



N° d'ordre :1266

**THESE**

présentée  
pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

SPECIALITE : **Mécanique des Fluides**

par

**Philippe MAUREL**

Ingénieur ENSEEIHT

---

---

# Analyse et modélisation des courants et de la turbulence sous les vagues de vent

---

---

Soutenue le 22 Janvier 1997 devant le Jury composé de :

M.	<b>THUAL O.</b>	INP Toulouse
MM.	<b>MONISMITH S.</b>	Stanford University (USA)
	<b>FRAUNIE P.</b>	Université de Toulon
	<b>PECHON P.</b>	EDF
	<b>LE HIR P.</b>	Ifremer
	<b>MOCKE G.</b>	CSIR (South Africa)
	<b>DARTUS D.</b>	INP Toulouse
	<b>MASBERNAT L.</b>	INP Toulouse

**Président**

**Rapporteurs**

**Examineurs**

**Directeur des travaux de recherche**

IFREMER Bibliothèque de BREST



OEL10321

62802

C950-MAU-A



N° d'ordre :1266

**THESE**

---

présentée  
pour obtenir

**LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE**

**SPECIALITE : Mécanique des Fluides**

par

**Philippe MAUREL**

Ingénieur ENSEEIHT

---

---

# **Analyse et modélisation des courants et de la turbulence sous les vagues de vent**

---

Soutenue le 22 Janvier 1997 devant le Jury composé de :

**THUAL O.**  
**MONISMITH S.**  
**FRAUNIE P.**  
**PECHON P.**  
**LE HIR P.**  
**MOCKE G.**  
**DARTUS D.**  
**MASBERNAT L.**

*Professeur à l'Institut National Polytechnique de Toulouse*  
*Professeur à l'Université de Stanford (USA)*  
*Professeur à l'Université de Toulon et du Var*  
*Ingénieur de recherche au Laboratoire National d'Hydraulique*  
*Ingénieur de recherche au centre IFREmer de Brest*  
*Ingénieur de recherche au C.S.I.R. (Afrique du Sud)*  
*Maître de conférence à l'Institut National Polytechnique de Toulouse*  
*Professeur à l'Institut National Polytechnique de Toulouse*

---

**Claude Vincent & Catherine Bernard**  
" Les défis des Océans"  
*Enjeux Juillet/Août 1996*

---

---

# Avant-propos

---

«

*L*es deux tiers de la surface terrestre et 97.5% de la masse totale d'eau, qui capte l'essentiel de la chaleur solaire...

*P*près de 2 millions d'espèces de plantes, d'animaux, de micro-organismes adaptés à un milieu souvent extrême pour les terriens...

*C*es quelques chiffres parlent d'eux-mêmes. La mer est incommensurable. Tout comme ses richesses révélées ou potentielles : pétrole et gaz offshore, énergies renouvelables, minerais, ressources biologiques domestiquées ou non... Et demain, peut-être de nouveaux espaces de vie offerts à une planète surpeuplée. Pourtant, la <<planète bleue>> - qui n'a jamais aussi bien porté son nom depuis que des astronautes en quête de grands espaces sidéraux jetèrent un coup d'oeil distrait par dessus leur épaule - ne se laisse pas facilement apprivoiser. Malgré les importantes découvertes de ces trente dernières années, elle est encore largement...terra incognita, défendue par des éléments d'une force prodigieuse! Les grands fonds commencent à peine à livrer leurs secrets. L'énergie stockée - pétrole et gaz exceptés - est énorme mais dispersée. Les techniques modernes, génie génétique et biologie moléculaire, appliquées au monde marin écrivent leurs premières pages.

*L*es rêves deviennent toujours réalité. A l'homme d'aujourd'hui de bien rêver pour les générations futures.

»

*On dit bien souvent qu'une thèse est le fruit d'un travail solitaire...Il n'en est rien, aussi je ne saurais oublier tous ceux qui ont apporté leur contribution à ce travail; qu'ils en soient ici vivement remerciés:*

*Olivier THUAL, Stephen MONISMITH, Philippe FRAUNIE, Charles TEISSON, Philippe PECHON, Pierre LE HIR et Gary MOCKE, pour s'être intéressés à mes travaux et avoir accepté de les juger.*

*Moacyr ARAUJO avec qui la notion de travail d'équipe a pris toute sa signification et surtout pour le soleil qu'il a amené au dessus de ces «vagues de vent».*

*Denis DARTUS pour son écoute et ses conseils durant ces années.*

*Lucien MASBERNAT, à qui mes remerciements iront plus particulièrement, pour nos discussions passionnées, sa capacité à toujours proposer de nouvelles idées et surtout sa simplicité dans les rapports humains.*

*Toutes les personnes dont j'ai eu la chance de faire la connaissance au sein de l'IMFT. Il s'agit de membres permanents, de doctorants ou encore de personnes venues le temps d'un stage. Des personnes, qui par le biais d'un échange, m'ont un jour enrichi.*

*Tout le personnel des services techniques et administratifs pour leurs compétences et leur disponibilité.*

*Lilou GIMENEZ et Michel SARDEING pour leur contribution aux traductions des résumés de ce mémoire.*

*Mes nombreux Amis et Parents. J'aurais aimé pouvoir les citer tous, mais la liste serait bien trop longue...*

---

**Véronique ESPY**  
«L'art sous toutes ses formes»  
Peintres et Sculpteurs  
de Midi Pyrénées - Juin 96 -  
Edition FUS ART

*«La pointe des châteaux»  
Huile sur toile de lin - 77 x 55 cm*



---

---

# Résumé

---

Deux manifestations relativement bien observées des interactions dynamiques à l'interface eau-atmosphère sont au centre de ce travail : il s'agit d'une part, du niveau élevé de l'intensité turbulente au sommet de la couche de surface, sous les vagues de vent, d'autre part, de l'organisation du champ de vitesse moyenne en rouleaux d'axes parallèles à la direction du vent (circulations de Langmuir). Ce double aspect des interactions entre les courants moyens, la turbulence et les mouvements orbitaux associés aux vagues est analysé en mettant en oeuvre une modélisation et des simulations numériques qui s'appuient sur un ensemble de résultats expérimentaux obtenus au laboratoire ou sur le terrain. Les principaux travaux théoriques et expérimentaux qui ont contribué à mieux appréhender ces aspects de la dynamique de la couche mélangée de surface et sur lesquels s'appuient les essais de modélisation sont rappelés et commentés dans le premier chapitre du mémoire.

Les résultats d'expériences de laboratoire et de terrain disponibles ont été recensés et comparés. Cette analyse est développée sous forme non dimensionnelle avec des échelles de référence caractéristiques des trois mouvements, orbital, turbulent et moyen. Les résultats présentés dans le chapitre deux suggèrent ainsi une nouvelle paramétrisation de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation turbulente au sommet de la couche de surface en fonction de l'énergie, de la cambrure et du nombre d'onde de l'onde dominante du champ de vagues (ces résultats vont guider le choix des conditions aux limites à l'interface mises en oeuvre dans les expériences numériques). Cette analyse confirme aussi, du moins qualitativement, le rôle des circulations de Langmuir sur le champ de vitesse moyenne et la turbulence.

Le modèle est présenté dans le troisième chapitre : les équations du champ de vitesse moyenne sont formulées dans le cadre de la théorie de Craik & Leibovich en incluant les termes d'interaction entre le courant de Stokes de l'onde de surface dominante et le courant moyen. Une fermeture, en un point et au premier ordre, par un modèle  $(k, \epsilon)$  est adoptée pour le tenseur des contraintes turbulentes, avec des valeurs paramétrisées de  $k$  et  $\epsilon$  à l'interface conformément aux résultats du chapitre deux. Le modèle est formulé sous forme non dimensionnelle avec les échelles caractéristiques suggérées par l'analyse des données expérimentales : il fait ainsi apparaître un nouveau nombre de Langmuir qui s'avère fortement corrélé au nombre de Froude (bâti sur la vitesse du vent et le fetch). Une étude de sensibilité du modèle au nombre de Langmuir, mais aussi aux facteurs de forme des cellules et aux valeurs de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation turbulente à l'interface permet de bien caractériser l'impact de l'organisation cellulaire de l'écoulement sur les transferts verticaux de quantité de mouvement et d'énergie, en soulignant aussi l'importance du problème de la sélection du nombre de cellules.

La confrontation des résultats des simulations numériques aux observations de laboratoire et de terrain est présentée dans le chapitre quatre : cette analyse confirme l'existence de structures cohérentes de type circulations de Langmuir au laboratoire et in-situ. Il semble en général que ces structures aient un caractère intermittent et certainement des tailles variables. Leur rôle dans l'interprétation des expériences est important et elles ne peuvent pas être négligées dans la modélisation des transferts verticaux : une étude de leurs effets sur la dispersion d'un constituant dissous met bien en évidence les limites que l'organisation en rouleaux de Langmuir impose à la représentation des transports verticaux par des lois de gradient.

**MOTS CLES**      - Vagues de vent                      - Turbulence                      - Circulations de Langmuir  
                         - Couche mélangée                      - Dispersion                      - Modélisation numérique

---

---

# Abstract

---

This work is centred on two manifestations, relatively well observed, of dynamical interactions at air-sea interface : it is the high level of turbulence intensity at the top of the upper mixed layer, under wind-waves, and the roll vortices organisation with axes parallel to the wind direction of mean velocity (Langmuir circulations). These two aspects of interactions between mean currents, turbulence and orbital motion are analysed with modelling and numerical simulations based on experimental data from laboratory or field. Main theoretical and experimental works which have contributed on the better understanding of the surface layer dynamic may be found in the first chapter.

Available experimental results, from laboratory or field, are registered and compared. This analysis is developed in non dimensional form with reference scales characteristic of orbital, turbulent and mean motion. Results, presented in the chapter two, suggest a new parametrisation of turbulent kinetic energy and dissipation rate at the surface as function of wave energy, wave slope and wave number. This analysis confirms also, qualitatively, the role of Langmuir circulations on the turbulence and mean velocity field.

The model is presented in the third chapter : mean velocity field equations are formulated with Craik & Leibovich theory including interaction terms between Stokes drift of the dominant surface wave and mean current. A first order turbulence closure model ( $k, \epsilon$ ) is used to model the Reynolds stresses tensor, with parametrised values of  $k$  and  $\epsilon$  at the interface according to results of chapter two. The model is formulated in non dimensional form by using characteristic scales based on experimental data : a new Langmuir number appears correlated to the Froude number (construct on wind speed and fetch). A sensitiveness study on Langmuir number, on cells aspect ratio, on turbulent kinetic energy and dissipation rate at the interface allows to show the influence of Langmuir circulations on vertical momentum and energy transferts. This study exhibits also the cells number selection problem.

Experimental data, from laboratory and field, are simulated and presented in chapter four. This analysis confirms the existence of "coherent structures" of Langmuir circulations type. These structures seem generally intermittent and with unsteady sizes. Their role in the interpretation of experiments is important and they can't be neglect in vertical transferts modelling : a study on the dispersion of an abiotic component shows the limits imposed by roll vortices on the representation of vertical transport by gradient laws.

**KEY WORDS**    - Wind-waves                      - Turbulence                      - Langmuir Circulations  
                     - Upper mixed layer                - Dispersion                      - Numerical modelling



---

---

# Resumen

---

Dos manifestaciones relativamente bien observadas de las interacciones dinámicas al interface agua-atmósfera están al centro de este trabajo: se trata de una parte del alto nivel de la intensidad turbulenta a la cima de la capa mezclada de superficie, debajo de las olas de viento, y por otra parte, de la organización del campo de velocidad media en rollos de ejes paralelos a la dirección del viento (circulaciones de Langmuir). Este doble aspecto de las interacciones entre las corrientes medias, la turbulencia y los movimientos orbitales asociados a las olas está analizado poniendo en acción un modelo y simulaciones numéricas que se basan en resultados experimentales obtenidos en laboratorio o en terreno. Los principales trabajos teóricos y experimentales que han contribuido a una mejor comprensión de estos aspectos de la dinámica de la capa de superficie y sobre los cuales se basan los ensayos con modelo están citados y comentados en el primer capítulo del informe.

Los resultados de experiencias en laboratorio o en terreno disponibles han sido enumerados y comparados. Este análisis está desarrollado de manera no dimensional con escaleras de referencia características de los tres movimientos, orbital, turbulento y medio. Los resultados presentados en el segundo capítulo sugieren así un nuevo parámetro de la energía cinética turbulenta y del índice de disipación turbulenta a la cima de la capa de superficie en función de la energía, de la combadura y del número de onda de la onda dominante del campo de olas (esos resultados van a guiar la elección de las condiciones a los límites al interface puestas en acción en las experiencias numéricas). Este análisis confirma también, al menos cualitativamente, la función de las circulaciones de Langmuir sobre el campo de velocidad media y la turbulencia.

