THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGNIEUR

par Damien SOUS

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Mécanique

DYNAMIQUE TOURBILLONNAIRE EN MILIEU PEU PROFOND

Soutenue le :

12Décembre 2003

Après avis de :

MM. P. LE GAL, Professeur, IRPHE, MarseilleE. HOPFINGER, Directeur de Recherche, LEGI, Grenoble

Rapporteur Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

MM.J. SOMMERIA, Directeur de Recherche, CORIOLIS/LEGI, GrenobleDirecteurN. BONNETON, Maître de Conférence, Observatoire de BordeauxDirecteurP. BUAT-MENARD, Directeur de Recherche, EPOC, BordeauxExaminateurP. FABRIE, Professeur, MAB, BordeauxExaminateur

Remerciements

En premier lieu, je tiens à manifester ma plus sincère reconnaissance envers mes deux directeurs de thèse, sans qui ce travail n'aurait jamais pu aboutir. Je remercie Natalie Bonneton, maitre de conférence au L3AB, pour la confiance et le soutien qu'elle m'a accordé depuis mon DEA. Au delà de ses qualités humaines, j'ai particulièrement apprécié sa détermination et son énergie à faire avancer notre projet malgré les nombreux obstacles qu'il a fallu affronter.

Je remercie également Joël Sommeria, directeur de recherche au LEGI, pour s'être interessé à notre projet et avoir mis à notre disposition la plaque Coriolis. J'ai pu apprécier sa curiosité et sa rigueur scientifique au travers des rencontres que nous avons eues. Ses nombreuses remarques m'auront permis d'améliorer la qualité de ce mémoire. Qu'il soit ici vivement remercié.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers Emil Hopfinger, directeur de recherche au LEGI, pour avoir accepté d'être rapporteur de mon travail. Son analyse et les interrogations qu'il a soulevées m'ont grandement aidé.

Je remercie vivement Patrice Legal, directeur de recherche à l'IRPHE, pour la pertinence de son propos et son analyse fructueuse de ce travail. Je lui sais gré d'avoir accepté d'être rapporteur de ce mémoire.

J'adresse mes remerciements à Patrick Buat-Ménard, directeur de recherche à l'EPOC, pour m'avoir fait l'honneur et le plaisir de présider mon jury; à Pierre Fabrie, professeur au MAB, pour avoir accepter de juger ce travail et participer à cette commission et enfin à Eric Bois, professeur au L3AB, pour s'être interessé à mes recherches.

Durant ces trois années de thèse, j'ai eu la chance de réaliser mes expériences sur deux sites: le laboratoire MASTER (aujourd'hui devenu TREFLE) et la plaque Coriolis du laboratoire LEGI.

Je tiens à remercier chaleureusement toute l'équipe de la plaque Coriolis, pour m'avoir

accueilli et aidé avec tant de gentillesse. En particulier, je remercie Henri Didelle pour m'avoir fait profiter de sa riche expérience et avoir pris de si belles photographies; Samuel Viboud pour sa disponibilité et son efficacité à mettre en place les manips; Gauthier Delerce, pour avoir supporté et dépanné mes éternels problèmes informatiques; Olivier Praud, pour son assistance sur l'utilisation du matériel PIV, et Emmanuelle Thivolle-Cazat pour son aide et sa gentillesse.

Je tiens à adresser mes remerciements à tout le personnel de l'ex-MASTER, en premier lieu à ses directeurs successifs Jean-Paul Caltagirone, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, et Eric Arquis pour son soutien de tous les instants. Je pense également à tous les permanents du laboratoire, tout d'abord David qui m'a initié à l'expérimentation en mécanique des fluides et qui a supporté mon désordre, "les Stéphanes" qui m'ont introduit dans le merveilleux monde d'Aquilon, l'équipe informatique Sandrine, Alain et Bernard qui ont su résister à mes problèmes récurrents, Marie-Paule pour son aide et enfin les derniers arrivés Mejdi et Mohammed à qui je suggère d'aller courir un peu avant que nous jouions à nouveau au foot.

Je pense maintenant à tous ceux qui m'ont entouré et supporté intimement durant ma thèse, j'ai nommé les thésards du MASTER et Jean Toutain.

La première de mes pensées ira évidemment à toute l'équipe "Alcyons les garçons": Boris, Pierre, Fred et Pascal. Tous ces moments passés avec vous au creux des vagues, dans la poudreuse ou autour d'un gigot rôti resteront comme des bouts de paradis. Et ça ne fait que commencer. Une énorme bise de remerciements à tous ceux qui m'ont supporté avec patience et gentillesse, tout d'abord les ainés: Gégé, Hadji et Hugues; le meilleur millésime des thésards jamais passés au MASTER: Claude, Cendrille et Cédric; les galériens du CFM en cité-u: Grégoire et Delphine; les mauvais du badminton: Christophe, Nicolas et Nirina; les nouveaux arrivés à qui je souhaite beaucoup de courage: Stéphanie, Eric et Cyril; Jean qui, malgré ses santiags, me bat à SSX; Guiguit, que j'ai dû saouler tant de fois avec mes questions étranges; et enfin Pépette pour des raisons personnelles.

Je remercie enfin mes parents et ma soeur pour leur soutien moral et matériel durant

ces années. Merci pour leur gentillesse et les réserves inépuisables de patience qu'ils ont montré.

"CAUSE DES TOURBILLONS DE L'EAU:

Règle générale, toutes choses désirent se maintenir en leur état naturel. Ainsi, l'eau mouvante s'efforce de poursuivre son cours, en conformité avec la puissance qui le détermine, et si elle trouve un obstacle sur son chemin, elle achève par un mouvement circulaire et tournoyant, le parcours commencé. Aussi, quand l'eau se déverse d'une étroite embouchure et descend avec furie dans les lents courants des vastes mers,- attendu que dans un plus grand volume réside une puissance plus grande, et que la puissance plus grande oppose de la résistance à la moindre - l'eau qui descend dans la mer vient battre sa lente masse qui ne peut lui céder la place assez vite, du fait qu'elle est contenue par le reste du corps liquide; l'eau descendante point disposée à ralentir son allure, tourne après avoir subi le choc, et continue son premier mouvement en remous circulaires, satisfaisant ainsi son désir dans les profondeurs; car dans ces remous elle ne trouve rien de plus que son propre mouvement, accompagné d'une succession de cercles, les uns pris dans les autres; et ainsi, tournant circulairement, son cours s'allonge et devient plus continu, parce qu'il ne rencontre point d'obstacle hormis lui-même; ce mouvement érode et mine les rives, qui croulent en ruines..."

Les carnets de Léonard de Vinci, A 60 r

Sommaire

1	Introduction			1
	1.1	Génér	alités	1
	1.2	Applic	eations	5
		1.2.1	Milieu littoral	6
		1.2.2	Couche de surface et lutte sous-marine	7
2	Bib	liograp	ohie et questionnement	9
	2.1	Notion	ns sur la turbulence	10
	2.2	Caract	térisation des milieux peu profonds	15
		2.2.1	Observations des milieux naturels	16
		2.2.2	Résultats expérimentaux	16
		2.2.3	Modèles analytiques	21
		2.2.4	Simulations numériques	23
		2.2.5	Rapide synthèse	25
	2.3	Analog	gies	27
	2.4	Questi	ionnement	30
3	Dis	positif	s expérimentaux	33
	3.1	Dispos	sitifs expérimentaux	33
		3.1.1	Laboratoire Master	33
		3.1.2	Plaque Coriolis	34

	3.2	Techn	iques expérimentales	35
		3.2.1	Observations qualitatives	35
		3.2.2	Mesures quantitatives	37
		3.2.3	Système PIV petite échelle	43
		3.2.4	Système PIV grande échelle	44
4	Etu	de par	amétrique	45
	4.1	Autos	imilitude des jets turbulents	45
	4.2	Analy	se dimensionnelle	46
	4.3	Expér	iences à petite échelle	48
		4.3.1	Observations qualitatives	48
		4.3.2	Résultats quantitatifs	55
	4.4	Expér	iences à grande échelle	60
	4.5	Concl	usion	65
5	Dip	ôles er	n milieu peu profond	67
	5.1	Génér	alités et problématiques	67
	5.1	Génér 5.1.1	alités et problématiques	67 68
	5.1	Génér 5.1.1 5.1.2	alités et problématiques	67 68 69
	5.1	Génér 5.1.1 5.1.2 5.1.3	alités et problématiques	67 68 69 74
	5.1	Génér 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4	alités et problématiques	67 68 69 74 79
	5.1 5.2	Génér 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 Obser	alités et problématiques	67 68 69 74 79 80
	5.1 5.2	Génér 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 Obser 5.2.1	alités et problématiques	 67 68 69 74 79 80 81
	5.1 5.2	Génér 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 Obser 5.2.1 5.2.2	alités et problématiques	 67 68 69 74 79 80 81 92
	5.1	Génér 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 Obser 5.2.1 5.2.2 5.2.3	alités et problématiques	 67 68 69 74 79 80 81 92 .02
	5.1 5.2 5.3	Génér 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 Obser 5.2.1 5.2.2 5.2.3 Modèl	alités et problématiques	 67 68 69 74 79 80 81 92 .02 .05
	5.15.25.3	Génér 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 Obser 5.2.1 5.2.2 5.2.3 Modèl 5.3.1	alités et problématiques	 67 68 69 74 79 80 81 92 .02 .05 .05
	5.15.25.3	Génér 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 Obser 5.2.1 5.2.2 5.2.3 Modèl 5.3.1 5.3.2	alités et problématiques	 67 68 69 74 79 80 81 92 .02 .05 .05 .07

	5.3.4	Evolution de la vitesse et de rayon	110			
5.4	Compa	araison modèle théorique - expériences	111			
	5.4.1	Quantité de mouvement	111			
	5.4.2	Validation du modèle	114			
	5.4.3	Bilan sur le modèle	120			
5.5	Déform	née de la surface libre	120			
	5.5.1	Hypothèses de calcul	121			
	5.5.2	Résultats	121			
	5.5.3	Bilan et perspectives	122			
5.6	Influer	ace de la friction	125			
	5.6.1	Introduction	125			
	5.6.2	Dispositif expérimental	126			
	5.6.3	Observations	126			
Conclusion 135						

Δ	Logicial	CIV
\mathbf{A}	Logiciei	

141

Chapitre 1

Introduction

1.1 Généralités

Ce rapport de thèse présente un travail de recherche réalisé sur la dynamique tourbillonnaire en milieu peu profond. Deux notions constituent la base de ce travail de recherche : les *tourbillons* et les *milieux peu profonds*.

De la baignoire qui se vide à la dépression atmosphérique annonciatrice de mauvais temps (un exemple sur la figure (1.1)), les tourbillons nous entourent. On les définit de manière simple comme des enroulements du fluide sur lui-même. Nous les retrouverons tout au long de ce manuscript sous différentes terminologies : tourbillons, structures tourbillonnaires ou encore structures cohérentes. Notre étude porte sur la dynamique tourbillonnaire en milieu peu profond. Nous allons nous intéresser aux comportements des tourbillons, à leurs évolutions et à leurs interactions lorsqu'ils évoluent dans les milieux peu profonds. La présence de tourbillons a été observée dans une grande variété d'écoulements aussi bien naturels (figure 1.2) qu'industriels (figure 1.3). De nombreuses recherches à la fois théoriques, expérimentales et numériques ont été menées pour les décrire et les comprendre. Dans l'esprit des mécaniciens des fluides, les tourbillons sont



Figure 1.1 : Exemple de dépression atmosphérique sur la France (National Oceanic and Atmospheric Administration, 2001).

souvent liés à la notion de turbulence qui, dans le cas le plus général, est considérée comme un mélange de tourbillons de formes, de tailles et d'intensités très diverses. Nous essayerons par la suite de préciser quelques uns des liens complexes qui existent entre la turbulence et les tourbillons.

Notre connaissance des tourbillons et de leurs comportements est incomplète. Notamment, la dynamique des tourbillons dans un milieu peu profond reste encore étonnament inexplorée. En définissant un milieu peu profond comme un milieu dans lequel la profondeur est faible, une première question se pose immédiatement: faible par rapport à quoi? La réponse dépend des phénomènes physiques étudiés. Par exemple dans le cas particulier où on étudie la propagation des ondes de surface, typiquement la houle à la surface des océans, le milieu est qualifié de peu profond lorsque sa profondeur devient négligeable devant la longueur d'onde. La définition la plus générale est basée sur des considérations géométriques: un milieu sera plus communément considéré peu profond lorsque sa profon-



Figure 1.2 : Image infrarouge d'un tourbillon tripolaire dans le Golfe de Gascogne [Pindgree 92]



Figure 1.3 : Tourbillon "trailing vortex" attaché à une aile d'avion (NASA Langley Research Center, 1990)

deur sera faible devant ses dimensions latérales. On parle également de couche mince ou de milieu confiné verticalement. Plusieurs types de frontières solides ou fluides peuvent confiner un écoulement. Le confinement vertical le plus répandu dans la nature a lieu lorsque le milieu fluide, principalement de l'eau, repose entre un fond solide et une surface libre. De nombreux exemples viennent rapidement à l'esprit: les rivières, les lacs de faible profondeur, les lagunes, les bords de mer sont autant de milieux dans lesquels les mouvements du fluide peuvent être contraints par le confinement vertical. A plus grande échelle, les océans peuvent également être considérés peu profonds, la profondeur moyenne ($\approx 4km$) étant toujours largement inférieure devant les dimensions horizontales (plusieurs milliers de kms). Pour les mêmes raisons, l'atmosphère elle-même peut-être assimilée à un milieu peu profond. Le confinement vertical peut également avoir lieu entre deux parois solides. Cette configuration, moins fréquente dans la nature (écoulements souterrains), se retrouve dans de nombreux écoulements de type industriels (échangeurs,...). Deux parois fluides peuvent également confiner un milieu fluide lorsque des interfaces se forment entre deux fluides pas ou très peu miscibles. Il peut s'agir de fluides de natures différentes, ou d'un même fluide dont les propriétés varient suffisamment brutalement pour créer une interface. Ce type d'interface se retrouve notamment à grande échelle dans les océans et dans l'atmosphère. Dans les océans, les variations de densité sur la profondeur, liées aux variations de salinité et de température, sont suffisament fortes et rapides pour décomposer l'océan en couches superposées. Ces couches peuvent être elles-même stratifiées (thermocline) ou relativement homogène (couche de mélange). Des précisions sont apportées dans la section 1.2.2. L'atmosphère possède une structure proche, organisée en strates (troposphère, stratosphère,...etc). Même si la stratification est plus progressive et que les interfaces sont plus difficiles à identifier, le confinement vertical y joue un rôle non négligeable.

Plus précisément que le rapport des extensions verticale et latérale d'un écoulement, nous avons choisi de définir le milieu peu profond comme un milieu dans lequel la profondeur est faible devant la taille des structures tourbillonnaires. Cette définition est similaire à celle proposée par Uijttewaal et Tukker [Uijttewaal 00] ou Lin et al. [Lin 03]. Notre travail vise à la fois à préciser les conditions dans lesquelles un milieu fluide peut être qualifié de peu profond et à connaitre l'influence du confinement vertical sur le développement d'une dynamique tourbillonnaire. Intuitivement, on peut penser qu'en diminuant la profondeur d'un écoulement, on va progressivement contraindre les mouvements du fluide à rester dans le plan horizontal. L'intérêt de notre travail est de confronter cette intuition à une caractérisation expérimentale.

En premier lieu, avant d'analyser les effets du confinement vertical sur un écoulement tourbillonnaire, il faut s'assurer que cet écoulement est initialement isotrope, sans quoi le rôle du confinement ne pourra pas être identifié avec certitude. Ensuite il est nécessaire d'identifier les paramètres pertinents du confinement par l'analyse dimensionnelle du problème. La majeure partie du travail consiste alors à analyser qualitativement et quantitativement les effets du confinement sur la dynamique tourbillonnaire, à préciser dans quelles situations le milieu pourra être qualifié de peu profond et à détailler l'évolution des tourbillons observés dans ce type de milieu. Le rôle des frontières de l'écoulement y est primordial. En effet, si celles-ci sont responsables du confinement imposé au fluide, elles peuvent également participer à la génération d'instabilités.

Ces remarques générales ne sont qu'un résumé des interrogations fondamentales soulevées lors de nos recherches. Nous essayerons tout au long de ce manuscript de rappeler les interrogations qui sont apparues avant de présenter les réponses que nous avons apporté ou les pistes de réflexion qui restent en suspens.

1.2 Applications

Notre travail de recherche s'inscrit dans une problématique de mécanique des fluides fondamentale. Mais il existe également une très grande variété d'applications potentielles de notre travail. Comme nous l'avons exposé dans l'introduction générale, l'interaction entre les tourbillons et un milieu de faible profondeur se retrouve tout autour de nous, à des échelles très diverses.

1.2.1 Milieu littoral

Prenons l'exemple des écoulements en milieu littoral, souvent soumis à une contrainte liée à la faible profondeur du milieu. Jirka [Jirka 01] explicite l'organisation particulière de nombreux écoulements environnementaux dans des eaux peu profondes: autour des îles, des jetées, des caps, dans les estuaires et embouchures, dans les courants de marée...etc. La compréhension de ces dynamiques tourbillonnaires particulières concerne des phénomènes variés dont l'impact sur l'environnement et les activités humaines est de première importance: transport de polluants, transport de sédiments et érosion, courants ou processus de mélange. Citons par exemple de l'évacuation des eaux usées réalisée à La Salie au sud du bassin d'Arcachon. Ces eaux usées (station d'épuration et traitement de la cellulose du pin) sont rejetées par une conduite cylindrique dans l'océan. Afin de préserver l'écosystème proche, il convient de prévoir le comportement de ces rejets polluants (taille et forme du panache, temps de diffusion...). Les zones de baignades de la côte atlantique sont aussi fréquemment le lieu d'un phénomène connu des maîtres nageurs et des surfeurs: les courants sagittaux ("rip currents"). Ces courants sont provoqués par le déferiement des vagues. L'eau apportée par les vagues s'évacue dans des chenaux généralement perpendiculaires à la plage de manière assez brutale et imprévisible. Lorsque le fond est en pente douce (zone littorale), ces courants sagittaux vont se développer avec une dynamique particulière liée au confinement vertical du milieu. La description des courants littoraux utilisée en génie côtier est basée sur des modèles d'écoulements intégrés sur la profondeur. Cette description est en désaccord avec les observations qui ont identifié des structures tridimensionelles dans les courants sagittaux [Dronen 02]. En se developpant, ces courants sagittaux peuvent former des gros tourbillons horizontaux, notamment des



Figure 1.4 : Visualisations de courants sagittaux sur plage sableuse (photo de droite: plage de Mexico, B. L. Inman)

dipôles [Smith 95]. Les courants sagittaux peuvent être visualisés par les sédiments mis en suspension (figures 1.4). Comme nous le verrons par la suite, ces observations présentent une forte analogie avec nos résultats expérimentaux.

1.2.2 Couche de surface et lutte sous-marine

Un autre champ d'application de notre travail concerne la couche de surface de l'océan. Rappelons que dans les océans les variations de densité sur la profondeur, liées aux variations de salinité et de température, sont suffisament fortes et rapides pour décomposer l'océan en couches superposées. La structure de ces couches dépend des latitudes et des saisons. Aux latitudes moyennes, on peut généralement identifier trois types de couches. En partant de la surface, on rencontre tout d'abord la couche de surface (ou couche de mélange). Elle fait entre 50 et 200 m d'épaisseur, les propriétés de l'eau y varient peu. En dessous de la couche de surface, la température diminue rapidement alors que la densité augmente, c'est la couche thermocline. Vient ensuite la zone profonde qui s'étend jusqu'au fond, où les températures sont faibles et homogènes. L'océan est ainsi constitué de strates d'épaisseurs variables, on parle alors de milieu stratifié. En s'intéressant à la couche de surface, on constate que les propriétés (densité, température et salinité) sont homogènes et les limites de la couche relativement aisées à définir: en haut la surface libre et en bas la thermocline. Les mouvements du fluide dans une telle région sont donc contraints par un confinement vertical entre deux frontières fluides. En se plaçant à une échelle suffisament grande, on peut ainsi qualifier la couche de surface de milieu peu profond. Les véhicules sous-marins évoluant dans cette couche de surface génèrent des perturbations. Le développement de ces perturbations dans une couche fluide confinée et leur interaction potentielle avec la surface libre soulève de nombreux problèmes, en particulier dans le cadre de la lutte sous-marine où la discrétion des véhicules est fondamentale. La compréhension des mécanismes physiques en jeu intéresse directement la Direction Générale de l'Armement, à qui nous devons le support financier de nos recherches.

L'objet de notre étude est de mieux appréhender la physique de tous ces types d'écoulements par une compréhension des mécanismes fondamentaux de l'influence du confinement vertical. De par leurs grandes dimensions, ces écoulements sont nécessairement turbulents. C'est donc au développement de la turbulence en milieu peu profond et à l'évolution des structures tourbillonnaires associées que nous allons nous intéresser.

Chapitre 2

Bibliographie et questionnement

Dans un premier temps, il convient de faire un bilan des connaissances disponibles sur l'influence du confinement vertical sur les écoulements et sur le comportement de la turbulence en milieu peu profond. Etant donné la proximité et l'importance des applications potentielles de ce travail, on pourrait s'attendre à trouver un champ de recherche déjà largement exploré. Les recherches bibliographiques que nous avons menées tendent à montrer le contraire, à savoir que les travaux de recherche sur l'influence du confinement vertical sur la dynamique tourbillonnaire sont, à notre connaissance, relativement rares.

Pour vérifier notre première intuition qui veut qu'en "écrasant" un écoulement celui-ci se restreint à un plan horizontal, il convient de s'assurer que l'écoulement est initialement isotrope. Pour cela nous avons choisi de générer une bouffée turbulente tridimensionelle et isotrope par un jet impulsionnel (une impulsion de fluide). Cette bouffée turbulente est en fait une région limitée de fluide entourée de fluide au repos et dans laquelle le comportement des mouvements du fluide relève de la turbulence. Le développement de cette bouffée turbulente dans un milieu profond est totalement libre. Lorsque la profondeur diminue, l'expansion est rapidement limitée par le confinement vertical. Une des questions principales de notre travail est de comprendre dans quelle mesure la composante verticale du mouvement est affectée par le confinement. Lorsque cette composante est totalement nulle, l'écoulement est qualifié de *bidimensionnel* (2D). Dans le cas contraire, il reste *tridimensionnel* (3D). Les écoulements 3D dans lesquels la troisième composante est suffisament faible pour que son influence soit négligée sont appelés *quasi-bidimensionnels* (Q2D).

Ces définitions prennent une signification physique particulière lorsque les écoulements sont turbulents. Introduisons dès à présent quelques notions importantes auxquelles nous ferons appel pour caractériser le comportement de ces phénomènes turbulents.

2.1 Notions sur la turbulence

définition et généralités

Les différentes communautés scientifiques ont souvent beaucoup de difficultés à s'accorder sur la définition des concepts importants. La turbulence n'échappe pas à cette règle. On retiendra ici les propriétés les plus généralement admises [Lesieur 90]:

- impredictibilité, dans le sens de l'amplification des petites erreurs (bien que les propriétés statistiques soient généralement reproductibles)

 - écoulement continu, gouverné par les équations de la mécanique des fluides (qui exclut par exemple les mouvements Browniens), et dominé par les effets de transports inertiels

- interaction d'un large spectre d'echelle de tourbillons (complexité spatiale) qui implique un grand nombre de Reynolds

- accroissement des propriétés de mélange pour les quantités transportées.

L'apparition de la turbulence dans un écoulement est contrôlée par le nombre de Rey-



Figure 2.1 : Spectre d'énergie des turbulences 3D (a) et 2D (b) [Lesieur 94]

nolds (Re). Il s'écrit comme le rapport des forces d'inertie (effets "déstabilisateurs") sur les forces visqueuses (effets "stabilisateurs"). Lorsque le nombre de Reynolds dépasse un seuil critique (dépendant du type d'écoulement étudié), les forces d'inertie deviennent prépondérantes par rapport aux forces visqueuses et l'écoulement se déstabilise progressivement: c'est la transition vers la turbulence. Après cette phase transitoire apparaît la turbulence developpée. Dans le cadre théorique classique que nous présentons plus bas, elle est considérée tridimensionnelle, homogène et isotrope: ses caractéristiques sont identiques en tous points de l'espace et dans toutes les directions. Nous verrons que ces propriétés ne sont pas systématiquement vérifiées dans la réalité. La turbulence peut également être bidimensionnelle. Au délà des considérations géométriques, les concepts de turbulence 2D (bidimensionnelle) et turbulence 3D (tridimensionnelle) correspondent à une phénoménologie physique totalement différente. Précisons en quelques mots les différences notables entre les turbulences 3D et 2D.

la turbulence tridimensionnelle: cascade d'énergie

Le developpement de la turbulence correspond en fait à une excitation brutale d'une gamme d'échelles très large, depuis les plus grandes imposées en général par la géométrie de l'écoulement étudié, jusqu'aux plus petites. Dans le cadre théorique le plus général, la turbulence est tridimensionelle (mouvements dans les trois directions de l'espace), homogène (propriétés moyennes identiques en tous points de l'espace) et isotrope (pas de directions privilégiées). Ces trois conditions sont rarement vérifiées dans la réalité [Lesieur 94]. En effet, la présence d'un écoulement moyen au sein de la turbulence limite l'isotropie des mouvements. De plus, les observations réalisées sur des structures tourbillonaires cohérentes au sein de nombreux écoulements turbulents (on appelle généralement tourbillon cohérent, un tourbillon dont le temps de vie est grand devant le temps de retournement), contredisent l'hypothèse d'homogénéité. Par contre, la tridimensionnalité des mouvements est vérifiée dans la plupart des écoulements turbulents.

Bien que ces hypothèses soient rarement vérifiées dans les écoulements turbulents réels, les théories qui en découlent ont produit de nombreux résultats encore utilisés de nos jours. L'objet de notre étude n'est certes pas de faire une présentation exhaustive de la turbulence. Il convient toutefois d'aborder quelques concepts importants qui nous seront utiles par la suite. Il s'agit principalement de la théorie du mathématicien russe Kolmogorov. Il présente la turbulence comme une superposition de tourbillons, de tailles (longueurs d'onde) couvrant une large gamme, dans laquelle l'energie cinétique se transfère des plus grosses structures vers les plus petites avec un taux constant ϵ . Ce transfert se poursuit jusqu'à la plus petite échelle de l'écoulement, appelée échelle de dissipation visqueuse (ou échelle de Kolmogorov) où la viscosité devient prépondérante par rapport aux forces d'inertie et les mouvements se dissipent. On peut formuler la loi de Kolmogorov dans l'espace de Fourier où chaque longueur d'onde r de l'espace réel est associée à un nombre d'onde (mode) $k = 2\pi/r$. Le spectre d'énergie E(k), défini comme la densité d'énergie cinétique du signal turbulent au mode k, est, à une constante près, proportionnel à $\epsilon^{2/3}k^{-5/3}$. Il y a donc un transfert d'énergie, la cascade d'energie des grosses structures vers les petites avec un taux proportionnel à $k^{-5/3}$. Elle est représentée sur le cas (a) de la figure 2.1. Cette cascade d'energie en $k^{-5/3}$ a fait l'objet de nombreuses vérifications expérimentales dans tous les écoulements à grand nombre de Reynolds, que ce soit dans l'océan [Grant 62], dans la couche limite atmosphérique [Champagne 77] ou dans les souffleries aéronautiques [Lesieur 94].

la turbulence bidimensionelle : cascade d'énergie inverse et cascade d'enstrophie

La turbulence est qualifiée de bidimensionnelle essentiellement lorsque l'une des composantes du mouvement, à priori non nulle en turbulence 3D classique, est nulle [Sommeria 00]. L'écoulement est alors uniquement dépendant de deux coordonnées (planes ou sphériques). Elle peut également être qualifiée de bidimensionnelle lorsqu'elle est confinée dans un plan. Dans ce cas, il peut y avoir une troisième composante u_z (le long de la direction z) non nulle de l'écoulement, mais indépendante de z. Cette composante est alors transportée passivement par l'écoulement u_x , u_y dans le plan et peut ainsi être ignorée dans les descriptions théoriques. Du fait de sa moindre complexité, la turbulence 2D a été étudiée théoriquement ([Kraichnan 67, Batchelor 69]) et simulée numériquement [Lilly 69] relativement tôt par rapport à son homologue 3D. Les résultats théoriques les plus importants sur la turbulence ont montré la présence conjointe d'une cascade inverse d'énergie et d'une cascade d'enstrophie (équivalent de l'énergie cinétique pour la vorticité). Si de l'énergie est injectée à une échelle donnée l_{ini} , le spectre d'énergie E(k) se décompose en deux régions distinctes. Pour $k < k_{inj} = 2/\pi l_{inj}$, $E(k) \approx \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$, où ϵ est le taux de transfert de l'énergie. Pour $k > k_{inj}$, $E(k) \approx \beta^{2/3} k^{-3}$, où β est le taux de transfert de l'enstrophie. Le spectre d'energie d'une turbulence 2D en amortissement libre sera donc proportionnel à k^{-3} . Il est représenté sur le cas (b) de la figure 2.1. Les confrontations entre ces résultats théoriques et des expériences ou des simulations numériques sont parfois ambigues. En

effet, les simulations numériques réalisées sur la turbulence 2D ont mis en évidence la cascade inverse d'énergie dans de nombreuses situations ([Frisch 84], [Smith 94]) mais pas de manière systématique [Borue 93]. D'autres simulations numériques sur la cascade d'enstrophie ont produit des résultats proches de la cascade en k^{-3} [Chasnov 97]. Dans le cas général où les effets advectifs sont dominants (c'est à dire lorsque les forçages et la dissipation ne sont pas trop importants et lorsque les frontières latérales ne confinent pas trop l'écoulement), la formation de tourbillons cohérents est systématiquement observée [McWilliams 90]. Les expériences sur la turbulence 2D sont bien plus difficiles à mettre en oeuvre que les simulations numériques. La bidimensionnalité des écoulements est obtenue en appliquant un confinement extrême aux écoulements, un forçage électromagnétique ou une combinaison des deux. Les expériences réalisées par Sommeria [Sommeria 86] ou Paret et Tabeling [Paret 97b] ou Cardoso [Cardoso 94] ont permis d'identifier la cascade inverse d'énergie. La cascade d'enstrophie a été mise en évidence dans les écoulements dans les films de savons [Kellay 95, Martin 98]. Toujours dans les films de savon, Rutgers a observé la présence simultanée de la cascade inverse d'énergie et de la cascade d'enstrophie [Rutgers 98].

