1956]	0.4	Représente le θ_{max} pour les sédiments non cohésifs
Bogardi [1965]*	0.015	Le paramètre de Shields devient constant à Reynolds élevé
Neil [1968]*	0.03	Ses expériences montrent qu'à nombre de Reynolds élevé, le paramètre de Shields devient constant
Paintal [1971]	0.007	mêmes constatations que Bogardi [1965] et Neil [1968]
Nos résultats	0.038	$D_{50} = 505 \mu m$

Tableau V- 4 Tableau représentant les valeurs critiques de Shields, * : [Miller et al. \[1977\]](#), ** : cité par [Wong et Parker \[2006\]](#)

I.2 La contrainte de cisaillement critique

Les forces qui gouvernent le mouvement des particules résultent des fluctuations turbulentes de l'écoulement. Ces fluctuations causent des variations locales de la contrainte de cisaillement au sein d'un écoulement ([Gyr et Hoyer \[2006\]](#)). La contrainte de cisaillement critique (τ_c) pour laquelle le taux de transport sédimentaire est nul est déterminée par l'extrapolation de la courbe du transport sédimentaire. [White \[1940\]](#) a estimé la valeur de la contrainte de cisaillement critique pour un écoulement turbulent et un écoulement laminaire. Ses résultats montrent que cette contrainte est deux fois plus importante dans un écoulement turbulent, due à la présence de fluctuations. En effet, la vitesse et le cisaillement près du fond sédimentaire présentent des fluctuations importantes. Par conséquent, des valeurs intermittentes du cisaillement peuvent dépasser la valeur moyenne et provoquer le mouvement des grains même si le seuil moyen de mise en mouvement des sédiments ne soit pas encore atteint par l'écoulement.

La contrainte critique de mise en mouvement est différente selon qu'elle soit calculée pour un transport de toutes les particules ou pour le transport d'une particule solitaire. S'il existe une exactitude

dans le calcul de la contrainte de cisaillement pour déplacer une particule, la mise en mouvement d'un lit sédimentaire devient une probabilité. Toute estimation de la contrainte de cisaillement critique correspondra statistiquement et uniquement aux particules dont le diamètre est proche du D_{50} .

En règle générale, une particule est mise en mouvement quand la contrainte de cisaillement (τ_0) dépasse le cisaillement critique (τ_c) pour le transport des sédiments et sa détermination dépend de la masse de la particule ([Wiberg et Smith \[1987\]](#), [Kirchner et al.\[1990\]](#) et [Buffington et al. \[1992\]](#)). L'approche de Shields estime que la contrainte de cisaillement atteint une valeur constante de 0.06 lorsque $Re^* \geq 1$ ([Buffington \[1999\]](#)).

I.3 Amélioration de la courbe de Shields

La vitesse de cisaillement critique (u^*) est considérée comme étant la vitesse qui rend les forces tractrices du sédiment plus importantes que les forces stabilisatrices. Cette vitesse tend donc à déplacer le sédiment ([Fredsøe et Deigaard \[1992\]](#)). L'inconvénient de la courbe de Shields vient du fait que la contrainte de cisaillement ainsi que le diamètre moyen des sédiments sont présents en même temps sur l'abscisse et sur l'ordonnée. Pour déterminer la valeur du seuil de mise en mouvement, des calculs itératifs sont imposés. Cependant, plusieurs formules ont été développées :

$$\text{Eq.V- 2} \quad \frac{\tau_c}{(\rho_s - \rho)d_{50}} = 0.18 \tan \phi \quad \text{White [1940]}$$

$$\text{Eq.V- 3} \quad \frac{u}{u^*} = 8.74 \left(\frac{u^* y}{\nu} \right)^{1/7} \quad \text{Vanoni [1964]}$$

Par conséquent, plusieurs courbes ont été proposées pour remplacer celle de Shields. [Vanoni \[1964\]](#) a proposé une courbe de couche limite turbulente, ses expériences montrent que le paramètre de Shields donne des résultats excessifs de la valeur de la contrainte de cisaillement critique. Par ailleurs, les modifications de la courbe de Shields concernent surtout des données à bas Reynolds ([Miller et al. \[1977\]](#) et [Julien \[1995\]](#)).

I.4 Influence de la forme du grain sur la mise en mouvement d'un lit sédimentaire

Les propriétés du sédiment affectent l'initiation au transport. La plupart des formules qui décrivent le critère de mise en mouvement des sédiments inclue la taille et la densité du sédiment. Cependant, la rugosité et surtout la forme des grains ne sont pas prises en compte dans ces formules. L'influence de la forme du grain sur le transport a été investiguée uniquement pour les grains fins et non cohésifs (ex. [Mantz \[1973\]](#) et [Mantz \[1978\]](#)) où elle est intégrée dans les formules du transport de sédiment ([Van Rijn \[1993\]](#) : Eq.I- 4 et Eq.I- 5).