El modelo está presentado en el tercer capítulo: las ecuaciones del campo de velocidad media están formuladas en los límites de la teoría de Craik y Leibovich incluyendo los términos de interacción entre la corriente de Stokes de la onda superficie dominante y la corriente media. Se adopta un cierre, en un punto y al primer orden, por un modelo  $(k, \epsilon)$  para el tensor de las coacciones turbulentas, con valores de parámetro  $k$  y al interface en conformidad con los resultados del segundo capítulo. El modelo está formulado de manera no dimensional con las escaleras características sugeridas por el análisis de datos experimentales: de esa manera aparece un nuevo número de Langmuir que resulta fuertemente correlativo al número de Froude (construido sobre la velocidad del viento y del fetch). Un estudio de sensibilidad del modelo al número de Langmuir, pero también a los factores de forma de las células y a los valores de la energía cinética turbulenta y de la disipación turbulenta al interface permite de bien caracterizar el impacto de la organización celular del derrame sobre los traslados verticales de cantidad de movimiento y de energía, haciendo resaltar también la importancia del problema de la selección del número de células.

La confrontación entre los resultados de las simulaciones numéricas y las observaciones en laboratorio y terreno está presentado en el cuarto capítulo: este análisis confirma la existencia de estructuras coherentes de tipo circulaciones de Langmuir en laboratorio y in-situ. Parece que en general esas estructuras tengan un carácter intermitente y seguramente varios tamaños. Su función en la interpretación de los experimentos es importante y no se deben de olvidar en el modelo referente a los traslados verticales: un estudio de los efectos sobre la dispersión de un constituyente disuelto pone bien de manifiesto los límites que la organización en rollos de Langmuir impone a la representación de los transportes verticales por leyes de gradientes.

**TERMINOS LLAVE** - Olas de viento    - Turbulencia    - Circulaciones de Langmuir  
- Capa mezclada    - Dispersion    - Modelo Numerico

---

---

# Zusammenfassung

---

Diese Arbeit dreht sich um zwei relativ gut beobachtete Wirkungen von dynamischen Interaktionen bei Luft-wasserinterface: Einerseits handelt es sich um den hohen Stand der Wirbelintensität beim Höhepunkt der Obenschicht unter Windwellen und andererseits um die Organisation des Mittelgeschwindigkeitsfelds mit zu Windrichtungen parallelen Achsen (Langmuirs Verkehr). Diese beiden Aspekte von Interaktionen zwischen Mittelströmen, Wirbeln und Orbitalbewegungen werden durch eine Beschreibung und zahlenmässige Simulationen analysiert, die auf Versuchsergebnissen im Labor oder Feld beruhen. Die meisten Theorie- und Versuchsuntersuchungen, die dazu beigetragen haben, die Aspekte der Obenmischschicht zu verstehen, sind im ersten Kapitel zu lesen.

Die verfügbaren Ergebnisse der Labor- und Feldversuche sind gezählt und verglichen worden. Diese Analyse ist unter abmessungsloser Form mit Massstäben entwickelt, die für die 3 Orbital-Wirbel- und Mittelbewegungen charakteristisch sind. Die im zweiten Kapitel vorgestellten Ergebnisse schlagen eine neue Parametrierung für kinetische Wirbelenergie und für die Wirbelauflösungsquote in Oberfläche vor, je nach Wellenenergie, Wellenwölbung und Wellenzahl. Diese Analyse bestätigt also, wenigstens qualitativ, die Rolle von Langmuirs Verkehr auf dem Mittelgeschwindigkeitsfeld und auf den Wirbel.

Im dritten Kapitel ist das Modell vorgestellt. Die Gleichungen vom Mittelgeschwindigkeitsfeld sind im Rahmen von Craik und Leibovichs Theorie aufgestellt, indem man die Interaktionenausdrücke zwischen Stokes Hauptoberflächenwelle und der Mittelwelle hinzufügt. Eine erste Wirbelschliessung ( $k, \epsilon$ ) ist für den Wirbelspannungsmesser mit  $k$  und  $\epsilon$  parametrisierten Werten bei Interface ergriffen, je nach Ergebnissen des zweiten Kapitels. Das Modell ist unter abmessungsloser Form mit Massstäben entwickelt, die für die Versuchsangaben charakteristisch sind: eine neue Langmuirs Nummer erscheint, die in Korrelation mit Froudes Nummer steht, die auf Windgeschwindigkeit und auf Fetch beruht. Eine sensorische Untersuchung von Langmuirs Nummer und von kinetischer Wirbelenergie und Auflösungsquoten bei Interface erlaubt, den Einfluss von Langmuirs Verkehr auf senkrechte Übertragungen zu charakterisieren. Dazu zeigt diese Untersuchung das Auswahlproblem der Zellenzahl.

Im vierten Kapitel handelt es sich um die Vorstellung der Labor- und Feldereignisse: diese Analyse bestätigt die Anwesenheit "koherenter Strukturen" vom Typ Langmuirs Verkehr. Meistens scheinen diese Strukturen unregelmässig zu sein und unterschiedliche Grössen zu haben. Ihre Rolle bei den Ereignissenauslegungen ist wichtig und darf nicht in den senkrechten Übertragungen ausser acht gelassen werden. Eine Untersuchung auf die Auseinandertreibung von einem aufgelösten Bestandteil zeigt ganz deutlich die Grenzen, die die Wellenorganisation von Langmuir zu der Vorstellung der senkrechten Übertragungen durch die Gradientengesetze zwingt.

## SCHLÜSSELWÖRTER

- Windwellen
- Wirbel
- Langmuirs Verkehr
- Mischschicht
- Auseinandertreibung
- Nummerbeschreibung

---



---

# Table des matières

---

<i>AVANT-PROPOS</i>	<i>iii</i>
---------------------	------------

<i>RESUMES</i>	<i>vii</i>
----------------	------------

<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
---------------------	----------

*Chapitre 1*

<b>QUELQUES ASPECTS DES INTERACTIONS DYNAMIQUES DANS LA COUCHE MELANGEE DE SURFACE</b>	<b>7</b>
--	----------

<b>1.1 VAGUES DE SURFACE ET COURANTS GENERES PAR LE VENT</b>	<b>9</b>
1.1.1 LES VAGUES DE VENT	9
1.1.2 LES COURANTS DE SURFACE	14
1.1.3 LES INTERACTIONS MECANIQUES A L'INTERFACE EAU-ATMOSPHERE	15
<b>1.2 TURBULENCE SOUS LES VAGUES DE VENT ET CIRCULATIONS DE LANGMUIR</b>	<b>17</b>
1.2.1 LA TURBULENCE SOUS LES VAGUES DE VENT	17
1.2.2 LES CIRCULATIONS DE LANGMUIR	22
<b>1.3 UN MODELE DES COURANTS ET DE DIFFUSION TURBULENTE SOUS LES VAGUES DE VENT</b>	<b>26</b>
<b>1.4 ADAPTATION DU CODE PHOENICS</b>	<b>29</b>
1.4.1 PHOENICS EN QUELQUES MOTS	29
1.4.2 L'ADAPTATION DU CODE AU PROBLEME	32
<b>1.5 LES OBJECTIFS DE CETTE ETUDE</b>	<b>34</b>

---

**ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES SUR LES COURANTS ET LA  
TURBULENCE SOUS LES VAGUES DE VENT** **37**


---

<b>2.1 INTRODUCTION</b>	<b>39</b>
<b>2.2 RECENSEMENT DES EXPERIENCES ET DES DONNEES DISPONIBLES</b>	<b>40</b>
<b>2.3 DEFINITIONS ET DETERMINATIONS DES PARAMETRES DE FORCAGE DE LA COUCHE DE SURFACE</b>	<b>43</b>
2.3.1 LE FROTTEMENT INTERFACIAL	43
2.3.2 CARACTERISATION DES VAGUES	46
2.3.3 RECENSEMENT DES PARAMETRES DE FORCAGE POUR LES EXPERIENCES D'ONTARIO, DE STANFORD, DE TOULOUSE ET DE MARSEILLE	50
<b>2.4 ANALYSE PARAMETRIQUE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX</b>	<b>51</b>
2.4.1 LES ECHELLES DE REFERENCE	51
2.4.2 ANALYSE DES RESULTATS DE TOULOUSE	52
2.4.3 ANALYSE DES RESULTATS DE STANFORD	57
2.4.4 ANALYSE DES RESULTATS DE MARSEILLE	59
2.4.5 ANALYSE DES RESULTATS DU LAC ONTARIO	62
<b>2.5 TRAITs CARACTERISTIQUES DES COURANTS ET DE LA TURBULENCE DANS LA COUCHE DE SURFACE</b>	<b>64</b>

---

**DEFINITION ET ANALYSE DE SENSIBILITE DU MODELE** **67**


---

<b>3.1 INTRODUCTION</b>	<b>69</b>
<b>3.2 LE MODELE EN VARIABLES REDUITES</b>	<b>69</b>
3.2.1 LES VARIABLES REDUITES	70
3.2.2 LES EQUATIONS DU MODELE	71
3.2.3 LES CONDITIONS AUX LIMITES DU MODELE	73
3.2.4 LES NOMBRES SANS DIMENSION	75
<b>3.3 LES SOLUTIONS DU MODELE</b>	<b>77</b>
3.3.1 LES SOLUTIONS PARALLELES ET NON PARALLELES DE L'ECOULEMENT	78
3.3.2 LA SELECTION DU NOMBRE DE CELLULES	82
<b>3.4 ETUDE DE SENSIBILITE DU MODELE</b>	<b>85</b>
3.4.1 LA SENSIBILITE AU NOMBRE DE LANGMUIR LA	85
3.4.2 LA SENSIBILITE A LA PROFONDEUR ADIMENSIONNELLE $N_H$	89
3.4.3 LA SENSIBILITE AUX CONDITIONS AUX LIMITES EN SURFACE DES GRANDEURS TURBULENTES ( $k_i, \epsilon_i$ )	91
<b>3.5 CONCLUSIONS</b>	<b>92</b>

*Chapitre 4*

<b>SIMULATIONS NUMERIQUES D'EXPERIENCES DE LABORATOIRE ET DE TERRAIN</b>	<b>93</b>
<b>4.1 INTRODUCTION</b>	<b>95</b>
<b>4.2 SIMULATIONS DES EXPERIENCES DE TOULOUSE, DE STANFORD, DE MARSEILLE ET D'ONTARIO</b>	<b>95</b>
4.2.1 SIMULATIONS DES EXPERIENCES DE TOULOUSE	96
4.2.2 SIMULATIONS DES EXPERIENCES DE STANFORD	101
4.2.3 SIMULATIONS DES EXPERIENCES DE MARSEILLE	102
4.2.4 SIMULATIONS DES EXPERIENCES DU LAC ONTARIO	106
4.2.5 LA PARAMETRISATION DE LA TURBULENCE DE SURFACE	108
<b>4.3 COMPARAISON AU MODELE DE CRAIG &amp; BANNER</b>	<b>111</b>
<b>4.4 EFFETS DISPERSIFS DES CIRCULATIONS DE LANGMUIR</b>	<b>117</b>
<b>4.5 CONCLUSIONS</b>	<b>124</b>
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</b>	<b>127</b>
	<i>Annexe A</i>
<b>FIGURES HORS TEXTE</b>	<b>131</b>
	<i>Annexe B</i>
<b>MODELE DE TRANSPORT DES CONTRAINTES DE REYNOLDS</b>	<b>141</b>
<b>NOTATIONS</b>	<b>153</b>
<b>Liste des illustrations</b>	<b>157</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>161</b>

---

---

# **Introduction**

---

La génération des courants et de la turbulence dans les couches marines ou lacustres de surface met en jeu des mécanismes complexes, conséquences du double effet qu'a le vent à l'interface eau-atmosphère, d'entraînement de l'eau par cisaillement et de déformations de la surface par des vagues. Mouvements moyens, ondes et turbulence interagissent pour créer une configuration originale, encore mal comprise.

Mieux appréhender ces interactions est essentiel pour modéliser les processus de transferts verticaux qui constituent un passage obligé pour prévoir le fonctionnement hydroécologique de ces systèmes. Précisément un des objectifs du Programme National d'Océanographie Côtière (P.N.O.C.) était de mieux maîtriser les processus de mélange vertical dans la colonne d'eau parallèlement à des observations sur des chantiers en Manche et en Méditerranée. Cette contribution, conduite en étroite collaboration avec *Araujo* (1996), est d'abord méthodologique : en analysant les transferts dans la couche de surface avec un modèle bidimensionnel vertical, l'objectif était d'abord d'évaluer la pertinence de quelques idées sur la physique des interactions dynamiques dans la couche de surface avant de proposer un modèle opérationnel de terrain.

L'analyse et les essais de modélisation des courants et de la turbulence sous les vagues de vent, présentés dans ce mémoire, sont centrés sur deux manifestations relativement bien observées des interactions dynamiques à l'interface eau-atmosphère : il s'agit d'une part, du niveau élevé de l'intensité turbulente au sommet la couche de surface (avant même que le déferlement des vagues soit observé) et la présence éventuelle de circulations de Langmuir (qui désignent l'organisation du champ moyen de vitesse en rouleaux d'axes parallèles à la direction du vent).

Jusqu'à maintenant ces deux aspects de la dynamique de la couche de surface ont presque toujours été étudiés séparément aussi bien au niveau expérimental que théorique : ainsi, les modèles des transferts turbulents verticaux dans la couche de surface ignorent-ils en général l'effet du transport advectif et/ou de production par d'éventuels courants secondaires. De même, les approches expérimentales ou théoriques des circulations de Langmuir se fondent sur des représentations très simples de la diffusion turbulente (le plus souvent par une diffusivité turbulente constante).