Si elle a été largement étudiée théoriquement et numériquement et identifiée en laboratoire, l'existence d'une turbulence purement 2D dans la nature reste à confirmer. Dans un des premiers papiers sur la turbulence 2D, Kraichnan et Montgomery [Kraichnan 80] ont écrit: "La turbulence 2D a ceci de particulier qu'elle n'existe jamais dans la nature ou dans les laboratoires mais seulement dans les simulations sur ordinateurs". Depuis lors, de nombreuses observations ont été réalisées sur des écoulements, notamment géophysiques, présentant de similitudes avec la turbulence 2D. Par exemple, les mesures effectuées sur les systèmes tourbillonnaires océaniques ou sur l'atmosphère de Jupiter ont fortement motivé les recherches sur la turbulence 2D. Ces systèmes sont mieux approchés par les concepts de turbulence 2D que l'atmosphère terrestre dans laquelle les forçages thermiques et la friction par la turbulence 3D dans la couche limite ont un rôle important [Lindborg 99]. Il est évident que la turbulence 2D ne peut être qu'une approximation de la réalité mais les concepts théoriques developpés pour ce cas idéal apparaissent de plus en plus utiles pour comprendre des propriétés étranges de la turbulence dans des écoulements réels et permettent de réaliser de bonnes prédictions quantitatives.

Nous présenterons par la suite les différents types de forçage pouvant conduire à la quasi-disparition d'une des composantes du mouvement. Lorsque celle-ci est négligeable et que le comportement de l'écoulement se rapproche des modèles théoriques bidimensionnels, la turbulence est alors qualifiée de quasi-bidimensionnelle (Q2D).

2.2 Caractérisation des milieux peu profonds

Nous venons de préciser quelques notions sur la turbulence qui nous serons de première utilité pour décrire les phénomènes que nous allons rencontrer. Notre objectif est, dans un premier temps, de caractériser l'influence du confinement vertical sur un écoulement turbulent initialement tridimensionnel.

Nous présenterons tout d'abord les observations réalisées sur les écoulements géophysiques en milieu peu profond. Elles ont mis en évidence une dynamique particulière liée au confinement vertical du milieu. Rappelons que, de par leurs grandes dimensions, ces écoulements sont essentiellement turbulents.

Puis nous décrirons les principaux résultats les recherches expérimentales et numériques qui ont permis de caractériser certains types d'écoulements en milieu peu profond: les jets plans turbulents, les sillages plans turbulents, les couches de mélanges, la turbulence de grille et les tourbillons monopolaires.

Dans tout ce qui suit, l'espace sera décrit par les coordonnées cartésiennes x, y et z. Le plan (x,y) correspond au plan horizontal et z décrit la direction verticale suivant laquelle s'applique la gravité terrestre.

2.2.1 Observations des milieux naturels

En synthétisant des observations in situ et des mesures en laboratoires, Jirka explique l'organisation des écoulements peu profond en structures tourbillonnaires cohérentes de grande échelle et les mécanismes de mélange associés [Jirka 01]. Ces gros tourbillons horizontaux, qui sont observés dans des situations très diverses, sont induits par la présence initiale d'un cisaillement transverse (horizontal). Trois types de mécanismes de génération sont distingués selon leur puissance. Le plus puissant est topographique: un élément de la bathymétrie (îles, jetées, caps...) provoque une séparation locale de l'écoulement et un intense cisaillement transverse. Le second mécanisme est interne à l'écoulement: les variations de vitesse dans une des directions transverses de l'écoulement ménent à la croissance progressive de structures cohérentes horizontales. De telles variations peuvent avoir différentes origines: excès ou déficit de flux de quantité de mouvement (estuaires et embouchures, courants de marée), changements progressifs de la topographie ou de la nature du fond (rugosité). Enfin, le moins puissant des mécanismes de génération provient des instabilités secondaires dans l'écoulement de base. Un écoulement sur un fond solide, dans un canal large, est cisaillé verticalement. Il contient de la turbulence de petite échelle généré dans la couche limite sur le fond. Un léger déséquilibre de l'homogénéité de cette turbulence de petite échelle dans ce type d'écoulement peut conduire à une redistribution des processus d'échange de quantité de mouvement sur le fond. La distortion des lignes de vorticité causée par ces déséquilibres méne au final à la formation de structures cohérentes.

2.2.2 Résultats expérimentaux

Une revue générale de la formation des tourbillons en milieu peu profond est proposée par Rockwell [Rockwell 03]. Détaillons ici les résultats les plus intéressants.

Les jets plans horizontaux turbulents en milieu peu profond ont été étudiés par D.C.van Senden [van Senden 88]. Il a comparé les résultats fournis par une campagne de mesures à l'estuaire Leschenault au sud-ouest de l'Australie et ceux établis par une simulation expérimentale en laboratoire. On notera deux différences importantes avec nos travaux : d'une part les jets étudiés sont plans, ce qui favorise l'anisotropie du cisaillement et l'organisation de l'écoulement; d'autre part les jets étudiés possèdent une densité variable, différente de celle du milieu. Les effets de flottabilité ont donc un rôle important sur les dynamiques étudiées. Deux phases assez distinctes sont observées: une phase initiale de création de la turbulence et son organisation avant une deuxième phase quasi-stationnaire où l'on observe un dipôle en tête de l'écoulement qui se propage rectilignement avec un sillage en méandres. Bien que l'orientation du plan du jet (jet plan horizontal) soit différente de celle utilisée dans les expériences de G.H.Jirka [Dracos 92] (jet plan vertical), la même dynamique est observée: le confinement vertical provoque la formation d'un sillage en méandres avec des mouvements principalement horizontaux. Cependant, l'anisotropie initiale des jets plans favorise l'organisation des écoulements et limite la généralisation des résultats obtenus sur l'influence du confinement vertical.

Des résultats quantitatifs plus détaillés ont été obtenus par T. Dracos et al. [Dracos 92]. Il étudie expérimentalement l'écoulement de jets plans turbulents dans un milieu peu profond au repos (profondeur H), dans la zone comprise entre l'orifice d'injection (largeur b, avec $b/H \ll 1$) et une distance égale à 40*H*. Une illustration de ses expériences est proposée sur la figure (2.2). Il s'est intéressé au comportement du jet (géométrie, courants secondaires, capacité de mélange et d'entrainement du milieu) qu'il divise en 3 zones successives, en fonction du rapport x/H (x est l'abscisse le long de l'axe de l'écoulement et H est la profondeur):

- champ proche ("Near field"): pour 0 < x/H < 2, le comportement observé confirme des résultats déjà connus sur les jets turbulents bidimensionnels. L'influence du confinement vertical y est négligeable.

- champ moyen ("Middle field"): zone délimitée par 2 < x/H < 10. La turbulence y



Figure 2.2 : Experiences sur les jets plans en milieu peu profond [Dracos 92]

est tridimensionnelle, des courants secondaires apparaissent. Ces courants ont une forme hélicoïdale autour d'un axe parallèle à celui du jet. Ils induisent une intensification de la turbulence et de la capacité de mélange. Leur intensité diminue le long du jet jusqu'à disparaître lorsque x = 10H.

- champ lointain ("Far field"): Dans cette zone comprise entre 10 < x/H < 40, l'influence du confinement vertical devient prépondérante, l'écoulement est dominé par des mouvements bidimensionnels quasi-périodiques de grande amplitude. Le courant principal dans le jet s'écoule en méandres entre des structures tourbillonnaires contrarotatives horizontales, qui grossissent en s'appariant. Le spectre énergétique au sein du "far field" identifie une turbulence quasi-bidimensionnelle.

Ces expériences ont montré que le confinement vertical avait une forte influence sur le développement de la turbulence. Celle-ci devient quasi-bidimensionnelle dans le "far field" des jets plans.

A partir d'un matériel sensiblement identique, Chen et Jirka se sont intéressés au comportement de sillages plans turbulents en milieu peu profond [Chen 95]. Ils ont disposé des obstacles de différentes formes (cylindre, plaque plane, plaque poreuse) occupant toute



Figure 2.3 : Sillages plans en milieu peu profond, (a) Allées tourbillonnaires ("Vortex Street type"), (b) Circulation instationnaire ("Unsteady Bubble wake type") et (c) Circulation stationnaire ("Steady Bubble wake type") [Chen 95].

la profondeur du milieu. Les observations sur le sillage ont été réalisées sur des distances après l'obstacle jusqu'à plusieurs centaines de fois la profondeur. Le sillage proche peut se classer en trois catégories distinctes (voir figure (2.3)):

- Allées tourbillonnaires ("Vortex Street type") caractérisé par la formation de structures tourbillonaires oscillantes proches de celles observées en milieu profond

- Circulation instationnaire ("Unsteady Bubble wake type") avec des instabilités se développant en aval d'une recirculation ("bubble") attachée à l'obstacle

Circulation stationnaire ("Steady Bubble wake type") avec une recirculation attachée
à l'obstacle suivie par un sillage turbulent ne contenant pas d'instabilités croissantes.

Les grosses structures apparaissant dans chacun de ces sillages sont caractéristiques de la turbulence quasi-bidimensionnelle. Le transfert d'energie par étirement tourbillonnaire, typique de la turbulence tridimensionnelle, est limité par le confinement vertical. Dès que le nombre de Reynolds ambiant, basé sur la profondeur, est supérieur à 1500, la classification des sillages est uniquement dépendante du "shallow wake parameter" $S = c_f D/H$ $(c_f$ est le coefficient de friction au fond, D la largeur de l'obstacle et H la profondeur). L'influence de la couche limite reste limitée. Elle est moyennée sur la profondeur et ainsi représentée par le coefficient de friction dans le "shallow wake parameter" S.

Les études expérimentales des couches de mélanges en milieu peu profond ont également mis en évidence le comportement particulier liée à la faible profondeur [Uijttewaal 00, Booij 01]. Le cisaillement transversal des couches de mélanges provoque la formation de gros tourbillons horizontaux Q2D. Le spectre d'énergie identifie la cohabitation de plusieurs échelles de turbulence au sein de l'écoulement: la partie la plus énergétique du spectre en k^{-3} correspond à une turbulence libre de type Q2D liée aux gros tourbillons horizontaux alors que le spectre aux grands nombres d'onde en $E = k^{-5/3}$ revèle la turbulence 3D de petite échelle générée sur le fond solide. Lorsque le confinement dépasse un seuil critique, les gros tourbillons horizontaux sont rapidement détruits et l'écoulement est uniquement controllé par la couche limite turbulente.

En 2001, Uijttewaal et al. [Uijttewaal 01] ont étudié expérimentalement le développement d'une turbulence de grille dans un milieu peu profond entre une surface libre et un fond solide. Le confinement vertical modifie radicalement le comportement de la turbulence: la densité spectrale d'énergie en k^{-3} rappelle celle d'une turbulence 2D [Batchelor 69] et de grosses structures cohérentes Q2D apparaissent dans le sillage de la grille. Cette dynamique Q2D est progressivement détruite sous l'influence du frottement sur le fond: celui-ci génère de la turbulence de petite échelle et déstructure progressivement les gros tourbillons. La turbulence reprend ainsi un caractère 3D classique. On notera cependant que malgré leur profond interêt, ces travaux ne proposent pas de paramétrisation de l'influence du confinement vertical sur la turbulence.

Une analyse expérimentale détaillée des tourbillons monopolaires en milieu peu profond est proposée par Lin et al. [Lin 03]. Les tourbillons principaux sont générés par une injection laminaire (typiquement 5cm/s) et largement anisotrope. Ils ont notamment mis en évidence la présence de tourbillons d'axe horizontal au sein d'une grosse structure tourbillonnaire Q2D d'axe vertical. Le nombre de ces circulations secondaires dépend de la profondeur du milieu. Lorsque la profondeur est suffisamment faible, un seul tourbillon d'axes horizontaux peut se développer à la périphérie du tourbillon principal. Nous verrons par la suite les similitudes intéressantes que nous pourrons observer avec nos résultats.

2.2.3 Modèles analytiques

On retrouve les écoulements en milieu peu profond dans de nombreuses situations réelles, en particulier en milieu côtier. Par souci de simplification, ils ont été représentés par des modèles purement bidimensionnels. Ces équations 2D sont utilisées en pratique pour décrire la propagation des ondes dans les océans et l'atmosphère, l'évolution à court terme des circulations atmosphériques (cyclones, anticyclones) et également pour étudier et simuler la turbulence 2D. Les équations de Navier-Stokes classiques sont simplifiées en négligeant la composante verticale de la vitesse et en supposant la répartition des pressions hydrostatique. Ainsi, le mouvement d'une couche mince horizontale de fluide parfait incompressible (avec une surface libre sous pression atmosphérique constante, dans le champ de gravité et sans forçage extérieur) est communément représenté par les equations en eau peu profonde "shallow water equations" [Pedlosky 87]:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -g\nabla H \tag{2.1}$$

$$\frac{1}{H}\frac{dH}{dt} + div\mathbf{v} = \mathbf{0} \tag{2.2}$$

Les equations (2.1) et (2.2) représentent respectivement la conservation de la quantité de mouvement et de la masse.

Ici $\mathbf{v} = \mathbf{v}(x, y, t)$ est le champ bidimensionnel des vecteurs vitesse de l'écoulement, H = H(x, y, t) est la hauteur de la surface lire, ρ et g sont respectivement la masse volumique et l'accélération de la gravité, et l'opérateur $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$. La condition nécessaire pour que la couche soit mince est $h \ll H_0 \ll L$, où h est la deviation de la surface libre par rapport à sa hauteur moyenne H_0 et L la dimension horizontale caractéristique de l'écoulement. La validité de ces équations se limite aux écoulements à très faibles nombre de Mach $Ma = \frac{v}{c} \ll 1$ où $c = (gH_0)^{1/2}$ est la vitesse de propagation des ondes de gravité en milieu peu profond.

Bien que largement utilisées, ces équations 2D demeurent une représentation simple des écoulements réels. En effet, comme nous l'avons déjà exposé, les écoulements réels et notamment géophysiques ne sont jamais purement 2D. Pour mieux les décrire, il faut considérer la viscosité du fluide qui introduit la dissipation et à travers la condition d'adhérence sur le fond, détruit la stricte bidimensionnalité de l'écoulement [Danilov 94]. La notion d'écoulement quasi-bidimensionnel (Q2D) doit être substituée à celle d'écoulement 2D. L'influence de la viscosité et la dépendance vis à vis de la troisième coordonnée peut alors être intégrée dans l'équation de la quantité de mouvement [Dolzhanskii 92]:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -g\nabla H + \nu\nabla^2 \mathbf{v} + \nu \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2}$$
(2.3)

où ν est la viscosité cinématique. Le terme $\nu \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2}$ peut ensuite être linéarisé sous la forme $\lambda \mathbf{v}$ où λ est le coefficient de friction de Rayleigh. Sous forme dimensionelle, le champ de vitesse \mathbf{v} sur la surface libre satisfait les équations suivantes:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -g\nabla H + \nu\nabla^2 \mathbf{v} - \lambda \mathbf{v}$$
(2.4)

L'expression de λ dépend de la physique des écoulements étudiés. Dans le cas d'une couche de fluide d'épaisseur H, il s'exprime par $\lambda = \frac{2\nu}{H^2}$.

A partir de l'adimensionnement de l'équation (2.4), Dolzhanskii et al. [Dolzhanskii 92] ont proposé une condition caractérisant la quasi-bidimensionnalité d'un écoulement en milieu peu profond. Les écoulements en milieu peu profond sont controllés par deux paramètres adimensionnels: le nombre de Reynolds traditionnel $Re = UL/\nu$ et un nombre de Reynolds basé sur la friction $Re_{\lambda} = U/\lambda L$. Dans ces expressions, U et L sont respectivement les échelles caractéristiques de vitesse et d'extension latérale. La condition de quasi-bidimensionnalité proposée par Dolzhanskii et al. est $Re_{\lambda} \ll Re$. Une telle dynamique caractérise des écoulements très peu profonds dans lesquels le terme dissipatif $\frac{1}{Re_{\lambda}}\mathbf{v}$ domine généralement la diffusion latérale $\frac{1}{Re}\nabla^{2}\mathbf{v}$ [Clercx 03]. Si l'écoulement n'est soumis à aucun forçage extérieur, son évolution est alors totalement contrôlée par la friction sur le fond. Cette dernière inhibe les non-linéarités et la cascase inverse d'énergie est bloquée: la taille des structures ne peut plus s'accroitre.

Dans le même cadre, notons l'approche proposée par Hansen et al. [Hansen 98] indique que les écoulements 2D avec friction sur le fond peuvent être interprétés comme des écoulements purement 2D sans friction avec un nombre de Reynolds horizontal dépendant du temps $Re^* = Re e^{-t/Re_{\lambda}}$ (t est un temps adimensionnel).

2.2.4 Simulations numériques

De nombreux modèles destinés à représenter les écoulements géophysiques en milieu peu profond utilisent les équations bidimensionnelles précédentes moyennées sur la profondeur. Elles permettent d'intégrer, à un coût relativement faible, l'influence de la friction sur le fond dans la modélisation des écoulements en milieu peu profond. Ce type de modélisation comporte cependant de nombreux biais, notamment dans la génération de structure 3D sur le fond solide. De nombreux travaux sont en cours pour intégrer une modélisation de la turbulence ([Uittenbogaard 03], [Hinterberger 03]).

L'objet de notre recherche est de caractériser l'influence du confinement vertical. Ce type d'étude par des outils numériques s'est developpée très récemment. Il s'agit des simulations de structures tourbillonnaires réalisées par Satijn et al. en 2001 [Satijn 01]. Il simule des monopôles d'enveloppe circulaire évoluant entre un fond solide (condition d'adhérence: vitesse nulle) et une surface libre à la hauteur H. Les écoulements sont étudiées en fonction du confinement (nombre caractéristique $Re_{\lambda} = \frac{\omega}{\lambda}$ avec ω vorticité caractéristique de l'écoulement et $\lambda = \frac{\pi^2 \nu}{4H^2}$ appelé paramètre de friction externe) et du nombre de Reynolds de la structure $Re = \frac{L^2 \omega}{\nu}$. L'écoulement principal est un tourbillon bidimensionnel. Les deux mécanismes de dissipation, diffusion latérale et décroissance exponentielle due à la diffusion verticale, sont séparés dans l'équation de Navier-Stokes. Celle-ci peut alors être simplifiée dans la forme bidimensionnelle adimensionnelle proche de celle que nous avons précédemment exposée (eq. 2.4):

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{Re}\nabla^2 \mathbf{v} - \frac{1}{Re_\lambda}\mathbf{v}$$
(2.5)

où **v** est le vecteur vitesse bidimensionnel. A la différence de l'équation (2.4), le gradiant de pression horizontal n'est pas exprimé en fonction du gradiant horizontal de hauteur d'eau. La condition d'adhérence sur le fond engendre des recirculations dans le plan (r,z) en coordonnées cylindriques. Ces circulations secondaires peuvent être vues comme des petites perturbations de l'écoulement bidimensionnel décrit précédemment, soit $v_r, v_z \ll$ v_{θ} . L'équilibre cyclostrophique $\frac{v_{\theta}^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}$ (équilibre entre la force centrifuge et le gradient de pression radial) permet d'évaluer la déformation de surface libre engendrée par le tourbillon. Son amplitude est très faible : $\frac{a_0^2}{32g}$ avec a_0 l'amplitude initiale de la vorticité.

Satijn et al. [Satijn 01] quantifie la quasi-bidimensionnalité de l'écoulement à travers 2 paramètres:

- Le rapport entre les énergies cinétiques des circulations secondaires et celle de l'écoulement azimuthal. Lorsque ce rapport reste inférieur à 0.01 (critère de Satijn et al.) l'écoulement est considéré quasi-bidimensionnel (Q2D).

- L'évolution de l'enstrophie à la surface libre. Les circulations secondaires induisent des perturbations à la surface libre. L'évolution temporelle de la déformation de la surface



Figure 2.4 : Diagramme de régime d'un monopôle en milieu peu profond [Satijn 01].

libre est calculée par le rapport

$$Q = \frac{\int_0^R [\omega'_z(r',0) - \omega'_z(r',t)]^2 r dr}{\int_0^R {\omega'_z}^2 (r',0) r dr}$$
(2.6)

où $\omega'_z(r', t)$ représente le profil de vorticité normalisée par rapport à l'amplitude et au rayon. Ce rapport reste inférieur à 0.1 (critère de Satijn et al.) dans le cas d'un écoulement Q2D.

En faisant varier $Re = \frac{L^2 \omega}{\nu}$ et $Re_{\lambda} = \frac{\omega}{\lambda}$, Satijn dresse un diagramme de régime où il apparait que l'écoulement devient quasi-bidimensionnel lorsque Re_{λ} et Re sont faibles (voir diagramme figure 2.4)).

2.2.5 Rapide synthèse

Dans un cadre général, un écoulement est qualifié de peu profond lorsque son échelle horizontale caractéristique est grande devant son échelle verticale ([Dolzhanskii 92, Clercx 03, Pedlosky 87]). Durant nos recherches, nous reprendrons la définition plus spécifique proposée par [Uijttewaal 00, Lin 03]: un milieu est peu profond lorsque la taille des structures tourbillonnaires est grande devant la profondeur. Quels que soient les problèmes étudiés, le confinement vertical peut conduire, sous certaines conditions, à la formation de structures tourbillonnaires cohérentes Q2D. Les trois principaux mécanismes de génération de ces tourbillons ont été exposés plus haut [Jirka 01]. Ces tourbillons aux dimensions supérieures à la profondeur du milieu peuvent uniquement se déplacer dans le plan horizontal. La profondeur limitée empêche l'étirement tourbillonnaire dans la direction verticale et maintient les tourbillons de grande échelle dans un mouvement Q2D. Dans tous les cas, leur formation nécessite un temps ou une distance convective depuis l'origine de la génération. Comme nous l'avons déjà exposé, le rôle des frottements sur un fond solide est primordial dans la formation et la durée de vie de ces structures cohérentes Q2D. En effet, le cisaillement provoqué par la condition d'adhérence sur le fond génère des instabilités 3D de petites échelles. L'influence du frottement est souvent représentée par un paramètre de stabilité ([Chen 97, Chu 91, Chu 88, Uijttewaal 00]). Il est défini comme le rapport des effets stabilisants du frottement (dissipation d'énergie cinétique turbulente) sur les effets déstabilisants du cisaillement transversal (production d'énergie cinétique turbulente). En plus de la friction elle même, le cisaillement sur le fond peut induire des circulations secondaires [Dracos 92] ou un pompage d'Ekman [van Senden 88] qui peuvent affecter le développement des grosses structures Q2D.

Tout en s'intégrant directement dans ce cadre d'étude, notre travail sur les milieux peu profonds met en avant deux aspects encore peu explorés. D'une part, nous proposons une paramétrisation du confinement vertical sur une turbulence isotrope tridimensionnelle. En effet, à la différence des études déjà réalisées (jets plans, sillages plans et couches de mélange), notre analyse est basée sur le développement d'une bouffée turbulente isotrope tridimensionnelle dans laquelle aucune anisotropie initiale ne vient privilégier une direction de l'écoulement. L'éventuelle génération de structures tourbillonnaires cohérentes est alors uniquement due au confinement appliqué au milieu. D'autre part, nous nous intéressons dans la deuxième partie de ce rapport à l'évolution libre de dipôles en milieu peu profond. Les phénomènes physiques en jeu dans la propagation de tourbillons dans un milieu peu profond restent encore largement méconnus.

2.3 Analogies

Ces différents travaux sur les milieux peu profonds ont montré que, sous certaines conditions, les écoulements en milieu peu profond pouvaient developper une dynamique quasi-bidimensionnelle. Ce type de dynamique peut apparaître dans d'autres situations, dès que les mouvements du fluide sont contraints dans un plan.

En premier lieu, on note les expériences réalisées sur les films de savon. En effet, du fait de la très fine épaisseur des films de savon, le confinement appliqué est extrême. Il inhibe très fortement les mouvements verticaux et rend l'écoulement bidimensionnel. Couder et Basdevant [Couder 86] l'ont joliment démontré dans leurs expériences sur les films de savons. Ils ont observés la formation de dipôles dans le sillage d'un cylindre mince tracté à travers le film. Comme nous l'avons exposé durant notre présentation de la turbulence, d'autres études réalisées sur les films de savon ont permis de caractériser expérimentalement la turbulence 2D [Kellay 95, Martin 98, Rutgers 98].

Des forçages volumiques peuvent également rendre un écoulement Q2D. On entend ici par forces volumiques des efforts qui vont s'appliquer sur chacune des particules fluide. Il s'agit principalement des forces de flottabilité, des forces électro-magnétiques et de la force de Coriolis.

Les forces de flottabilité s'exercent sur les écoulements stratifiés en densité. Les écoulements en fluides stratifiés sont à la fois largement répandus dans les écoulements géophysiques et facilement reproductibles par des expériences en laboratoire. On notera en premier lieu les recherches menées sur les milieux stratifiés à l'Institut de Météorologie et d'Océanographie




Figure 2.5 : Propagation d'un dipôle [Flòr 94] et collision frontale de deux dipôles en milieu stratifié [Heijst 89a]

de l'université d'Utrecht (Pays Bas) essentiellement par J.B.Flòr et G.J.F.van Heijst [Flòr 94]. Ils se sont attachés à étudier les principales structures tourbillonnaires : monopôles, dipôles et tripôles qui ont fréquemment été observées dans la nature à des échelles très diverses [McWilliams 90]. Les dipôles sont générés expérimentalement à partir d'une bouffée turbulence par une impulsion de fluide (jet impulsionnel) dans un milieu stratifié au repos. La bouffée turbulente ainsi générée est totalement tridimensionnelle. Les mouvements verticaux sont rapidement amortis par la stratification en densité et la bouffée turbulente s'écrase dans un plan horizontal pour former de larges tourbillons horizontaux dipolaires. De très beaux résultats sont obtenus, en particulier sur les collisions et les appariements de dipôles (figure 2.5).