L'effet des caractéristiques d'un grain sur le transport sédimentaire a été étudié par [Miller et Byrne \[1966\]](#). Ils concluent que l'admission de l'existence d'un seul angle de repos pour un tas de sédiments lié seulement à la particule n'est pas représentative et peut être excessive. L'angle de repos est inversement proportionnel au diamètre des grains et il est plus important pour le cas d'une particule unique que pour un tas de particules. De plus, [Guy et al. \[2009\]](#) préconise de prendre en compte la charge électrique des particules fines.

I.5 Effet de masquage de particules

L'application de la relation de Shields est valable uniquement lorsque la particule est soumise à l'effet de la contrainte de cisaillement ([Morgan \[2005\]](#)), ce qui implique que la résistance à l'écoulement est entièrement due à la particule du sédiment. Par contre, la résistance à l'écoulement peut aussi provenir d'autres facteurs, notamment la forme microtopographique du lit sédimentaire, la présence de plantes ou la présence de coquilles. D'après [Abrahams et al. \[1994\]](#), la résistance due aux grains représente 5 % de la résistance totale infligée à l'écoulement.

I.6 Conclusion

L'hypothèse de Shields définit le seuil de mise en mouvement des grains uniformes et préconise une utilisation des observations visuelles pour la mise en mouvement des sédiments mélangés ([Buffington \[1999\]](#), [Kennedy \[1995\]](#) et [Garcia \[2000\]](#)). De plus, le paramètre de Shields n'est pas valide pour des écoulements à des nombres de Reynolds très bas ($Re < 1$) ([Guo \[2002\]](#)). Certains auteurs concluent que le paramètre de Shields surestime les conditions hydrauliques à imposer sur une particule pour l'entraîner ([Hammond et al. \[1984\]](#) et [Govers \[1987\]](#)). Ces indications montrent que l'initiation au transport ne dépend pas seulement de la contrainte de cisaillement mais de plusieurs autres phénomènes qui régissent l'entraînement des particules de sédiment. Par exemple, la contrainte de cisaillement critique est inversement proportionnelle à la force de traînée et est liée directement à l'angle de repos du lit sédimentaire ([Wiberg et Smith \[1987\]](#)). De plus, le transport par charriage n'a pas été inclus dans les expériences de Shields ([Miller et al. \[1977\]](#)). Shields a utilisé un sédiment uniforme ([Carson et Griffiths \[1985\]](#), [Kuhnle \[1993\]](#) et [Chin et al. \[1994\]](#)), dans son modèle, il n'a pas pris en compte les différentes morphologies que peut présenter un lit sédimentaire suite à son interaction avec l'écoulement. Nous avons vu que le transport de sédiment est contrôlé par la forme du lit et aussi les structures turbulentes de l'écoulement, l'extrapolation directe du transport du fond pour déterminer le seuil de mise en mouvement des particules peut s'avérer incomplet car des paramètres importants sont écartés par cette approche. La définition concrète du seuil de mise en mouvement se repose bien évidemment sur l'extrapolation de la courbe du transport sédimentaire au fond vers un transport nul. D'après [Buffington \[1999\]](#), la plupart des relations du transport par cisaillement sont des fonctions qui ne tendent pas vers une valeur nulle.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abrahams, D. A., Anthony, J., Parsons, B., & Wainwright, J. C. (1994). 'Resistance to overland flow on semiarid grassland and shrubland hillslopes, Walnut Gulch, southern Arizona'. *Journal of Hydrology*, Vol.156, p.431-446.
- Afzalimehr, H., & Anctil, F. (2001). 'Friction velocity associated to a non-uniform flow and an intermediate scale roughness'. *Journal of Hydraulic Research*, Vol 39 - N°2, p.181-186.
- Andersen, K. H., Chabanol, M. L., & Hecke, M. V. (2001). 'Dynamical models for sand ripples beneath surface waves'. *Physical Review*, Vol.63, p.1-8.
- Andersen, K., & Faraci, C. (2003). 'The wave plus current flow over vortex ripples at an arbitrary angle'. *Coastal Engineering*, Vol.47, p.431-441.
- Armaly, B. F., Dursts, F., Pereira, J. C., & Schonung, B. (1983). 'Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow'. *Journal of Fluid mechanics*, Vol.127, p.473-496.
- Ayrton, H. (1910). 'The Origin and Growth of Ripple-Mark.'. *Proceedings of the Royal Society of London.*, Vol.84, p.285-310.
- Baas, J. H. (1994). 'A flume study on the development and equilibrium morphology of current ripples in very fine sand'. *Sedimentology.*, Vol.41, p.185-209.
- Baas, J. H. (1999). 'An emmpirical model for the development and equilibrium morphology of current ripples in fine sand'. *Sedimentology*, Vol.46, p.123-138.
- Baas, J. H., Oost, A. P., Sztano, O. K., Boer, P. d., & Postma, G. (1993). 'Time as an independent variable for current ripples developing towards I ing uoid equilibrium morphology'. *Terra Nova Research*, Vol.5, p.29-35.
- Bagnold, R. A. (1941). *The physics of blown sand and desert dunes*. Chapman and Hall.
- Bagnold, R. A. (1946). 'Motion of waves in shallow water Interaction between waves and sand bottoms'. *Proceedings of the Royal Society of London.*, Vol.187, p.1-18.
- Bagnold, R. A. (1956). 'The Flow of Cohesionless Grains in Fluids'. *Proceedings of the Royal Society of London.*, Vol.249. N°964, p.235-297.
- Bai, Y.-c., & Xu, D. (2006). ' Experimental study on turbulent characteristics of flow over sand rippled bed'. *Conference of Global Chinese Scholars on Hydrodynamics*, p.449-454.
- Benjamin, T. B. (1959). 'Shearing flow over a wavy boundary'. *Journal Fluid Mechanics*, Vol.6, p.161-205.
- Bennett, S. J., & Best, J. L. (1995). ' Mean flow and turbulence structure over fixed, two-dimensional dunes: implications for sediment transport and bedform stability'. *Sedimentology*, Vol.42(dune), p.491-513.
- Best, J. (a). (2005). ' Kinematics, topology and significance of dune-related macroturbulence: some observations from the laboratory and field'. *Spec. Publs int. Ass. Sediment.*, Vol.35, p.41-60.