Nos travaux de recherche font suite à des études expérimentales, théoriques et de modélisation entamées depuis une dizaine d'années à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Ainsi *Prodhomme* (1988) a mis en évidence une organisation tridimensionnelle de l'écoulement liée à l'interaction entre le mouvement orbital et le cisaillement de surface, couramment dénommée circulations de Langmuir. *Magnaudet* (1989), à partir de la théorie de *Craik & Leibovich* (1976), confirme le rôle des interactions vagues-courant à l'origine de ces cellules de Langmuir et fait apparaître une interaction entre les vagues et la turbulence. *Thais* (1994) observe pour sa part les forts niveaux de turbulence sous l'interface résultant de ces interactions vagues-turbulence. La suite logique de ces travaux passait par la modélisation de l'écoulement en combinant les deux phénomènes (première approche *Araujo*, 1996).

Ce travail s'inscrit dans la continuité de ces travaux, et en particulier de ceux de *Araujo* qui a mis en place une étude de l'écoulement sous les vagues de vent mais avec une modélisation de la turbulence à l'aide d'une viscosité turbulente constante. Une conclusion de son travail souligne la nécessité de revenir sur l'interprétation des données expérimentales mais avec une modélisation plus physique et plus réaliste de la turbulence. L'objectif central du travail est dès lors de proposer une analyse et une modélisation des interactions dynamiques dans la couche mélangée de surface qui prennent en compte, simultanément, le caractère spécifique de la turbulence et l'existence des écoulements secondaires. Il nous paraît indispensable d'appuyer cette analyse et cette modélisation sur les données expérimentales disponibles qui proviennent essentiellement de travaux de laboratoire mais aussi de mesures obtenues sur le terrain.

Le mémoire est organisé en quatre chapitres. Après une présentation de quelques aspects de la dynamique de la couche mélangée de surface, une revue bibliographique des principaux travaux théoriques et expérimentaux qui ont contribué de manière significative à mieux comprendre les interactions vague / courant / turbulence sous les vagues de vent est proposée et commentée dans le premier chapitre.

Le second chapitre recense les résultats des expériences de laboratoire et de terrain. La comparaison de ces mesures sous forme non dimensionnelle permet une nouvelle interprétation de ces données. Cette analyse est développée à l'aide d'échelles de référence caractéristiques des trois mouvements : orbital, turbulent et moyen. La confrontation des résultats confirme de manière qualitative le rôle des circulations de Langmuir sur le champ moyen de vitesse et le champ turbulent. L'analyse suggère aussi une nouvelle paramétrisation des valeurs d'énergie cinétique turbulente et de dissipation turbulente à l'interface en fonction de l'énergie, de la cambrure et du nombre d'onde de la vague : ce résultat est utilisé par la suite pour le choix des conditions aux limites à l'interface lors des expériences numériques.

Le modèle s'appuyant sur les travaux antérieurs et sur l'analyse des données précédentes est présenté dans le troisième chapitre. Ainsi les équations de quantité de mouvement moyenne incluent les termes sources générateurs de la vorticité (circulations de Langmuir) de *Craik & Leibovich* qui relient le courant de Stokes de la vague au courant moyen. Le tenseur des contraintes turbulentes est modélisé à l'aide d'une fermeture au point et au premier ordre du type  $(k, \epsilon)$ . Les processus spécifiques de production de la turbulence en surface sont pris en compte dans les conditions aux limites conformément aux résultats du second chapitre. Les équations du modèle, écrites sous forme réduites, font apparaître un nouveau nombre de Langmuir dont une étude de sensibilité est effectuée. Le problème de la sélection du nombre de cellules et du choix des valeurs des conditions aux limites de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation à l'interface est évoqué pour montrer l'impact de l'organisation cellulaire sur les transferts verticaux de quantité de mouvement et d'énergie.

Le chapitre quatre est plus particulièrement consacré à la confrontation du modèle avec les données expérimentales. Cette analyse met l'accent sur la nécessité de prendre en compte l'existence de structures cohérentes de type circulations de Langmuir pour interpréter ces



données et pour modéliser les transferts verticaux. L'analyse s'appuie aussi sur une comparaison avec le modèle de *Craig & Banner* qui ne prend en compte que l'effet du déferlement des vagues à la surface. Enfin, une étude du rôle de l'écoulement secondaire sur la dispersion d'un constituant dissous est réalisée et une modélisation unidimensionnelle du problème est proposée.

Deux annexes renferment des exemples de champs de vitesse, d'isocontours de diverses grandeurs de l'écoulement et les premiers résultats obtenus avec une fermeture de la turbulence au second ordre (ou modèle aux contraintes de Reynolds). Cette étude ne constitue qu'une première approche sur la remise en cause de l'hypothèse de Boussinesq pour représenter les contraintes turbulentes dans ce type de problème. Mais compte tenu de la faiblesse des améliorations apportées, elle n'est abordée qu'en annexe à titre d'indication.

---

---

**Quelques aspects  
des interactions dynamiques  
dans la couche mélangée de surface**

*Chapitre 1*

---

## **1.1 Vagues de surface et courants générés par le vent**

---

L'action du vent à l'interface eau-atmosphère a un double effet, celui de générer des déformations de la surface, par des vagues, et celui d'entraîner l'eau. En présence des vagues l'entraînement de l'eau ne se réduit pas seulement à un champ de vitesse moyenne et de fluctuations turbulentes (tous deux produits par cisaillement) mais il comprend aussi les courants orbitaux associés au champ de vagues. A cause des non-linéarités inhérentes aux transferts de quantité de mouvement dans les fluides, il n'est pas très étonnant que puissent se développer de fortes interactions entre les mouvements moyens, les mouvements orbitaux, quasiment irrotationnels et peu dissipatifs, et les mouvements turbulents, rotationnels et dissipatifs par nature. Dans ce travail nous nous intéresserons plus particulièrement à deux manifestations relativement bien observées de ces interactions : il s'agit d'une part, des niveaux élevés de turbulence au sommet de la couche de surface en présence de vagues de vent (pas forcément déferlantes, du moins suivant les critères "visuels" que l'on associe généralement au déferlement), et d'autre part, de l'organisation du champ cinématique moyen en cellules de Langmuir. Avant de faire le point des explications théoriques qui ont été proposées pour représenter ces interactions il est utile de rappeler des résultats classiques sur les propriétés des vagues et des courants générés par le vent. C'est aussi l'occasion de donner quelques définitions et de préciser le "**vocabulaire**" (noté en gras dans ce chapitre) dont il sera souvent fait usage par la suite.

### **1.1.1 Vagues de vent**

Ainsi, en mer, le vent crée des vagues de formes complexes, en associant des ondes longues et courtes se propageant dans diverses directions, donnant à la surface de la mer son double aspect périodique et aléatoire. Ces ondes induisent, pour les vagues de vent, un spectre en fréquence dont les niveaux d'énergie sont particulièrement élevés : surtout en ce qui concerne les vagues de gravité (*figure 1.01*).

Depuis fort longtemps, les vagues de surface intéressent les chercheurs. En effet, la principale théorie sur les vagues, à savoir celle de Stokes, remonte au XIX<sup>e</sup> siècle. Elle est cependant encore très utilisée de nos jours. Cette théorie s'attache à prédire la **forme de la surface libre** et à décrire les **mouvements orbitaux** qu'elle induit sur un écoulement au repos. Partant du constat qu'une vague peut persister et se propager sur plusieurs centaines de kilomètres, malgré l'arrêt du vent, cette théorie est bâtie sur les hypothèses de fluide parfait et d'irrotationnalité. Ces hypothèses ne traduisent, en fait, que le caractère peu dissipatif et la "**capacité quasi-nulle à diffuser**" des vagues et permettent d'obtenir des solutions analytiques relativement simples. Mais si ces études sont des théories "**prédictives**" de la forme de la surface libre et des mouvements orbitaux que cette dernière induit, elles ne sont aucunement des théories "**explicatives**" de la **génération des vagues par le vent**. Aussi

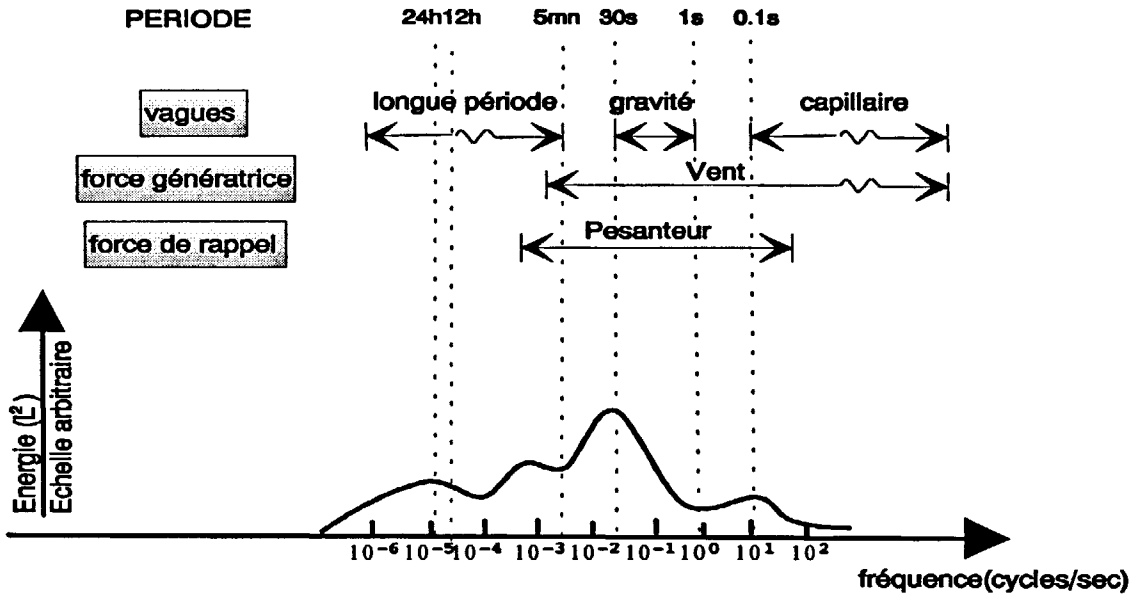


figure 1.01 : Spectre en fréquence et énergie des vagues - d'après Susbielles et Bratu (1981)

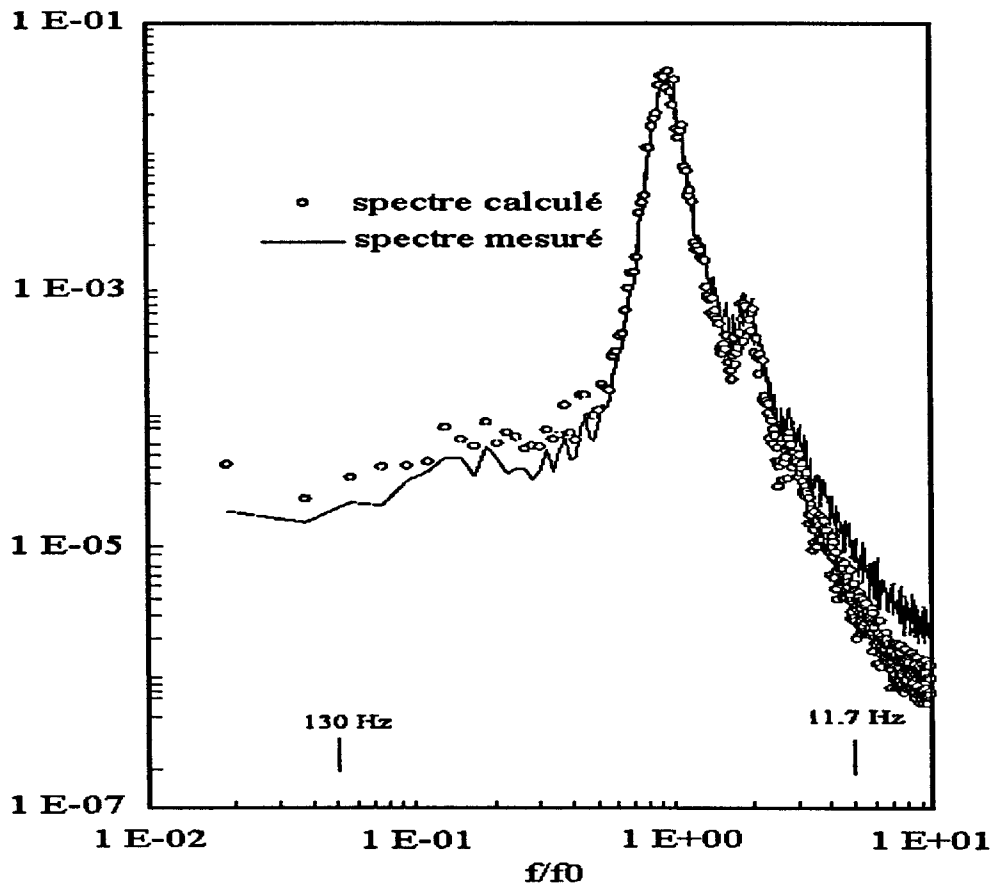


figure 1.02 : Spectre de puissance d'une vague - d'après Thais (1994)

certain auteurs ont tenté de proposer divers mécanismes mais celui qui semble retenir l'adhésion générale aujourd'hui est celui de *Phillips* (1977). Cette génération de vagues par le vent serait due à des mécanismes de résonance de la surface de l'eau sous l'action de fluctuations de pressions dans l'air. Ensuite, comme l'évoque *Longuet-Higgins* (1969), la non uniformité de la contrainte de surface (qui varie ici avec la phase de la vague) vient alors amplifier ce phénomène de résonance. Mais Phillips ajoute que cette amplification ne se poursuit pas indéfiniment. La cause de cette interruption est le déferlement. En fait, une formation de vagues capillaires devant la crête des vagues vient limiter la croissance de ces dernières. C'est la raison pour laquelle, plusieurs auteurs dont *Thais* (figure 1.02) ont montré qu'un spectre de puissance de vagues présente un pic prononcé à la fréquence  $f_0$  de l'onde dominante.