Des expériences très proches ont été menées par Voropayev et al. [Voropayev 91]. Ils ont étudié deux types d'écoulements générés par une source ponctuelle de quantité de mouvement dans une eau stratifiée au repos: les jets continus laminaires et les dipôles générés par une impulsion de fluide. Le paramètre caractéristique contrôlant la formation des dipôles est la quantité de mouvement injectée. La stratification a une influence prépondérante sur la dynamique aux temps longs. La bouffée turbulente s'écrase pour former de gros dipôles horizontaux très proches de ceux observés par Flòr et van Heijst [Flòr 94].

Les observations réalisées sur les sillages turbulents de sphères en milieu stratifié



Figure 2.6 : Visualisation expérimentale d'un tourbillon tripolaire en fluide tournant [Heijst 89b]

[Chomaz 93a, Chomaz 93b], ont mis en évidence une dynamique semblable: le sillage a un comportement de turbulence Q2D caractérisé par la formation de grosses structures tourbillonnaires d'axes verticaux.

La force de Coriolis engendrée par une rotation du milieu fluide peut aussi contraindre les écoulements à rester essentiellement bidimensionnels. Les grosses structures tourbillonnaires ainsi formés ont été détaillés par Hopfinger et Van Heijst [Hopfinger 93]. On constate la ressemblance entre les expériences sur les tripôles réalisées par Van Heijst et Kloosterziel [Heijst 89b] (voir figure 2.6) et les observations par satellite infrarouge que nous avons montré plus haut (figure 1.2).

La quasi-bidimensionnalité d'un écoulement turbulent, et la formation de tourbillons cohérents qui en découle, peut également s'obtenir en appliquant un champ magnétique uniforme à une mince couche de mercure. Cela a été démontré par de nombreuses expériences comme nous l'avons présenté dans la section 2.1 [Duc 88, Paret 97b, Cardoso 94]. L'écoulement 2D peut être précédé d'un état initial transitoire dominé par des mouvements 3D [Paret 97a].

2.4 Questionnement

Ainsi, toutes ces études expérimentales ont montré que les effets de la force de Coriolis, de la stratification ou des forces magnétiques pouvaient rendre les écoulements turbulents quasi-bidimensionnels et ainsi provoquer la formation de grosses structures tourbillonnaires.

Qu'en est-il du rôle exact du confinement vertical sur les écoulements? La plupart des travaux réalisés sur les milieux peu profonds ont permis d'identifier une dynamique particulière mais ne proposent pas d'étude paramétrique de l'influence de la profondeur sur les écoulements ([Uijttewaal 00, Booij 01]). Les seules recherches qui quantifient le rôle du confinement vertical ont été réalisées sur des cas particuliers, les écoulements étudiés étant initialement anisotropes (sillages plans [Chen 95], jets plans [Dracos 92], expériences et simulations de monopôle [Lin 03, Satijn 01]).

Notre objectif est de quantifier l'influence du confinement vertical sur un écoulement turbulent initialement isotrope et d'étudier la dynamique tourbillonnaire qui se developpe en milieu peu profond. Nous avons choisi de traiter notre problème par une étude expérimentale. Une raison essentielle à nos yeux a justifié ce choix plutôt que d'essayer, par exemple, de simuler le phénomène par des voies numériques. Les observations réalisées lors d'une campagne expérimentale permettent d'appréhender directement les mécanismes physiques en jeu alors qu'un calcul numérique ne reproduira que la physique modélisée dans les équations utilisées. Nos dispositifs expérimentaux sont relativement simples, proches de celui utilisé par Flòr [Flòr 94] en milieu stratifié. Il s'agit d'un jet impulsionnel cylindrique horizontal qui génère une bouffée turbulente tridimensionnelle dans un milieu homogène initialement au repos. Sans confinement, le développement de ce jet impulsionnel turbulent étant totalement libre, on devrait observer une turbulence tridimensionelle en déclin. Lorsque la profondeur du milieu diminue, le confinement vertical va contraindre le jet dans son expansion. On a vu que le confinement vertical limite le transfert par étirement des structures, typique de la turbulence tridimensionnelle. En présence d'un cisaillement transverse suffisant, cela conduit à la formation de grosses structures tourbillonnaires cohérentes. Mais dans le cas d'un jet impulsionnel le confinement vertical sera-t-il suffisant pour générer une turbulence de type Q2D avec formation de grosses structurs tourbillonnaires? Pourra-t-on observer une transition entre différents comportements? Quels sont les paramètres qui contrôlent le développement du jet? Dans quel cas le milieu sera-t-il considéré comme peu profond, c'est à dire lorsque la profondeur devient petite devant la taille des tourbillons? Y-a-t-il des analogies entre les dynamiques tourbillonnaires en milieu peu profond et celles observées en milieu stratifié ou dans les fluides tournants?

Ce rapport de thèse présente les réponses que nous avons apporté à toutes ces questions ainsi que les interrogations qui restent en suspens. Nous commencerons par décrire les deux dispositifs expérimentaux que nous avons utilisé durant nos campagnes de mesures. L'étape suivante consiste en l'analyse dimensionnelle de notre problème. Elle nous permettra d'identifier les paramètres qui contrôlent l'écoulement généré par des jets impulsionnels en milieu peu profond. Nous présentons ensuite l'étude paramétrique que nous avons effectué sur l'influence du confinement vertical. Puis nous exposons un bilan des observations et des analyses réalisées sur les dipôles en milieu peu profond. Enfin nous conclurons et proposerons des perspectives quand à la poursuite de notre travail.

Chapitre 3

Dispositifs expérimentaux

3.1 Dispositifs expérimentaux

Nos campagnes de mesures se sont déroulées sur deux sites: le laboratoire Modélisation Avancée des Systèmes Thermiques et Ecoulements Réels (MASTER) de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie Physique de Bordeaux (ENSCPB) et la plaque CORIOLIS du Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) à Grenoble. Les deux dispositifs expérimentaux sont complémentaires car ils nous ont permis d'étudier notre problème à des échelles différentes.

3.1.1 Laboratoire Master

Nos expériences réalisées au MASTER ont eu lieu dans une cuve en verre de longueur 1m, largeur 0.6m et de profondeur 0.5m. Elle est remplie jusqu'à une profondeur H d'eau salée de densité homogène, il n'y a pas de stratification. La profondeur a varié durant nos expériences de 1 à 20cm. L'erreur réalisée sur la mesure de la profondeur est inférieure à 1 mm. La densité a été ajustée à celle des traceurs que nous y disposons, soit 1,1. Le



Figure 3.1 : Schéma du dispositif utilisé à petite échelle (Laboratoire MASTER)

fluide est injecté horizontalement à mi-profondeur à travers une buse en verre cylindrique de diamètre variable (d=1mm, 1,3mm ou 1,7mm). L'injection se fait dans la direction de la plus grande dimension de la cuve. Le fluide injecté est prélevé initialement dans la cuve pour posséder exactement les mêmes propriétés. Il est contenu dans un réservoir à hauteur variable. Une électrovanne temporisée permet de contrôler la durée d'injection au centième de seconde. Le volume injecté varie de 1 à 4ml, avec une précision de 0.1ml.

On assimile l'injection à une impulsion parfaite: la vitesse d'injection est constante durant toute la durée de l'injection. Cette vitesse est contrôlée en faisant varier la pression hydrostatique et mesurée par P.I.V avec une incertitude inférieure à 5%. Cette technique de mesure de vitesse sera présentée dans la section 3.2.2. Les vitesses utilisées sont comprises entre 0.5 et 1.5 m/s.

3.1.2 Plaque Coriolis

Les expériences à grande échelle ont été réalisées sur la plaque Coriolis au laboratoire LEGI à Grenoble. Cette plaque est une grande table tournante circulaire de 13 m de diamètre. Elle est habituellement utilisée pour étudier les écoulements en rotation. Une photographie de la plaque est présentée sur la figure 3.2. Nous avons aménagé un canal de $8m \times 3m$ sur la plaque. La profondeur d'eau a varié entre 21 et 35 cm, mesurée avec une incertitude de 1mm. Du sel a été ajouté à l'eau pour atteindre la densité des particules de pliolite que nous avons utilisé. La buse d'injection est placée horizontalement à miprofondeur. Son diamètre est fixé à 8mm. Une pompe à débit variable reliée à des vannes permet de controller la quantité et la vitesse du fluide injecté. Les débits varient de 0.25 à 0.75 l/s et les durées d'injection de 1 à 20s (erreur inférieure à 0.3s).

3.2 Techniques expérimentales

3.2.1 Observations qualitatives

Les premières observations qualitatives ont été réalisées en disposant du colorant dans le fluide injecté. Il s'agit principalement de fluoréscéïne. L'illumination par un plan laser révèle les mouvements du fluide injecté. L'évolution de la dynamique peut alors être observée directement ou enregistrée avec une caméra vidéo. Cette technique nécessite de changer totalement l'eau pour chaque expérience. Elle a donc été principalement utilisée à petite échelle, où les volumes d'eau mis en jeu restent raisonnables.

Des visualisations ont également été réalisées en disposant des traceurs dans tout le fluide. Les propriétés de ces traceurs, qui doivent suivre fidèlement les mouvements du fluide tout en étant facilement visibles, sont exposées dans la partie 3.2.3. L'observation directe fournit des informations sur la dynamique tourbillonnaire. La prise de photos avec de longs temps de pause permet de suivre la trajectoire des particules, et ainsi d'en déduire le champ de déplacement du fluide.



Figure 3.2 : Vue générale de la plaque Coriolis (en haut) et du canal aménagé (en bas)

3.2.2 Mesures quantitatives

(a)-Présentation générale de la PIV

Les mesures quantitatives ont été principalement réalisées à l'aide de la technique Particle Image Velocimetry (PIV). La présentation qui suit est celle de la PIV 2D que nous avons utilisée, la PIV 3D étant basée sur le même principe avec une dimension supplémentaire. Des informations plus complètes sont accessibles dans les travaux de [Adrian 91] et [Raffel 98].

Dans la plupart des applications, des particules (traceurs) doivent être ajoutées à l'écoulement. Ces traceurs sont choisis pour leur capacité à suivre fidèlement l'écoulement local. Un plan lumineux (ou deux dans le cas de la PIV 3D) éclaire l'écoulement et révèle les mouvements des traceurs. Le principe de base de la PIV est de comparer, via un enregistrement vidéo, deux images successives de l'écoulement chargé de particules pour en déduire le champ des déplacements durant l'intervalle de temps choisi. Les images des particules sont numérisées pour être traitées. Ce traitement nécessite la division des images PIV numériques en petites sous-régions, appelées fenêtres d'interrogation ou fenêtres d'analyse. Le vecteur déplacement local des images des traceurs entre la première et la seconde illumination est déterminé pour chaque fenêtre d'interrogation grâce à des méthodes statistiques de type corrélation croisée ("cross-correlation"). La projection du vecteur de la vitesse locale de l'écoulement dans le plan lumineux (vecteur vitesse à deux composantes) est calculée en tenant compte de l'intervalle de temps entre les deux images et de l'échelle de l'analyse. Le procédé d'interrogation est alors répété pour toutes les fenêtres d'interrogation de l'enregistrement PIV, jusqu'à l'obtention du champ de vitesse sur toute la zone analysée.

Nous exposons dans un premier temps les principales caractéristiques de la PIV, les éléments constitutifs d'un système d'aquisition et les base de l'analyse PIV, puis nous détaillerons les deux systèmes que nous avons utilisés à petite et à grande échelle.

(b)-Particularités de la PIV

- Mesure de vitesse non intrusive. A la différence des techniques de velocimétrie utilisant des sondes (pression, fil chaud), la technique PIV est une méthode optique non intrusive qui minimise les perturbations du système de mesures sur le phénomène étudié.

- Mesure de vitesse indirecte. De la même façon que la vélocimétrie par laser Doppler, la technique PIV mesure la vitesse d'un élément fluide indirectement à travers la mesure de la vitesse de traceurs présents dans le fluide, qui ont été inclus dans l'écoulement avant le début des expériences. Dans le cas particulier des écoulements dispersés, il est parfois possible de mesurer la vitesse des particules en suspension comme étant directement la vitesse de l'écoulement.

- Mesure d'un champ entier. Alors que la plupart des autres techniques vélocimétriques renseignent sur la valeur locale de la vitesse en un seul point, la technique PIV donne accès au champ de vitesse global à un instant donné. Ces caractéristiques des études par PIV, capture instantanée et grand spectre spatial, permettent la détection de structures tourbillonnaires dans les écoulements instationnaires.

(c)-Les éléments constitutifs d'un système PIV

Les particules : Le choix des particules est guidé par deux impératifs souvent contradictoires:

- Diffusion et réflexion de la lumière. Le halo lumineux issu d'une particule éclairée doit être suffisament puissant pour être capté par le capteur CCD. Il dépend de la taille de la particule, de sa nature (propriétés de réflexion et de diffusion de la lumière) et de la puissance de la source lumineuse. - Présence d'une vitesse relative par rapport à l'écoulement. L'emploi de traceurs pour les mesures vélocimétriques requiert de vérifier précisément pour chaque expérience si les particules vont suivre fidèlement le mouvement des éléments fluides, au moins pour atteindre la précision requise par les recherches. Généralement, des particules de petite taille suivront mieux l'écoulement car elles minimisent à la fois les effets d'inertie et de sédimentation. Elles auront cependant tendance à moins bien diffuser et réfléchir la lumière que des grosses particules.

Un compromis doit donc être trouvé au niveau de la taille des particules. La densité de l'ensemencement en particules dans le fluide est également un paramètre essentiel pour obtenir des résultats corrects. Une fois encore, un compromis est nécessaire afin d'atteindre la densité optimale. Une densité elevée permet d'analyser plus finement l'écoulement par la détection de petites structures tourbillonnaires. Cependant une densité trop forte engendre trois types de problèmes. Tout d'abord les propriétés du fluide, notamment la viscosité, peuvent être notablement modifiées par une concentration excessive de traceurs. D'autre part l'intensité lumineuse de la tranche laser qui éclaire l'écoulement peut être fortement amortie et devenir insuffisante pour réaliser une bonne analyse. Enfin, le fort contraste nécessaire à une acquisition correcte peut être affaibli par une densité de particules trop importante: la luminosité d'une particule doit être nettement supérieure à la luminosité globale de l'écoulement. Une densité autour de 0.05 particules par pixels représente un compromis acceptable.

La source lumineuse : Les enregistrements PIV nécessitent l'emploi d'une source lumineuse cohérente et contrôlée. La lumière blanche ne peut pas être concentrée aussi facilement qu'une lumière monochromatique. Nos deux dispositifs expérimentaux utilisent un laser argon. Pour obtenir deux images avec une temporisation parfaitement contrôlée, deux techniques sont disponibles: pulser le laser à une fréquence choisie ou éclairer en continu en maîtrisant la fréquence d'enregistrement de la caméra. Ce choix est dicté par les vitesses des écoulements étudiés.

La caméra: La qualité de la caméra est un paramètre essentiel pour de bonnes mesures PIV. Les trois impératifs essentiels guidant le choix d'une caméra sont: grande sensibilité, faible bruit et grande résolution spatiale.

Traitement des images

Principe de l'analyse A partir d'une seule ou de deux images, un traitement adéquat permet de calculer les déplacements subis par le fluide. Nous utiliserons une analyse statistique de type "two frames cross-correlation". En comparant deux images consécutives séparées par un temps connu δt , un algorithme de corrélation croisée identifie le déplacement des particules. Les images sont décomposées en fenêtres d'interrogation dans lesquelles le logiciel identifie plusieurs pics de distributions d'intensité lumineuse selon le modèle fixé par l'utilisateur. Une corrélation permet de comparer la position de ces pics avec ceux de l'image suivante. La définition de ces pics d'intensité permet une analyse subpixel des déplacements, alors que les données initialement transmises sont définies au pixel près. Cette analyse "two frames cross-correlation" possède plusieurs avantages sur les techniques type autocorrélation ou corrélation croisée sur une image ("one frame cross correlation"):

- Pas d'ambiguïté sur le sens des déplacements.
- Les points à vitesse nulle sont correctement pris en compte.

 Le rapport signal-bruit est le meilleur de toutes les méthodes de corrélation utilisées en PIV.

Ces principes constituent la base du traitement PIV. Les logiciels utilisés durant nos mesures, en particulier celui de la plaque Coriolis, ont profité des nombreux développements issus des recherches de ses dernières années. Nous présenterons par la suite quelques unes de ses caractéristiques les plus notables.

Taille de la fenêtre d'interrogation La fenêtre d'interrogation doit être suffisament petite pour décrire précisément les gradients de vitesse au sein de l'écoulement et assez grande pour qu'un nombre suffisant de traceurs y apparaissent, typiquement au moins une dizaine. En outre elle détermine l'échelle de l'analyse (liée au nombre de vecteurs vitesse indépendants) et donc la taille minimale des structures identifiables pour un enregistrement donné.

Validation des données Le post traitement des champs de vitesse calculés à partir d'un couple d'images nécessite une étape de validation. En effet pour différentes raisons optiques ou numériques, il apparait systématiquement quelques vecteurs déplacements aberrants dans le champ obtenu. On les traite classiquement de la manière suivante.

- Identification des vecteurs incohérents. Ils se distinguent par une intensité et une direction très différente de leurs voisins. Ils apparaissent fréquemment aux limites du champ de données. Ces vecteurs sont essentiellement uniques. Cette identification s'effectue manuellement et/ou automatiquement par comparaison avec les vecteurs voisins.

- Suppression de ces vecteurs aberrants.

- Remplacement des zones laissées vides par différentes méthodes, le plus fréquemment par une interpolation par rapport aux vecteurs voisins.

Erreurs de la PIV La validité d'une mesure par PIV dépend en premier lieu de la qualité de l'acquisition. Une attention particulière est donc portée au respect de toutes les conditions exposées plus haut. L'erreur totale ϵ_{tot} commise sur une mesure peut être décomposée en deux erreurs $\epsilon_{tot} = \epsilon_{sys} + \epsilon_{res}$ avec une erreur systématique ϵ_{sys} liée au

traitement des images dont on ne peut que difficilement s'affranchir et une erreur résiduelle ϵ_{res} liée aux choix des différents paramètres de la mesure.

L'évaluation de ϵ_{sys} passe par une validation du système par rapport à des cas connus. Elle dépend directement de l'algorithme de corrélation utilisé. Elle est difficile à estimer avec précision par l'utilisateur et est généralement évaluée par le constructeur de logiciel. La principale source d'erreur provient de la fonction de corrélation qui est déterminée de manière discrète sur des pixels. Ainsi, la détermination de son maximum est déplacée vers les valeurs entières. Ce phénomène est connu sous le nom de "peak-locking".

Parmi les erreurs directement liées à la mesure, la principale demeure le problème des projections. En effet, bien que le plan lumineux éclairant l'écoulement soit très mince, les particules dont on observe le mouvement (qui restent donc illuminées entre deux pulses) ont, dans le cas général, une composante de déplacement normale au plan. Lorsque leurs images sont projetées sur le capteur, il apparaît donc une incertitude sur la mesure des déplacements et donc sur les vitesses car le capteur ne distingue pas les composantes dans le plan de la projection de celles normales au plan. L'erreur commise sera d'autant plus grande que l'écoulement est tridimensionnel (les traceurs ont des déplacements perpendiculaires au plan) et que la particule observée est loin de l'axe optique. On la minimise en affinant le plan lumineux, mais on ne peut totalement s'en affranchir que en mesurant la composante normale (par la PIV 3D par exemple). Naturellement, l'erreur commise dépend du type d'écoulement étudié: plus l'écoulement est 2D, moins elle sera importante.

Estimation des quantités différentielles Différentes quantités différentielles peuvent être calculées à partir du champ de vitesse (vorticité, fonction de courant, divergence...). On peut utiliser différents schémas de discrétisation à cet effet. Chacun de ces schémas a une influence sur l'évaluation des quantités recherchées, le choix d'un schéma dépend de l'objectif de l'analyse. Aux erreurs numériques près, les incertitudes sur le calcul de ces quantités différentielles sont le double de celle commises sur les mesures de vitesse par PIV.

3.2.3 Système PIV petite échelle

Les traceurs que nous avons utilisées lors de nos expériences à petite échelle sont des particules de Nylon de densité 1.1 et de diamètre moyen $30\mu m$.

Le laser utilisé au Master provient d'un générateur "Spectra-Physics 2550 2016-05" argon/krypton de classe 4. Il émet un rayon laser bleu-vert ($\lambda \approx 600nm$) continu et d'intensité réglable (puissance maxi 5W). Ce rayon laser est tranformé en un plan de faible épaisseur ($\approx 1mm$) par l'intermédiaire d'une série de lentilles dans le *laserpulse* ou à la sortie de la fibre optique. Ce plan peut alors être orienté horizontalement ou verticalement et réglable en hauteur afin de pouvoir visualiser l'ensemble de l'écoulement.

Le *laserpulse* a pour objectif de hacher le faisceau lumineux émis par le générateur laser avec une fréquence parfaitement contrôlée, et transformer par une série de dioptres le faisceau cylindrique en un plan laser de faible épaisseur. Notre *laserpulse* est du type "T.S.I 620010 Beammodulator".

La caméra utilisée lors des expériences réalisées au Master est une "T.S.I 630044A 4-30 10 Hz RS-170 Crosscorrelation CCD Image Capture System". Cette caméra possède une fréquence propre d'acquisition de 30Hz, mais utilise une série de 3 images consécutives pour enregistrer une séquence synchronisée avec le *laserpulse*. La fréquence d'enregistrements des séquences est donc de 10 Hz. Le balayage est de type entrelacé, champ impair en premier. La résolution est 640×480 pixels.

Le logiciel utilisé pour le traitement est Insight produit par TSI. Il utilise les algorithmes de base de corrélation croisée entre deux images. Pour des raisons commerciales, les détails des algorithmes utilisés ne sont pas publiés par le constructeur. L'erreur totale du dispositif expérimental sur les mesures de vitesse est estimée à 5%.

3.2.4 Système PIV grande échelle

Le système PIV utilisé sur la plaque Coriolis est adapté aux grandes dimensions des champs de visualisations.

Les particules sont en pliolite, de densité 1.0236 et de diamètre moyen $300 \mu m$.

Le laser est un "Coherent Innova 70-4". Il émet en continu, principalement à 488 et 514 μm . Il est toujours orienté horizontalement mais peut être déplacé rapidement dans toute la profondeur de l'écoulement ce qui permet de reconstituer le champ de vitesse 2D global. Lors de nos expériences, nous avons effectué les mesures sur trois tranches réparties sur la profondeur. Sauf indication contraire, la tranche du milieu est située à mi-profondeur, celle du haut 5cm sous la surface libre et celle du bas 3cm au dessus du fond solide.

La caméra est une SMD 1M60. Elle possède un champ de 1024×1024 pixels adapté à la visualisation de grands champs. Sa fréquence d'acquisition est réglable jusqu'à 60Hz et un obturateur numérique permet d'enregistrer uniquement durant une partie de l'image, ce qui donne accès à des vitesses d'écoulements plus grandes et évite d'avoir à pulser la source laser.

Le logiciel utilisé pour le traitement des acquisitions est CIV (Correlation Image Velocimetry). Construit sur les principes de base présentés plus haut, il a profité des plus récents développements effectués sur les mesures par PIV [Fincham 97] [Fincham 00]. Nous présentons les points essentiels de son fonctionnement dans l'annexe A.

Estimation des incertitudes : La précision globale obtenue sur les champs de vitesse mesurés sur la plaque Coriolis est de l'ordre de 1 à 2%.

Chapitre 4

Etude paramétrique

4.1 Autosimilitude des jets turbulents

Le jet impulsionnel que nous utilisons est généré via une buse cylindrique horizontale. Nous étudions le développement du jet à une distance grande par rapport au diamètre de la buse : x/d > 25 (voir schéma 4.1). Dans cette région, appelée zone developpée, les jets turbulents cylindriques sont autosimilaires [Schlichting 79, Abramovich 63]). Cela signifie que leurs taux d'expansion sont constants le long de l'axe du jet et leurs profils de vitesse restent identiques. Le taux d'expansion est défini par la relation liant la demi-largeur du jet y et la distance par rapport à l'origine "virtuelle" x (voir schéma 4.1):

$$y(x) = 0.0848x \tag{4.1}$$

Afin de minimiser les perturbations de surface libre provoquées par l'injection, nous utilisons des jets de diamètre faible devant la profondeur $d \ll H$. Nous nous intéressons au développement du jet à des distances grandes devant le diamètre (zone développée x/d > 25). Dans ces conditions, les deux paramètres pertinents décrivant l'évolution du jet impulsionnel sont le flux de quantité de mouvement injecté (rapporté à la masse



Figure 4.1 : Développement d'un jet turbulent

volumique dans notre travail) et le temps d'injection qui contrôlent le développement [Voropayev 91]. Par la suite, nous les noterons respectivement Q et t_{inj} .

4.2 Analyse dimensionnelle

Nos expériences sont contrôlées par quatre paramètres indépendants:

- $\nu,$ la viscosité cinématique $[m^2.s^{-1}]$
- Q, le flux de quantité de mouvement (injecté rapporté à la masse volumique) donné par $Q = (d\acute{e}bit)^2/section \ [m^4.s^{-2}]$
- H, la profondeur du milieu [m]
- t_{inj} , la durée de l'injection [s]

A partir de ces quatre paramètres, deux nombres adimensionnels peuvent être construits. Le premier est le nombre de Reynolds *Re* du jet:

$$Re = \frac{\sqrt{Q}}{\nu} \tag{4.2}$$

Nous avons présenté le nombre de Reynolds dans la section 2.1. Rappelons qu'il quantifie le rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses, on peut ainsi l'assimiler à un rapport des facteurs déstabilisants sur les facteurs stabilisants. Le nombre de Reynolds d'un écoulement dans une conduite cylindrique est classiquement défini par $Re_d = Ud/\nu$ avec U la vitesse débitante et d le diamètre caractéristique de la section. Le nombre de Reynolds que nous utilisons est basé sur le paramètre pertinent des jets impulsionnels: le flux de quantité de mouvement injecté Q. Il est cependant directement proportionnel au Re_d classique. En effet, le flux de quantité de mouvement peut s'exprimer en fonction de U et d par $Q = U^2 S = \pi \frac{d^2 U^2}{4}$. On définit alors simplement la relation de proportionnalité entre Re et Re_d par:

$$Re = \frac{\sqrt{Q}}{\nu} = \frac{Ud}{\nu} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \approx 1.25 Re_d \tag{4.3}$$

Le deuxième nombre adimensionnel est original. Nous l'avons appelé nombre de confinement C, donné par:

$$C = \frac{\sqrt{Q}}{H^2} t_{inj} \tag{4.4}$$

Il caractérise directement le confinement vertical appliqué au jet. En effet, le nombre C représente directement le confinement appliqué au jet: plus C est grand, plus le confinement vertical est important, ce qui correspond à une faible profondeur H ou une grande quantité de fluide injecté. Inversement, lorsque C est petit le confinement vertical est faible. On peut noter que C se décompose en deux termes:

$$C = \frac{\sqrt{\pi} t_{inj} U}{2} \frac{d}{H} \frac{d}{H}$$
(4.5)

Nos expériences sont réalisées à $d/H \ll 1$. L'intensité du confinement appliqué est alors contrôlée par le rapport de deux longueurs: une longueur d'injection $t_{inj}U$ et la profondeur H. Lorsque la première est grande devant la seconde, le confinement appliqué est important.

Le temps d'observation t est également un paramètre prépondérant. Durant notre étude, il sera toujours adimensionné par la durée de l'injection $t^* = t/t_{inj}$.

La présentation de notre problème sera ainsi totalement adimensionnelle. Elle permettra à plus long terme d'utiliser les lois de la similitude avec nos résultats pour appliquer notre étude à une grande variété de situations. En premier lieu, nous voulons comprendre l'influence de ces deux nombres adimensionnels sur le développement des jets impulsionnels. Il s'agit de savoir dans quelle mesure chacun d'eux influence le comportement du jet: peut-on identifier des comportements distincts en fonction des différentes valeurs de C et de Re? Existe-t-il une transition entre le comportement en eau profonde et celui en eau peu profonde? Peut-on identifier cette transition en observant le développement des jets impulsionnels?