- Best, J. (b). (2005). 'The Fluid dynamics of river dunes : A review and some future research directions'. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 110, p.1 - 21.
- Best, J. (2004). 'The dynamics and morphology of river dunes : synthesis and future research directions'. *Marine Sandwave and River Dune Dynamics*, 6p.
- Betat, A., Kruelle, C., Frette, V., & Rehberg, I. (2002). 'Long-time behavior of sand ripples induced by water shear flow'. *European Physic Journal*, Vol.8, p.465-476.
- Blondeaux, P. (2001). 'Mechanics of coastal forms'. *Annuel Revue of Fluid Mechanics*, Vol.33, p.339-370.
- Blondeaux, P., & Vittori, G. (1991). 'Vorticity dynamics in an oscillatory flow over a rippled bed '. *Journal Fluid Mechanics*, Vol.226, p.257-289.
- Böhm, T., Ancey, C., Frey, P., Reboud, J. L., & Ducottet, C. (2004). 'Fluctuations of the solid discharge of gravity-driven particle flows in a turbulent stream'. *Physical Review E*, Vol.69, p.061307.1-13.
- Buffington, J. M. (1999). 'The legend of A F Shields'. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.125, p.376-387.
- Buffington, J. M., Dietrich, W. E., & Kirchner, J. W. (1992). 'Friction angle measurements on a naturally formed gravel streambed: Implications for critical boundary shear stress'. *Water Resources Research*, Vol.28, p.411-425.
- Calhoun, R. J., & Street, R. L. (2001). 'Turbulent flow over a wavy surface : Neutral case '. *Journal of Geophysical Research*, Vol.106, p.9277-9293.
- Calluau, D. (2003). 'Développement d'une méthode de mesures tridimensionnelles par P.I.V. stéréocopi. Application à l'étude de l'écoulement naissant et établi autour d'un parallélépède'. Universtie de Poitiers.
- Carson, M. A., & Griffiths, G. A. (1985). 'Tractive stress and the onset of bed particle movement in gravel stream channels: different equations for different purposes'. *Journal Hydrology*, Vol.79, p.375-388.
- Cellino, M., & Graf, W. H. (2000). 'Experiments on suspension flow in open channels with bed forms'. *Journal de Recherches Hydrauliques*, vol 38, N° 4, p.289-298.
- Chanson, H. (1999). *The hydraulics of open channel flow: An introduction*'. Elsevier.
- Chanson, H. (2004). *Environmental hydraulics of open channel flows*'. Elsevier.
- Charru, F., & Franklin, M. E. (2012). 'Subaqueous barchan dunes in turbulent shear flow.Part2.Fluid flow'. *Journal of fluid mechanics*, Vol.694, p.131-154.
- Charru, F., Andreotti, B., & Cjaudin, A. (2013). 'Sand Ripples and Dunes'. *Annuel revue of Fluid mechanics*, Vol.45, p.409-436.
- Chin, C. O., Melville, B. W., & Raudkivi, A. J. (1994). 'Streambed armoring'. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.120, p.899-918.