L'onde dominante va donc nous servir à la représentation de l'état de la houle, par une vague périodique, monochromatique définie par trois paramètres:

$a$  : l'amplitude

$K$  : le nombre d'onde

$\sigma$  : la pulsation intrinsèque

Expérimentalement, la connaissance de l'état de surface de la mer, passe donc par la détermination de ces trois paramètres ( $a$ ,  $k$ ,  $\sigma$ ) et par la représentation de l'état de surface par une vague équivalente périodique et monochromatique. De nombreux travaux ont donc été consacrés à la détermination de ces paramètres et à celle de leurs liens avec des "agents extérieurs" connus tels que la vitesse du vent et le "fetch<sup>1</sup>". On peut citer ceux de *Deardoff* (1967) (relation 1.01) qui tiennent compte de l'état de développement des vagues ou bien encore ceux de *Stewart* (1967) (relation 1.02) qui correspondent plutôt à des vagues pleinement développées.

$$\left. \begin{aligned} a &= \left( 3 \frac{\rho_G}{\rho} C f_0 \frac{X U_G^2}{g} \right)^{1/2} \\ f_0 &= \frac{\delta^{1/2}}{2\pi} \left( 3 \frac{\rho_G}{\rho} C f_0 \frac{X U_G^2}{g^3} \right)^{-1/4} \\ c_0 &= \frac{1}{\delta^{1/2}} \left( 3 \frac{\rho_G}{\rho} C f_0 g X U_G^2 \right)^{1/4} \end{aligned} \right\} \text{Deardoff} \quad (1.01)$$

<sup>1</sup> On appelle *fetch* la distance à partir de laquelle a commencé le contact entre l'eau et le vent

$$\left. \begin{aligned} a &= 0.1 \frac{U_G^2}{g} \\ K &= \frac{g}{U_G^2} \\ \sigma &= \frac{g}{U_G} \end{aligned} \right\} \text{Stewart} \quad (1.02)$$

avec  $c_0$  la célérité absolue,  $f_0$  la fréquence de l'onde dominante,  $Cf_0$  un coefficient,  $X$  le fetch,  $U_G$  la vitesse du vent,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $\delta$  la cambrure de la vague,  $\rho$  la masse volumique de l'eau et  $\rho_G$  la masse volumique de l'air.

Ces paramètres nous permettent de former deux nombres sans dimensions, qui nous serviront par la suite, il s'agit de :

$$\begin{aligned} \delta &= Ka \\ \beta &= \frac{\sigma}{Ku_i^*} \end{aligned} \quad (1.03)$$

avec  $u_i^*$  vitesse de frottement interfaciale dans l'eau qui sera défini ultérieurement.

Le premier,  $\delta$ , est la cambrure de la vague. Il permet de la caractériser en eau profonde et de définir sa limite au déferlement. Le second,  $\beta$ , est l'âge de la vague et sert à évaluer son état de développement.

La cambrure est un paramètre clé de la théorie irrotationnelle. En effet, lorsqu'elle est considérée comme petite, elle permet d'obtenir les solutions d'ordres successifs. Nous allons développer rapidement les principales idées de cette théorie. L'écoulement étant considéré comme irrotationnel, il existe un potentiel de vitesse  $\Phi$ . Cette hypothèse combinée avec l'équation de continuité permet d'aboutir à l'équation de Laplace qui confère à  $\Phi$  un caractère harmonique (*relation 1.04*).

$$\begin{aligned} \nabla \times \underline{\underline{v}} &= 0 \Rightarrow \exists \Phi : \underline{\underline{v}} = \nabla \Phi \\ \nabla \cdot \underline{\underline{v}} &= 0 \Rightarrow \nabla^2 \Phi = 0 \end{aligned} \quad (1.04)$$

où  $\underline{\underline{v}}$  est le vecteur vitesse,  $\Phi$  est le potentiel de vitesse. Par convention, les vecteurs seront en gras et les grandeurs dimensionnelles seront soulignées.

Les équations du mouvement sont régies par les équations d'Euler. Mais on leur préférera bien souvent une intégrale première qui correspond à l'équation de Bernoulli (*relation 1.05*).

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\underline{u}^2 + \underline{v}^2 + \underline{w}^2) + \frac{P}{\rho} + g\underline{z} = \text{Cste} \quad (1.05)$$

où  $u, v, w$  correspondent aux composantes longitudinales, transversales et verticales de la vitesse,  $P$  est la pression,  $t$  est le temps et  $z$  est la coordonnée verticale.

Ce système d'équations est associé à deux conditions aux limites en surface (*relation 1.06*). La première, la condition dynamique, provient de l'équation de Bernoulli et traduit que la surface libre  $\eta$  est une surface isobare. La seconde, la condition cinématique, traduit qu'une particule d'eau qui se trouve sur la surface,  $y$  reste.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{2}(\underline{u}^2 + \underline{v}^2 + \underline{w}^2) + g\eta &= \text{Cste} \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + \underline{u} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \underline{v} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \underline{w} &= 0 \end{aligned} \quad (1.06)$$

avec  $\eta$  la forme de la surface libre,  $x$  et  $y$  les coordonnées longitudinales et transversales.

Afin de linéariser le problème, et lorsque la cambrure peut être considérée comme un petit paramètre, il est intéressant de développer les inconnues du problème ( $\Phi$  et  $\eta$ ) en puissances croissantes de  $\delta$  (*relation 1.07*).

$$\begin{aligned} \eta &= \delta \eta_1 + \delta^2 \eta_2 + \dots \\ \Phi &= \delta \Phi_1 + \delta^2 \Phi_2 + \dots \end{aligned} \quad (1.07)$$

En injectant ces développements asymptotiques dans les équations précédentes et en utilisant le théorème de Taylor pour transformer les conditions aux limites à l'interface  $\eta$  en conditions aux limites à une interface moyenne  $\underline{z} = 0$ , il est possible d'obtenir des solutions analytiques simples. Nous ne présentons ici que la solution au premier ordre (solution d'Airy) puisque seule celle-ci nous sera utile par la suite (*relation 1.08*).

$$\begin{aligned} \eta &= a \cos(K\underline{x} - \sigma t) \\ \Phi &= \frac{\sigma a}{K} \frac{\text{ch}K(\underline{z} + H)}{\text{sh}KH} \sin(K\underline{x} - \sigma t) \end{aligned} \quad (1.08)$$

où  $H$  est la profondeur.

Du fait de la surabondance de conditions aux limites en surface, cette solution s'accompagne d'une relation de compatibilité appelée relation de dispersion (*relation 1.09*). Elle exprime que des vagues de différentes longueurs d'onde se déplacent à des vitesses différentes.

$$K^2 c^2 = \sigma^2 = gK \operatorname{th} KH \quad (1.09)$$

avec  $c$  la célérité relative.

Si on regarde les trajectoires suivies par les particules issues de cette solution, elles vont décrire des orbites fermées. Or, il a été observé un transport de masse sous les vagues de gravité dans la direction de propagation, montrant ainsi que les trajectoires ne sont pas rigoureusement fermées. Ce déplacement, appelé **courant de Stokes**, a été calculé pour la première fois par *Stokes* en 1847. *Phillips* l'a écrit plus tard de manière plus générale (*relation 1.10*). Il apparaît à l'ordre 2 de la cambrure ( $\delta^2$ ) et traduit l'écart entre la vitesse lagrangienne et eulérienne, sous les vagues.

$$\mathbf{V}_s = \frac{1}{c - U_C} \overline{\nabla \tilde{\mathbf{v}} \cdot \int \tilde{\mathbf{v}} d\mathbf{x}'} = \left( \frac{\sigma K a^2}{2} \frac{\operatorname{ch} 2K(z+H)}{\operatorname{sh}^2 KH}, 0, 0 \right) \quad (1.10)$$

avec  $\mathbf{V}_s$  le courant de Stokes,  $U_C$  un courant longitudinal éventuel,  $\tilde{\mathbf{v}}$  le vecteur vitesse orbital (mouvement induit par les vagues),  $x'$  est la coordonnée longitudinale dans le repère lié à la vague et  $\bar{\varphi}$  est la moyenne de Reynolds de la grandeur  $\varphi$ .

Comme on le verra par la suite le courant de Stokes interagit avec le courant moyen produit par cisaillement.

## 1.1.2 Courants de surface

Nous venons d'aborder l'effet le plus visible de l'action du vent sur la surface des mers, mais ce dernier est aussi à l'origine d'effets juste sous l'interface tels que les courants (*figure 1.03*). Depuis fort longtemps ce phénomène intéresse les chercheurs et de nombreux travaux sont consacrés à la bonne prévision de ces courants dans l'océan ou dans les lacs.

Une illustration simple de ce phénomène, en mer, est la couche d'Ekman où ces courants sont générés pour équilibrer la force due au cisaillement du vent et la force de Coriolis planétaire. Dans les lacs (et de manière moins visible en mer) le vent en soufflant va provoquer un relèvement de la ligne d'eau, ce qui crée un gradient de pression longitudinal et donc une circulation de la masse d'eau. Ce basculement de la surface est aussi à la base du phénomène de seiche<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> Oscillation du plan d'eau



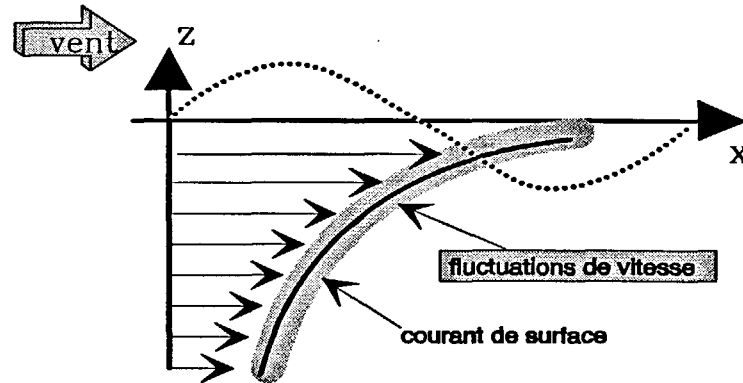


figure 1.03 : Génération de courant par le vent

Une des difficultés rencontrées est de déterminer la répartition verticale de vitesse. C'est pourquoi de nombreuses études tentent de fournir des lois analytiques ou des modèles capable de reproduire ces courants (*Tsanis*, 1989 et *Wu & Tsanis*, 1995). En fait, la plupart de ces modèles préconisent des profils linéaires de vitesse immédiatement sous l'interface. Ils seraient suivis de profils logarithmiques ou en loi puissance selon l'intensité du vent. Ce type de constat résulte de l'analogie qui est faite avec les profils de vitesse près d'une paroi. Dans tous ces modèles, la turbulence est modélisée de manière classique. Un caractère **essentiellement diffusif** lui est attribué, à travers une viscosité turbulente. Toute la difficulté de ces études réside dans la détermination de cette viscosité turbulente. La principale faiblesse de ces modèles est qu'ils ignorent la présence des vagues et de leurs effets sur l'écoulement. En effet, la coexistence des mouvements orbitaux, des mouvements moyens et des mouvements turbulents peut générer diverses interactions. Mais ces interactions mécaniques sont jusqu'à présent rarement considérées.

### 1.1.3 Interactions mécaniques à l'interface eau-atmosphère

Plusieurs types d'interactions liées aux vagues de surface ont été mises en évidence et étudiées.

Le premier type d'interactions, à avoir été largement étudié, est l'interaction **vague / vague** (*Crapper*, 1984). Ce type d'influence est à la base du développement du spectre des vagues. De tels travaux, s'attachent essentiellement à mieux représenter la forme de la surface, à partir de la théorie potentielle (ou irrotationnelle).

Le second type concerne les interactions **vague / courant** qui ont intéressé un grand nombre de chercheurs. Les uns ont examiné l'effet d'un courant variable sur les vagues, recherchant les nouvelles caractéristiques des vagues (*Peregrine* 1976, pour une revue), les autres ont orienté leurs investigations vers les effets du mouvement orbital sur le fond, en présence d'un courant et en écoulement peu profond (*Soulsby & al* 1993, pour une revue). Un troisième aspect, qui a suscité moins d'intérêt jusqu'à présent, concerne les **circulations de**

**Langmuir.** Ces circulations se manifestent par l'apparition de rouleaux contrarotatifs, d'axes parallèles à la direction du vent. Il s'agit de cellules qui s'étendent sur toute la couche marine de surface (*Leibovich* 1983, pour une revue).

Enfin le troisième type concerne les interactions vague / turbulence. La plupart de ces travaux s'attachent à analyser ces interactions dans la couche limite du fond (*Borue & al* 1995). En ce qui concerne la surface, à notre connaissance, seuls deux travaux théoriques (*Kitaigorodskii & Lumley*, 1983 et *Magnaudet & Masbernat*, 1990) les ont évoqués. Ces travaux tentent de donner une explication aux niveaux de turbulence anormalement élevés (par rapport aux écoulements cisailés classiques, de type paroi) que l'on observe sous les vagues.