Pour répondre à ces questions, nous avons donc mené une étude paramétrique en deux parties distinctes. Les expériences à petite échelle ont eu lieu au laboratoire MASTER de l'ENSCPB et celles à grande échelle se sont déroulées sur la plaque Coriolis du laboratoire LEGI. Durant la campagne à petite échelle, le nombre de Reynolds a varié de 1000 à 1800 et le nombre de confinement de 0.5 à 7. Au delà de Re = 1800, l'injection génère des ondes de surfaces trop importantes pour être négligées. Lors de la campagne à grande échelle, nous avons étudié l'influence de C et Re sur les gammes suivantes: 0.9 < C < 8 et 50000 < Re < 75000. Les résultats de ces deux campagnes sont présentés dans la section suivante.

4.3 Expériences à petite échelle

4.3.1 Observations qualitatives

Nous avons débuté notre étude des phénomènes physiques mis en jeu par une phase d'observations expérimentales qualitatives. Ces observations permettent une première identification de l'influence de Re et de C sur l'évolution de l'écoulement. Les gammes étudiées durant cette campagne sont 1000 < Re < 1800 et 0.5 < C < 7. L'écoulement dans la buse cylindrique, caractérisé par un nombre de Reynolds inférieur à 2000, n'est pas nécessairement turbulent. Cependant en pénétrant dans un milieu fluide au repos, le fluide injecté subit un fort cisaillement. Dès la sortie de la buse, ce cisaillement génère des instabilités qui conduisent très rapidement au développement de la turbulence. Celleci se présente sous la forme d'une bouffée compacte et active dont les principales caractéristiques sont détaillées plus bas.

Influence du nombre de confinement C

Le nombre de confinement C est un paramètre adimensionnel que nous avons défini afin de quantifier l'influence du confinement vertical sur les jets impulsionnels. La première étape de notre démarche expérimentale a été purement visuelle. Il s'agissait, dans les limites de notre dispositif expérimental, d'identifier l'influence de C sur l'écoulement. Dans la gamme étudiée 0.5 < C < 7, les variations sont significatives et permettent de distinguer deux comportements distincts. En deça et au delà de ces valeurs, les comportements observés restent identiques.

Afin de caractériser la différence fondamentale de comportement que nous avons observée en milieu profond et peu profond, nous présentons ici une comparaison de deux cas représentatifs. L'un a été réalisé avec C = 3 tandis que l'autre cas représente les résultats obtenus à partir d'une expérience réalisée avec C = 0.18. Le nombre de Reynolds, identique dans les deux cas, est fixé à 1300. La figure 4.2 représente l'évolution comparée de deux bouffées turbulentes depuis l'instant initial juste après l'injection jusqu'à 30s. La buse et le plan laser sont disposés horizontalement à mi-profondeur. Le fluide est injecté de la gauche vers la droite. Le plan laser éclaire la cuve du côté droit des photographies. La colonne de gauche montre l'évolution observée en milieu peu profond (C = 3) et la colonne de droite celle en milieu profond (C = 0.18). Les deux séquences sont issues de la même zone d'observation ($60 \times 46 \ cm^2$) qui reste fixe durant les expériences. La durée de l'injection est $t_{inj} = 3s$ dans les deux cas. Les séquences décrivent les évolutions aux temps adimensionnels $t^* = 0.7, 1.7, 3.33, 6.7$ et 10.

A l'instant initial (juste après le début de l'injection) $t^* = t/t_{inj} = 0.07$, l'écoulement



Figure 4.2 : Evolution comparée d'un jet impulsionnel turbulent Re = 1300 pour C = 3(colonne gauche, d = 1mm, H = 2cm) et C = 0.18 (colonne droite, d = 1mm, H = 20cm)

est similaire dans les deux cas: une bouffée turbulente compacte et intense (le nombre de Reynolds du jet est dans les deux cas Re = 1300). On observe que la partie avant, directement exposée à l'éclairage du plan laser, est plus lumineuse que la partie arrière. Son diamètre caractéristique est autour de 2cm et sa longueur légerement supérieure à 6cm. Tant que l'injection n'est pas stoppée, le jet impulsionnel est similaire à un jet turbulent continu. Les caractéristiques des jets turbulents sont largement calibrées dans la littérature (voir section (4.1). Lorsque l'injection est stoppée, la bouffée turbulente devient plus compacte car la partie arrière de l'écoulement rattrape la partie avant freinée en progressant dans un fluide au repos. On note la présence de nombreuses structures tourbillonnaires de petite taille, plus facilement identifiable sur les contours de la zone turbulente. L'échelle de ces tourbillons est de l'ordre de quelques millimètres.

A partir de $t^* = 1.7$, une différence notable apparaît entre les dynamiques observées:

- C = 0.18: la turbulence reste tridimensionelle. La bouffée turbulente perd progressivement sa structure de jet conique. L'échelle caractéristique des tourbillons augmente pour être de l'ordre du centimètre. Ils s'étirent progressivement pour former un ensemble à peu près isotrope: il n'y a pas de directions privilégiées au développement de ces structures. L'intensité des mouvements diminue au cours du temps. On peut remarquer qu'après une avancée rapide dûe à l'injection initiale entre les instants $t^* = 0.07$ et $t^* = 1.7$, le mouvement de translation ralentit progressivement.

- C = 3: le comportement est nettement différent. Au lieu de s'étirer comme en milieu profond, la bouffée turbulente reste compacte. La pénétration initiale de l'écoulement dans le milieu au repos est moins rapide que dans le milieu profond. A $t^* = 1.7$, la taille caractéristique des tourbillons reste identique à celle observée en milieu profond. Cependant, la bouffée turbulente ne pouvant pas se développer verticalement, elle s'étend horizontalement. Cela provoque un déséquilibre entre les cisaillements horizontaux et verticaux initialement de même intensité: la composante transverse (horizontale) du cisaillement devient prépondérante par rapport celle du plan vertical. Cette prédominance du cisaillement tranverse conduit progressivement à la formation de grosses structures tourbillonnaires dans le plan horizontal, selon les mécanismes décrits par Jirka [Jirka 01]. A partir de $t^* = 3.3$, les plus petits tourbillons disparaissent en s'appariant pour donner naissance à de plus gros tourbillons principalement horizontaux. On observe l'apparition d'une structure tourbillonnaire dipolaire à l'avant de l'écoulement. Elle est constituée de deux circulations contrarotatives horizontales intimement liées. Ce dipôle n'est pas parfaitement symétrique. Cependant, le mouvement de translation se poursuit de manière quasi-uniforme. La dynamique observée se développe au cours du temps: la turbulence de petite échelle disparait progressivement pendant que la taille du dipôle augmente. Ce flux spectral d'énergie cinétique des petites échelles vers les grosses rappelle la cascade inverse d'énergie présente dans les écoulements bidimensionnels. Nous rappelons que nous avons défini les milieux peu profonds comme étant des milieux dans lesquels la taille des structures tourbillonnaires est grande devant la profondeur. La taille des dipôles que nous observons est toujours grande devant la profondeur (rapport > 10), ce qui nous permet de qualifier le milieu de *peu profond*. On observe que les centres des circulations ne sont pas bien définis. Il faut toutefois tenir compte du fait que les colorants n'indiquent pas les mouvements du fluide à un instant donné et que leur répartition dépend de l'historique de l'écoulement. On note également la présence d'une zone particulière semblable à une longue bande qui se situe juste sur le front du dipôle. Nous verrons par la suite l'importance qu'elle a dans la structure du dipôle.

Les visualisations réalisées en ajoutant du colorant au fluide injecté ont permis de mettre en évidence la différence qualitative entre un milieu peu profond et un milieu profond. Ces observations sont confirmées en visualisant le comportement de particules solides ajoutées à l'écoulement. En illuminant l'écoulement par une tranche laser et en prenant des photographies avec des temps de pose convenablement choisis, on peut visualiser les trajectoires des particules solides. Ces particules ont été choisies pour suivre



Figure 4.3 : Comparaison des mouvements par visualisations des traces de particles pour C = 0.2 (haut) et C = 3.3 (bas) à Re = 1450, à $t^* = 8$



Figure 4.4 : Coupe verticale d'un dipôle en milieu peu profond, C = 3 , Re = 1400, $t^* = 8$

fidèlement l'écoulement local du fluide sans le perturber. On peut donc assimiler les trajectoires de ces traceurs aux mouvements du fluide lui-même. La figure 4.3 montre les mouvements de particules ajoutées à l'écoulement pour des cas proches de ceux présentés plus haut: C = 3.3 et C = 0.2. Le nombre de Reynolds du jet initial est le même dans les deux cas: Re = 1450. Les photographies ont été prises $t^* = 8$ après le début de l'injection. Le temps de pose pour les deux photographies est 2s. On note une différence évidente entre les dynamiques. Pour C = 0.2, la première observation est que la plupart des traces laissées par les particules sont des points. Cela signifie que les intensités des mouvements sont très faibles voire nulles. On peut toutefois identifier une région dans la partie centrale de l'image où les particules ont laissé des traces de faibles longueurs. Les mouvements y sont désorganisés en structures de petites échelles et leurs intensités, proportionnelles aux longueurs des traces, sont modérées. En milieu peu profond (C = 3.3), les observations sont radicalement différentes. Les mouvements sont beaucoup plus intenses et mieux organisés. On identifie facilement l'écoulement principal qui est un dipôle quasi-symétrique constitué de deux circulations contrarotatives. Les noyaux de ces tourbillons ne sont pas bien définis. Un sillage en méandres reste encore actif derrière le dipôle.

Le même type d'observation (4.4) a été réalisé dans une coupe verticale axiale de l'écoulement (plan x,z) pour un dipôle généré avec C = 3 et Re = 1400. Le dipôle se déplace de gauche à droite. On observe que dans la majeure partie du dipôle, les traces laissées par les particules sont longues et horizontales. Lorsque l'on se rapproche de la partie avant du dipôle, on observe une zone plus perturbée où les mouvements ne sont plus horizontaux. Ces observations sont exposées en détail dans le chapitre suivant entièrement consacré à la description et l'analyse des dipôles en milieu peu profond (voir section (5.2.1)). Notons également que les dipôles générés en milieu peu profond ne sont pas toujours symétriques. Leurs trajectoires sont variables: les dipôles symétriques se déplacent suivant une ligne droite alors que les trajectoires des dipôles assymétriques s'enroulent autour de la circulation la plus grosse du dipôle.

Influence du nombre de Reynolds Re

Nous avons mis en évidence une forte influence, au moins du point de vue qualitatif, du nombre de confinement C. Nous avons ensuite fait varier le nombre de Reynolds du jet basé sur le flux de quantité de mouvement injecté. Il a varié de 1000 à 1800. Dans cette gamme nous n'avons pas observé d'influence qualitative de Re. De grosses structures tourbillonnaires horizontales apparaissent lorsque C est grand, quelque soit le nombre de Reynolds.

4.3.2 Résultats quantitatifs

Des mesures quantitatives ont été réalisées pour confirmer les observations qualitatives. Nous travaillons dans un repère cartésien orthonormé décrit par les coordonnées cartésiennes x et y dans le plan horizontal (x étant la direction du jet). La direction verticale ascendante est décrite par z. Les composantes des vecteurs vitesse associées aux trois coordonnées sont respectivement u, v et w. Nous définissons E_x , E_y et E_z comme les énergies cinétiques associées à u, v et w. Elles s'écrivent:

$$E_x = \frac{1}{2} \int_V \rho u^2 dV \qquad E_y = \frac{1}{2} \int_V \rho v^2 dV \qquad E_z = \frac{1}{2} \int_V \rho w^2 dV$$
(4.6)

Toutes les mesures présentées ici ont été réalisées au temps adimensionnel $t^* = t/t_{inj} = 6$. Pour les trois nombres de Reynolds étudiés, nous avons fait varier le nombre de confinement sur la gamme suivante: C = 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5 et 7. Afin de faciliter la visualisation des résultats et notamment celle des barres d'incertitudes, un léger décalage a été systématiquement ajouté aux valeurs de C portées en abscisse pour les mesures avec Re = 1500 et Re = 1800. Il est respectivement de 0.05 et 0.1. Les incertitudes présentées sous la forme de barres verticales sont la somme de l'incertitude de la mesure elle-même, soit deux fois l'incertitude de la mesure de vitesse par PIV, et de l'écart par rapport à la valeur moyenne obtenue sur deux mesures effectuées avec des conditions expérimentales identiques. Prenons l'exemple de deux mesures X_1 et X_2 réalisées dans des conditions identiques, la valeur portée par le symbole est la moyenne $\frac{X_1+X_2}{2}$. La barre d'erreur contient l'écart entre les deux valeurs $|X_1 - X_2|$ et l'incertitude de la mesure PIV 5%, soit au total: $|X_1 - X_2| + 0.05\frac{X_1+X_2}{2}$.

Mouvements verticaux

Les observations qualitatives nous ont montré que le confinement vertical tendait à amortir les mouvements verticaux dans la dynamique toubillonnaire générée par jet impulsionnel. L'objectif des mesures présentées ici est de confirmer ces mécanismes et d'identifier quantitativement la transition milieu profond/milieu peu profond.

Nous avons effectué des mesures dans le plan axial vertical. Il est donc décrit par les coordonnées x, z. Les mesures sont réalisées à l'aide de la technique PIV qui fournit les champs de vitesse u et w. Les valeurs des énergies cinétiques E_x et E_z sont estimées à partir des champs de vitesse par les expressions suivantes:

$$E_{x} = \frac{1}{2} l_{t} \int_{S} \rho u^{2} dS \qquad E_{z} = \frac{1}{2} l_{t} \int_{S} \rho w^{2} dS \qquad (4.7)$$

où S est la zone d'observation, dS l'élément de surface du maillage PIV and l_t la largeur de la cuve en verre.

Le ratio E_z/E_x est ainsi représentatif de l'intensité des mouvements verticaux par rapport aux mouvements horizontaux. La figure 4.5 représente l'évolution de ce rapport



Figure 4.5 : Comparaison des énergies cinétiques horizontale et verticale: évolution du rapport E_z/E_x en fonction de C pour Re = 1000, 1500 et 1800

 E_z/E_x en fonction de C, pour trois nombres de Reynolds différents Re = 1000, 1500 et 1800.

Nous pouvons observer en premier lieu que le rapport E_z/E_x reste inférieur à 1 dans tous les cas. Cela s'explique par la direction initiale du jet qui va forcément engendrer plus de mouvements dans la direction x que dans les deux autres. La deuxième observation est la diminution de E_z/E_x lorsque C augmente. En effet, lorsque C est proche de 0, E_z/E_x est supérieur à 0.5. Les mouvements verticaux restent significatifs. Lorsque C augmente, E_z/E_x décroit rapidement jusqu'à être inférieur à 0.2. Cette diminution s'atténue à partir de C = 2 et le ratio E_z/E_x atteint finalement un palier où il reste compris entre 0.08 et 0.02. On observe enfin que les résutalts obtenus pour les trois nombres de Reynolds différents sont similaires. Le nombre de Reynolds n'a pas d'influence significative sur le développement de mouvements verticaux, dans la gamme que nous avons étudiée. Dans les simulations numériques de monopôle de Satijn et al. [Satijn 01], l'écoulement est considéré quasi-bidimensionnel (Q2D) lorsque les rapports E_r/E_{θ} et E_z/E_{θ} sont inférieurs à 0.01 (r, θ et z représentent les coordonnées cylindriques et E_r , E_{θ} et E_z les énergies cinétiques associées. Durant nos expériences, lorsque C > 2, E_z/E_x est inférieur à 0.2 mais demeure supérieur à 0.02. Cette différence pourrait s'expliquer par le fait que les dipôles ont un mouvement de translation. Ce mouvement s'effectue sur un fond solide qui semble être responsable de la formation d'une zone fortement perturbée sur le front du dipôle. Par la suite, nous exposerons plus en détail la structure de cette zone. Cependant, nous pouvons dès à présent supposer que la présence de cette zone perturbée limite la bidimensionnalité de l'écoulement et ainsi induit un accroissement de l'énergie cinétique associée aux mouvements verticaux.

L'écoulement étant incompressible, la divergence du champ de vitesse est nulle. Le gradient de vitesse verticale $\partial w/\partial z$ peut ainsi être calculé à partir de la divergence "ho-rizontale" $\nabla_H U$:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\nabla_H U = -\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}$$
(4.8)

L'intensité de $\partial w/\partial z$ est représentative de la perturbation de la quasi-bidimensionnalité de l'écoulement. A partir des champs de vitesse horizontaux obtenus par technique PIV, nous calculons la moyenne de $|\partial w/\partial z|$ avec une incertitude inférieure à 10%, puis multiplions par H/U_{inj} pour obtenir un résultat adimensionnel que nous notons: $\nabla^*_H U$. L'évolution de $\nabla^*_H U$ en fonction de C pour les trois nombres Re = 1000, 1500 et 1800 est représentée sur la figure 4.6.

On constate que les résultats sont fortement dépendants de C alors que Re n'a pas d'influence notable. L'évolution globale est une décroissance de $\nabla_H^* U$ lorsque C augmente. Deux comportements peuvent être distingués. Jusqu'à C = 2, $\nabla_H^* U$ décroit rapidement, ce qui correspond à la transition de milieu profond à peu profond. Au delà de C = 2, la



Figure 4.6 : Calcul de la divergence horizontale en fonction de C pour Re = 1000, 1500et 1800

décroissance diminue progressivement et $\nabla_H^* U$ atteint une valeur pratiquement constante qui correspond à la dynamique en milieu peu profond.

Les figures 4.5 et 4.6 ont mis en évidence l'importance de l'influence du nombre de confinement sur le développement des jets: les mouvements verticaux sont fortement amortis lorsque C augmente. Trois états peuvent être définis en fonction de C quelque soit le nombre de Reynolds: lorsque C est proche de 0, les mouvements sont quasiment isotropes; entre C = 1 et C = 2 le confinement commence à contraindre l'écoulement mais les mouvements verticaux sont encore significatifs; au delà de C = 2, les mouvements verticaux sont fortement amortis. On note cependant qu'ils ne sont jamais totalement nuls: $E_z, \nabla_H^* U \neq 0$. Durant notre étude des dipôles formés pour C > 2, nous identifierons la nature de ces mouvements verticaux perturbateurs de la bidimensionnalité de l'écoulement.

4.4 Expériences à grande échelle

Les expériences réalisées à petite échelle au laboratoire MASTER ont mis en évidence l'influence des deux nombres adimensionnels C et Re sur le développement des jets impulsionnels en milieu peu profond. Nous avons poursuivi cette étude paramétrique expérimentale par des expériences à plus grande échelle sur la plaque Coriolis du laboratoire LEGI. Le dispositif expérimental utilisé est exposé dans la section 3.1.2. Ses dimensions ont permis d'atteindre des nombres de Reynolds beaucoup plus importants (jusqu'à 75000).

Des mesures PIV sont effectuées sur trois tranches horizontales de l'écoulement (voir section 3.1.2). Afin d'évaluer le comportement du jet en fonction du confinement vertical, on cherche à mesurer la structuration de l'écoulement sur la profondeur. Pour cela, on calcule le produit de corrélation entre les champs de vitesse obtenus sur les trois tranches



Figure 4.7 : Champs de vitesse aléatoires: corr = 0.103

PIV. Il est calculé de la façon suivante:

$$corr = \sum_{i,j} \frac{u_1 u_2 + v_1 v_2}{\sqrt{u_1^2 + v_1^2} \sqrt{u_2^2 + v_2^2}} \frac{1}{n b_{points}}$$
(4.9)

où (u_1, v_1) et (u_2, v_2) sont les composantes des vecteurs vitesse obtenus en chaque point du maillage PIV sur deux tranches différentes 1 et 2, *i* et *j* décrivent le maillage constitué de nb_{points} .

corr est égal à 1 lorsque les deux champs de vitesse sont parfaitement identiques. Trois exemples de calcul de *corr* avec les champs de vitesse correspondants sont présentés sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9.

La figure 4.7 présente un exemple de calcul de produit de corrélation entre deux champs de vitesse complètement aléatoires. Le produit de corrélation calculé entre ces deux champs est très faible: corr = 0.103. La figure 4.8 présente deux champs de vitesse issus d'une expérience réalisée avec C = 0.9 et Re = 75000. La dynamique n'est pas très structurée: les champs de vitesse obtenus sur les tranches du bas et du haut ne sont pas



Figure 4.8 : Champs de vitesse pour C = 0.9 et Re = 75000: corr = 0.604 (gauche: tranche bas, droite: tranche haut)



Figure 4.9 : Champs de vitesse pour C = 4.8 et Re = 50000: corr = 0.87 (gauche: tranche bas, droite: tranche haut)

identiques. Le calcul du produit de corrélation donne corr = 0.604. La troisième figure compare deux champs de vitesse obtenus sur les tranches haut et bas pour C = 4.8 et Re = 50000. Les champs sont proches. Cela se traduit par un produit de corrélation élevé: corr = 0.87. Ainsi, le calcul des produits de corrélation entre les champs de vitesse sur différentes tranches horizontales permettent d'évaluer la structuration de l'écoulement sur la profondeur.

Nous calculons, pour chaque expérience réalisée, la moyenne entre les produits de corrélation pour les couples de tranches haut-milieu et milieu-bas tout au long de l'évolution de l'écoulement. A partir de l'équation 4.9, on peut estimer l'incertitude sur le calcul à 4 fois celle obtenue sur la mesure des vitesses par PIV, soit inférieure à 8 %. Trois exemples d'évolution du produit de corrlation moyen pour C = 0.9, 1.7 et 8 sont présentés sur la figure 4.10. Par souci de commodité visuelle, le temps a été normalisé par la durée de l'acquisition. Pour C = 0.9, le produit de corrélation augmente faiblement de 0.61 à 0.67, la structuration reste faible. Pour C = 1.7, le produit de corrélation passe de 0.58 à 0.8 puis atteint une valeur quasiment constante autour de 0.8. Cela signifie que la bouffée turbulente générée avec C = 1.7 se développe progressivement en un écoulement structuré sur toute la profondeur. Dans le cas le plus confiné C = 8, la valeur initiale du produit de corrélation. On en déduit que C = 8, la structuration a eu lieu avant que l'écoulement pénètre dans la zone d'acquisition.

Afin de quantifier l'évolution de la structuration en fonction du nombre de confinement, nous avons comparé la valeur maximale atteintes par le produit de corrélation moyen pour chaque expérience. La valeur maximale du produit de corrélation atteinte au cours du temps, appelée Mcorr, est ensuite représentée sur la figure 4.11. On observe une influence directe du nombre de confinement C sur Mcorr alors que le nombre de Reynolds n'a pas de rôle significatif. Lorsque C est petit, le confinement est trop faible pour générer une structuration de l'écoulement. A partir de C = 2, Mcorr reste supérieur à 0.8, l'écoulement


Figure 4.10 : Exemples d'évolution du produit de corrélation pour C = 0.9, 1.7 et 8



Figure 4.11 : Corrélation entre les trois champs de vitesse de l'écoulement (haut, milieu et bas) en fonction de C pour Re = 50000 et 75000

est structuré sur la profondeur. Les champs de vitesse correspondants, par exemple sur la figure 4.9, indiquent qu'il s'agit principalement de dipôles. On note que le produit de corrélation n'atteint jamais 1, l'écoulement n'est jamais parfaitement structuré, il subsite toujours une variation suivant la verticale. Le confinement vertical a donc un effet radical sur la dynamique tourbillonnaire générée par des jets impulsionnels. Lorsque le nombre de confinement C est faible ce qui correspond à un milieu profond, le jet se développe sans se structurer. Au delà de C = 2, la couche d'eau peut être qualifiée de peu profonde. En effet, la taille des tourbillons que l'on observe est supérieure à 2m, ce qui est dans tous les cas largement supérieur à 35cm, valeur maximale de la profondeur. Notons que dans la zone de transition, en particulier pour les mesures réalisées pour C = 1.7, le comportement n'est pas reproductible dans le sens où les mêmes conditions initiales peuvent conduire aléatoirement aux dynamiques milieu profond (turbulence 3D en déclin) ou peu profond (structuration en dipôle).

4.5 Conclusion

L'étude paramétrique expérimentale réalisée dans un premier temps à petite échelle et ensuite à grande échelle a mis en évidence l'influence prépondérante du nombre de confinement C sur la dynamique des jets impulsionnels en milieu peu profond. Des résultats similaires ont été trouvés d'une part pour 1000 < Re < 1800 et d'autre part pour 50000 < Re < 75000 sur le rôle de C. L'influence du nombre de Reynolds peut être négligée. On caractérise l'évolution des jets impulsionnels en fonction de C:

- Lorsque C < 1, le confinement vertical n'influe pas le développement du jet impulsionnel. On identifie un comportement de turbulence 3D en déclin, avec des mouvements pratiquement isotropes.

- Pour 1 < C < 2, une zone de transition apparaît où le confinement commence à

contraindre progressivement l'expansion de la bouffée turbulente. Les mouvements verticaux s'amortissent mais l'écoulement n'est pas systématiquement structuré.

- Au delà de C = 2, un comportement spécifique est observé. Il est caractérisé par la structuration systématique de l'écoulement en grosses structures tourbillonnaires horizontales, principalement des dipôles. La taille de ces dipôles dépasse largement la profondeur du milieu, le milieu peut donc être qualifié de *peu profond*. Les mouvements verticaux sont fortement amortis mais restent tout de même significatifs.

Chapitre 5

Dipôles en milieu peu profond

5.1 Généralités et problématiques

L'étude paramétrique expérimentale présentée dans le chapitre précédent a mis en évidence l'influence prépondérante du nombre de confinement C sur la dynamique tourbillonnaire générée par des jets impulsionnels. En effet, lorsque C est grand (C > 2) la bouffée turbulente issue du jet impulsionnel se développe progressivement en grosses structures tourbillonnaires quasi-bidimensionnels Q2D d'axe vertical, principalement de dipôles.

Le présent chapitre propose une étude détaillée de ces dipôles en milieu peu profond. Il débute par une présentation des dipôles dans un cadre général, notamment leur rôle dans les écoulements géophysiques, puis les principaux modèles théoriques utilisés pour les décrire et enfin les observations réalisées en laboratoire. Nous reprendrons quelques unes des références déjà exposées dans l'introduction sur les milieux peu profonds, en s'intéressant plus particulièrement aux résultats obtenus sur les dipôles.

5.1.1 Les dipôles dans la nature

Les observations réalisées sur les écoulements géophysiques ont révélé la présence de gros tourbillons Q2D. A grande échelle, l'imagerie satellitaire a clairement montré l'existence de tourbillons cohérents dans l'atmosphère (circulations cycloniques ou anticycloniques) et les océans ("Meddies"). La plupart de ces tourbillons, caractérisés par une grande durée de vie, sont des monopôles [McWilliams 90]. Néanmoins les dipôles peuvent avoir un rôle important à jouer, notamment dans les mélanges, du fait de leur capacité à transporter de la matière sur des longues distances.

A une échelle plus petite, par exemple dans la zone littorale, des dipôles ont été observés dans les fronts des courants sagittaux [Smith 95]. L'origine de ces courants a été décrite dans la section 1 et leur développement illustré sur la figure 1.4. Les courants de marée s'écoulant à la sortie de passes peuvent également générer des grosses structures cohérentes Q2D. Si ces tourbillons sont suffisament stables dans le temps, ils peuvent former un dipôle se propageant hors de la passe. Les observations réalisées par Fujiwara et al. [Fujiwara 94] dans la mer de Seto au Japon ont révélé de telles propagations de dipôles, responsables d'importants mécanismes d'échanges entre bassins. Ces tourbillons ont un rôle crucial dans les circulations de la baie de Kyoto, la formation des bancs de sable et le transport sédimentaire en général. Leur propagation remet en cause les résultats classiques sur les échanges entre bassins [Stommel 52] qui prennent en compte qu'une différence de flux sans prévoir la formation de gros tourbillons capables de transporter matière et quantité de mouvement sur de grandes distances. L'apparition de ces tourbillons dipolaires a été étudiée à la fois théoriquement et expérimentalement par Kashiwai [Kashiwai 84] [Kashiwai 85] et Wells et van Heijst [Wells 03] dont les résultats quantitatifs sont exposés dans la section 5.1.3. Notons également que de tels types de dipôles ont été observés dans des simulations numériques de marée dans les ports et estuaires [Signell 92, Brown 01].