- Chou, J. H., & Chao, S. Y. (2000). 'Branching of a horseshoe vortex around surface-mounted rectangular cylinders'. *Experiments in fluid,, Vol.28*, p.394-402.
- Coleman, S. E., & Melville, B. W. (1996). 'Initiation of bed forms on a flat sand bed'. *Journal of Hydraulic engineering, Vol.301*, p.301-310.
- Cornish, V. (1897). 'On the Formation of Sand-Dunes'. *The Geographical Journal, Vol.9*, p.278-302.
- Darwin, G. H. (1883). 'On the formation of ripple-mark in sand'. *Proceedings of the Royal Society of London., Vol.36*, p.18-43.
- Délery, J. (2013). '*Separation Streamsurfaces and Vortex Structures, in Three-dimensional Separated Flow Topology*'. (J. Délery, Éd.) John Wiley & Sons.
- Drake, T. G., Shrive, R. L., Dietrich, W. E., Whiting, P. J., & Leopold, L. B. (1988). 'Bedload transport of fine gravel observed by motionpicture photography'. *Journal of Fluid Mechanics, Vol.192*, p.193-217.
- Dreano, J. (2009). '*Dynamique et morphologie de dépôts sédimentaires et chenal expérimental*'. Université de Rennes 1.
- Dubief, Y., & Delcayre, F. (2000). 'On coherent-vortex identification in turbulence'. *Journal of Turbulence, Vol.11*, p.1468-5248.
- Endo, N., & Taniguchi, K. (2004). 'Observation of the whole process of interaction between barchans by flume experiments'. *Geophysical Rresearch Letters, Vol-31*, p.1-3.
- Engel, P. (1981). 'Length of flow separation over dune'. *Journal Hydraulic Div.Am.Soc.Civ.Eng, Vol.107*, p.1133-1143.
- Engelund, F., & Fredsøe, J. (1982). 'Sediment ripples and dunes'. *Annul Review of Fluid Mechanics, Vol.14*, p.13-37.
- Faraci, C., & Foti, E. (2002.). 'Geometry, migration and evolution of small-scalebedforms generated by regular and irregular waves'. *Coastal Engineering, Vol.47*, p.35–52.
- Ferreira, A. D., Lopez, A. M., Viegas, D. X., & Sousa, A. C. (1995). 'Experimentale and numerical simulation of flow around two-dimensional hills'. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.54-55*, p.173-181.
- Finkel, H. J. (1959). 'The Barchans of Southern Peru'. *The Journal of Geology, Vol.67*, p.614-647.
- Franklin, E. M. (2008). '*Dynamique de dunes isolées dans un écoulement cisailé*'. Université de Toulouse.
- Fredsøe, J., & Deigaard, R. (1992). '*Mechanics of coastal sediment transport*'. (P. (. Cornell, Éd.) World Scientific Publishing CO.Pte.LTD.
- Fröhlich, J., Mellen, C. P., Rodi, W., Temmerman, L., & Leschziner, M. A. (2005). 'Highly resolved large-eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions'. *Journal Fluid Mechanics, Vol.526*, p.19–66.
- Garcia, M. H. (2000). 'The le legend of Shields". *Journal of Hydraulic Engineering, Vol.126*, p.718-723.

- Gessner, F. B. (1973). "The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner". *Journal of Fluid mechanics*, Vol.58, p.1-25.
- Goldstein, R. J., Eriksen, V. L., Olson, R. M., & Eckert, E. R. (1970). 'Laminar Separation, Reattachment, and Transition of the Flow Over a Downstream-Facing Step'. *The American Society of Mechanical Engineers.*, p.732-739.
- Gomez, B., & Phillips, J. D. (1999). 'Deterministic uncertainty in bed load transport'. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.125, p.305-308.
- Gomez, B., Hubbell, D. W., & Stevens, H. H. (1990). 'At-a-Point Bed Load Sampling in the Presence of Dunes'. *Water Resources Research*, Vol.26, p.2717-2731.
- González, J. E., Alberola, A., & Jiménez, P. A. (2013). 'Redox cell hydrodynamics modelling - Simulation and experimental validation'. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, Vol.7, p.168-181.
- Govers, G. (1987). 'Initiation of motion in overland flow'. *Sedimentology*, Vol.34, p.1157-1164.
- Graf, W. H., & Altinakar, M. S. (2000). '*Hydraulique Fluviale : Écoulement et phénomènes de transport dans les canaux à géométrie simple*'. (Lausanne, Éd.) Ecole de Polytechnique fédérale de Lausanne.
- Grant, W. D., & Madsen, O. S. (1982). 'Movable bed roughness in unsteady oscillatory Flow'. *Journal of Geophysical Research*, Vol.87, p.469-481.
- Grant, W. D., & Madsen, O. S. (1986). 'The continental shelf bottom boundary layer'. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.18, p.265-305.
- Grass, A. J. (1971). 'Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries'. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.50 - Part: 2, p.233-255.
- Guo, J. (2002). 'Hunter rouse and shields diagram'. *Advances in Hydraulics and Water Engineering, proc. 13th IAHR-apd Congress*, Vol.2, p.1096-1098.
- Guy, B. T., Rudrab, R. P., Dickensonb, W. T., & Sohrabic, T. M. (2009). 'Empirical model for calculating sediment-transport capacity in shallow overland flows: Model development'. *Biosystems Engineering*, Vol.103, p.105-115.
- Gyr, A., & Hoyer, K. (2006). '*Sediment Transport*'. Springer.
- Ha, H. K., & Chough, S. K. (2003). 'Intermittent turbulent events over sandy current ripples: a motion-picture analysis of flume experiments'. *Sedimentary Geology*, Vol.161, p.295-308.
- Hamidouche, S., Calluau, D., Pineau, G., & Texier, A. (2011). 'Dynamique instationnaire de l'écoulement à l'aval d'une ride'. *Fluvisu*, Vol.14.
- Hammond, F. D., Heathershaw, A. D., & Langhorn, D. N. (1984). 'A comparison between Shields' threshold criterion and the movement of loosely packed gravel in a tidal channel'. *Sedimentology*, Vol.31, p.51-62.
- Hansen, J. L., Hecke, M. V., Haaning, A., Ellegaard, C., Andersen, K. H., Bohr, T., et al. (2001). 'Instabilities in sand ripples'. *Nature*, Vol.410, p.324.