La *figure 1.04* schématise donc de manière simple, le problème central de notre étude. Elle situe rapidement les vagues, le courant, la turbulence et leurs interactions dans la couche de surface.

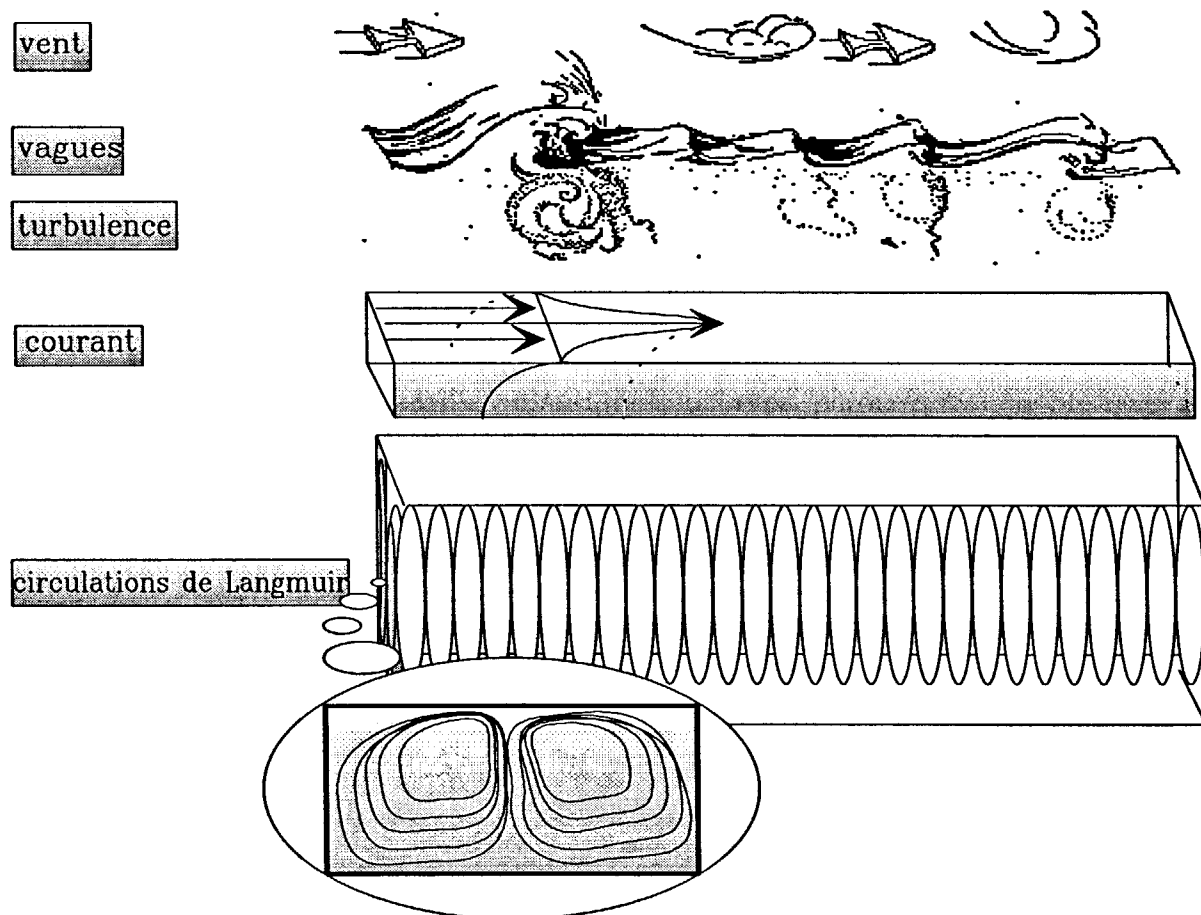


figure 1.04 : Les vagues, la turbulence, le courant longitudinal et leurs interactions dans la couche de surface

## 1.2 Turbulence sous les vagues et circulations de Langmuir

---

Si l'on compare le nombre d'études réalisées dans la couche limite atmosphérique au nombre de travaux considérés dans la couche océanique de surface, on est surpris par le déséquilibre en faveur de l'atmosphère. Ceci a plusieurs raisons. Tout d'abord, jusqu'à très récemment les moyens d'observations et de mesures dans l'océan étaient très limités. Ensuite on pensait que la majeure partie des travaux réalisés dans la couche limite atmosphérique pourraient être utilisés dans le contexte océanique avec un minimum de changements. En fait il n'en est rien. Les vagues n'induisent pas le même type d'interactions dans deux milieux de masse volumique différente. Ainsi, l'écoulement d'air au dessus des vagues peut être assimilé à un écoulement cisailé de paroi rugueuse. La modélisation des transferts interfaciaux dans l'air s'appuie donc sur la détermination d'une rugosité équivalente, pour caractériser "l'état de la mer". La formule de Charnock en donne, en fonction du frottement interfacial, une estimation. Par contre, le comportement sous les vagues est très différent. Comme le dit *Gargett* (1989) le déferlement et les circulations de Langmuir, sont deux mécanismes sans équivalent dans la couche limite atmosphérique terrestre. Ils vont être des processus essentiels du mélange vertical dans la couche océanique de surface.

Examinons, maintenant, de plus près dans la couche de surface, ces deux modes d'interaction qui, étrangement, ont en général été analysés ou modélisés séparément.

### 1.2.1 La turbulence sous les vagues de vent

Depuis une vingtaine d'années, du fait de l'avènement de nouvelles techniques de mesures et surtout de traitement du signal, des données locales "in situ" et en laboratoire sont devenues disponibles. En effet, une des principales difficultés rencontrée est de dégager dans le mouvement fluctuant la contribution des vagues de celle de la turbulence. La méthode la plus couramment employée est la technique par filtrage linéaire (ou méthode de Benilov dont on trouvera une description dans *Thais*, 1994). Une progression des idées concernant l'analyse des interactions sous l'interface a pu dès lors voir le jour. Afin de montrer l'originalité de ces mesures, elles ont souvent été interprétées en terme de comportement de paroi. Ainsi, sur le lac Ontario, *Kitaigorodskii et al* (1983) montrent un niveau de turbulence très intense. Ils l'associent à la présence d'événements déferlants. Cette turbulence se caractérise par une valeur de l'énergie cinétique turbulente excédant, de plus d'un ordre de grandeur, le niveau classiquement observé près d'une paroi ( $3.3 u_i^{*2}$  en proche paroi contre  $150 u_i^{*2}$  sur le lac Ontario). De plus, sur le même lieu, plusieurs auteurs (*Kitaigorodskii et al*, 1983; *Drennan et al*, 1992; *Agrawal et al*, 1992 et *Terray et al*, 1996), avec des moyens de mesures différents, montrent des mesures de taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente pouvant atteindre des valeurs de deux ordres de grandeur supérieurs au cas cisailé classique de paroi. Ils l'observent, en outre, sur une profondeur pouvant atteindre dix fois l'amplitude des vagues. De plus la décroissance du taux de dissipation n'est pas inversement

proportionnelle à la profondeur comme près d'une paroi, mais varie plutôt comme l'inverse de la puissance quatrième de la profondeur (en fait  $z^{-d}$  avec  $3 < d < 4.6$ ). Ces mêmes niveaux et comportement du taux de dissipation ont été retrouvés sur d'autres sites par *Gargett* (1989), *Anis & Moum* (1992, 1995), *Thorpe* (1984, 1992) et *Osborn et al* (1992). En fait, les deux premières séries citées (*Gargett* (1989), *Anis & Moum* (1992, 1995)) montrent aussi des profils de taux de dissipation présentant une décroissance en  $z^{-1}$ . Mais il est à remarquer que ces mesures ont été réalisées sous des conditions atmosphériques clémentes et avec une mer calme. L'autre série de mesures, celle qui présente un écart par rapport au comportement de paroi, a été obtenue au contraire avec des conditions "ventueuses" et en présence de déferlement. Ces résultats, très importants, suggèrent qu'une grande partie de la couche mélangée peut être directement affectée par le déferlement. En effet *Thorpe* (1992) sur le Loch Ness, à partir d'une technique acoustique de réflexion sur les bulles, parle d'une zone d'influence de 0.2 fois la longueur d'onde (soit 1.25 fois l'inverse du nombre d'onde). Cet accroissement de la zone d'influence des vagues va favoriser les mécanismes liés à la surface. Notons, comme le soulignent *Wallace & Wirick* (1992), que la turbulence à l'interface accroît considérablement les échanges de gaz dissous. En remarquant que le coefficient de transfert de masse est lié à la puissance  $\frac{1}{4}$  du taux de dissipation (si l'efficacité est liée aux structures dissipatives à l'interface, *Kitaigorodskii*, 1984) on conçoit donc que plusieurs travaux (*Jaehne*, 1990) montrent un doublement du taux de transfert pour une augmentation d'un ordre de grandeur du taux de dissipation.

En ce qui concerne les études menées en laboratoire, elles sont relativement peu nombreuses, et ce, pour plusieurs raisons. En effet la déformation de l'interface rend cette zone diphasique, perturbant ainsi les mesures. En outre, du fait de la longueur limitée des canaux, les vagues n'ont que peu de distance pour se développer, devenir suffisamment énergétiques et venir augmenter de manière significative, le niveau de turbulence sous l'interface. Pour palier cette difficulté, les expérimentateurs utilisent des générateurs de houle mécanique, mais il est à noter que la vague ainsi générée n'est plus représentative du vent et du fetch. Quoiqu'il en soit, on peut citer les travaux de *Rapp & Melville* (1989) qui réalisent une étude qualitative intéressante du déferlement. Ils visualisent ainsi deux types de déferlements. Le déferlement glissant qui apparaît essentiellement par le biais de vagues de plus petites longueurs d'onde, qui voyagent sur une houle dominante, venant les déstabiliser créant ainsi un "bouillonnement" (*figure 1.05 a*). Le déferlement plongeant où la vitesse locale de la crête de la vague dépasse la célérité de l'onde ce qui a pour effet de déstabiliser la vague, créant ainsi un jet qui vient à son tour impacter la surface (*figure 1.05 b*).

En ce qui concerne les études quantitatives, seuls trois travaux retiennent notre attention. Il s'agit de ceux de *Cheung & Street* (1988) à Stanford et ceux de *Prodhomme* (1988) et *Thais* (1994) à Toulouse et Marseille. Ils effectuent des mesures, dans un canal, sous des vagues de vent et mettent en évidence les principales caractéristiques de cet écoulement. En particulier *Cheung & Street* et *Thais* montrent l'existence d'un cisaillement orbital induit par les vagues et qui pourrait donc être leur contribution au niveau de turbulence. Le problème est que ces auteurs trouvent des signes opposés pour ce terme de cisaillement, jetant ainsi le doute quant-à son rôle.

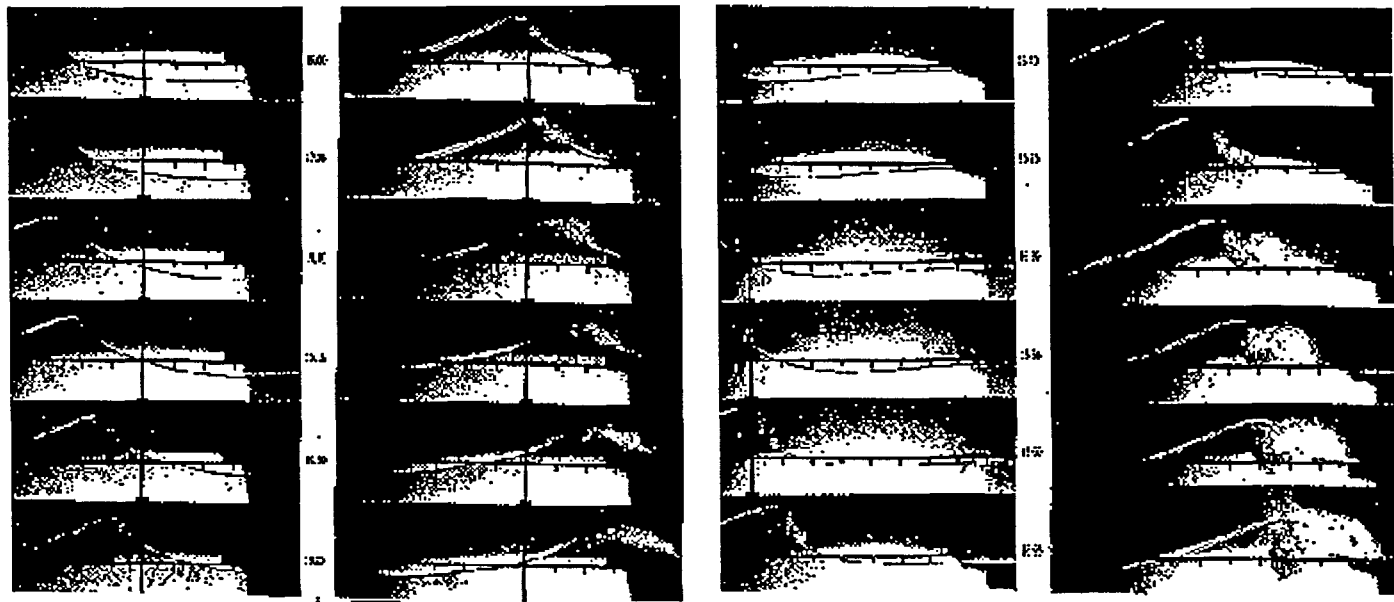


figure 1.05 : a) Déferlement glissant

b) Déferlement plongeant - d'après Rapp & Melville (1989)

C'est à partir des mesures de Cheung & Street que *Magnaudet & Masbernat* (1990) vont reprendre la théorie de *Craik & Leibovich* (1976) mais en considérant une viscosité turbulente variable pour représenter la turbulence. Ils font ainsi apparaître une nouvelle contribution des vagues au mouvement moyen. Cette contribution, autre que celle liée aux cellules de Langmuir (cf paragraphe 1.2.2), apparaît sous la forme d'un cisaillement orbital tel que (*relation 1.11*):

$$-\overline{\tilde{u}\tilde{w}} = 2 \frac{\partial v_t}{\partial z} \frac{\overline{\tilde{w}^2}}{(c - U_C)} e_x \quad (1.11)$$

avec  $v_t$  la viscosité turbulente et  $e_x$  le vecteur directeur de l'axe  $x$ .