5.1.2 Modèles de dipôles bidimensionnels

Les premières études réalisées sur les dipôles sont issus des recherches théoriques sur les écoulements purement bidimensionnels. Au début du 20ème siècle, les travaux de Lamb [Lamb 32] et Chaplygin [Meleshko 94] sur les écoulements bidimensionnels de fluide parfait (non visqueux) ont permis de détailler la structure de différents types de tourbillons. Parmi ces tourbillons bidimensionnels, le dipôle est constitué de deux circulations contrarotatives intimement liées. Il possède notamment la propriété remarquable de transporter la quantité de mouvement et la masse comme le ferait un corps solide. Les travaux de Lamb et Chaplygin sont basés sur les équations d'Euler. Pour un écoulement stationnaire, elles s'écrivent:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = f(\psi) \tag{5.1}$$

où ψ est la fonction de courant définie par

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x},$$
 (5.2)

et $f(\psi)$ est une fonction arbitraire de ψ .

Nous présentons rapidement les trois types de dipôles qui ont été décrits:

Dipôle symétrique en translation rectiligne: Dans le cas d'un dipôle symétrique d'enveloppe circulaire de rayon a en translation rectiligne de vitesse v_0 , la fonction de courant à l'extérieur du dipôle est définie par:

$$\psi_1 = v_0 \left(r - \frac{a^2}{r} \right) \sin \theta, \qquad r > a$$

$$(5.3)$$

Cette expression correspond à la description de l'écoulement potentiel autour d'un cylindre. Du point de vue du fluide au repos, le dipôle en mouvement est ainsi assimilé à un corps solide circulaire en translation rectiligne.



Figure 5.1 : Modèle théorique de dipôle symétrique circulaire en translation rectiligne

A l'intérieur du dipôle, Chaplygin et Lamb ont tous deux fait l'hypothèse d'une relation linéaire entre ω et ψ :

$$f(\psi) = -k^2 \psi, \quad \omega = k^2 \psi, \tag{5.4}$$

où k est une constante. On verra par la suite les résultats de la confrontation de cette hypothèse avec les écoulements réels.

La fonction de courant à l'intérieur du dipôle s'écrit alors:

$$\psi(r,\theta) = \frac{2v_0 a}{bJ_1'} J_1\left(\frac{br}{a}\right) \sin\theta, \qquad r \ge a \tag{5.5}$$

où b = 3.8317 est la plus petite racine de l'équation $J_1(b) = 0$, J_i étant la fonction de Bessel du *i*-ème ordre, et $k = \frac{b}{a}$. Les deux équations (5.5) et (5.3) présentent une solution complète pour le problème stationnaire d'un dipôle totalement symétrique. La figure 5.1 en propose une représentation simplifiée.

On peut alors déduire différents valeurs de ce champ hydrodynamique. La vitesse maximale est atteinte dans le dipôle $V_{max} = 2.48v_0$. Les points où la distribution de

vorticité définie pour $r \ge a$ par

$$\omega(r,\theta) = \frac{2v_0 a}{a J_1'} J_1\left(\frac{br}{a}\right) \sin\theta \tag{5.6}$$

prend ses valeurs maximales et minimales sont situés symétriquement à

$$\delta = 0.48a, \qquad \theta = \pm \frac{\pi}{2},\tag{5.7}$$

Dipôle asymétrique en translation rectiligne : Dans le cas d'un dipôle asymétrique, toujours d'enveloppe circulaire de rayon a et en translation rectiligne de vitesse v_0 . En prenant la fonction $f(\psi)$ à l'intérieur du cercle $r \ge a$ comme

$$f(\psi) = -n^2(\psi - \lambda), \quad \omega = n^2(\psi - \lambda), \tag{5.8}$$

avec λ constante arbitraire, Chaplygin établit la solution suivante:

$$\psi(r,\theta) = \frac{2v_0 a}{bJ_1'} J_1\left(\frac{br}{a}\right) \sin\theta + \lambda \left[1 - \frac{J_0(\frac{br}{a})}{J_0(b)}\right], \qquad r \ge a \tag{5.9}$$

A l'extérieur de la structure, la fonction de courant est toujours définie par l'équation 5.3. Le champ hydrodynamique est directement dépendant de λ (voir figure (5.2)).

Dipôle asymétrique sur une trajectoire circulaire : Pour un dipôle asymétrique en mouvement stationnaire le long d'une trajectoire circulaire, les expressions de la fonction de courant et de la vorticité de ce monopôle additionnel sont:

$$\psi_2 = -k \ln \frac{r}{a}, \quad \omega_2 = 0, \qquad pour \quad r < a$$
 (5.10)

$$\psi_2 = \frac{k}{2} \left(\frac{r^2}{a^2} - 1 \right), \quad \omega_2 = -\frac{2k}{a^2} \quad pour \quad r \le a$$
 (5.11)

Une représentation est présentée sur la figure 5.3

Des extensions ont été apportées à ces modèles en fluide parfait pour prendre en compte la viscosité du fluide [Swaters 88, van de Fliert 96].



Figure 5.2 : Modèle théorique de dipôle asymétrique circulaire en translation rectiligne pour $\lambda/av_0 = 0.25$ (a), 0.5 (b), 1 (c) et 2 (d). La ligne en gras correspond à $\psi = \lambda$.



Figure 5.3 : Modèle théorique de dipôle asymétrique circulaire le long d'une trajectoire rectiligne pour $k/av_0 = -0.5$ et $\lambda/av_0 = 0$ (a), 0.06811 (b), 0.25 (c) et 0.5 (d).

A partir des modèles analytiques de dipôles 2D, différentes simulations numériques ont été mises en oeuvre pour étudier notamment leurs collisions sur des obstacles solides [Orlandi 90, Carnevale 97].

5.1.3 Les dipôles en laboratoire

Les modèles théoriques sont purement bidimensionnels, c'est à dire que la troisième composante (verticale) n'existe pas. Dans les expériences réalisées en laboratoire, on appelle dipôles des tourbillons hautement anisotropes (leur extension verticale est petite devant leurs dimensions horizontales) et où prédomine nettement l'écoulement horizontal (quasi-bidimensionnel) constitué de deux circulations contra-rotatives. La quasibidimensionnalité peut être obtenue en appliquant différents types de forçages aux écoulements. Comme nous l'avons exposé précédemment, il s'agit principalement de la stratification en densité, de la rotation du milieu, des forces magnétiques et de la bidimensionnalité du domaine fluide lui-même (films de savon). Dans l'ensemble des expériences présentées ici, les dipôles observés sont de deux types: symétrique en translation rectiligne ou asymétrique avec une trajectoire circulaire. L'homologue expérimental du modèle théorique de dipôle asymétrique en translation rectiligne présenté sur la figure 5.2 n'a jamais été observé: l'asymétrie du dipôle engendre systématiquement une trajectoire curviligne.

Flòr et al. [Flòr 94, Flòr 95], van Heijst et Flòr [Heijst 89a] et Voropayev et al. [Voropayev 91] ont étudié expérimentalement l'évolution de jets impulsionnels dans un milieu stratifié (voir illustration 2.5 dans la section 1). La stratification a un effet très important sur le développement du jet: les forces de flottabilités provoquent l'effondrement de la bouffée turbulente initialement 3D. L'écoulement devient approximativement 2D, la turbulence de petite échelle est rapidement amortie et une grosse structure tourbillonnaire se développe. Dans la plupart des cas il s'agit d'un dipôle quasi-symétrique. L'écoulement est alors assimilé à une tranche d'épaisseur faible dans laquelle les mouvements sont quasi-bidimensionnels et les lignes de vorticité des droites verticales. On note que des dipôles Q2D ont également été formés à partir d'une injection laminaire. Flòr et van Heijst [Flòr 94] ont détaillé la relation liant la fonction de courant et la vorticité au sein du dipôle. Dans le cas laminaire, la relation liant la vorticité et la fonction de courant au sein de la structure est linéaire. Cette linéarité a également été mise en évidence dans certaines des expériences de magnéto-hydrodynamique réalisées par Nguyen Duc et Sommeria [Duc 88] ou en milieu fluide en rotation par Velasco Fuentes et van Heijst [Fuentes 94b]. A l'inverse, les dipôles générés par jets impulsionnels turbulents en milieu stratifié sont caractérisés par une relation non linéaire entre la vorticité ω et la fonction de courant ψ (voir figure 5.4). Elle s'écrit sous la forme $\omega = Csinh(k^2\psi)$ (approchée par $\omega = k^2\psi + \beta\psi^3$). Cette relation en sinh a été montrée par Joyce et Montgomery [Joyce 73] sur la base de la mécanique statistique appliquée aux écoulements 2D stationnaires et par Robert et Sommeria [Robert 91] à travers des arguments de maximisation de l'entropie. D'autre part Pasmanter [Pasmanter 94] a établi, à partir d'une distribution de vorticité de type Poisson, que l'écoulement 2D s'organise autour d'une relation vorticité-fonction de courant de la forme $\omega = -A_{\overline{B^2 - \psi^2}}$. Ces deux types de relation non linéaire sont toutes deux très proches des résultats expérimentaux obtenus par Flor [Flor 94]. Les dipôles générés par injection turbulente sont caractérisés par une relation non linéaire entre la vorticité et la fonction de courant. Cependant, ils présentent une bonne similitude avec le modèle symétrique de Lamb-Chaplygin, particulièrement au niveau de la forme circulaire, des

distributions de vitesse et de vorticité, de la vitesse de translation et des positions des extremas de vorticité. L'auto-similarité du dipôle au cours du temps a été établie par Voropayev [Voropayev 91]: il grandit sans se déformer (évolution temporelle en $t^{-1/3}$).

Des dipôles ont également été observés dans les écoulements en rotation. En particulier les travaux de Velasco Fuentes et van Heijst [Fuentes 94b] ont mis en évidence la propagation



Figure 5.4 : Exemples de relation vorticité-fonction courant non linéaire pour des dipôles en milieu stratifié (gauche) et dans un film de mercure dans un champ magnétique (droite)



Figure 5.5 : Dipôle se propageant en méandres sur un plan β topographique [Fuentes 94b]

en méandres de dipôles sur un plan β topographique (sur une sphère en rotation). Comme nous l'avons souligné plus haut, la relation ω/ψ dans ces dipôles est non-linéaire. L'allure d'un tel dipôle est présentée sur la photographie (5.5). Pour une présentation plus complète des dipôles dans les fluides en rotation et notamment de leur capacité de transport, le lecteur est renvoyé à [Fuentes 94a, Fuentes 95b, Fuentes 95a] et [Hopfinger 93].

Les expériences de Nguyen Duc et Sommeria [Duc 88] ont mis en évidence l'émergence de dipôles dans une couche de mercure horizontale soumise à un champ magnétique uniforme. Comme leurs homologues observés en milieu stratifié [Flòr 94], un bon accord a été trouvé avec les modèles théoriques. La relation entre la vorticité et la fonction de courant peut être soit linéaire soit non-linéaire. Dans le cas non linéaire la dérivée f', issue de la relation $\omega = f(\psi)$, présente un maximum singulier au coeur des tourbillons (voir figure 5.4). Des interactions ont été observées entre dipôles, elles conduisent à l'échange des tourbillons de chaque dipôle. Ce type d'échange a également été mis en évidence lors des expériences réalisées sur les collisions de dipôles en fluide stratifié (figure 2.5).

Des dipôles peuvent aussi se former dans le sillage d'un cylindre tracté à travers un film de savon (Couder et Basdevant [Couder 86]). Dans ce cas c'est le confinement extrême appliqué au milieu qui conduit à la bidimensionnalité de l'écoulement. Lorsque deux tourbillons homostrophiques sont suffisamment proches l'un de l'autre, ils tournent l'un autour de l'autre pour finalement se fondre l'un dans l'autre pour former un gros tourbillon. Cet appariement a été largement étudié car il est responsable, en turbulence bidimensionnelle, de la formation de grosses structures par cascade inverse d'énergie. Dans le cas de deux tourbillons hétérostrophiques, on assiste à la formation de dipôles (appelés couples) en mouvement de translation. Le cas particulier des dipôles à enveloppe circulaire est comparable au modèle de Lamb-Chaplygin. En effet, malgré la non linéarité de relation vorticité-fonction de courant, ces dipôles sont caractérisés par un mouvement de translation rectiligne avec une grande vitesse de propagation. Nous avons déjà souligné que la propagation des dipôles 2D est responsable d'un transport localisé d'énergie sur de grandes distances.

Les courants de marée à la sortie de chenaux peuvent provoquer l'apparition de dipôles. Les mécanismes de génération de tels tourbillons ont été détaillés et reproduits par des expériences en laboratoires par Kashiwai [Kashiwai 84, Kashiwai 85] et Wells et van Heijst [Wells 03] (photographie 5.6). Les dipôles sont générés par la création de vorticité à la sortie du chenal de marée et peuvent se propager si ils ne sont pas aspirés par le courant de retour lors de la phase suivante de la marée. Leur formation dépend d'un paramètre adimensionnel w/UT où U est la vitesse maximale atteinte dans le chenal, w est la largeur



Figure 5.6 : Viualisation expérimentale de dipôle se propageant hors d'un chenal [Wells 03]

du chenal et T la période de la marée. Wells et van Heijst [Wells 03] ont établi que la propagation de dipôles hors du chenal se produit lorsque w/UT < 0.13, alors que pour Kashiwai [Kashiwai 84] ce rapport doit rester inférieur à 0.09. Lorsque w/UT >0.13, le dipôle formé est détruit par l'aspiration du courant de retour dans le chenal. Les simulations numériques menées par Wells et van Heijst [Wells 03] pour reproduire numériquement ce phénomène ne sont pas encore concluantes, en raison de la difficulté de paramétriser le frottement sur le fond et les bords du chenal. On notera cependant deux différences notables entre l'écoulement naturel et les expériences de Wells et van Heijst [Wells 03]. D'une part, le courant qui génère le dipôle en laboratoire est laminaire alors que, du fait de ses grandes dimensions, l'écoulement de marée dans un chenal est nécessairement turbulent. D'autre part, la condition d'adhérence présente sur le fond solide du problème réel n'est pas représentée dans leur campagne expérimentale. En effet, une couche de fluide lourd a été disposée sur le fond afin d'établir une condition de glissement et ainsi limiter la formation d'instabilités 3D par frottement sur le fond.

5.1.4 Problématique

L'objet de ce chapitre est de détailler la structure des dipôles que nous avons observés en milieu peu profond, de les comparer aux modèles théoriques et à leurs homologues expérimentaux, et de mettre en évidence les principaux mécanismes physiques en jeu. Pour cela, nous commencerons par présenter les observations réalisées à petite et à grande échelle. A partir de ces observations, nous construisons un modèle de dipôle qui est comparé avec les résultats expérimentaux. Enfin, nous exposerons les résultats de calculs obtenus sur la déformée de la surface libre provoquée par la présence des dipôles.

5.2 Observations sur les dipôles en milieu peu profond

Comme nous l'avons montré précédemment, des dipôles se développent à partir d'un jet impulsionnel turbulent lorsque le nombre de confinement C est supérieur à 2. La taille de ces tourbillons étant grande devant la profondeur, le milieu peut être qualifié de peu profond. Nous avons également observé la formation ponctuelle de dipôles dans la zone de transition entre milieu profond et peu profond (pour 1.5 < C < 2). Nous allons ici détailler les caractéristiques de dipôles formés pour des nombres de confinement compris entre 1.7 et 8. Wells et van Heijst [Wells 03] ont aussi étudié expérimentalement la formation et la propagation de dipôles en milieu peu profond, mais dans des conditions particulières visant à reproduire un courant de marée dans un chenal. Leurs expériences présentent ainsi deux différences fondamentales avec les notres. D'une part, dans le dispositif expérimental de Wells et van Heijst [Wells 03] le dipôle est généré par deux sources de vorticité symétriques de signe opposé crées par le cisaillement sur chacune des parois verticales du chenal. Ainsi le champ de vorticité de cet écoulement laminaire est initialement orienté verticalement, ce qui favorise l'apparition de grosses structures tourbillonnaires Q2D. Dans notre cas, l'écoulement initial est une bouffée turbulente 3D quasiment isotrope. La bidimensionnalisation de la turbulence et la formation de structures tourbillonnaires horizontales que nous avons observées sont uniquement dues au confinement vertical appliqué, dont nous avons quantifié l'influence. D'autre part la propagation des dipôles sur un fond solide est soumise à la condition d'adhérence, qui a été supprimée durant les expériences de Wells et van Heijst [Wells 03]. Nous allons préciser par la suite le rôle de ce frottement sur la stabilité des structures Q2D.



Figure 5.7 : Coupe horizontale de dipôle en milieu peu profond, C = 3, Re = 1000, $t^* = 7$

5.2.1 Observations à petite échelle

Les observations à petite échelle ont été réalisées avec le dispositif expérimental du MASTER. On observe tout d'abord le dipôle dans le plan horizontal en ajoutant du colorant (fluoréscéïne) ou des traceurs (nylon) dans le fluide injecté. L'écoulement est éclairé par une nappe laser horizontale à mi-profondeur. Quelques illustrations des résultats obtenus sont présentés sur les figures 5.7, 5.8, 5.9 et 5.10.

On note sur les photographies réalisées avec du colorant la diversité des formes des dipôles obtenus. Ils sont majoritairement asymétriques, leurs trajectoires tendent à s'enrouler autour du plus gros tourbillon. Lorsque le dipôle reste symétrique, sa trajectoire est quasiment rectiligne. La forme des dipôles en milieu peu profond n'est généralement pas circulaire, ce qui les différencie du modèle théorique de Lamb-Chaplygin ou des dipôles ob-



Figure 5.8 : Coupe horizontale de dipôle, C = 2.8, Re = 1500, $t^* = 9$



Figure 5.9 : Traces de particules dans un dipôle, coupe horizontale, C = 3.3, Re = 1000,

 $t^* = 7$



Figure 5.10 : Traces de particules dans un dipôle, coupe horizontale, C=2.8, $Re=1500,\,t^*=10$

servés durant les expériences en milieu stratifié [Flòr 94] ou en magnéto-hydrodynamique [Duc 88]. En effet, on observe un allongement dans la direction de propagation. On note également la structure du sillage derrière le dipôle. Il présente des méandres à partir desquels peuvent se former des tourbillons secondaires, plus petits que le dipôle principal. Cette observation rappelle les résultats de NguyenDuc et Sommeria [Duc 88].

Les observations réalisées en disposant des traceurs en suspension dans le fluide permettent de visualiser les trajectoires des particules de fluide dans le dipôle. On peut voir sur les deux exemples 5.9 et 5.10 que l'écoulement présente un maximum de vitesse très net entre les deux circulations, révélé par les longues traces laissées par les particules. Les centres de ces circulations ne sont pas ponctuels, on peut en effet identifier une zone dans laquelle la vitesse du fluide est quasiment nulle. L'asymétrie des dipôles se traduit par la prédominance de l'une des circulations sur l'autre, que ce soit en terme de taille ou en terme de vitesse.

Rouleau frontal

Sur les photographies réalisées avec du colorant (figures 5.7 et 5.8), on peut observer la présence d'une zone particulière dans la partie avant de l'écoulement. Cette zone constitue la frontière qui sépare le dipôle du milieu au repos. On observe une ou plusieurs bandes régulières parallèles qui se distinguent nettement du reste du dipôle. En comparant avec les photographies réalisées sur les particules en suspension 5.9 et 5.10, on remarque dans la partie située entre les circulations proprement dites et la frontière du dipôle que les intensités des mouvements diminuent rapidement lorsque l'on s'approche de l'avant du dipôle jusqu'à complètement s'annuler. Cette diminution brutale de la vitesse semble indiquer une zone de divergence dans le champ de vitesse correspondant la présence de mouvements verticaux significatifs.

Une coupe verticale (5.11) du dipôle permet de confirmer cette hypothèse. On y note



Figure 5.11 : Coupe verticale d'un dipôle en milieu peu profond, C=3 , $Re=1400, \label{eq:constraint} t^*=8$



Figure 5.12 : Coupe verticale d'un dipôle en milieu peu profond, C = 3, Re = 1400,

 $t^* = 8$

en premier lieu que les traces laissées par les particules sont horizontales dans la majeure partie du dipôle qui se déplace de gauche à droite sur la figure. L'écoulement au sein du dipôle est ainsi principalement Q2D. Lorsque l'on se rapproche du front du dipôle, les mouvements sont nettement plus perturbés. La vue plus rapprochée sur la figure 5.12 permet de distinguer la présence d'une circulation verticale (d'axe horizontal). On distingue du côté gauche de la photo les mouvements quasi-horizontaux caractéristiques du corps du dipôle. Dans cette zone, la couche limite sur le fond solide est stable, on n'observe pas d'instabilités. Ces observations qualitatives sont confirmées par le calcul du nombre de Reynolds de la couche limite. En effet, l'équilibre entre les temps de diffusion et d'advection de la couche limite (d'épaisseur δ) s'écrit:

$$\frac{\delta^2}{\nu} \approx \frac{H}{U} \tag{5.12}$$

L'échelle d'advection la plus pertinente est la dimension horizontale du dipôle, mais cette dimension étant à priori variable nous utiliserons la dimension verticale pour la définition générale de la couche limite. On peut alors écrire:

$$\delta \approx \sqrt{\frac{\nu H}{U}} \tag{5.13}$$

Le nombre de Reynolds de la couche limite est évalué par:

$$Re_{\delta} = \frac{U\delta}{\nu} = \sqrt{UH/\nu} \tag{5.14}$$

On peut également évaluer l'épaisseur de la couche de Stokes à partir de la vorticité caractéristique $\omega = \frac{U}{2\pi a}$:

$$\delta_s \approx \sqrt{\frac{\nu}{\omega}} \approx \sqrt{\frac{2\pi\nu a}{U}} \tag{5.15}$$

En prenant les valeurs caractéristiques U = 0.01m/s, H = 0.02m, a = 0.2m et $\nu = 10^{-6}m^2 \cdot s^{-1}$, on obtient $Re_{\delta} \approx 14$ et $Re_{\delta_s} \approx 110$. Ces deux valeurs sont inférieures au seuil critique $Re_{\delta} = 300$ à partir de laquelle la couche limite se déstabilise.

Du côté droit de la coupe verticale (5.11), les particules immobiles correspondent au milieu au repos dans lequel se déplace le dipôle. Entre ces deux zones, on identifie la présence d'une circulation dans le plan vertical (d'axe horizontal). La circulation verticale se situe donc exactement au niveau du front du dipôle. On la qualifiera par la suite de rouleau frontal. Ce rouleau s'étend sur toute la profondeur, de la surface libre jusqu'au fond solide.

Comparaison avec les modèles théoriques:

Caractéristiques géométriques et cinématiques : Plusieurs valeurs caractéristiques peuvent être extraites du modèle de dipôle 2D de Lamb-Chaplygin. Tout d'abord, la vitesse maximale (dans le référentiel du dipôle) est donnée par $U_m = 2.49U_0$, où U_0 est la vitesse de translation. Dans le référentiel du laboratoire, cette vitesse s'exprime par $U_m^* = U_m + U_0 = 3.49U_0$. On note également la valeur des extrema de vorticité situés aux centres des circulations $\omega_{max} = -\omega_{min} = 2.9kU_0$ (où k^2 est le coefficient de proportionnalité entre ω et ψ : $\omega = k^2\psi$). Enfin, la distance entre les points de vorticité maximal est $d_v = 0.96a$ (a est le rayon du dipôle).

La vitesse de translation est déterminée en comparant la position des centres des

circulations sur deux aquisitions séparées par l'intervalle de temps $\delta t = 0.33s$. L'erreur maximale commise sur cette mesure est de l'ordre de 10%. La vitesse de translation est ainsi égale à $U_0 = \sqrt{(U_x^2 + U_y^2)} = 0.57 cm. s^{-1}$ alors que la vitesse maximale atteinte au coeur du dipôle est $U_m^* = 1.9 cm. s^{-1}$. Ainsi $U_m^* = 3.33U_0$, ce qui est légèrement inférieur aux prédictions du modèle.

Des résultats caractéristiques de calcul de vorticité et de fonction de courant (avec la correction due à la translation du dipôle) sont présentées sur les figures 5.13 et 5.14. Ces figures révèlent clairement la structure asymétrique du dipôle en milieu peu profond. La forme n'est pas circulaire, le dipôle est allongé dans la direction de propagation. On détermine alors deux rayons différents, un dans la direction de propagation et l'autre dans la direction transverse. Ils sont respectivement $a_{tl} = 11.6cm$ et $a_{tv} = 9.2cm$. A partir des contours de vorticité, la distance entre les extrema est mesurée à $d_v = 12.2cm$. On obtient ainsi deux rapports $d_v/a_{tl} = 1.05$ et $d_v/a_{tv} = 1.32$, qui sont tous deux supérieurs à la valeur théorique $d_v/a = 0.96$. La valeur $d_v/a_{tv} = 1.32$ signifie que les circulations sont moins liées que dans le modèle théorique (d/a = 0.96) ou les expériences en milieu stratifié $(d/a = 0.97 \pm 0.03$ [Flòr 94]). Cette différence dans la liaison des tourbillons indique probablement un entrainement supérieur de fluide ambiant.

Dans nos expériences, les extrema de vorticité ne sont pas symétriques. Le maximum positif est $\omega_{max} = 0.45s^{-1}$ alors que le négatif est $\omega_{min} = 0.3s^{-1}$ (voir figure 5.15). Si nous utilisons le coefficient $k^2 = 0.41$ comme étant le meilleur pour une approximation linéaire de la relation ω/ψ (voir paragraphe suivant), la vorticité maximale théorique devrait être $\omega = 0.67s^{-1}$. La distribution de vorticité est plus douce que dans le modèle théorique, ce qui confirme l'hypothèse d'entrainement supérieur dans les dipôles en milieu peu profond.

Relation ω/ψ : Les modèles théoriques 2D de dipôle proposés par Lamb [Lamb 32] et Chaplygin [Meleshko 94] se basent sur une relation linéaire entre la vorticité ω et la fonction de courant ψ au sein du dipôle. Les expériences réalisées en magnéto-hydrodynamique



Figure 5.13 : Isovaleurs de la vorticité (s^{-1}) , dimensions latérales du champ d'observation en cm



Figure 5.14 : Isovaleurs de la fonction courant (s^{-1}) , dimensions latérales du champ d'observation en cm

ont étudié la relation ω/ψ dans les dipôles obtenus dans une couche de mercure soumise à un champ magnétique uniforme. Dans tous les cas, la pente de la relation ω/ψ ne présente qu'un seul maximum. Les résultats obtenus sur les dipôles en milieu stratifié générés par injection turbulente ont montré la non linéarité de la relation ω/ψ . En milieu peu profond, nous venons de montrer une particularité des dipôles: la présence d'un rouleau frontal dans la partie frontale. Cette circulation perturbe la bidimensionnalité de l'écoulement. Il est alors intéressant de savoir si la relation ω/ψ reste linéaire comme dans les modèles purement 2D ou si elle se rapproche des relations non linéaires observées en milieu stratifié ([Flor 94]).

Par la différentiation numérique du champ de vitesse suivante

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \tag{5.16}$$

on obtient la valeur de la vorticité ω en chaque point du maillage PIV. La fonction courant ψ est calculée en résolvant numériquement l'équation (type Poisson) suivante:

$$\omega = -\nabla^2 \psi \tag{5.17}$$

Afin de comparer avec le modèle de dipôle stationnaire, la vorticité et la fonction de courant sont calculées à partir du champ de vitesse horizontal dans le référentiel se déplaçant avec le dipôle. Pour un dipôle en translation avec la vitesse (U_x, U_y) , on effectue la transformation suivante: $\psi' = \psi - U_x y + U_y x$, alors que la vorticité reste inchangée. Le calcul de cette vitesse de translation a été exposé dans le paragraphe précédent. Par la suite, ψ' sera simplement noté ψ . Les incertitudes liées au calcul de la vorticité et de la fonction de courant sont le double de celles obtenues sur la mesure du champ de vitesse par PIV, soit inférieures à 10%.