- Hara, T., & Mei, C. C. (1990). 'Centrifugal instability of an oscillatory flow over periodic ripples'. *Journal Fluid Mechanics*, Vol.217, p.1-32.
- Hersen, P. (2004). '*Morphogen`ese et Dynamique des Barchanes*'. Université Paris VII.
- Hersen, P. (2004). 'On the crescentic shape of barchan dunes'. *The European Physical Journal B*, Vol.37, p.507-514.
- Hersen, P., Stéphane, D., & Andreotti, B. (2002). 'Relevant Length Scale of Barchan Dunes'. *Physical Review Letter*, Vol.89, p.264301. 1-4.
- Hill, D. F., & Younkin, B. D. (2006). 'PIV measurements of flow in and around scour holes'. *Experiments in fluids*, Vol.41, p.295-307.
- Hoyt, J. H. (1965). 'Air and sand movements to the lee of dunes'. *Sedimentology*, Vol.7, p.137-143.
- Hyun, B. S., Balachandar, R., Yu, K., & Patel, V. C. (2003). 'Assessment of PIV to measure mean velocity and turbulence in open-channel flow'. *Experiments in Fluids*, Vol.35, p.262–267.
- Jonsson, I. G. (1966). 'Wave boundary layers and friction factors'. *Coastal Engineering, Chapter-10*, p.127-148.
- Julien, P. Y. (1995). '*Erosion and sedimentation*'. Cambridge Univ. Press.
- Kadota, A., & Nezu, I. (1999). 'Three-dimensional structure of space-time correlation on coherent vortices generated behind dune crest'. *Journal of Hydraulic Research*, Vol.37, p.59-80.
- Keane, R. D., & Adrian, R. J. (1990). 'Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems'. *Measurement Science Technology*, Vol.1, p.1202-1215.
- Kennedy, J. F. (1969). 'The formation of sediment ripples, dunes, and antidunes'. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.1, p.147-168.
- Kennedy, J. F. (1995). 'The Albert Shields story'. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.121, p.766-772.
- Kirchner, J. W., Dietrich, W. E., & Ikedas, H. (1990). 'The variability of critical shear stress, friction angle, and grain protrusion in waterworked sediments'. *Sedimentology*, Vol.37, p.647-672.
- Kironoto, B., & Graf, W. H. (1993). Turbulence characteristics in rough uniform open-channel flow. *Proc.,Instn Civ.Engrs,Wat.,Marit. and Energy*, Vol.106.
- Kroy, K., Fischer, S., & Obermayer, B. (2005). 'The shape of barchan dunes'. *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol.17, p.S1229–S1235.
- Kuhnle, R. A. (1993). 'Incipient motion of sand-gravel sediment mixtures'. *Journal Hydrraulic Engineering*, Vol.119. N°12, p.1400-1415.
- Langlois, V. (2005). '*Instabilité d'un lit granulaire cisailé par un écoulement fluide*'. Université de Rennes 1.
- Lebunetel-Levaslot, J. (2008). '*Dynamique de formation des réseaux de rides de sable en canal à houle*'. Université du Havre.