Il est à noter que le signe de ce terme est lié au gradient de la viscosité turbulente et dépend donc des niveaux d'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation. La différence observée expérimentalement par *Cheung & Street* et *Thais* pourrait donc provenir du fetch (niveaux d'énergie non comparables). Quant-au rôle de ce terme dans la génération de la turbulence de surface, les auteurs l'expliquent par la modification qu'il engendre sur les gradients verticaux de vitesse longitudinale et donc sur le terme de production. Cependant, jusqu'ici, ceci n'a pu clairement être mis en évidence.

Une autre théorie explicative du niveau de turbulence est le fruit des travaux de *Kitaigorodskii & Lumley* (1983). Ces auteurs considèrent un spectre large de vagues qui ont un comportement potentiel. Ils attribuent à la turbulence toute la capacité à diffuser et font apparaître dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente un flux d'énergie (*relation 1.12*).

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{\tilde{k}w'} \right) \quad (1.12)$$

où  $\tilde{k}$  est l'énergie des vagues (orbitale),  $w'$  la vitesse fluctuante verticale due à la turbulence.

Il est à noter que ce flux devient nul quand la vague est monochromatique. Les auteurs expliquent donc que toute l'énergie des vagues est diffusée verticalement par le mouvement turbulent et est ensuite dissipée par des événements déferlants. Cependant, ce mode de production et de dissipation d'énergie n'a pas pu être confirmé et ne reste vrai que pour un champ de vagues à spectre large.

Devant l'incertitude de ces modèles et la difficulté d'en trouver de nouveau, les modélisateurs se sont rapidement tournés vers d'autres façons de considérer la turbulence de surface. Ainsi de nombreuses mesures montrent, sous l'interface, un bilan énergétique entre la diffusion verticale de l'énergie produite en surface et la dissipation. Cet équilibre est très similaire à celui observé sous une grille oscillante. *Drennan et al* (1992), par exemple, comparent leurs résultats avec ceux obtenus par *Hopfinger & Toly* (1976) et *Thompson & Turner* (1975) en suggérant que la turbulence produite par une grille oscillante est raisonnablement similaire à celle observée dans le déferlement. *Craig & Banner* (1994) ont donc testé un modèle numérique conventionnel, en employant un modèle de fermeture de la turbulence à une équation du type  $(k,l)^3$ , pour reproduire les profils du taux de dissipation obtenus par *Drennan et al* (1992), *Agrawal et al* (1992), *Osborn et al* (1992) et *Anis & Moum* (1992, 1995). Ils paramétrisent la turbulence de surface en imposant un flux d'énergie proportionnel à  $u_i^{*3}$  et en ajustant une échelle de rugosité dans la longueur de mélange sous l'interface pour retrouver les profils mesurés. Ils font apparaître ainsi un bilan diffusion-dissipation et trouvent des profils de taux de dissipation qui varient en  $z^{-3.4}$ . D'autre part pour paramétriser cette échelle de rugosité, *Craig* (1996) utilise les données de *Cheung & Street* sur le champ dynamique et relie cette échelle à l'inverse du nombre d'onde des vagues. L'inconvénient de ce modèle réside dans le fait que la constante de proportionnalité du flux d'énergie à la surface, dans ce modèle, a été fixée à 100, de manière arbitraire. Or *Klein* (1980) en utilisant un modèle analogue combiné à une condition limite identique, préconisait des valeurs de 1 à 20 pour cette même constante. On peut donc penser, de ce fait, que ce paramètre est sûrement dépendant de l'état de développement des vagues. De plus ce modèle échoue dans sa tentative d'explication de certaines données. En effet, pour certaines mesures, l'échelle de rugosité doit prendre une valeur anormalement élevée.

---

<sup>3</sup> l pour longueur de mélange

Dans le même esprit, *Le Ngoc Ly* (1995) met, lui aussi, au point un modèle numérique pour étudier les interactions air-eau-vague. Il utilise une fermeture de la turbulence à deux équations du type (k,ε), pour lesquelles il modélise le déferlement au travers des conditions aux limites. Il impose notamment une valeur pour la dissipation tirée d'une analyse de similitude réalisée par Benilov qui donne un profil de dissipation de la forme (*relation 1.13*):

$$\underline{\varepsilon} = \Gamma \frac{c^3}{\lambda} \left( \frac{2a}{\lambda} \right)^3 e^{-3Kz} \quad (1.13)$$

avec  $\varepsilon$  le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente,  $\lambda$  la longueur d'onde de la vague et  $\Gamma$  une constante à ajuster.

Cependant cet auteur impose sur l'énergie cinétique turbulente, la valeur classique tirée du bilan production dissipation ( $k_i = u_i^{*2} / C_\mu^{1/2}$ ), en faisant l'analogie avec la paroi. Ceci paraît contradictoire avec les valeurs observées sur le terrain. L'autre particularité de ce modèle est que l'auteur préconise des constantes de modélisation non classiques dans le modèle de turbulence. Mais la plus importante contrainte réside, encore une fois, dans la constante  $\Gamma$  qui doit être déterminée expérimentalement.

Ce modèle se rapproche toutefois de celui proposé par *Araujo* (1996) qui à partir de données expérimentales, et en s'inspirant des travaux de *Fabre et al* (1984) et de *Moussa & Masbernat* (1987) sur le bilan énergétique entre la diffusion verticale et la dissipation, obtient les relations suivantes pour l'énergie cinétique turbulente et la dissipation (*relation 1.14*):

$$\begin{aligned} \underline{k}_i &= \left[ 0.34 (\sigma a)^2 + \frac{u_i^{*2}}{\sqrt{C_\mu}} \right] e^{-2Kz} \\ \underline{\varepsilon}_i &= \left( \frac{3C_\mu}{2\sigma_k} \right)^{1/2} 2K k_i^{3/2} e^{-3Kz} \end{aligned} \quad (1.14)$$

avec  $C_\mu$  et  $\sigma_k$  qui sont des constantes du modèle de turbulence et l'indice "i" qui fait référence à l'interface.

Ces relations lui permettent d'imposer des conditions aux limites en fonction de paramètres de vagues et de vent.

En conclusion les modèles dont on dispose actuellement proposent des interprétations des bilans de turbulence au sommet de la couche de surface sans que l'on ait pour l'instant d'explication convaincante du haut niveau de turbulence observé. Enfin, un défaut commun à la plupart de ces approches est d'analyser l'organisation de la turbulence sous les vagues en ignorant le rôle des circulations de Langmuir tant du point de vue de la production de turbulence que de son advection.

## 1.2.2 Les circulations de Langmuir

Quand on observe la surface des océans ou des lacs, en présence de vent et de vagues on remarque, sous certaines conditions, des bandes d'accumulation d'écume, qui sont parallèles à la direction du vent, et qui sont espacées plus ou moins régulièrement. C'est **Langmuir** (1938) qui le premier va associer ce phénomène à la présence sous l'interface de rouleaux hélicoïdaux, d'axes alignés avec le vent, et va suggérer que ces cellules jouent un rôle crucial dans la couche mélangée de surface.

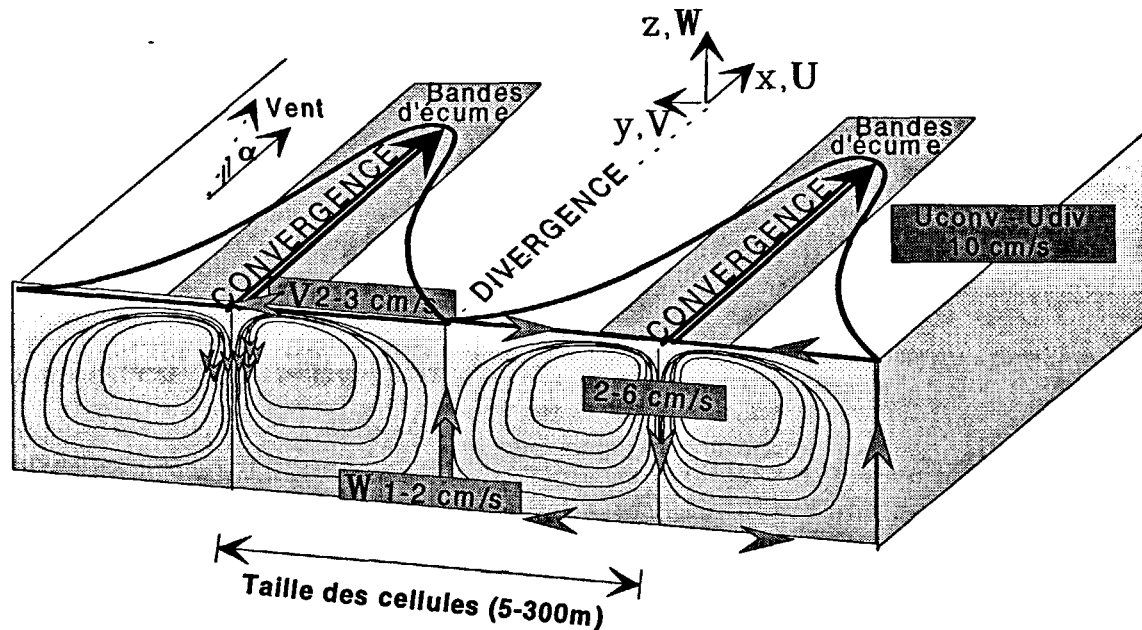


figure 1.06 : Représentation schématique des circulations de Langmuir - d'après Pollard (1977)

Depuis, de nombreuses études expérimentales ont été réalisées tant au niveau environnemental (**Pollard**, 1977; **Thorpe & Hall**, 1982 et **Weller & Price**, 1988) qu'au niveau laboratoire (**Faller & Caponi**, 1978; **Mizuno**, 1983; **Prodhomme**, 1988 et **Nepf & Monismith**, 1991). Ces études, souvent qualitatives, ont permis de dégager les principales caractéristiques de ces circulations. Pollard les résume de manière schématique sur la figure 1.06.

En ce qui concerne l'explication et les conditions d'apparition du phénomène, diverses hypothèses ont été avancées, telles qu'une instabilité de la couche d'Ekman ou la convection thermique (phénomène barocline), mais aucune n'a été confirmée dans son rôle d'agent principal. Il faut attendre le milieu des années 70 pour que les théories de **Garrett** (1976) et de **Craik & Leibovich** (1976) attribuent la génération de ces écoulements secondaires à un mode d'interaction entre le courant moyen (produit par cisaillement) et le courant de dérive de Stokes (associé à la vague, phénomène barotrope). L'idée, simple, exprimée sur la figure 1.07, est que la vorticité longitudinale apparaît à la suite de la création de vorticités verticales, de signes opposées, qui sont à leur tour "tordues" par le courant de Stokes des vagues de surface.



Ces deux théories ne diffèrent que par la cause de l'apparition des vorticités verticales. En effet, pour le premier, elles proviennent de la non uniformité transversale (due au déferlement) de la dissipation des vagues alors que pour les seconds, elles sont dues aux rafales de vent.