La relation ω/ψ à partir des champs de vitesse horizontaux avec la correction due à la translation du dipôle est exposée sur la figure 5.15. La bande horizontale à $\omega = 0$ correspond aux points en dehors du dipôle qui représentent théoriquement l'écoulement potentiel extérieur. Les deux branches $\omega < 0$ et $\omega > 0$ correspondent chacune à une moitié du dipôle. Bien qu'une dispersion notable soit observée, les points se fondent correctement dans une seule courbe. La comparaison avec la relation linéaire (courbe verte sur la figure 5.15):

$$\omega = -0.41\psi \tag{5.18}$$

est moins satisfaisante que celle réalisée avec la relation non linéaire suivante :

$$\omega = -0.26 \sinh(0.41\psi) \tag{5.19}$$

également approchée par le polynôme cubique

$$\omega = -0.31\psi + 0.11\psi^3 \tag{5.20}$$

Comme nous l'avons exposé dans l'introduction, une telle relation a déjà été mise en évidence théoriquement [Joyce 73] et observée expérimentalement [Flòr 94, Duc 88, Couder 86]. La relation issue des études théoriques de Pasmanter [Pasmanter 94]

$$\omega = -1.4 \frac{\omega}{1.95^2 - \psi^2} \tag{5.21}$$

est totalement confondue avec la relation en sinh dans l'intervalle que nous étudions (courbe bleue sur la figure 5.15).

A partir de ces observations à petite échelle, nous pouvons conclure que, en dépit de la présence d'une circulation verticale dans le front des dipôles en milieu peu profond et d'une forme non circulaire, la relation ω/ψ est proche de celle observée sur les dipôles 2D en milieu stratifié.

5.2.2 Observations à grande échelle

Les expériences réalisées à petite échelle ont permis de mettre en évidence une caractéristique originale des dipôles en milieu peu profond: la présence d'une circulation



Figure 5.15 : Relation entre la vorticité et la fonction de courant au sein du dipôle (symbôles +) et comparaison avec les équations linéaire 5.18 (trait vert) et non linéaire 5.19, 5.20 et 5.21 (confondues dans le trait bleu)

verticale sur le front du dipôle (rouleau frontal). Elles ont également montré la non linéarité de la relation ω/ψ dans le dipôle.

Le dispositif expérimental utilisé à grande échelle permet de générer des structures tourbillonnaires de beaucoup plus grande taille (typiquement 2m), d'enregistrer l'évolution temporelle du dipôle au cours du temps et d'analyser, à l'aide des 3 tranches laser, le dipôle sur la profondeur. Rappelons que les erreurs commises sur la mesure des champs de vitesse sont inférieures à 2% et que celles réalisées sur les calculs des champs de vorticité, de fonction de courant et de divergence horizontales sont inférieures à 4%.

Les observations qualitatives ont été réalisées en ajoutant du colorant (fluorescéïne) dans le fluide injecté ou des traceurs dans tout le milieu. Les traces des particules sur les photographies de la figure 5.16 révèlent la structure globale du dipôle constitué de deux circulations contrarotatives. Une observation plus attentive met en évidence la présence de pertubations au sein de l'écoulement principal

Turbulence de petite échelle

La photographie du haut prise à $t^* = 22.1$ montre la présence d'une zone perturbée au front du dipôle. Cette zone est caractérisée par des mouvements turbulents de petite échelle. On note également qu'aux centres des circulations, bien que les traces des particules indiquent globalement des lignes concentriques, les mouvements sont lents et irréguliers. Cette observation confirme les résultats obtenus à petite échelle. Dans la partie centrale où la vitesse est maximale, entre les deux circulations, l'écoulement est relativement stable. De même l'écoulement périphérique, sur les côtés et à l'arrière du dipôle est bien structuré. En observant les mouvements sur les côtés du dipôle (aux limites du champ de visualisations), on constate qu'il n'y a pas de turbulence produite par cisaillement latéral aux frontières du dipôle. Sur la photographie prise à $t^* = 42$ (bas), la taille du dipôle a augmenté. La zone perturbée demeure au front du dipôle mais elle s'étend



Figure 5.16 : Traces de particules pour un dipôle C = 3.2 et Re = 50000 à $t^* = 22.1$ (photographie du haut) et $t^* = 42$ (photographie du bas)



Figure 5.17 : Mise en évidence de la zone perturbée dans la dipôle, C = 3.2, Re = 50000, $t^* = 41$

désormais dans tout l'écoulement encadré par des points blancs sur la figure 5.17. Elle s'étend sur la partie avant et les côtés du dipôle. On voit que les mouvements du fluide y sont peu structurés. Nous avons également ajouté du colorant dans le fluide injecté. La photographie de la figure 5.18 nous confirme la présence d'une zone perturbée à l'avant du dipôle. En effet, on peut observer la présence de petites structures tourbillonnaires dans toute la partie frontale du dipôle.

Ces observations sont confirmées par la mesure de champ de vorticité réalisée sur un dipôle généré avec C = 4.8 et Re = 50000. Le champ de vorticité présenté sur la figure 5.19 est issu de la tranche située à mi-profondeur. On note la présence de mouvements de petite échelle associés à des zones de cisaillement représentées par les petites taches de vorticité. Ils se situent principalement dans le croissant délimitant la partie frontale du dipôle.



Figure 5.18 : Visualisation de la zone avant perturbée par colorant



Figure 5.19 : Champ de vorticité (s^{-1}) d'un dipôle en milieu peu profond (C = 3.2, Re = 50000, t^{*} = 14), mi-profondeur

Ces observations semblent indiquer que la turbulence de petite échelle est produite dans la partie frontale du dipôle avant d'être transportée par l'écoulement principal. On peut également supposer que la condition d'adhérence sur le fond solide est instable et génère de la turbulence de petite échelle. Ces deux hypothèses seront développées par la suite (voir section 5.3.1). La turbulence que nous observons n'a pas été observée durant nos expériences à petite échelle où les dipôles étaient laminaires. On peut supposer que les nombres de Reynolds mis en jeu pendant la campagne de mesures au Master étaient trop faibles pour exciter un spectre de structures aussi large que lors des expériences à grande échelle sur la plaque Coriolis.

Mouvements verticaux

Les expériences réalisées à petite échelle au laboratoire MASTER ont mis en évidence la présence de mouvements verticaux dans les dipôles en milieu peu profond. Ces mouvements verticaux sont principalement concentrés dans une circulation d'axe horizontal occupant toue la partie frontale du dipôle. Le dispositif expérimental disponible sur la plate-forme Coriolis ne permet pas de visualisations dans le plan vertical. Nous avons donc chercher à mettre en évidence la présence du rouleau frontal à partir des données obtenues dans le plan horizontal.

Tout d'abord, nous avons comparé les champs de vitesse du dipôle présenté précédemment (C = 3.2, Re = 50000) sur les tranches haute et basse (figure 5.20). Le vecteur le plus long représente une vitesse de 0.34cm/s. Les deux champs de vitesse possèdent une structure générale assez proche. Cependant, une différence notable existe au niveau du front du dipôle. En effet, sur la tranche du haut les vecteurs vitesse indiquent que l'écoulement semble "sortir" du dipôle alors que sur la tranche du bas le fluide tend à pénétrer à l'intérieur du dipôle. Ces déplacements en sens contraire sont un premier indice de la présence d'une circulation verticale dans le front du dipôle. Son existence est confirmée



Figure 5.20 : Champs de vitesse haut à $t^* = t/t_{inj} = 18.4$ (figure gauche) et bas à $t^* = t/t_{inj} = 18.6$ (figure droite), dimensions latérales en mètres, intensité maximale 0.34 cm/s

par la visualisation des champs de $\partial w/\partial z$. L'écoulement étant incompressible, la divergence du champ de vitesse est nulle. On peut donc calculer le gradient de la composante verticale de la vitesse w suivant la verticale z à partir du champ de vitesse horizontal de la façon suivante:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \tag{5.22}$$

La distribution de $\partial w/\partial z$ dans le dipôle, représentative de l'intensité des mouvements verticaux, est exposée sur la figure 5.21. On observe en premier lieu que $\partial w/\partial z$ n'est pas uniformément nul, l'écoulement n'est pas parfaitement 2D. On note ensuite que les mouvements verticaux sont principalement concentrés dans la partie frontale du dipôle, dans deux bandes concentriques de signes opposés. En comparant les champs haut et bas on voit que les signes de $\partial w/\partial z$ dans ces bandes s'inversent. Cela révèle la présence d'une circulation d'axe horizontal, interceptée par les tranches laser haute et basse. On représente schématiquement cette situation dans le plan vertical sur la figure 5.22. Le dipôle se propage de gauche à droite entre le fond solide et la surface libre dans un milieu


Figure 5.21 : Champs de divergence (s^1) haut à $t/t_{inj} = 18.4$ (figure gauche) et bas à $t/t_{inj} = 18.6$ (figure droite)

au repos symbolisé par les points dans la partie droite du schéma. La turbulence de petite échelle n'est pas représentée, seul l'écoulement moyen apparait. Dans ce cadre, on schématise l'écoulement Q2D dans le corps du dipôle par de longues traces horizontales (partie gauche du schéma) et le rouleau frontal par une ellipse (partie centrale). On voit que le rouleau occupe toute la profondeur du milieu. Il est intercepté par les deux tranches laser haute et basse, ce qui rend correctement compte des mouvements mesurés sur la figure 5.20 et des résultats de la figure 5.21.

Relation ω/ψ

De la même manière que nous l'avons fait avec les expériences réalisées à petite échelle, nous représentons la relation entre la vorticité ω et la fonction courant ψ dans les dipôles en milieu peu profond (figure 5.23). Le champ de vitesse utilisé est issu de la tranche du milieu. La figure de gauche représente le calcul direct à partir des champs de vitesse. La dispersion des résultats indique la présence de mouvements turbulents de petite échelle au sein de l'écoulement principal. Pour évaluer la relation ω/ψ de l'écoulement principal quasi-bidimensionnel et éviter les pertubations provoquées par la turbulence de petite



Figure 5.22 : représentation schématique du rouleau frontal



Figure 5.23 : Relation entre la vorticité et la fonction courant pour C = 3.2, Re = 50000and $t^* = 58.3$

échelle, nous avons moyenné les valeurs de la vorticité dans des intervalles de fonction courant de $5.10^{-4}cm^2.s^{-1}$. Le résultat est représenté sur la partie droite de la figure 5.23. Nous pouvons alors identifier la non linéarité de la relation ω/ψ de l'écoulement principal du dipôle. Une relation en *sinh*, telle que nous l'avons montré dans les dipôles laminaires à petite échelle, est une meilleure approximation.

5.2.3 Résumé des observations

Les observations réalisées lors de nos campagnes expérimentales sur les dipôles en milieu peu profond, à la fois à petite et grande échelle, ont mis en évidence de nombreuses caractéristiques originales.

En premier lieu, la présence d'un rouleau frontal qui se déplace en suivant le dipôle. Il occupe toute la profondeur du milieu. Il a été observé aussi bien à petite qu'à grande échelle. Un lien peut être établi avec les résultats expérimentaux de Lin et al. [Lin 03]. Durant leurs expériences sur les tourbillons monopolaires en eau peu profonde, ils ont mis en évidence la présence de circulations secondaires d'axe horizontal au sein même de l'écoulement principal Q2D. Ces circulations sont d'autant plus nombreuses et développées que la hauteur d'eau est importante. Lorsque le confinement vertical augmente, seule une circulation verticale subsiste. Elle se situe dans la partie avant (dans le sens de translation) du monopôle et occupe à peu près la moitié inférieure de la hauteur d'eau.

La présence de turbulence de petite échelle à l'intérieur de l'écoulement principal a uniquement été observée lors de nos expériences sur la plaque Coriolis. Son absence dans les dipôles de petite échelle (expériences au MASTER) s'explique par le fait que les nombres de Reynolds atteints dans ce cas sont trop faibles pour exciter un spectre de structures aussi large qu'à grande échelle. La présence de turbulence 3D de petite échelle au sein d'un écoulement Q2D a été observée expérimentalement dans différents types d'écoulements forcés en milieu peu profond: dans les sillages plans [Chen 95], dans dans cette dynamique complexe.

Nous avons également étudié la relation ω/ψ au sein des dipôles en milieu peu profond. La relation en *sinh* proposée par Flòr [Flòr 94] pour les dipôles en milieu stratifié se rapproche davantage de nos résultats que la relation linéaire.

Conditions de quasi-bidimensionnalité

Différentes conditions caractérisant la quasi-bidimensionnalité des écoulements en milieux peu profonds sont présentes dans la littérature. Il s'agit ici de savoir si les observations que nous avons effectuées pour des nombres de confinement importants, typiquement C > 2, remplissent ces conditions.

Comme nous l'avons présenté dans l'introduction, Dolzhanskii et al. [Dolzhanskii 92] ont proposé une condition définissant la quasi-bidimensionnalité d'un écoulement en milieu peu profond. Les écoulements en milieu peu profond sont contrôlés par deux paramètres adimensionnels: le nombre de Reynolds traditionnel $Re = UL/\nu$ et un nombre de Reynolds basé sur la friction $Re_f = U/\lambda L$. Dans ces expressions, U et L sont respectivement les échelles caractéristiques de vitesse et d'extension latérale, ν la viscosité cinématique et λ est le coefficient de friction externe défini par $\lambda = 2\nu/H^2$ pour un milieu de profondeur H. La condition de quasi-bidimensionnalité proposée par Dolzhanskii est $Re_f \ll Re$. Elle peut s'exprimer sous la forme $H^2/2L^2 \ll 1$.

A petite échelle, on peut considérer les valeurs H = 0.02m et D = 0.2m comme étant réprésentatives des structures tourbillonnaires observées lorsque C > 2. Dans ce cas, $H^2/2L^2 = 5.10^{-3} \ll 1$. De la même façon, à grande échelle on retiendra les valeurs caractéristiques suivantes: H = 0.2m et D = 2m. Ce qui conduit au même résultat $H^2/2L^2 = 5.10^{-3} \ll 1$. Dans les deux cas, les écoulements peuvent être considérés Q2D au sens de Dolhanskii et al..

Dans un cadre plus particulier, Satijn et al. [Satijn 01] ont également proposé une condition caractéristique de la quasi-bidimensionnalité d'un écoulement en milieu peu profond. L'écoulement étudié est un monopôle axisymétrique. La quasi-bidimensionnalité de l'écoulement est caractérisée en fonction de deux nombres adimensionnels proches de ceux utilisés par Dolzhanskii. L'écoulement est aussi contrôlé par les nombres de Reynolds interne Re et externe Re_{f} , mais ceux-ci s'expriment en fonction de la vorticité caractéristique de l'écoulement ω : $Re = \frac{L^2 \omega}{\nu}$ et $Re_{\lambda} = \frac{\omega}{\lambda}$. Le paramètre de friction est défini par $\lambda = \frac{\pi^2 \nu}{4H^2}$. Lors de nos expériences à petite échelle, la vorticité caractéristique peut s'exprimer en fontion de la vitesse et de la longueur caractéristiques: $\omega = U/2L$. En introduisant les valeurs U = 0.01 m/s et L = 0.2m, on obtient $\omega = 0.025 s^{-1}$. Ainsi Re = 1000 et $Re_f = 4$. En introduisant ces valeurs dans le diagramme établi d'après les simulations numériques de Satijn et al., on constate que l'écoulement est nettement Q2D. A grande échelle, les nombres de Reynolds internes atteints sont trop importants pour permettre la comparaison avec les écoulements étudiés par Satijn et al. [Satijn 01]. Toutefois, en raison de la nature différente des tourbillons (monopôles et dipôles), une telle comparaison doit être faite avec précaution.

Ainsi on constate que les conditions de quasi-bidimensionalité proposées dans la littérature sont globalement satisfaites par les structures tourbillonnaires (dipôles) que nous avons observées pour C > 2. Cependant, des mouvements verticaux restent systématiquement présents dans les dipôles en milieu peu profond. Lors des expériences à grande échelle, nous avons observé la présence de turbulence 3D à l'intérieur de l'écoulement principal. Le chapitre suivant a pour objectif de détailler la structure des dipôles en milieu peu profond, et notamment de préciser la nature et l'origine de ces mouvements perturbateurs de la quasi-bidimensionnalité.

5.3 Modèle théorique

Les modèles théoriques de dipôle purement 2D de type Lamb-Chaplygin exposés plus haut ont été utilisés avec succès pour décrire les champs hydrodynamiques de dipôles en milieu stratifié [Flòr 94]. Nos expériences ont mis en évidence des phénomènes spécifiques qui limitent fortement les analogies avec ce type de modèle théorique: présence de mouvements verticaux dans le rouleau frontal et, dans le cas des dipôles turbulents observés sur la plaque Coriolis, de turbulence 3D au sein de l'écoulement Q2D. Ces processus particuliers ont motivé la création d'un modèle théorique original capable de décrire la dynamique des dipôles en milieu peu profond.

Nous cherchons à modéliser le comportement de nos dipôles, leur évolution au cours du temps et à comprendre les mécanismes physiques que nous avons observé. Notre modèle vise à décrire l'évolution d'un dipôle de vitesse caractéristique U et de rayon a, évoluant dans un milieu de profondeur H (représentation schématique 5.24). Il est donc assimilé à un cylindre de volume proportionnel à a^2H .

Dans ce qui suit, notre analyse est basée sur l'évolution de deux quantités caractéristiques du dipôle: sa quantité de mouvement P et son énergie cinétique E, toutes deux rapportées à la masse volumique. Elles sont évaluées par les expressions suivantes:

$$P \approx Ua^2 H \qquad E \approx U^2 a^2 H \tag{5.23}$$

5.3.1 Turbulence de petite échelle

Les dipôles observés expérimentalement à grande échelle sont caractérisés par un écoulement principal Q2D au sein duquel évolue une turbulence 3D de petite échelle. Deux hypothèses peuvent être avancées quant à l'origine de cette turbulence. La première est l'instabilité de la couche limite sur le fond solide. Dans ce cas, la couche limite est turbulente, elle est génératrice d'instabilités tout au long de l'évolution du dipôle. La



Figure 5.24 : Modèle de dipôle

deuxième hypothèse suppose que le rouleau frontal est la zone de production de petite échelle. On a vu que ce rouleau frontal était une zone fortement perturbée. Dans ce cas, les petites structures produites sont transportées passivement dans le corps du dipôle par l'écoulement principal.

Nous voulons maintenant à estimer la contribution de chacun de ces deux processus dans la production de turbulence 3D.

5.3.2 Stabilité de la couche limite

On cherche dans un premier temps à évaluer l'épaisseur de la couche limite visqueuse δ . L'équilibre de cette couche se traduit par une égalité du temps de diffusion et du temps d'advection. On peut l'écrire:

$$\frac{\delta^2}{\nu} \approx \frac{H}{U} \tag{5.24}$$

L'épaisseur de la couche limite peut alors être évaluée de la façon suivante:

$$\delta \approx \sqrt{\nu \frac{H}{U}} \tag{5.25}$$

ou en considérant comme précédemment l'épaisseur de la couche de Stokes

$$\delta_s \approx \sqrt{\frac{\nu}{\omega}} \approx \sqrt{\frac{2\pi\nu a}{U}} \tag{5.26}$$

En prenant les valeurs caractéristiques $U = 0.02 \ m/s$, $a = 1 \ m$ et $H = 0.3 \ m$, on peut alors faire deux estimations du nombre de Reynolds de la couche limite, basé sur son épaisseur, $Re_{\delta} \approx 80$ ou $Re_{\delta_s} \approx 300$. On est donc à la limite d'une couche limite intrinsèquement turbulente.

Nous supposerons par la suite qu'il n'y a pas ou peu de turbulence produite par la couche limite et que le rouleau frontal est le seul responsable de production de turbulence de petite échelle.

5.3.3 Equilibre énergétique

La dissipation de l'énergie cinétique peut s'écrire:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dUP}{dt} = U\frac{dP}{dt} + P\frac{dU}{dt}$$
(5.27)

La contribution de chacun des deux termes de droite de l'équation (5.27) peut être évaluée de la façon suivante:

Estimation de $P\frac{dU}{dt}$: Ce terme est associé à la production de turbulence dans le rouleau frontal, caractérisé par son épaisseur H et son volume "actif" aH^2 . Le taux de dissipation d'énergie dans le rouleau s'écrit comme le produit de la dissipation volumique [Lesieur 94] par le volume "actif". La dissipation volumique s'écrit u'^3/l avec u' fluctuation turbulente et l longueur caractéristique de la turbulence. On suppose que cette dissipation est proportionelle à U^3/H . La relation entre u'^3/l et U^3/H ne sera pas calculée explicitement mais integrée dans la comparaison du modèle global avec les résultats expérimentaux:

$$P\frac{dU}{dt} \approx -\frac{U^3}{H}aH^2 \approx -U^3aH \approx -\frac{EU}{a}$$
(5.28)

On note que le temps de dissipation à l'échelle a est de l'ordre de a/U. Il est du même ordre que le temps d'organisation 2D. Il n'y a donc pas de véritable dynamique 2D. L'équation (5.23) permet d'exprimer le rayon de la façon suivante:

$$a \approx P^{1/2} U^{-1/2} H^{-1/2} \tag{5.29}$$

Ainsi, l'équation (5.28) devient:

$$P\frac{dU}{dt} \approx -P^{1/2}U^{-5/2}H^{1/2} \tag{5.30}$$

Estimation de $U\frac{dP}{dt}$: Ce terme est nul si la quantité de mouvement reste constante. Une propriété remarquable des dipôles 2D est de transporter la quantité de mouvement comme le ferait un corps solide, c'est à dire sans pertes. Nous avons observé des mouvements verticaux significatifs au sein des dipôles en milieu peu profond. On cherche à savoir dans quelle mesure ces structures tourbillonnaires, aux temps de vie relativement longs, sont capables de transporter la quantité de mouvement.

La dissipation de la quantité de mouvement a essentiellement lieu au niveau des frontières horizontales du dipôle [Voropayev 91]. Dans le cas des dipôles en milieu peu profond, la frontière supérieure est la surface libre caractérisée par une condition de glissement. La dissipation se produit donc par frottement sur le fond solide:

$$\frac{dP}{dt} \approx \nu \int_{z=0} \frac{\partial v}{\partial z} dr^2$$
(5.31)

or $\partial v / \partial z \approx U / \delta$. L'équation (5.31) devient:

$$\frac{dP}{dt} \approx \nu \frac{Ua^2}{\delta} \tag{5.32}$$

En introduisant $\delta \approx \sqrt{\nu \frac{H}{U}}$, le terme $U \frac{dP}{dt}$ peut s'écrire:

$$U\frac{dP}{dt} \approx -\nu^{1/2} U^{5/2} H^{-1/2} a^2$$
(5.33)

Comparaison des deux termes En intégrant les deux termes (5.28) et (5.33), l'expression de la dissipation de l'énergie cinétique (5.27) devient:

$$\frac{dE}{dt} \approx -U^3 a H - \nu^{1/2} U^{5/2} H^{-1/2} a^2$$
(5.34)

Pour comparer le poids respectif de chacun de ces termes, ecrivons leur rapport:

$$\frac{P\frac{dU}{dt}}{U\frac{dP}{dt}} = U^3 a H \nu^{-1/2} U^{-5/2} H^{1/2} a^{-2} = U^{1/2} H^{3/2} a^{-1} \nu^{-1/2}$$
(5.35)

Comme nous l'avons déjà présenté, la paramétrisation des écoulements en milieu peu profond fait apparaitre deux nombres de Reynolds: le nombre de Reynolds traditionnel $Re = UL/\nu$ et le nombre de Reynolds basé sur la friction $Re_f = U/\lambda L$. ($\lambda = 2\nu/H^2$ pour un milieu de profondeur H). En appliquant ces définitions à nos dipôles, on peut définir les deux nombres de Reynolds suivants:

$$Re_a = \frac{Ua}{\nu} \tag{5.36}$$

$$Re_f = \frac{UH^2}{2a\nu} \tag{5.37}$$

L'expression 5.35 peut alors s'exprimer de la façon suivante:

$$\frac{P\frac{dU}{dt}}{U\frac{dP}{dt}} = \left(\frac{UH^2}{2a\nu}\right)^{3/4} \left(\frac{Ua}{\nu}\right)^{-1/4}$$
(5.38)

$$= (2Re_f)^{3/4} (Re_a)^{-1/4}$$
(5.39)

$$= 1.68 \left(\frac{Re_f^3}{Re_a}\right)^{1/4} \tag{5.40}$$

On peut alors caractériser l'importance relative des deux termes $U\frac{dP}{dt}$ et $P\frac{dU}{dt}$ dans la dissipation de l'énergie cinétique. On distingue deux régimes possibles:

- Si $\left(\frac{Re_f^3}{Re_a}\right)^{1/4} > 1$ $\left(Re_f^3 >> Re_a\right)$, le terme PdU/dt domine, le rouleau frontal a un rôle prépondérant, la dissipation de quantité de mouvement peut être négligée.

- Si $(\frac{Re_f^3}{Re_a})^{1/4} < 1$ $(Re_f^3 < Re_a)$, la quantité de mouvement ne peut plus être considérée constante. Le cas $Re_f \ll Re_a$ rejoint les reflexions menées sur la paramétrisation de la friction dans les équations en eau peu profonde, entre autres par Clercx et al. [Clercx 03]. Le régime atteint par l'écoulement est essentiellement contrôlé par la friction sur le fond. Celle-ci limite la croissance des gros tourbillons cohérents par cascade inverse d'énergie.

5.3.4 Evolution de la vitesse et de rayon

Dans le cas où la quantité de mouvement est constante, on peut déduire des lois d'évolution de la vitesse et du rayon caractéristiques à partir de l'équation 5.30.

$$U \approx \left(\frac{P}{H}\right)^{1/3} (t - t_0)^{-2/3} \qquad a \approx \left(\frac{P}{H}\right)^{1/3} (t - t_0)^{1/3} \tag{5.41}$$

L'évolution temporelle de la taille du dipôle en $t^{1/3}$ est similaire à celle du modèle de dipôle en fluide stratifié proposé par Voropayev et al. [Voropayev 91]. Notons que ce modèle considère l'entrainement du fluide extérieur dans un dipôle totalement laminaire, sans dissipation turbulente.

5.4 Comparaison modèle théorique - expériences

5.4.1 Quantité de mouvement

La première étape dans la validation de notre modèle de dipôle en milieu peu profond est de quantifier l'évolution de la quantité de mouvement et de la comparer à l'évolution de l'énergie cinétique.

Les résultats obtenus avec six dipôles à grande échelle avec des trajectoires quasirectilignes sont présentés. A partir des trois tranches horizontales, les champs de vitesses horizontaux (u, v) sont mesurés par PIV tout au long de l'évolution des dipôles. La quantité de mouvement et l'énergie cinétique (rapportées à la masse volumique) sont calculées de la façon suivante:

$$P = \sqrt{(\sum_{S} udS)^2 + (\sum_{S} vdS)^2} \qquad E = 1/2\sum_{S} (u^2 + v^2)dS \tag{5.42}$$

où S est la surface du maillage PIV et dS l'élément de surface. On calcule ensuite la moyenne, à chaque instant, entre les valeurs obtenues sur chaque tranche. En divisant P et E par leurs valeurs maximales respectives (valeurs initiales), on obtient la quantité de mouvement réduite P^* et l'énergie cinétique réduite E^* .

Les figures 5.25 et 5.26 présentent l'évolution comparée de P^* et E^* au cours du temps pour six dipôles différents respectivement représentées par les symboles \circ et +. Le temps adimensionnel est défini par $t^* = t/t_{inj}$. L'instant $t^* = 0$ correspond au début de l'aquisition PIV.

Dans tous les cas, on constate que la quantité de mouvement se dissipe moins que l'énergie cinétique. Cependant, la dissipation de la quantité de mouvement apparait toujours significative. Durant l'évolution des dipôles en milieu peu profond la quantité de mouvement n'est pas parfaitement conservée. La dissipation de quantité de mouvement est liée à la friction sur le fond solide (terme $U\frac{dP}{dt}$ dans l'équation (5.27)).



Figure 5.25 : Evolution de la quantité de mouvement réduite et de l'énergie cinétique réduite pour C = 8 (Re = 50000) and C = 4.8 (Re = 50000)

Nous avons vu plus haut que le poids de chacun des termes $U\frac{dP}{dt}$ et $P\frac{dU}{dt}$ dans la dissipation de l'énergie cinétique pouvait être représenté par $(\frac{Re_f^3}{Re_a})^{1/4}$. Nous calculons les valeurs de Re_f , Re_a et $(\frac{Re_f^3}{Re_a})^{1/4}$ pour chaque dipôle, au début et à la fin de l'acquisition. La vitesse caractéristique U est déterminée sur l'axe du dipôle et le rayon a est défini comme la distance entre les centres des circulations, calculée avec la méthode définie plus bas. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.1.