- Leeder, M. R. (1983). 'On the interactions between turbulent flow, sediment transport and bedform mechanics in channelized flows'. *Sedimentology*, Vol.6, p.5-18.
- Lelouvetel-Poilly, J. (2008). '*Étude expérimentale du rôle de la turbulence de paroi dans le transport des particules*'. INSA de Lyon.
- Li, Z., & Komar, P. D. (1986). 'Laboratory measurements of pivoting angles for applications to selective entrainment of gravel in a current'. *Sedimentology*, Vol.33, p.413-423.
- Lima, A. R., Sauermann, G., Herrmann, H. J., & Kroya, K. (2002). 'Modelling a dune field'. *Physica A*, Vol.310, p.487-500.
- Lofquist, K. E. (1980). 'Measurement of oscillatory drag of sand ripples'. *Coastal Engineering*, Chapitre-186, p.3087-3108.
- Loiseleux, T., Gondret, P., Rabaud, M., & Doppler, D. (2005). 'Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow'. *Physics of Fluids*, Vol.17, p.103304.1-9.
- López, F., Fernandez, R., & Best, J. (2000). 'Turbulence and Coherent Flow Structures Associated with Bedform Amalgamation: An Experimental Study of the Ripple-Dune Transition'. *Water Resource*, p.1-10.
- Lu, S. S., & Willmarth, W. W. (1973). 'Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer'. *Journal of Fluid mechanics*, Vol.60, p.481-511.
- Mantz, P. A. (1973). 'Cohesionless, fine graded flaked sediment transport by water'. *Nature*, Vol.246, p.14-16.
- Mantz, P. A. (1978). 'Bedforms produced by fine, cohesionless, granular and flakey sediments under subcritical water flows'. *Sedimentary*, Vol.25, p.83-103.
- McLean, S. R., Nelson, J. M., & Wolfe, S. (1994). 'Turbulence structure over two-dimensional bed forms: Implications for sediment transport'. *Journal of geophysical research*, Vol.99, p.12.729-747.
- McLelland, S. J., Ashworth, P., Best, J. L., & Livesey, J. R. (1999). 'Turbulence and secondary flow over sediment stripes in weakly bimodal bed material'. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.125, p.463-473.
- Miller, M. C., & Byrne, R. J. (1966). 'The angle of repose for a single grain on a fixed rough bed'. *Sedimentology*, Vol.6, p.303-314.
- Miller, M. C., McCavet, I. N., & komar, D. (1977). 'Threshold of sediment motion under unidirectional currents'. *Sedimentology*, Vol.24, p.507-527.
- Mogridge, G. R., Davis, M. H., & Willis, D. H. (1994). 'Geometry prediction for sediment transport'. *Coastal Engineering*, Vol.22, p.255-286.
- Morgan, R. P. (2005). '*Soil erosion and conservation*'. Blackwell Publishing Ltd.
- Müller, A., & Gyr, A. (1986). 'On the vortex formation in the mixing layer behind dunes'. *Journal of Hydraulic Research*, Vol.5, p.359-375.

- Nakagawa, H., & Nezu, I. (1987). 'Experimental investigation on turbulent structure of backward-facing step flow in an open channel'. *Journal of Hydraulic Research, Vol.25*, p.67-88.
- Nakagawa, H., & Nezu, I. (1977). 'Prediction of Contributions to Reynolds Stress from Bursting Events in Open-Channel Flows'. *Journal of Fluid mechanics, Vol.104*, p.99-128.
- Nakagawa, H., & Nezu, I. (1981). 'Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow'. *Journal of Fluid mechanics, Vol.104*, p.1-43.
- Nelson, J. M., Mclean, S. R., & Wolfe, S. R. (1993). 'Mean Flow and Turbulence Fields Over Two-Dimensional Bed Forms'. *Water Resource Research, Vol.29*, p.3935-395.
- Nelson, J. M., Shreve, R. L., McLean, S. R., & Thomas, G. D. (1995). 'Role of near-bed turbulence structure in bed load transport and bed form mechanics'. *Water Resources Research, Vol.31 N° 8*, p.2071-2086.
- Nelson, M. J., & Smith, J. D. (1989). 'Mechanics of flow over ripples and dunes'. *Journal of Geophysical Research, Vol.94*, p.8146-8162.
- Nezu, I., & Nakagawa, H. (1984). 'Cellular secondary currents in straight conduit'. *Journal Hydraulic Research, ASCE, Vol.110*, p.173-193.
- Nezu, I., & Rodi, W. (1984). 'Open channel flow measurements with a laser doppler anemometer'. *Journal Hydraulic Engineering, Vol.112*, p.335-355.
- Nicoud, F., & Ducros, F. (1999). 'Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor'. *Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique - CERFACS-*, p.1 - 36.
- Nielsen, P. (1981). 'Dynamics and Geometry of Wave-Generated ripples'. *Journal of Geophysical Research, Vol.86*, p.6467-647.
- Nielsen, P. (1986). 'suspended sediment concentrations under waves'. *Coastal Engineering, Vol.10*, p.23-31.
- Noguchi, K., Nezu, I., & Sanjou, M. (2009). 'Large-Eddy simulation on coherent structures in turbulent flow over fixed two-dimensional dunes'. *IAHR congress, vol.33*, p.4362 - 4367.
- O'Donoghue, T., Doucette, J. S., Vas, J. J., & Ribberink, J. S. (2006). 'The dimensions of sand in full-scale oscillatory flows'. *Coastal Engineering, Vol.53*, p.997-1012.
- Ojha, S. P., & Mazumder, B. S. (2008). 'Turbulence characteristics of flow region over a series of 2-D dune shaped structures'. *Advanced In Water research, Vol.31*, p.561-576.
- Peter, M., & Muller. (1948). "Formula for bedload transport". *IARH*.
- Raudkivi, A. J. (1983). 'Thoughts on ripples and dunes'. *Journal Hydraulic Research, Vol.21*, p.315-321.
- Raupach, M. R. (1992). 'Drag and drag partition on rough surfaces'. *Boundary-Layer Meteorology, Vol.60*, p.375-395.
- Richards, K. J. (1980). 'The formation of ripples and dunes on an erodible bed'. *Journal of Fluid Mechanics, Vol.99*, p.597-618.