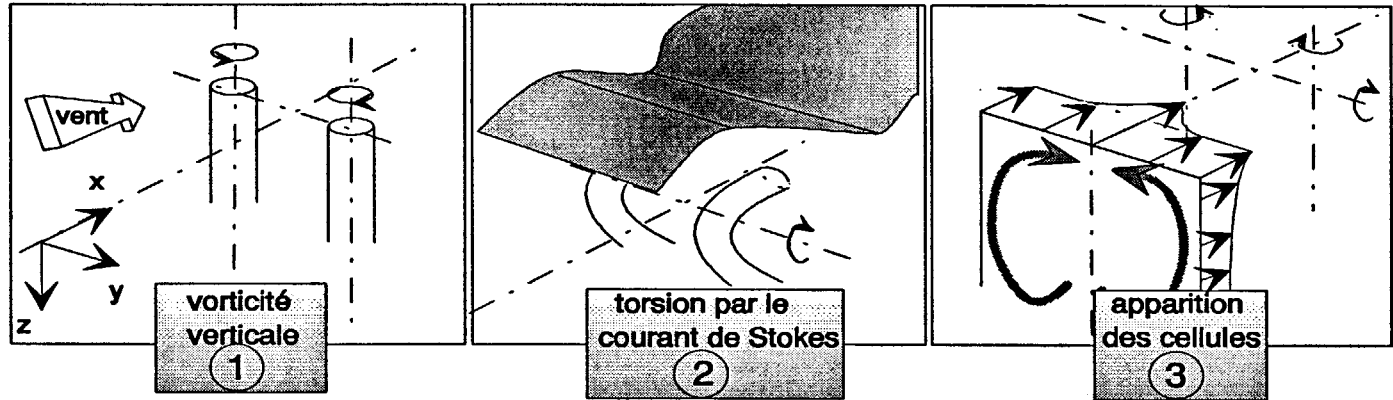


figure 1.07 : Mécanisme de génération des circulations de Langmuir

Craik & Leibovich mettent en oeuvre la méthode de perturbation des Echelles Multiples et une procédure de double prise de moyenne pour séparer, dans les grandeurs fluctuantes, les contributions turbulentes et orbitales. Ils analysent l'équation de la vorticité orbitale et établissent une équation de la composante longitudinale  $\bar{\omega}$  de la vorticité du champ moyen de vitesse où apparaît le terme source  $\varphi_{CL}(\bar{\omega})$  dit par la suite de Craik & Leibovich (relation 1.15).

$$\frac{D\bar{\omega}}{Dt} = \underbrace{(\bar{\omega} \cdot \nabla)\bar{U}}_{\text{Etirement tourbillonnaire par le mouvement moyen}} - \underbrace{(\omega' \cdot \nabla)u'}_{\text{Etirement tourbillonnaire par le mouvement turbulent}} - \underbrace{\nabla \cdot (v'\omega' + v\nabla\bar{\omega})}_{\text{Diffusion turbulente et moléculaire } e} - \underbrace{\frac{\partial U_S}{\partial z} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \frac{\partial U_S}{\partial y} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}}_{\text{Terme source induit par la vorticité orbitale } \varphi_{CL}(\bar{\omega})} \quad (1.15)$$

avec  $\nu$  la viscosité cinématique.

Comme l'indique l'équation ci-dessus, le terme source comprend une double contribution. La première résulte d'un couplage entre le gradient vertical du courant de Stokes et le gradient transversal du courant moyen. Notons qu'au laboratoire, la présence de parois latérales produit un gradient transversal de vitesse et les conditions sont ainsi créées, si l'écoulement parallèle (écoulement sans circulations de Langmuir)<sup>4</sup> est instable, pour que les circulations secondaires apparaissent. La seconde contribution à la génération de vorticité longitudinale est effective s'il existe un gradient transversal des propriétés des vagues. C'est le cas en général sur le terrain où l'on observe souvent des vagues en "fer de lance". Même si ce second terme est plus faible que le premier il peut constituer la perturbation qui initialise le mécanisme d'instabilité de l'écoulement parallèle.

<sup>4</sup> ce serait l'écoulement de Couette s'il n'y avait pas les vagues

Un peu plus tard *Craik* (1982) arrive au même résultat et le généralise à des écoulements où le cisaillement du vent est plus intense, à l'aide de la théorie *G.L.M.*<sup>5</sup> de *Andrews & Mac Intyre* (1978 a, b). Notons aussi qu'en mettant en oeuvre une approche différente, avec des hypothèses moins restrictives que *Craik & Leibovich*, *Magnaudet & Masbernat* (1990) obtiennent le même résultat avec un terme supplémentaire de génération de cisaillement orbital. Nous reviendrons sur cette approche dans le paragraphe suivant.

Plus récemment, de nouvelles techniques de mesures sont venues compléter les informations que l'on avait sur ces circulations. Ainsi *Thorpe & Hall* (1982) sur le Loch Ness utilisent un sonar et se servent des bulles créées par le déferlement comme traceur. *Pollard & Thomas* (1989) utilisent eux, la répartition verticale de température. Les mesures réalisées sur la plate-forme FLIP durant l'expérience MILDEX<sup>6</sup> au large de la côte californienne (*Smith et al*, 1987 et *Weller & Price*, 1988) ont montré des vitesses plongeantes d'environ 30 cm/s, soit un ordre de grandeur supérieur aux valeurs classiques, et ce, à 20 m sous l'interface (soit la moitié de la couche mélangée). D'autre part ces observations ont montré le caractère très intermittent de ces cellules. *Smith* (1992) parle de 20 minutes pour les voir disparaître et réapparaître à la suite d'un changement brusque de direction du vent. Dans une série de travaux sur les bulles causées par le déferlement, *Crawford & Farmer* (1987), *Zedel & Farmer* (1991) et *Farmer & Li* (1994) rapportent des variations transversales de bandes de bulles, organisées par ces mouvements secondaires, et montrent aussi leur intermittence due à la coalescence de cellules de tailles plus petites. Ceci avait déjà été observé par *Faller & Auer* (1988). Enfin de récentes données obtenues au cours du programme SWAPP<sup>7</sup> en 1990 (*Plueddemann et al*, 1996 et *Weller & Plueddemann*, 1996) montrent que ces circulations peuvent perdurer même un jour après l'arrêt du vent. Ces résultats récents insistent sur l'effet des instationnarités tout en soulignant que ces grosses structures résultent toujours d'une situation où sont simultanément présents le cisaillement et les vagues. Tous ces constats pourraient trouver leurs explications dans les nouvelles théories qui voient le jour depuis peu (*Csanady*, 1994 et *Phillips & Wu*, 1994) et qui associent la génération de ces cellules à de fortes variations d'intensité de vent. Ainsi la variabilité des cellules serait due à des rafales de vent ou au déferlement (de type glissant) des vagues de grande longueur d'onde. De plus, ces forts cisaillements semblent être capables de générer des rouleaux convectifs du type des circulations de Langmuir qui pourraient avoir suffisamment d'inertie pour persister un certain temps et ce, malgré l'absence de vent.

Compte tenu des difficultés à conduire les analyses expérimentales in situ, les chercheurs ont tenté de reproduire ces écoulements en laboratoire où les conditions extérieures sont plus "facilement" contrôlables. Ainsi *Faller & Caponi* (1978) furent les premiers à reproduire cet écoulement en canal et à le visualiser à l'aide de traceurs. Cette expérience (*Faller & Cartwright*, 1982) permit notamment de valider la théorie de *Craik & Leibovich*. Des investigations, pour tenter de mieux comprendre le rôle de ces écoulements secondaires sur le transfert de gaz à l'interface, ont ensuite été réalisées (*Faller & Perini*, 1984). Le second mode de génération de ces cellules, à l'aide de vagues en fer de lance, fut analysé par *Mizuno* (1983). *Prodhomme* (1988) réalise pour sa part une investigation complète et

<sup>5</sup> GLM ou Generalised Lagrangian Mean

<sup>6</sup> MILDEX ou Mixed Layer Dynamics Experiments

<sup>7</sup> SWAPP ou Surface Waves Processes Program

quantitative de cet écoulement dans la soufflerie air-eau de l'IMFT<sup>8</sup>. Ces mesures sont, à notre connaissance, les seules s'intéressant simultanément aux champs dynamiques et turbulents. Cette base de données est d'un apport considérable quant à la structure de l'écoulement sous l'interface. Une série de travaux dans un petit canal à Stanford, permettent à Nepf de mettre en évidence le rôle joué par les parois latérales du canal (*Nepf & Monismith*, 1991) ou par le déferlement (*Nepf et al.*, 1995) comme initiateur du phénomène. Cependant, dans les deux cas les vagues ont été générées mécaniquement et le gradient de vitesse, obtenu artificiellement à l'aide de grilles. Ce faisant, l'écoulement a donc été particularisé et s'est éloigné du cas des vagues de vent.

Pour ce qui est de la modélisation numérique, les travaux trouvés dans la littérature peuvent être séparés en deux groupes. Tout d'abord il y a l'approche spectrale, utilisée essentiellement pour les études de stabilité linéaire (*Leibovich & Paolucci*, 1980 et 1981) et celles non linéaire (*Cox & Leibovich*, 1994 et *Tandon & Leibovich*, 1995, pour les derniers travaux). Li & Garrett utilisent aussi ce genre de méthode pour retrouver les grandeurs observées sur le terrain (*Li & Garrett*, 1993) et pour étudier le rôle de la convection thermique sur ces écoulements (*Li & Garrett*, 1995). Le second groupe utilise une approche locale basée sur les équations de Craik & Leibovich discrétisées en temps et en espace. C'est le cas des premiers travaux de Leibovich (*Leibovich*, 1977 et *Leibovich & Radhakrishnan*, 1977) qui utilisent une formulation aux différences finies pour explorer l'évolution temporelle des circulations de Langmuir, à profondeur infinie et sans stratification thermique. Il poursuivra ses travaux avec le même code mais en prenant en compte une stratification thermique (*Leibovich & Lele*, 1982) ou une thermocline (*Lele*, 1985) montrant ainsi l'importance des effets de flottabilité sur la limitation de la pénétration verticale des mouvements convectifs. Plus récemment *Araujo* (1996) à partir d'une formulation aux volumes finis, reproduit de manière satisfaisante les écoulements observés par *Weller & Price*. Il explique notamment les vitesses verticales importantes par la présence d'un courant longitudinal. Enfin, à l'aide du concept de simulation des grandes échelles<sup>9</sup>, *Skyllingstad & Denbo* (1995) simulent des écoulements de terrain. En effet de par le succès remporté par ces modèles pour la couche limite atmosphérique, ces auteurs tentent de l'appliquer à la couche de surface océanique en utilisant un modèle de sous maille rudimentaire, basé sur une viscosité constante. Cependant ces auteurs modifient les équations résolues en rajoutant le terme source tiré de la théorie de *Craik & Leibovich*, ce qui paraît contestable compte-tenu du fait que ce terme a été obtenu après une procédure de moyenne. Ce qui nous amène à nous poser la question de la validité d'un tel modèle.

La plupart des modèles numériques présentés précédemment, prennent en compte la turbulence à l'aide d'une fermeture basée sur le concept de viscosité turbulente constante. Cette hypothèse peut être justifiée par le fait que la turbulence n'a qu'un rôle diffusif vis-à-vis des écoulements secondaires et ne peut être à l'origine de leur apparition. *Araujo* dans une première ébauche tente de modéliser la turbulence, toujours avec un concept de viscosité, mais basée sur une fermeture à deux équations (l'une pour l'énergie cinétique turbulente  $k$  et l'autre pour son taux de dissipation  $\epsilon$ ). Ceci présente deux avantages. Tout d'abord cela permet d'obtenir une viscosité turbulente variable dans l'espace et donc de quantifier l'effet

<sup>8</sup> IMFT ou Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

<sup>9</sup> LES ou Large Eddy Simulation

de la turbulence sur les circulations de Langmuir et vice-versa, l'action des circulations de Langmuir sur la turbulence. Ensuite cela autorise le test de diverses hypothèses quant-à la génération de cette turbulence.

Les premiers résultats obtenus par cet auteur étant encourageant, ce travail s'inscrit donc dans la continuité de celui-ci et l'on va donc traiter le problème des circulations de Langmuir et de la turbulence de manière simultanée.

### 1.3 Un modèle des courants et de diffusion turbulente sous les vagues de vent

---

L'approche de *Craik & Leibovich* (1976), reprise avec quelques aspects nouveaux par *Magnaudet & Masbernat* (1990) constitue actuellement la contribution la plus consistante pour construire un modèle relativement simple qui permette de simuler la dynamique de la couche de surface en prenant en compte ses deux aspects caractéristiques : l'organisation cellulaire de l'écoulement et les hauts niveaux de turbulence. Pour établir les équations des champs moyens, nous rappelons la démarche de Magnaudet & Masbernat.

On considère que le champ de vagues est équivalent à une onde monochromatique bidimensionnelle caractérisée par son amplitude  $a$ , son nombre d'onde  $K$ , sa fréquence intrinsèque  $\sigma$ , se propageant dans la direction  $Ox$  avec la célérité relative  $c$ . Le vent souffle dans la même direction  $Ox$ .

La première difficulté réside dans le choix d'une méthode de séparation entre fluctuations turbulentes et fluctuations orbitales. Avec une onde monochromatique on peut se placer dans un repère lié à la vague et identifier d'abord, par une moyenne de phase notée  $\langle \rangle$ , déjà utilisée par *Reynolds & Hussain* (1972), les contributions turbulentes en tous points dans la vague. Ensuite, une moyenne spatiale dans la vague permet de définir la contribution orbitale. Cette double décomposition se met ainsi sous la *forme 1.16*.

$$\begin{aligned}
 \underline{x}' &= \underline{x} - c\underline{t} \\
 \Phi(\underline{x}', \underline{y}, \underline{z}, t) &= \langle \Phi \rangle(\underline{x}', \underline{y}, \underline{z}) + \phi'(\underline{x}', \underline{y}, \underline{z}, t) \\
 \langle \Phi \rangle(\underline{x}', \underline{y}, \underline{z}) &= \overline{\Phi}(\underline{y}, \underline{z}) + \tilde{\phi}(\underline{x}', \underline{y}, \underline{z}) \\
 \langle \Phi \rangle(\underline{x}', \underline{y}, \underline{z}) &= \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N \Phi\left(\underline{x}' + \frac{2\pi n}{K}, \underline{y}, \underline{z}\right) \\
 \overline{\Phi}(\underline{y}, \underline{z}) &= \frac{K}{2\pi} \int_0^{2\pi/K} \langle \Phi \rangle(\underline{x}', \underline{y}, \underline{z}) d\underline{x}'
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

L'application des deux opérateurs de moyenne aux équations de Navier et Stokes conduit à l'équation du champ moyen de vitesse (*relation 1.17*).