On note tout d'abord que Re_f et Re_a sont à priori indépendants de C. On observe ensuite que le rapport $(\frac{Re_f^3}{Re_a})^{1/4}$ est toujours supérieur à 1. Cela signifie que, dans l'expression 5.27, le terme $P\frac{dU}{dt}$ domine nettement le terme lié à la dissipation de quantité de mouvement $U\frac{dP}{dt}$. En première approximation, on pourra donc négliger le terme $U\frac{dP}{dt}$ ce qui équivant à considérer la quantité de mouvement constante au cours du temps. Cependant, même s'il reste supérieur à 1, le rapport $(\frac{Re_f^3}{Re_a})^{1/4}$ diminue au cours du temps. On peut donc supposer que le régime que nous considérons ici, en ne considérant que la



Figure 5.26 : Evolution de la quantité de mouvement réduite et de l'énergie cinétique réduite pour C = 3.2 (Re = 50000), C = 2.2 (Re = 50000), C = 1.7 (Re = 75000) et C = 1.7 (Re = 50000)

С	Re_{inj}	Re_f initial	Re_a initial	$(Re_f^3/Re_a)^{1/4}$ initial	Re_f final	Re_a final	$(Re_f^3/Re_a)^{1/4}$ final
8	50000	$3.05e^{3}$	$6.78e^{4}$	25.4	$5.94e^{2}$	$3.88e^{4}$	8.57
4.8	50000	$8.11e^{3}$	$3.68e^{4}$	11	$5.36e^{2}$	$2.43e^{4}$	8.92
3.2	50000	$1.19e^{3}$	$1.94e^{4}$	17.2	$2.36e^{2}$	$1.07e^{4}$	5.92
2.2	75000	$2.1e^{3}$	$2.19e^{4}$	25.5	$6.22e^{2}$	$1.72e^{4}$	10.9
1.7	50000	$9.8e^{3}$	$1.6e^{4}$	15.6	$5.51e^{2}$	$1.3e^{4}$	10.7
1.7	50000	$2.37e^{3}$	$3.13e^{4}$	25.5	$5.21e^{2}$	$1.67e^{4}$	9.59

Tableau 5.1 : Calcul de Re_f , Re_a et $(\frac{Re_f^3}{Re_a})^{1/4}$ pour chaque dipôle

dissipation d'énergie cinétique dans le rouleau frontal, va progressivement laisser place à un régime où les effets liés à la dissipation de la quantité de mouvement ne seront plus négligeables.

Nous avons donc montré que l'hypothèse de la conservation de la quantité de mouvement P = cste pouvait être posée en première approximation. Cette hypothèse permet d'écrire des lois simples d'évolution de la vitesse caractéristique et du rayon du dipôle présentées dans l'équation (5.41).

5.4.2 Validation du modèle

Notre modèle théorique permet d'écrire des lois d'évolution (eq. (5.41)) de la vitesse caractéristique du dipôle et de son rayon. Il prédit une évolution de la vitesse de la forme $U = A(t - t_0)^{-2/3}$ où t_0 est défini par $U(t_0) = U_0$ avec U_0 la vitesse initiale du dipôle et A une constante et du rayon sous la forme $a = B(t - t_0)^{1/3}$ où t_0 est défini par $a(t_0) = a_0$ avec a_0 rayon initial du dipôle. Les valeurs réduites que nous utilisons sont définies en divisant les valeurs mesurées au cours du temps par les valeurs initiales: $U^* = U/U_0$ et $a^* = a/a_0$.

Evolution de la vitesse caractéristique

La figure 5.27 présente les évolutions de la vitesse caractéristique réduite (adimensionnée par la vitesse initiale) sur les trois tranches comparées aux prévisions du modèle théorique. On note dans tous les cas un bon accord entre les prévisions du modèle et les mesures expérimentales pour l'évolution de la vitesse.

La constante A prend respectivement les valeurs: 3.4, 10, 12, 16, 23 et 20. Sur la figure 5.28, les valeurs expérimentales A_{exp} sont comparées à une évolution de type $A = 36.8C^{-1}$. L'évolution de la vitesse caractéristique réduite des dipôles en milieu peu profond au cours



Figure 5.27 : Evolution de la vitesse caractéristique réduite sur la tranche haute (symboles *), la tranche moyenne (symboles +) et la tranche du bas (symboles \circ), comparée avec un modèle théorique $U^* = A(t^* - t_0^*)^{-2/3}$ (ligne continue)



Figure 5.28 : Constante A: valeurs expérimentales A_{exp} et loi puissance $A = 36.8C^{-1}$ en fonction de C

du temps et en fonction du nombre de confinement est décrite par l'expression:

$$U^* = 36.8C^{-1}(t^* - t_0^*)^{-2/3}$$
(5.43)

Physiquement, cette loi se traduit par une diminution d'autant plus rapide de la vitesse du dipôle que celui-ci évolue dans un milieu confiné.

Nous avons considéré que, lors de la propagation du dipôle, la friction sur le fond avait une influence négligeable devant la dissipation turbulente dans le rouleau frontal. Lorsque la friction sur le fond est intégré sous la forme d'un terme linéaire dans les équations 2.4, la vitesse évolue comme une exponentielle décroissante du temps. L'évolution de la vitesse du dipôle pourrait être qualitativement assimilée à une décroissance exponentielle, le problème est alors de définir le temps caractéristique. En reprenant les reflexions proposées par Clercx et al. [Clercx 03], la vitesse peut s'écrire: $v(t) = v_0(t)e^{-t/Re_f}$ avec t temps



Figure 5.29 : Evolution de la vitesse caractéristique réduite sur la tranche haute (symboles *), la tranche moyenne (symboles +) et la tranche du bas (symboles \circ), comparée avec un modèle théorique $U^* = U_0(t)e^{-t^*/Re_f}$ (ligne continue)

adimensionnel . En comparant ce type de prédiction avec nos mesures expérimentales, on constate que les phénomènes dissipatifs ne sont pas correctement pris en compte 5.29.

Evolution du rayon

Pour mesurer l'évolution de ce rayon au cours du temps, la procédure suivante a été utilisée: le rayon du dipôle est identifié à partir des champs de vorticité issus de champs de vitesse obtenus par PIV. En repérant à chaque instant la position des extrema de vorticité, on connait la position des centres des circulations et on en déduit ainsi le rayon a.

La figure 5.30 présente les évolutions du rayon réduit (adimensionné par le rayon initial) sur les trois tranches comparées aux prévisions du modèle théorique. La constante B prend respectivement les valeurs: 0.6, 0.2, 0.1, 0.2, 0.2 et 0.1.

La comparaison entre les mesures et le modèle produit des résultats moins bons que précédemment. En effet, le rayon du dipôle, identifié comme la distance entre les centres des deux circulations, ne s'accroit pas systématiquement au cours du temps. Dans les cas



Figure 5.30 : Evolution du rayon réduit sur la tranche haute (symboles *), la tranche moyenne (symboles +) et la tranche du bas (symboles °), comparée avec un modèle théorique $a = B(t^* - t_0^*)^{1/3}$ (ligne continue)



Figure 5.31 : Champs de vorticité à t = 51.2s et t = 263s, à mi-profondeur, C = 1.7, Re = 75000

C = 4.8 et C = 1.7, il a tendance à diminuer au cours du temps. Dans les autres cas, un accord raisonnable apparaît entre les mesures et les prévisions du modèle. En comparant les distributions de vorticité du dernier cas présenté (C = 1.7) sur la figure 5.31, on constate que les centres des circulations ont effectivement tendance à se rapprocher. Dans ce cas, la taille du dipôle s'accroît par diffusion latérale. Il est cependant difficile de déterminer une limite latérale au dipôle pour comparer avec la loi d'évolution proposée par le modèle théorique.

D'autre part, la mesure des rayons sur les trois tranches des dipôles mettent en évidence un phénomène oscillatoire. En effet, on constate dans tous les cas des oscillations de la valeur du rayon autour de l'évolution moyenne. Ces oscillations ne sont pas les mêmes sur chaque tranche, il y a un décalage de phase. Cela signifie que les axes principaux de vorticité ne restent pas parallèles au cours du temps. Les dipôles sont ainsi soumis à des oscillations symmétrique par rapport à leur plan axial, qui tendent à les rendre coniques suivant la verticale, alternativement dans un sens puis dans l'autre. On remarque que ce phénomène est peu marqué dans le cas le plus confiné C = 8. Les expériences réalisées sur les dipôles en colonne (extension verticale grande devant la taille horizontale) ont mis en évidence trois formes d'instabilités: deux types antisymmétriques (elliptique [Leweke 98] et zigzag [Billant 00]) et un type symmétrique [Crow 70]. Cette dernière instabilité ne peut pas être comparée à nos observations en raison de sa grande longueur d'onde (environ huit fois le rayon du dipôle). Des mesures plus précises seront nécessaires pour analyser ces oscillations des dipôles en milieu peu profond.

5.4.3 Bilan sur le modèle

Nous avons modélisé le comportement des dipôles turbulents en milieu peu profond en négligeant les effets de la dissipation de la quantité de mouvement. Nous supposons que la dissipation de l'énergie cinétique du dipôle est essentiellement dûe à la production de turbulence 3D au sein du rouleau frontal. Ces hypothèses se vérifient d'autant mieux que le rapport $\left(\frac{Re_f^3}{Re_a}\right)^{1/4}$ est grand $(Re_f \text{ et } Re_a \text{ sont les nombres de Reynolds caractérisant le$ dipôle). La comparaison avec les résultats expérimentaux montre un bon accord généralentre les prédictions du modèle et les mesures, en particulier pour la loi d'évolution de $la vitesse caractéristique réduite <math>U^* = 36.8C^{-1}(t^* - t_0^*)^{-2/3}$. Les hypothèses utilisées pour construire le modèle peuvent être considérées comme représentatives des mécanismes physiques en jeu durant l'évolution des dipôles turbulents en milieu peu profond.

5.5 Déformée de la surface libre

Un écoulement dans un milieu fluide borné par une surface libre engendre des variations de pression dans le milieu qui peuvent se traduire par des déformations de la surface libre. Nous cherchons à savoir dans quelle mesure les dipôles se propageant dans un milieu peu profond sont susceptibles de déformer la surface libre. Il s'agit d'évaluer la déformée de la surface libre à partir des champs de vitesse obtenus par PIV. Si les déformations observées sont significatives, on pourra alors mettre en place le processus inverse: la détection de dipôles par mesure de déformée de surface libre.

5.5.1 Hypothèses de calcul

Les dipôles en milieu peu profond sont caractérisés par la présence de mouvements verticaux significatifs principalement concentrés dans le rouleau frontal. Les mesures que nous avons réalisées par technique PIV produisent des champs de vitesse 2D sur trois tranches réparties sur la profondeur. La reconstruction des champs de pression 3D est donc inaccessible. Par souci de simplification, nous allons supposer ici les dipôles purement 2D en considérant le champ de vitesse obtenu sur la tranche située à mi-profondeur comme représentatif de l'écoulement moyen dans le dipôle. Au regard des temps caractéristiques des phénomènes observés, nous pouvons, en première approximation, considérer les dipôles comme étant stationnaires.

A partir des équations présentées dans la section 2.2.3, nous pouvons relier le champ de vitesse 2D stationnaire \mathbf{v} du dipôle avec la profondeur du milieu H.

$$\mathbf{v}.\nabla\mathbf{v} = -g\nabla H \tag{5.44}$$

où g est l'accélération de la gravité. Nous résolvons numériquement l'équation:

$$\nabla(\mathbf{v}.\nabla\mathbf{v}) = -g\nabla^2 H \tag{5.45}$$

Ainsi, la connaissance des champs de vitesse permet d'accéder à la profondeur du milieu en chaque point et ainsi reconstruire la déformation de la surface libre par rapport à son niveau moyen.

5.5.2 Résultats

Nous exposons sur les figures 5.32 et 5.33, les résultats obtenus pour C = 8 et C = 1.7. Pour ces deux dipôles, nous présentons le champ de vitesse utilisé (tranche du milieu) et la déformée de la surface libre que nous reconstruisons. Deux visualisations de la surface sont présentées, une par rapport à la profondeur totale et l'autre en vue plus rapprochée. Dans le cas le plus confiné, C = 8, présenté sur la figure 5.32, on constate que la présence des deux circulations s'accompagne d'une double dépression de la surface libre. L'abaissement de la surface est maximal aux centres des circulations. La vue plus rapprochée permet de voir que la déformée présente une allure relativement régulière, de quantifier les variations de hauteur (valeur maximale $\approx 2.10^{-2}m$) et de constater que l'asymétrie du dipôle engendre une asymétrie de la déformée de la surface libre.

La figure 5.33 expose les résultats obtenus pour un dipôle C = 1.7. En comparant ces résultats avec ceux obtenus pour un dipôle généré avec C = 8, on peut noter plusieurs différences liées au moindre confinement vertical. Tout d'abord, la déformation de la surface par rapport à son niveau moyen est bien moins importante (valeur maximale $\approx 3.10^{-3}m$). Les vitesses atteintes étant moins grandes, la chute de pression aux centres des circulations reste faible et la déformation de surface libre est modérée. D'autre part le champ de vitesse étant moins structuré, il déforme donc la surface libre de façon moins homogène.

5.5.3 Bilan et perspectives

Nous avons construit un outil simple pour évaluer les déformations de la surface libre engendrées par la présence de dipôles. Nous avons fait l'hypothèse d'un champ de vitesse purement bidimensionnel. Il est alors nécessaire de comparer les résultats obtenus avec des mesures expérimentales afin d'évaluer la validité de nos hypothèses simplificatrices et la précision des résultats obtenus. Durant la campagne de mesures réalisée sur la plaque Coriolis, nous avons utilisé des sondes capacitives afin de quantifier la déformée de la surface libre. Pour ne pas perturber les mesures de vitesse, les sondes étaient disposées en aval de la zone d'acquisition PIV. Il n'est donc pas possible de comparer correctement les



Figure 5.32 : Champ de vitesse et déformée de la surface libre pour C = 8



Figure 5.33 : Champ de vitesse et déformée de la surface libre pour C = 1.7

résultats des calculs et les mesures. On notera tout de même que les ordres de grandeurs obtenus sont identiques.

5.6 Influence de la friction

5.6.1 Introduction

Nous avons présenté une étude détaillée des dipôles se propageant dans un milieu peu profond, entre une surface libre et un fond solide. Le modèle théorique construit à partir des observations expérimentales est basé sur la présence de mouvements verticaux au sein du dipôle. Ces mouvements sont concentrés dans la partie frontale du dipôle, au sein d'un rouleau d'axe horizontal occupant toute la profondeur du milieu. Si le rôle de ce rouleau dans l'écoulement du dipôle a été détaillé, une interrogation majeure demeure quant à son origine. On peut supposer que le rouleau apparait sous l'effet du cisaillement vertical. Ce cisaillement est induit par le fort gradient de vitesse entre l'écoulement moyen et la vitesse nulle liée à la condition d'adhérence sur le fond solide. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons effectué une campagne de mesures dans laquelle nous avons supprimé la condition d'adhérence. Afin d'étudier l'influence de cette condition d'adhérence sur des tourbillons en milieu peu profond, nous nous placons systématiquement dans des cas où le nombre de confinement est supérieur à 2.

Comme nous l'avons déjà exposé dans la partie introductive, les observations réalisées dans ces conditions enrichiront en particulier notre compréhension de la dynamique des tourbillons dans la couche de mélange (ou couche de surface) océanique. L'étude de ces phénomènes intéresse notamment les acteurs de la lutte sous-marine. Les observations que nous avons réalisées sont, faute de temps, uniquement quantitatives. Néanmoins, elles permettent une première analyse du rôle de la friction sur les structures tourbillonnaires en milieu peu profond.

5.6.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental à petite échelle a été utilisé. Afin de supprimer la condition d'adhérence sur le fond solide, nous avons ajouté une couche d'eau saturée en sel (densité d = 1.3) au fond de la cuve. Le milieu peu profond étudié est alors confiné entre la surface libre et une couche de fluide plus lourd. On peut alors distinguer 3 couches superposées (voir schéma 5.34):

- Au fond de la cuve, la couche saturée de densité d=1.3 et d'épaisseur 3mm

- Une interface entre la couche saturée et la couche supérieure d'une épaisseur autour de 2mm.

- La couche supérieure homogène. Elle est identique à celle utilisée lors des expériences sur fond solide. Son épaisseur H est variable et sa densité homogène d=1.1.

Différents types d'observations qualitatives ont été réalisées durant ces expériences. Nous avons disposé des traceurs ou du colorant dans le fluide injecté, ou les deux à la fois.

5.6.3 Observations

Les premières visualisations sont réalisées dans une coupe horizontale de l'écoulement, à mi-profondeur de la couche fluide supérieure. Elles sont exposées sur les figures 5.35, 5.36 et 5.37. On observe la présence d'une bande claire dans la partie supérieure des photographies. Il s'agit d'un élément de la structure de la cuve révélé par l'éclairage par le plan laser, qui n'a aucun contact avec l'écoulement.

Les dynamiques observées sont globalement identiques à celles que nous avons déjà identifiées dans les milieux peu profonds sur fond solide: on assiste à la formation progressive puis la propagation de grosses structures cohérentes horizontales, principalement des



Figure 5.34 : Coupe verticale du milieu



Figure 5.35 : Coupe horizontale d'un dipôle en milieu peu profond sur une couche fluide, $t^* = 15, C = 3.5, Re = 1000, champ de visualisation 30cm \times 23cm$



Figure 5.36 : Coupe horizontale d'un dipôle en milieu peu profond sur une couche fluide, $t^* = 12, C = 3.5, Re = 1000, champ de visualisation 35cm \times 27cm$



Figure 5.37 : Coupe horizontale d'un dipôle en milieu peu profond sur une couche fluide, $t^* = 7, C = 2.8, Re = 1000, champ de visualisation 40 cm \times 31 cm$



Figure 5.38 : Coupe verticale du front d'un dipôle en milieu peu profond sur une couche fluide, $t^* = 8$, C = 3, Re = 1500

dipôles. Cependant, l'observation de ces dipôles révèle des différences importantes avec ceux présentés dans la section 5.2.1:

 la forme des dipôles est nettement moins allongée, elle s'approche de la forme circulaire des modèles théoriques.

 les centres des circulations sont définis plus précisément, il n'y a pas la zone perturbée observée sur les figures 5.9 et 5.10

- les trajectoires des particules sont globalement mieux structurées.

- la zone frontale est moins perturbée.

Cette dernière observation est confirmée par la coupe verticale de la partie frontale du dipôle présentée sur la figure 5.38. La partie inférieure de l'image, plus floue, indique la présence de la couche lourde au fond de la cuve. Le schema de la figure 5.39 résume les observations. On note les mouvements quasi-bidimensionnels (traces longues et horizontales) du corps du dipôle dans la partie gauche de la photographie. La partie droite de l'écoulement correspond au milieu au repos encore non perturbé. Dans la zone de transition, correspondant au front du dipôle, les mouvements ne sont plus quasibidimensionnels, l'écoulement est perturbé par le cisaillement entre le dipôle et le milieu au repos. Mais cette perturbation ne se traduit pas par la formation d'un rouleau frontal tel que nous l'avons observé durant nos expériences réalisées sur fond solide.

Nous avons observées des différences notables entre les dipôles en milieu peu profond



Figure 5.39 : Représentation schématique du dipôle en milieu peu profond sur une couche fluide

évoluant sur un fond solide et ceux évoluant sur une couche fluide. Tout d'abord, on assiste à la disparation des mouvements verticaux structurés dans le rouleau frontal. Le frottement sur fond solide a donc un rôle prépondérant dans la formation dans ce rouleau. La structuration de l'écoulement (symétrie, forme circulaire) est également meilleure lorsque les dipôles évoluent sur une couche fluide. Les dipôles générés en milieu peu profond sur une couche fluide présentent une meilleure similitude avec les observations réalisées en milieu stratifié [Flòr 94]. On peut penser à priori que les modèles théoriques utilisés pour décrire les dipôles bidimensionnels [Lamb 32] seront une bonne représentation des dipôles en milieu peu profond évoluant sur une couche fluide. Lorsqu'ils se propagent sur un fond solide, la présence du rouleau frontal à la fois dans les dipôles laminaires et turbulents limite l'utilisation des modèles 2D. Dans le cas des dipôles turbulents, on a vu que la turbulence de petite échelle était essentiellement produite dans le rouleau frontal. On peut supposer que, comme dans les observations à petite échelle que nous venons de présenter, la suppression de la condition d'adhérence sur le fond amènera la disparition du rouleau frontal. La question principale est alors de savoir si, étant donné les grands nombres de Reynolds atteints, la frontière latérale du dipôle reste stable ou si elle est soumise à des instabilités de type Kelvin-Helmotz. De nouvelles expériences à grande échelle seront nécessaires pour identifier l'éventuelle production de turbulence sur les frontières latérales du dipôle en l'absence du rouleau frontal.

Conclusion

La connaissance des écoulements tourbillonnaires en milieu peu profond présente un intérêt double, à la fois fondamental et appliqué. Les interrogations sur le rôle du confinement vertical appliqué aux tourbillons et plus généralement aux écoulements turbulents sont au coeur des préoccupations actuelles des mécaniciens des fluides ([Uijttewaal 00, Lin 03, Dracos 92, Chen 95, Booij 01, Uijttewaal 01, Clercx 03, Satijn 01]). Leurs travaux mettent en évidence la formation de grosses structures tourbillonnaires cohérentes et le rôle important du frottement sur le fond solide, par sa capacité à déstabiliser ces tourbillons.

L'aspect pratique et appliqué des recherches sur les milieux peu profonds concerne en premier lieu les écoulements géophysiques. Le confinement vertical se retrouve en effet dans des situations très variées. La formation et la propagation de tourbillons cohérents dans les systèmes peu profonds a un impact très significatif sur de nombreux phénomènes naturels : transport de sédiments, érosion, processus de mélange...etc. Cela explique l'intérêt des recherches menées sur les structures tourbillonnaires en milieu peu profond et leurs interactions avec les milieux naturels ([Wells 03, Signell 92, Fujiwara 94, Kashiwai 84, Carnevale 97]).

Le travail réalisé durant cette thèse sur la dynamique tourbillonnaire en milieu peu profond s'inscrit directement dans cette problématique. Nous entendons par milieu peu profond un milieu dans lequel la taille des structures tourbillonnaires est grande devant
la profondeur. L'objectif initial était de décrire expérimentalement l'influence du confinement vertical sur un écoulement tourbillonnaire. Nous avons choisi de générer, par un jet impulsionnel, une bouffée turbulente homogène et tridimensionnelle dans un milieu au repos et d'étudier son développement en fonction du confinement appliqué. Les campagnes de mesures se sont déroulées sur deux sites complémentaires: le laboratoire MASTER pour les expériences à petite échelle et la plaque Coriolis pour les expériences à grande échelle. Les recherches expérimentales menées ont permis en outre de détailler la structure d'un tourbillon en milieu peu profond : le dipôle.

La première étape de notre travail a été d'effectuer l'analyse dimensionnelle des jets impulsionnels turbulents en milieu peu profond. Nous avons mis en évidence les deux paramètres adimensionnels qui contrôlent l'écoulement : le nombre de Reynolds du jet $Re = \frac{\sqrt{Q}}{\nu}$ et un nombre, qui caractérise le confinement vertical, que nous avons appelé le nombre de confinement $C = \frac{\sqrt{Q}}{H^2} t_{inj}$. On rappelle que H est la profondeur du milieu, ν la viscosité cinématique, Q le flux de quantité de mouvement injecté et t_{inj} la durée de l'injection. Les résultats qualitatifs et quantitatifs à la fois à petite et à grande échelles ont mis en évidence la prépondérance du nombre de confinement C sur le développement du jet alors que l'influence du nombre de Reynolds Re est négligeable. Trois régimes peuvent être distingués en fonction de la valeur du nombre de confinement:

- Lorsque C < 1, le milieu est profond, la bouffée turbulente se comporte comme de la turbulence isotrope en déclin.

- Pour 1 < C < 2, on observe une zone de transition dans laquelle le confinement commence à agir sur le développement du jet.

- Lorsque C > 2, le milieu peut être qualifié de peu profond. On observe alors la formation systématique de tourbillons cohérents quasi-bidimensionnels (Q2D) de taille largement supérieure à la profondeur. Il s'agit principalement de dipôles se propageant suivant une trajectoire quasi-rectiligne.

Cette caractérisation des milieux en fonction du nombre de confinement est identique à petite (1000 < Re < 1800) et à grande échelle (50000 < Re < 75000) sont identiques. Les observations réalisées sont indépendantes du nombre de Reynolds, et les différents régimes sont distingués en fonction du nombre adimensionnel de confinement C, ce qui permet d'appliquer les lois de similitudes entre différentes échelles.

Après avoir mis en évidence l'influence prépondérante du nombre de confinement sur la dynamique tourbillonnaire en milieu peu profond, nous nous sommes attaché à décrire plus en détail les tourbillons de type dipôles que nous avons observé. Les expériences à petite échelle ont mis en évidence une spécificité de ces dipôles laminaires en milieu peu profond: la présence d'un rouleau d'axe horizontal au niveau du front du dipôle. Il occupe toute la profondeur du milieu et se déplace en précédant l'écoulement principal Q2D du dipôle. La campagne de mesure menée à grande échelle a permis de confirmer ces observations et d'aller plus loin dans nos investigation sur les dipôles en milieu peu profond. Ainsi, en plus de l'observation du rouleau frontal, nous avons mis en évidence la présence de turbulence de petite échelle au sein de l'écoulement principal Q2D. Ces observations ont été utilisées pour construire un modèle théorique capable de représenter les principaux phénomènes physiques en jeu lors de la propagation des dipôles turbulents dans un milieu peu profond. Nous avons mis en évidence la stabilité de la couche limite sur le fond solide. La turbulence de petite échelle est produite dans le rouleau frontal avant d'être ensuite transportée dans l'écoulement principal du dipôle. La dissipation de l'énergie cinétique du dipôle est liée d'une part à cette production de turbulence dans le rouleau frontal et d'autre part à la dissipation de quantité de mouvement sur le fond solide. En introduisant deux nombres de Reynolds classiquement utilisés pour caractériser les écoulements en milieu peu profond Re_f (Reynolds vertical caractérisant la friction au fond) et Re_a (Reynolds horizontal), on peut quantifier le poids des contributions de chacun des termes de la dissipation par le rapport $(\frac{Re_f^3}{Re_a})^{1/4}$. Lorsque $(\frac{Re_f^3}{Re_a})^{1/4}$ est grand, la dissipation de l'énergie cinétique du dipôle est essentiellement dûe à la production de turbulence de petite échelle au sein du rouleau frontal. On peut négliger en première approximation la dissipation de la quantité de mouvement, même si les mesures n'ont pas montré la stricte conservation de la quantité de mouvement. Cette hypothèse a permis d'écrire des lois d'évolution de la vitesse caractéristique $U = 36.8C^{-1}(t - t_0)^{-2/3}$ et du rayon $a \propto (\frac{P}{H}^{1/3})(t - t_0)^{1/3}$. La loi d'évolution de la vitesse a été validé sur différents dipôles, avec une bonne précision. La mesure du rayon n'est pas assez précise pour vérifier une telle loi mais a permis de mettre en évidence des oscillations dans la forme du dipôle.

Nous avons développé un outil numérique simple afin de calculer les déformations de la surface libre engendrées par la présence des dipôles. Nous n'avons pas pu valider les résultats obtenus du fait de la difficulté de mesurer simultanément le champ de vitesse et la déformée de la surface.

Des observations qualitatives ont été réalisées à petite échelle pour appréhender le rôle de la friction sur le fond solide. Pour cela nous avons disposé une couche de fluide plus lourd (eau saturée en sel) au fond de la cuve. Le milieu peu profond est alors confiné entre la surface libre et une paroi fluide. La condition d'adhérence sur le fond est ainsi remplacée par une condition de glissement. Nous nous plaçons uniquement dans des cas où le nombre de confinement est supérieur à 2. Les dynamiques tourbillonnaires sont globalement identiques à celle observées précédemment : on observe la formation de gros tourbillons cohérents horizontaux, principalement des dipôles. Néanmoins, la suppression de la condition d'adhérence sur le fond modifie la structure du dipôle. La partie frontale du dipôle n'est plus occupée par un rouleau frontal, les mouvements n'y sont que légèrement perturbés. La structure générale (forme circulaire) se rapproche des dipôles observés en milieu stratifié [Flòr 94]. Le rôle du fond solide est donc essentiel : la condition d'adhérence induit un cisaillement vertical qui provoque la formation du rouleau frontal.