- Riethmuller, M., David, L., & Lecordier, B. (2012). 'Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides'. (A. Boutier, Éd.) Lavoisier.
- Robinson, S. K. (1991). 'Coherent motions in the turbulent boundary layer'. *Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.23*, p.601-39.
- Rousseaux, G. (2003). 'Étude de l'instabilité d'une interface fluide-granulaire : Application à la morphodynamique des rides de plage'. Université Paris 6.
- Sato, S., & Horikawa, K. (1986). 'Laboratory study on sand transport over ripples due to asymmetric oscillatory flows'. *Coastal engineering, Chapitre-109*, p. 1481-1495.
- Sauermann, G., Rognon, P., Poliakov, A., & Herrmann, H. J. (2000). 'The shape of the barchan dunes of Southern Morocco'. *Geomorphology, Vol.36*, p.47-62.
- Scarano, F., David, L., Bsibsi, M., & Calluau, D. (2005). 'S-PIV comparative assessment: image dewarping+misalignment correction and pinhole+geometric back projection'. *Experiments in Fluids, Vol.39*, p.257-266.
- Shields, A. (1936). 'Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement'. *Hydrodynamics Laboratory Publication, N° 167* _ Translated by : Ott, W P and J C Van Uchelen.
- Smart, G. M. (1984). 'Sediment transport formula for steep channels'. *Journal Hydraulic Engineering, Vol.110*, p.267-276.
- Smith, J. D. (1970). 'Stability of a sand bed subjected to a shear flow of low froude number'. *Journal of Geophysical Research, Vol.75*, p.5928-5940.
- Soulsby, R. L., & Whitehouse, R. J. (2005). 'Prediction of ripple properties in shelf seas'.
- Stegner, A., & Wesfreid, J. E. (1999). 'Dynamical evolution of sand ripples under water'. *Physical Review, Vol.60*, p.3487-3490.
- Stoesser, T., Asce, M., Braun, C., Garcia-Villalba, M., Rodi, W., & Asce, M. (2008). 'Turbulence structure in flow over two-dimensional dunes'. *Journal of Hydraulic engineering, Vol.42*, p.42 - 55.
- Traykovski, P., Hay, A. E., Irish, J. D., & Lynch, J. F. (1999). 'Geometry, migration and evolution of wave orbital ripples at LEO-15'. *Journal of Geophysical Research., Vol.104*, p.1505-152.
- Tuijnder, A. P., Ribberink, J. S., & Hulscher, S. (2009). 'An experimental study into the geometry of supply-limited dunes'. *Sedimentology, Vol.56*, p.1713-1727.
- Valance, A., & Langlois, V. (2005). 'Ripple formation over a sand bed submitted to a laminar shear flow'. *The European Physical Journal B, Vol.43*, p.283-294.
- Vanoni, V. A. (1964). 'Measurements of critical shear stress for entraining fine sediments in a boundary layer'. *Lab. of Hydraulics and Water Resources, Report No. KH-R-7*.
- Van Rijn, L. C. (1993). 'Principales of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas. Part I'. Aqua.