Ces observations permettent de distinguer deux types de dipôles en milieu peu profond selon la nature de la frontière inférieure du milieu : - Sur un fond solide, la condition d'adhérence provoque la formation d'un rouleau frontal. Pour les dipôles observés à grande échelle, ce rouleau frontal est le siège d'une production de turbulence tridimensionnelle de petite échelle qui est ensuite transporté dans le corps du dipôle par l'écoulement principal quasi-bidimensionnel. A partir de ces observations, nous avons construit un modèle théorique. Il permet de décrire les principaux processus physiques en jeu lors de la propagation des dipôles en milieu peu profond sur fond solide.

- Sur une couche fluide plus lourde, la condition de glissement limite la formation de mouvements verticaux significatifs. Les structures obtenues se rapprochent qualitativement des dipôles observés en milieu stratifié [Flòr 94]. On peut supposer que les modèles théoriques [Lamb 32] utilisés pour décrire les dipôles en fluide stratifié seront aptes à représenter correctement le comportement des dipôles en milieu peu profond sur couche fluide.

De nombreuses pistes s'ouvrent pour la poursuite de ces travaux. Dans un cadre expérimental, il conviendra de poursuivre les études que nous avons amorcées de manière qualitative sur les dipôles en milieu peu profond sur couche fluide par des mesures quantitatives à des échelles variées. La suppression du rouleau frontal dans les dipôles turbulents n'implique pas obligatoirement la disparition de la turbulence de petite échelle. En effet, étant donné les nombres de Reynolds atteints, on peut supposer la formation d'instabilités de type Kelvin-Helmotz sur les frontières latérales du dipôle. L'étude d'autres types de structures tourbillonnaires (monopôles ou tripôles) en milieu peu profond permettra de confirmer les hypothèses et analyses théoriques réalisées sur les dipôles. Les estimations de déformation de surface libre sont à valider par des mesures expérimentales. Nos résultats pourront être comparés à des simulations numériques. La présence simultanée de plusieurs échelles de turbulence au sein d'un écoulement instationnaire demeure un problème couteux à résoudre correctement par simulation numérique directe. Des modélisations de type Simulations des Grandes Echelles permettront peut-être de représenter correctement les phénomènes physiques en jeu. Dans un autre cadre, plus appliqué, il serait intéressant de tester la capacité des modèles bidimensionnels intégrés à reproduire la propagation des dipôles en milieu peu profond.

Les perspectives ouvertes par nos recherches sont nombreuses et les applications concernent des domaines variés. En particulier, la comparaison de nos résultats à des écoulements géophysiques permettra de déterminer les conditions nécessaires à la formation de structures tourbillonnaires en milieu peu profond. L'étude détaillée réalisée sur les dipôles pourra être appliquée aux structures observées en milieu côtier [Smith 95] [Fujiwara 94].

Annexe A

Logiciel CIV

Algorithme de base

- "pattern-box": Il convient en premier lieu de choisir les tailles B_x et B_y des boîtes élémentaires dans lesquelles les corrélations vont être calculées le long des directions x et y. La valeur minimale de ces paramètres est dictée par le besoin d'avoir au moins 5 particules à l'intérieur de la "pattern-box". En pratique une valeur de B_x et B_y entre 20 et 30 pixels est choisie. Des valeurs plus grandes conduisent à une résolution spatiale inférieure: la vitesse obtenue est une moyenne dans cette boite. De plus, le mouvement est une translation pure seulement localement: les effets de déformation augmentent avec la taille de la boîte, ce qui conduit à une déterioration de la qualité de la corrélation. B_x et B_y peuvent prendre des valeurs différentes dans deux cas: les pixels sont rectangulaires ou l'écoulement principal suit la direction x.

- "search-box": La "search-box" doit contenir l'optimum attendu sur la seconde image. Elle est définie par son centre (zéro en l'abscence d'une connaissance préliminaire du résultat) et sa taille dans chaque direction S_x et S_y . Une taille excessive ne change 141 pas le résultat mais augmente le coût de calcul et peut provoquer l'apparition de vecteurs faux à cause d'un maximum de covariance parasite (voir plus bas). Si la taille est trop petite, le vrai maximum de covariance n'est pas détécté et des vecteurs faux sont obtenus.

- fonction de corrélation croisée (covariance): Le calcul est fait à partir des intensités des pixels I_a et I_b , les indices a et b indiquant les deux images à partir desquelles la corrélation croisée est calculée. L'index de l'origine (1,1) correspond au coin bas gauche de la boite de la première image. La seconde boite est décalée à partir de la première image par le vecteur (i, j). Les moyennes des intensités sur les boites sont tout d'abord calculées par:

$$\bar{I}_a = \frac{1}{B_x B_y} \sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} I_a(k,l)$$
(A.1)

$$\bar{I}_b = \frac{1}{B_x B_y} \sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} I_b(k+i, l+j)$$
(A.2)

Cette moyenne est ensuite soustraite à chaque intensité et la corrélation croisée normalisée par la variance, ou covariance c(i, j) est calculée pour chaque déplacement (i, j) permis par la "search-box":

$$c(i,j) = \frac{\sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} (I_a(k,l) - \bar{I}_a) (I_b(k+i,l+j) - \bar{I}_b)}{[\sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} (I_a(k,l) - \bar{I}_a)^2 \sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} (I_b(k+i,l+j) - \bar{I}_b)^2]^{1/2}}$$
(A.3)

Le vecteur vitesse obtenu est le déplacement qui minimise cette covariance, multiplié par l'échelle géométrique et l'intervalle de temps entre les images dt. Une interpolation de type "2D thin-plate" de cette covariance à des déplacements non entiers permet d'atteindre une précision subpixel [Fincham 97]. La fonction de covariance obtenue est un polynôme dont le maximum peut être facilement identifié. Il ne s'agit pas d'une interpolation pure, un paramètre de lissage étant introduit. Comme avec toutes les méthodes d'interpolation, il demeure une erreur systématique dans le calcul du maximum de corrélation par rapport aux valeurs entières sur lesquelles il a été initialement défini. Ce défaut dont nous avons déjà parlé est appelé "peak-locking". Afin de minimiser le "peak-locking", il est préférable d'avoir un pic de corrélation large, par exemple en ayant des grandes tailles de particules sur les images.

- grille de mesure : La corrélation croisée est calculée en chaque point d'une grille définie sur l'image *a*. Durant nos expériences, il s'agit d'une grille carrée régulière de 50 points sur chaque côté. Le champ de vitesse peut ensuite être obtenu en chaque point par interpolation des valeurs trouvées sur la grille. La taille des "pattern-box" est deux fois supérieure à celle d'un élément de la grille. Ce recouvrement de 50% induit une diminution des erreurs.

Vecteurs faux : comme nous l'avons précédemment exposé, une des difficultés majeures du traitement PIV est l'apparition d'un second maximum de covariance qui peut excéder la valeur associée au déplacement local. Une des méthodes utilisées pour limiter de telles erreurs est de réduire la taille de la "search-box" en utilisant une connaissance a priori du champ de vitesse. Celle-ci est généralement donnée par un premier traitement CIV. Lors de la première itération CIV (premier traitement), l'option HART [Hart 00] permet de réduire notablement le nombre de vecteurs faux en multipliant la fonction de covariance en un point par celle obtenue au point voisin. Le maximum de la covariance correspondant au déplacement physique étant proche sur des positions voisines, la multiplication fait ressortir (tout en réduisant) le vrai pic de corrélation. Cette "corrélation de corrélations" est donc plus lisse mais contient moins de vecteurs faux. Une fois la zone de recherches réduite, le logiciel revient à la covariance habituelle pour determiner le déplacement avec précision. Les vecteurs faux subsistant peuvent ensuite être enlevés à la main.

Interpolation des images: Le déplacement de la "pattern-box" par le mouvement du fluide n'est pas juste une translation mais comporte également un taux de déformation combinant à la fois rotation et étirement. Afin de décrire une telle déformation, il est nécessaire d'interpoler l'image elle-même entre des valeurs entières. Un traitement de lissage-interpolation est ainsi réalisé sur l'intensité de l'image dans la "pattern-box".

Estimation des incertitudes : La précision globale obtenue sur les champs de vitesse mesurés sur la plaque Coriolis est de l'ordre de 1 à 2%.

Bibliographie

[Abramovich 63]	G. N. Abramovich. The theory of turbulent jets. M.I.T Press, 1963.
[Adrian 91]	R. J. Adrian. Particle-Imaging techniques for experimental fluid me- chanics. Ann. Rev. Fluid Mech., vol. 23, pages 261–304, 1991.
[Batchelor 69]	G. K. Batchelor. Computation of the Energy Spectrum in Homoge- neous Two-Dimensional Turbulence. Phys. Fluids suppl. II, vol. 12, pages 233–239, 1969.
[Billant 00]	 P. Billant & J. M. Chomaz. Experimental evidence for a new instability of a vertical columnar vortex pair in a strongly stratified fluid. J.Fluid Mech., vol. 418, pages 167–188, 2000.
[Booij 01]	 R. Booij & J. Tukker. Integral model of shallow mixing layers. J. Hydraulic Research, vol. 39, nº 2, 2001.
[Borue 93]	V. Borue. Spectral exponents of enstrophy cascade in stationary two- dimensional homogeneous turbulence. Phys. Rev. Lett., vol. 71, nº 24, page 3967, 1993.
[Brown 01]	C. A. Brown, G. A. Jackson & D. A. Brooks. <i>Particle transport through a narrow tidal inlet due to tidal forcing and implication to larval transport.</i> J. Geophys. Res., vol. 105, pages 24141–24156, 2001.

- [Cardoso 94] O. Cardoso, D. Marteau & P. Tabeling. Quantitative experimental study of the free decay of quasi-two-dimensional turbulence. Phys. Review E, vol. 49, pages 454–461, 1994.
- [Carnevale 97] G. F. Carnevale, O. U. Velasco Fuentes & P. Orlandi. Inviscid dipolevortex rebound from a wall or coast. J. Fluid Mech., vol. 351, pages 75–103, 1997.
- [Champagne 77] F. Champagne, C. Friehe, J. Larue & J. Wyngaard. Flux measurements, flux estimation techniques, and fine-scale turbulence measurements in the unstable surface layer overland. J. Atmos. Sci., vol. 34, pages 515–530, 1977.
- [Chasnov 97] J. R. Chasnov. On the decay of two-dimensional homogeneous turbulence. Phys. Fluids, vol. 9, pages 171–180, 1997.
- [Chen 95]
 D. Chen & G. H. Jirka. Experimental study of plane turbulent wakes in a shallow water layer. Fluid Dynamics Res., vol. 41, pages 11–41, 1995.
- [Chen 97] D. Chen & G. H. Jirka. Absolute and convective instabilities of plane turbulent wakes in a shallow water layer. J.Fluid Mech., vol. 16, pages 157–172, 1997.
- [Chomaz 93a] J. M. Chomaz, P. Bonneton, A. Butet & E. J. Hopfinger. Vertical diffusion of the far wake of a sphere moving in a stratified fluid. Phys. Fluids A, vol. 5, nº 11, pages 2799–2806, 1993.
- [Chomaz 93b] J. M. Chomaz, P. Bonneton & E. J. Hopfinger. The structure of the near wake of a sphere moving in a stratified fluid. J.Fluid Mech., vol. 253, pages 1–21, 1993.

[Chu 88] V. H. Chu & S. Babarutsi. Confinement and Bed-Friction Effects in Shallow Turbulent Mixing Layers. J. Hydraulic Engineering, vol. 114, pages 1257–1274, 1988. [Chu 91] V. H. Chu, J. H. Wu & R. E. Khayat. Stability of transverse shears flow in shallow open channels. J. Hydraulic Engineering, vol. 117, pages 1370–1388, 1991. [Clercx 03]H. J. H. Clercx, M. L. Zoeteweij & G. J. F. Van Heijst. Quasi-twodimensional turbulence in shallow fluid layers: The role of bottom friction and fluid layer depth. Phys. Rev. E, vol. 67, pages 1–9, 2003. [Couder 86] Y. Couder & C. Basdevant. Experimental and numerical study of vortex couples in two-dimensional flows. J. Fluid Mech., vol. 173, pages 225–251, 1986. [Crow 70] S. C. Crow. Stability theory for a pair of trailing vortices. AIAA J., vol. 8, pages 2172–2178, 1970. [Danilov 94] S. D. Danilov, F. V. Dolzhanskii & V. A. Krymov. Quasi-twodimensional hydrodynamics and problems of two-dimensional turbu*lence.* Chaos, vol. 4, nº 2, 1994. F. V. Dolzhanskii, V. A. Krymov & D. Yu. Manin. An advanced [Dolzhanskii 92] experimental investigation of quasi-two-dimensionnal shear flows. J. Fluid Mech., vol. 241, pages 705–722, 1992. [Dracos 92] T. Dracos, M. Giger & G. H. Jirka. Plane turbulent jets in a bounded fluid layer. J.Fluid Mech., vol. 241, pages 587–614, 1992. [Dronen 02] N. Dronen, H. Karunarathna, J. Fredsøe, B. Mutlu Sumer & R. Deigaard. An experimental study of rip channel flow. Coast. Eng., vol. 45, pages 223–238, 2002.

[Duc 88]	J. M. Nguyen Duc & J. Sommeria. Experimental characterization of
	steady two-dimensional vortex couples. J.Fluid Mech., vol. 192, pages
	175-192, 1988.

- [Fincham 97] A. M. Fincham & G. R. Spedding. Low cost, high resolution DPIV for measurement of turbulent fluid flow. Exp. Fluids, vol. 23, pages 449–462, 1997.
- [Fincham 00] A. Fincham & G. Delerce. Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. Exp. Fluids [Suppl], vol. 29, pages S13– S22, 2000.
- [Flòr 94] J. B. Flòr & G. J. F. Van Heijst. An experimental study of dipolar vortex structures in a stratified fluid. J. Fluid Mech., vol. 279, pages 101–133, 1994.
- [Flòr 95] J. B. Flòr, G. J. F. Van Heijst & R. Delfos. Decay of dipolar vortex structures in stratified fluid. Phys. Fluids, vol. 7, pages 374–383, 1995.
- [Frisch 84] U. Frisch & P. L. Sulem. Numerical simulation of the inverse cascade in two-dimensional turbulence. Phys. Fluids suppl. II, vol. 27, pages 1921–1923, 1984.
- [Fuentes 94a] O. U. Velasco Fuentes. Propagation and transport properties of dipolar vortices on a γ plane. Phys. Fluids, vol. 6, pages 3341–3352, 1994.
- [Fuentes 94b] O. U. Velasco Fuentes & G. J. F. Van Heijst. Experimental study of dipolar vortices on a topographic β-plane. J. Fluid Mech., vol. 259, pages 79–106, 1994.
- [Fuentes 95a] O. U. Velasco Fuentes & G. J. F. Van Heijst. Collision of dipolar vortices on the β plane. Phys. Fluids, vol. 7, pages 2735–2750, 1995.

[Fuentes 95b]	O. U. Velasco Fuentes, G. J. F. Van Heijst & B. Cremers. Chaotic advection by dipolar vortices on a β plane. J.Fluid Mech., vol. 291, pages 139–161, 1995.
[Fujiwara 94]	 T. Fujiwara, H. Nakata & K. Nakatsuji. <i>Tidal-jet and vortex-pair driving of the residual circulation in a tidal estuary</i>. Cont. Shelf Res., vol. 14, pages 1025–1038, 1994.
[Grant 62]	H. Grant, R. Stewart & A. Moilliet. <i>Turbulent spectra from a tidal channel.</i> J.Fluid Mech., vol. 11, pages 241–268, 1962.
[Hansen 98]	A. E. Hansen, D. Marteau & P. Tabeling. <i>Two-dimensional turbulence</i> and dispersion in a freely decaying system. Phys. Rev. E, vol. 58, pages 7261–7271, 1998.
[Hart 00]	D. P. Hart. <i>PIV error correction</i> . Exp. Fluids, vol. 29, pages 13–22, 2000.
[Heijst 89a]	G. J. F. Van Heijst & J. B. Flòr. <i>Dipole formation and collisions in a stratified fluid.</i> Nature, vol. 340, pages 212–215, 1989.
[Heijst 89b]	G. J. F. Van Heijst & R. C. Kloosterziel. <i>Tripolar vortices in a rotating fluid.</i> Nature, vol. 338, pages 369–371, 1989.
[Hinterberger 03]	C. Hinterberger, J. Frölich & W. Rodi. <i>Three-dimensional and depth-average Large Eddy Simulation of Shallow Water Flows</i> . International Symposium on Shallow Flows, Delft, 2003.
[Hopfinger 93]	E. J. Hopfinger & G. J. F. Van Heijst. Vortices in rotating fluids? Ann. Rev. Fluid Mech., vol. 25, pages 241–289, 1993.
[Jirka 01]	G. H. Jirka. Large scale flow structures and mixing processes in shal- low flows. J. Hydraulic Research, vol. 39, pages 567–573, 2001.

[Joyce 73]	G. Joyce & D. C. Montgomery. Statistical mechanics of negative tem- perature states. Phys. Fluids, vol. 17, pages 1139–1145, 1973.
[Kashiwai 84]	M. Kashiwai. <i>Tidal residual circulation produced by a tidal vortex,</i> <i>Part 1 Life history of a tidal vortex.</i> J. Ocean. Soc. Japan, vol. 40, pages 279–294, 1984.
[Kashiwai 85]	M. Kashiwai. TIDICS - Control of tidal residual circulation and tidal exchange in a channel-bassin system. J. Ocean. Soc. Japan, vol. 41, pages 1–10, 1985.
[Kellay 95]	H. Kellay, X. I. Wu & W. I. Goldburg. <i>Experiments with turbulent soap films</i> . Phys. Rev. Lett., vol. 74, n ^o 20, 1995.
[Kraichnan 67]	R. H. Kraichnan. Inertial ranges in two-dimensional turbulence. Phys.Fluids, vol. 10, pages 1417–1423, 1967.
[Kraichnan 80]	R. H. Kraichnan & D. Montgomery. Two dimensional turbulence.Rep. Prog. Phys., vol. 43, pages 547–617, 1980.
[Lamb 32]	H. Lamb. Hydrodynamics, 6th edn. Dover, 1932.
[Lesieur 90]	M. Lesieur. Turbulence in fluids. Kluwer Academic, 1990.
[Lesieur 94]	M. Lesieur. La turbulence. Presses Universitaires de Grenoble, 1994.
[Leweke 98]	T. Leweke & C. H. K. Williamson. <i>Cooperative elliptic instability of a vortex pair</i> . J.Fluid Mech., vol. 360, pages 85–119, 1998.
[Lilly 69]	D. Lilly. Numerical simulation of two-dimensional turbulence. Phys.Fluids suppl. II, vol. 12, 1969.
[Lin 03]	J. C. Lin, M. Orzogen & D. Rockwell. Space-time development of the onset of a shallow-water vortex. J.Fluid Mech., vol. 485, pages 33–66, 2003.

- [Lindborg 99] E. Lindborg. Can the atmospheric kinetic energy spectrum be explained by two-dimensional turbulence? J.Fluid Mech., vol. 388, pages 259–288, 1999.
- [Martin 98] B. K. Martin, W. I. Goldburg X. I. Wu & M. A. Rutgers. Spectra of Decaying Turbulence in a Soap Film. Phys. Rev. Lett., vol. 80, nº 18, 1998.
- [McWilliams 90] J. C. McWilliams. The vortices in two-dimensional turbulence. J.Fluid Mech., vol. 219, pages 361–385, 1990.
- [Meleshko 94] V. V. Meleshko & G. J. F. Van Heijst. On Chaplygin's investigations of two-dimensional vortex structures in an inviscid fluid. J.Fluid Mech., vol. 272, pages 2157–182, 1994.
- [Orlandi 90] P. Orlandi. Vortex dipole rebound from a wall. Phys. Fluids A, vol. 2, pages 1429–1436, 1990.
- [Paret 97a] J. Paret, D. Marteau, O. Paireau & P. Tabeling. Are flow electromagnitually forced in thin stratified layers two-dimensional? Phys. Fluids, vol. 9, pages 3102–3104, 1997.
- [Paret 97b]
 J. Paret & P. Tabeling. Experimental observation of the Two-Dimensional Inverse Energy Cascade. Phys. Rev. Lett., vol. 79, nº 21, 1997.
- [Pasmanter 94] R. A. Pasmanter. On long lived vortices in 2-D viscous flows, most probables states of inviscid 2-D flows and a soliton equation. Phys. Fluids, vol. 6, pages 1236–1241, 1994.
- [Pedlosky 87] J. Pedlosky. Geophysical Fluid Dynamics, 2nd edition. Springer-Verlag, 1987.

[Pindgree 92]	 R. D. Pindgree & B. Le Cann. Anticyclonic Eddy X91 in the southern Bay of Biscay, May 1991 to February 1992. J. Geophys. Res., vol. 97, pages 14353–14367, 1992.
[Raffel 98]	M. Raffel, C. Willert & J. Kompenhaus. Particle Image Velocimetry, a practical guide. Springer, 1998.
[Robert 91]	R. Robert & J. Sommeria. <i>Statistical equilibrium states for two-</i> <i>dimensional flows.</i> J. Fluid Mech., vol. 229, pages 291–310, 1991.
[Rockwell 03]	D. Rockwell, J. C. Lin H. Fu & M. Orzogen. <i>Vortex Formation in Shallow Flows</i> . International Symposium on Shallow Flows, 2003.
[Rutgers 98]	M. A. Rutgers. Forced 2D turbulence: Experimental Evidence of Si- multaneous Inverse Energy and Forward Enstrophy Cascade. Phys. Rev. Lett., vol. 81, nº 11, 1998.
[Satijn 01]	M. P. Satijn, A. W. Cense, R. Verzicco, H. J. H. Clercx & G. J. F. Van Heijst. <i>Three-dimensional structure and decay properties of vortices</i> <i>in shallow fluid layers</i> . Phys. Fluids, vol. 13, pages 1932–1945, 2001.
[Schlichting 79]	H. Schlichting. Boundary layer theory. Graw-Hill, 1979.
[Signell 92]	 R. P. Signell & B. Butman. Modeling tidal exchange and dispersion in the Boston harbour. J. Geophys. Res., vol. 97, pages 15591–16606, 1992.
[Smith 94]	L. M. Smith & V. Yakhot. <i>Finite size effects in forced two-dimensional turbulence</i> . J.Fluid Mech., vol. 274, pages 115–138, 1994.
[Smith 95]	J. A. Smith & J. L. Largier. Observations of nearshore circulations: Rip currents. J. Geophys. Res., vol. 100, pages 10967–10975, 1995.

- [Sommeria 86] Experimental study of the two-dimensional inverse J. Sommeria. energy cascade in a square box. J.Fluid Mech., vol. 170, pages 139–168, 1986. [Sommeria 00] J. Sommeria. Two-dimensional turbulence. In New trends in Turbulence. Les Houches summer school, 2000. [Stommel 52] H. Stommel & H. G. Farmer. On the nature estuarine circulation. WHOI Tech. Rep., vol. 131, pages 52–88, 1952. [Swaters 88] G. E. Swaters. Viscous modulation of the Lamb dipole. Phys. Fluids, vol. 31, pages 2745–2747, 1988. [Uijttewaal 00] W. S. J. Uijttewaal & R. Booij. Effects of shallowness on the development of free-surface mixing layers. Phys. Fluids, vol. 12, nº 2, pages 394-402, 2000.
- [Uijttewaal 01] W. S. J. Uijttewaal, V. Weitbrecht, C. F. Graf von Carmer & G. H. Jirka. Experiments on Shallow Flows Turbulence. International Symposium on Shallow Flows, 2001.
- [Uittenbogaard 03] R. E. Uittenbogaard & B. van Vossen. Subgrid-scale model for Quasi-2D turbulence in shallow water. International Symposium on Shallow Flows, Delft, 2003.
- [van de Fliert 96] B. W. van de Fliert. The viscous modulation of the Lamb's dipole vortex. Phys. Fluids, vol. 8, pages 1975–1977, 1996.
- [van Senden 88] D. C. van Senden. Dynamics of unsteady jets in a shallow receiving water. PhD thesis, University of Western Australia, 1988.

- [Voropayev 91] S. I. Voropayev, Ya. D. Afanasyev & I. A. Filippov. Horizontal jets and vortex dipoles in a stratified fluid. J.Fluid Mech., vol. 227, pages 543–566, 1991.
- [Wells 03] M. G. Wells & G. J. F. van Heijst. A model of tidal flushing of an estuary due to periodic dipole formation. Dyn. Atmos. Oceans, vol. accepted, 2003.

Dynamique tourbillonnaire en milieu peu profond

Résumé :

Les milieux peu profonds font partie de notre environnement proche : les zones littorales, les lacs, les lagunes ou encore les milieux océaniques ou atmosphériques stratifiés. La connaissance des écoulements en milieu peu profonds et de leurs propriétés de transport est primordiale pour comprendre la morphologie des lits de rivières ou des zones côtières et pour l'analyse des paramètres naturels et anthropogéniques (chaleur, solides dissous ou en suspension, espèces biologiques), ainsi que pour les prévisions météorologiques. Les observations réalisées sur ces milieux ont mis en évidence une dynamique particulière, liée au confinement vertical. On peut assister à la formation de gros tourbillons horizontaux dont la taille excède très largement la profondeur.

Ce travail de thèse vise à améliorer la compréhension de ces phénomènes physiques dans le cas d'une dynamique tourbillonnaire générée par un jet impulsionnel turbulent. Grâce à deux dispositifs expérimentaux complémentaires, l'un à petite échelle au laboratoire Master et l'autre à grande échelle sur la plaque Coriolis, nous avons caractérisé la transition d'un milieu profond à un milieu peu profond. Cette transition est contrôlée par un paramètre adimensionnel que nous avons appelé le nombre de confinement C. Lorsque C est faible, le comportement observé relève de la turbulence tridimensionnelle, le milieu est profond. Pour des grandes valeurs de C, on assiste au développement d'une dynamique de turbulence quasi-bidimensionnelle, le milieu est qualifié de peu profond.

En milieu peu profond, les jets pulsés se structurent en gros tourbillons de type dipôles. Une étude détaillée de ces dipôles, à la fois à petite échelle (dipôles laminaires) et à grande échelle (dipôles turbulents), a montré l'existence d'un rouleau frontal généré par la friction sur le fond. L'analyse de ces processus physiques a permis de construire un modèle théorique de dipôle dont les prédictions sont comparés avec succès aux résultats expérimentaux.

Mots clés : dynamique tourbillonnaire, dipôles, turbulence quasi-bidimensionnelle, milieu peu profond, courants sagittaux

Vortex dynamics in a shallow water layer

Abstract :

The shallow water flows are found in lowland rivers, coastal areas, lakes, and stratified atmospheric and oceanic flows. A proper knowledge of shallow flows and their transporting capacities is of importance for predicting the flow in and morphology of riverbeds and coastal zones, for the analysis of natural and anthropogenic parameters (heat, dissolved and suspended solids, biological species), and for weather forecasting. The observations carried out on shallow flows have revealed a particular dynamics: the vertical confinement can induce the formation of large horizontal vortices, which size greatly exceeds the depth.

The aim of the thesis is to improve the knowledge of these physical processes in the case of a vortex dynamics generated by a turbulent impulsive jet. Two experimental campaign, one at small scale in the Master laboratory and the other one on the Coriolis turntable, have been performed to characterize the transition from a deep water layer to a shallow water layer. This transition is controlled by a dimensionless parameter we have called the confinement number C. When C is weak, the behaviour corresponds to three-dimensional turbulence, the water layer is deep. When C is great, the impulsive jet develops in a quasi-two-dimensional turbulence, the water layer is shallow.

When the water layer is shallow, impulsive jets generate large horizontal dipolar vortices. A detailed study of these dipoles, laminar at small scale and turbulent at large scale, has shown the presence of a vertical circulation in the dipole front. The experimental results have been successfully compared with an original theoretical model.

Keywords : Vortex dynamics, dipolar vortices, quasi-two-dimensional turbulence, shallow water, rip currents