- Venditti, J. G. (2003). '*Initiation and development of sand dunes in river channels*'. University of British Columbia.
- Venditti, J. G. (2007). 'Turbulent flow and drag over fixed two- and three-dimensional dunes'. *Journal of Geophysical Research, Vol.112*, p.2.
- Venditti, J. G., & Bauer, B. O. (2005). 'Turbulent flow over a dune: Green River, Colorado'. *Earth Surface Processes and Landforms, Vol.30*, p.289-304.
- Venditti, J. G., Church, M., & Bennett, S. J. (2005). 'On the transition between 2D and 3D dunes'. *Sedimentology, Vol.52*, p.1343-1359.
- Wang, Z. Q., & Cheng, N. S. (2005). 'Secondary flows over artificial bed strips'. *Advances in Water Resources, Vol.28*, p.441-450.
- Werner, B. T. (1995). 'Eolian dunes: Computer simulations and attractor interpretation'. *Geology, Vol.23*, p.1107-1110.
- White, C. M. (1940). 'The equilibrium of grains in the bed of a stream'. *Proceedings of the Royal Society of London, Vol.174*, p.324-338.
- Wiberg, P. L., & Nelson, J. M. (1992). 'Unidirectional flow over asymmetric and symmetric ripples'. *Journal of Geophysical Research, Vol.97*, 12745-12761.
- Wiberg, P. L., & Smith, J. D. (1987). 'Calculations of the critical shear stress for motion of uniform and heterogeneous sediment'. *Water Resources Research, Vol.23*, p.1471-1480.
- Willert, C. E. (2006). 'Assessment of camera models for use in planar velocimetry calibration'. *Experiments in Fluids, Vol.41*, p.135-143.
- Wolfshtein, M. (1969). 'The velocity and temperature distribution in one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient. International'. *Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.12*, p.301-318.
- Wong, M., & Parker, G. (2006). 'Reanalysis and Correction of Bed-Load Relation of Meyer-Peter and Müller Using Their Own Database'. *Journal of Hydraulic Engineering, Vol.132*, p.1159-1168.
- Yalin, S. (1964). 'on the average velocity of flow over a movable bed'. *La Houille Blanche, Vol.1*, 51p.
- Yue, W., Lin, C. L., & Patel, V. C. (2005). 'Large eddy simulation of turbulent open-channel flow with free surface simulated by level set method'. *Physics of Fluids, Vol.17*, p.025108.1-12.
- Yue, W., Lin, C. L., & Patel, V. C. (2006). 'Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow over a Fixed Two-Dimensional Dune'. *Journal of Hydraulic Engineering (ASCE), Vol.132*, p.643-651.
- Zedler, E. A., & Street, R. L. (2001). 'Large-Eddy simulation of sediment transport : Currents over ripples'. *Journal of Hydraulic Engineering, Vol.127*, p.444-452.



RÉSUMÉ

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UNE RIDE ISOLÉE

L'étude de l'écoulement à l'aval d'une ride a un intérêt primordial dans la dynamique et l'évolution des rivières, des milieux côtiers ou des estuaires. Une des questions au cœur de ces écoulements est liée aux mécanismes d'interaction entre les particules et l'écoulement. Cette interaction donne souvent lieu à la formation de structures ondulées (rides ou dunes). Ce couplage est engendré au niveau de l'écoulement moyen, de la forme de la dune mais aussi au niveau de la macro turbulence et des structures tourbillonnaires instationnaires générées par la présence même des formes sédimentaires. L'identification des différents mécanismes et processus hydrodynamiques générés par la présence de dunes ou rides est exposée en détail par l'examen de l'écoulement laminaire à l'aval d'une ride fixe et isolée. Des techniques de mesure optiques 2D (PIV, visualisations) et 3D (Stéréo-PIV, tomographie laser) couplées à une étude numérique avec un code industriel, permettent de mettre en évidence l'instationarité, la tridimensionnalité de l'écoulement ainsi que la dynamique tourbillonnaire de la zone de recirculation à l'aval de la ride. L'impact de l'écoulement turbulent sur la naissance de dunes isolées est analysé au moyen d'une étude détaillée sur le transport de particules à partir d'essais menés en canal hydro-sédimentaire. Le rôle particulier de la zone de recirculation à l'aval de la dune est mis en évidence à l'aide d'un suivi spatio-temporel du transport des particules entre sa crête et sa face d'avalanche. Finalement, l'analyse et l'influence des conditions hydrauliques sur le seuil critique de mise en mouvement d'un lit de particules ainsi que la formation et la migration de la dune mobile sont mises en exergue au moyen d'une étude géomorphologique à partir de visualisations laser.

Mots clés : Vorticité, Écoulement instationnaire, Ride solitaire, Milieu granulaire, Érosion, Barkhane.

EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDY OF FLOW OVER AN ISOLATED RIPPLE

The aim of this study is to examine the processes leading to development a bed river, estuary or coastal environments morphology. The ability to investigate the complex nature of the interaction between fluids and sediments mechanisms and its role in bed transport and river stability is important to understand river evolution. Dunes or ripples are in frequent interaction with the bed. Hence, the topology of dune is related to the macroturbulence of the flow, mean flow field and the instantaneous structures of the vortices generated by these forms. Details of different mechanisms and hydrodynamic process generated behind a fixed single ripple are exposed by examining a laminar flow over the dune itself. Measurements with two-component Particle Image Velocimetry, three-component Stereo-PIV and flow visualization coupled with a numerical studies are performed to acquire and to obtain a detailed knowledge of the flow over the dune concerning the three-dimensionality, the instantaneous behavior of the flow and the large dynamic of vortex in the recirculation zone along the ripple. A set experiment generating turbulent flow is conducted in a hydro-sedimentary channel to detail the quantitative measurement of bedload transport processes in order to determine the effects of the turbulent flow on dune creation. A spatio-temporal monitoring of particles transport from crest to dune slip face is conducted to point the particular role of the recirculation region. Finally, the analyze and the effect of hydraulics conditions on the critical shear stresses for incipient particle motion as well as the formation and the migration of the mobile dune are emphasized by a geomorphological study using laser visualizations.

Keywords: Kinematics quantities, instationary flow, numerical simulation, Sediment transport, ripple, Barchan