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{v}} = -\nabla \left( \frac{\bar{P}}{\rho} + \frac{\overline{\tilde{\mathbf{v}}^2}}{2} + \rho g z \right) + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{v}} + \nabla \cdot (-\overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'}) + \overline{\tilde{\boldsymbol{\omega}} \times \tilde{\mathbf{v}}} \quad (1.17)$$

Pour préciser le rôle de la vorticité orbitale dans le dernier terme du membre de droite de (1.17), il faut analyser son équation. Cette équation se déduit de l'équation de transport du mouvement orbital en prenant le rotationnel (*relation 1.18*), où l'on a introduit, en outre, le rotationnel moyen, qui est de la forme :  $\overline{\boldsymbol{\omega}} = \nabla \times \bar{\mathbf{v}}$

$$(\bar{\mathbf{v}} - c \mathbf{e}_x) \cdot \nabla \overline{\boldsymbol{\omega}} = \nabla \times (\overline{\tilde{\boldsymbol{\omega}} \times \tilde{\mathbf{v}}} - \tilde{\boldsymbol{\omega}} \times \tilde{\mathbf{v}}) + \overline{\boldsymbol{\omega}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{v}} - \nabla \times (\overline{\boldsymbol{\omega}} \times \tilde{\mathbf{v}}) - \nabla \times (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{R}}) + \nu \nabla^2 \overline{\boldsymbol{\omega}} \quad (1.18)$$

$$\tilde{\mathbf{R}} = \langle \mathbf{R} \rangle - \bar{\mathbf{R}} = \langle \mathbf{v}'\mathbf{v}' \rangle - \overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'}$$

Cette équation fait apparaître le tenseur orbital  $\tilde{\mathbf{R}}$ , qui nécessite une fermeture. *Reynolds & Hussain* (1972), proposent de représenter le tenseur  $\langle \mathbf{R} \rangle$  à l'aide du concept de viscosité turbulente. *Magnaudet* (1989) suggère de plus que les grandeurs scalaires restent homogènes à une distance donnée de l'interface, le tenseur des taux de déformation orbital, pour sa part, n'a qu'un rôle de redistribution entre les diverses composantes de  $\langle \mathbf{R} \rangle$ . Il en déduit ainsi, une modélisation (*relation 1.19*) de  $\tilde{\mathbf{R}}$ .

$$\tilde{\mathbf{R}} = -\nu_t (\nabla \tilde{\mathbf{v}} + \nabla^t \tilde{\mathbf{v}}) \quad (1.19)$$

Ensuite, afin de rechercher les ordres de grandeur des différents termes dans l'équation de vorticité orbitale, les auteurs procèdent à une adimensionnalisation en introduisant deux échelles de longueur et deux échelles de vitesse, chacune caractéristique du mouvement orbital et du mouvement turbulent. En ce qui concerne le premier, l'inverse du nombre d'onde  $K^{-1}$  est choisi comme échelle de longueur et  $c-U_c$  comme échelle de vitesse. Pour le second, c'est  $l_T$  qui va être pris comme échelle de longueur (à déterminer) et  $u_i^*$  comme échelle de vitesse. Cette adimensionnalisation fait alors apparaître deux nombres sans dimension, la cambrure  $\delta$  et le taux de cisaillement adimensionnel moyen  $\gamma$  (*relation 1.20*).

$$\delta = Ka$$

$$\gamma = \frac{u_i^*}{(c - U_c) Kl_T} \quad (1.20)$$

Ce sont les deux petits paramètres du problème. Une analyse de perturbations<sup>10</sup> de l'équation (1.18) peut dès lors être entreprise. Cette analyse autorise l'écriture suivante pour les champs de vitesses moyens et orbitaux (*relations 1.21*):

$$\begin{aligned}\bar{\underline{v}} &= (U_C - c) \underline{e}_x + \gamma \bar{\underline{v}}_1 + \delta\gamma \bar{\underline{v}}_2 + O(\delta^2, \gamma^2) \\ \bar{\underline{v}} &= \delta \bar{\underline{v}}_1 + \delta\gamma \bar{\underline{v}}_2 + O(\delta^2, \gamma^2)\end{aligned}\tag{1.21}$$

En effet, le champ de vitesses moyennes peut s'exprimer en fonction d'un courant longitudinal moyen superposé à un courant dû au vent (à l'ordre  $\gamma$ ) et modifié par la présence des vagues (à l'ordre  $\delta\gamma$ ). De la même façon, le champ de vitesses orbitales peut provenir d'un champ orbital résultant de la solution irrotationnelle d'Airy (à l'ordre  $\delta$ ) superposé à un champ orbital modifié par la présence du cisaillement (à l'ordre  $\delta\gamma$ ). Ces deux développements et les rotationnels qui s'en déduisent immédiatement sont alors introduits dans la *relation 1.18*. Dès lors, il est aisé d'obtenir l'équation dégénérée à l'ordre  $\delta\gamma$ , qui s'intègre à son tour par rapport à la direction  $x'$ , pour donner la relation sur le rotationnel orbital (*relation 1.22*).

$$\bar{\underline{\omega}} = \nabla \times \left[ \bar{\underline{\omega}} \times \int \frac{\bar{\underline{v}}}{(c - U_C)} dx' \right] - 2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial z^2} \frac{\bar{\underline{w}}}{(c - U_C)} \underline{e}_y\tag{1.22}$$

Cette expression du rotationnel combinée, par le produit vectoriel, à la vitesse orbitale, issue de la solution d'Airy, donne la formule de la force moyenne d'ordre  $\delta^2\gamma$  qui intervient dans les équations de quantité de mouvement moyennes (*relation 1.23*).

$$-\bar{\underline{\omega}} \times \bar{\underline{v}} = -\underline{V}_S \times \bar{\underline{\omega}} + 2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial z^2} \frac{\bar{\underline{w}}^2}{(c - U_C)} \underline{e}_x\tag{1.23}$$

Le premier de ces deux termes (second membre de la relation), mis en évidence initialement par Craik & Leibovitch, est à l'origine des circulations de Langmuir. Le deuxième, issu des travaux de Magnaudet & Masbernat, exprime l'interaction qui existe entre les vagues et la turbulence. Ces derniers, justifient les forts niveaux de turbulence observés sous les vagues cisillées par le vent, à l'aide de ce terme qui viendrait augmenter le cisaillement turbulent et donc par la même la production de turbulence due au gradient de vitesse moyenne. Cependant, le rôle de ce terme n'a pas pu être clairement établi de manière expérimentale.

---

<sup>10</sup> ou analyse asymptotique

Compte-tenu de ces résultats l'équation des mouvements moyens s'écrit (relation 1.24) de la manière suivante :

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{v}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{P} + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{v}} + \nabla \cdot (-\overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'}) \quad \underbrace{-\mathbf{V}_S \times \bar{\boldsymbol{\omega}} + 2 \frac{\partial^2 \bar{v}_t}{\partial z^2} \frac{\bar{\tilde{w}}^2}{(c - U_C)} \mathbf{e}_x}_{\text{termes supplémentaires}} \quad (1.24)$$

L'équation (1.24) prend en compte une modélisation des interactions vague / courant et vague / turbulence. Il reste à introduire une modélisation du tenseur des contraintes turbulentes  $-\overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'}$ . Comme il s'agit de premières tentatives d'analyses simultanées du rôle respectif des écoulements secondaires et de la turbulence sous les vagues de vent et compte tenu aussi de l'état des données dont on dispose sur la structure de l'écoulement, il nous a semblé raisonnable d'adopter une modélisation standard de la turbulence en prédéterminant la diffusion turbulente par un modèle  $(k, \epsilon)$ . Compte tenu cependant des conditions particulières de génération de la turbulence dans les vagues, les conditions aux limites de ce modèle ne seront pas les conditions standard d'une couche cisailée de paroi. Une analyse de résultats expérimentaux présentée au chapitre 2 permettra de les dégager.

Avant de discuter cette analyse présentons succinctement le code PHOENICS disponible au laboratoire et qui a été adapté pour résoudre l'équation (1.17) couplée à un modèle  $(k, \epsilon)$ .

## 1.4 Adaptation du code PHOENICS

---

### 1.4.1 PHOENICS en quelques mots

Ce travail numérique a été réalisé en adaptant le code PHOENICS<sup>11</sup> développé par l'équipe du Professeur Spalding. C'est un code généraliste qui résout les équations de Navier-Stokes ou de Reynolds de manière mono., bi. ou tridimensionnelle, en mono. ou diphasique, compressible ou incompressible. PHOENICS présente le double avantage d'être à la fois très complet et extrêmement simple d'accès de par sa structure.

---

<sup>11</sup> PHOENICS ou Parabolic Hyperbolic Or Elliptic Numerical Integration Code Series

Les équations résolues ont la forme des équations de transport (*relation 1.25*) d'une grandeur  $\phi$ . Pour plus de détails on se référera à *Patankar* (1980).

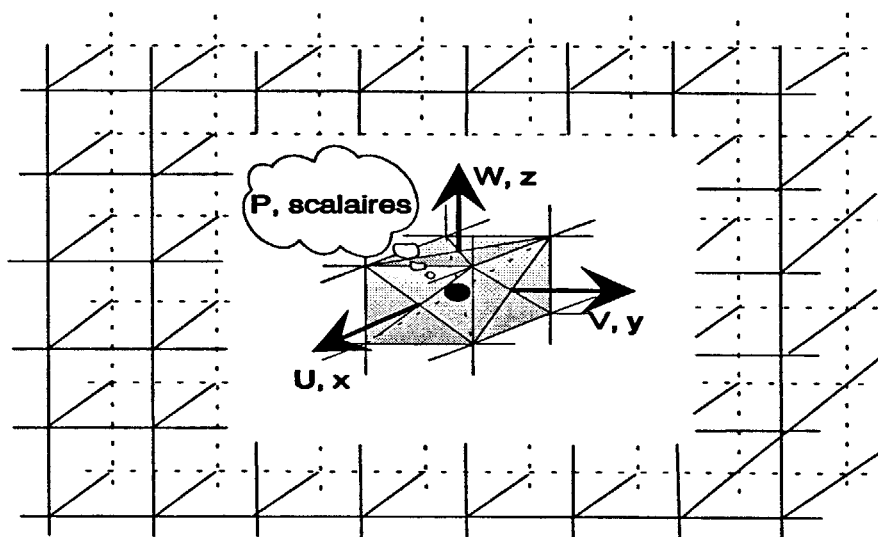
$$\frac{\partial}{\partial t} \phi + \mathbf{v} \cdot \nabla \phi = \nabla \cdot (\Gamma_{\phi} \nabla \phi) + S_{\phi} \quad (1.25)$$

La méthode d'intégration utilisée est la **méthode des volumes finis**. Le domaine d'étude considéré est divisé en une série de volumes de contrôle contigus. Le système complet d'équations de transport est intégré sur chaque volume de contrôle pour obtenir un système d'équations algébriques linéaires discrétisées (*relation 1.26*).

$$a_p \phi_p = \sum_{i=O,E,N,S,H,B} a_i \phi_i + b \quad (1.26)$$

En effet, des équations de ce type décrivent le procédé affectant la valeur de la grandeur  $\phi$  dans le volume P, en fonction des valeurs de la grandeur  $\phi$  dans les volumes voisins (Ouest, Est, Nord, Sud, Haut, Bas) (*figure 1.08*) et des termes sources notés b.

Le code utilise la technique des **maillages décalés (structurés)** (*figure 1.08*), où les vitesses sont calculées sur les faces des volumes et les variables scalaires au centre.



*figure 1.08 : Maillages décalés*

Cette technique, classique en volumes finis, permet d'une part, de calculer chaque composante de la vitesse entre deux points de calcul de pression adjacents et d'autre part,



d'obtenir des flux convectifs sur les faces des cellules sans avoir recours à une interpolation (Patankar, 1980).

Cet avantage permet de plus d'utiliser des mailles de tailles non uniformes (figure 1.09) sans pour autant compliquer la formulation. Cette caractéristique très importante permet de réduire le nombre de mailles nécessaire en réservant le raffinement à des "zones" où les gradients des différentes grandeurs sont importants<sup>12</sup>.

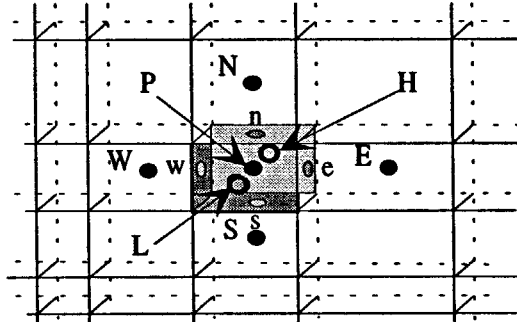


figure 1.09 : Possibilité de maillage à pas non constant

Le système d'équations algébriques est résolu par l'algorithme *SIMPLEST*<sup>13</sup>, dont le principe est de rechercher, par itérations successives, le champ de pression qui fournit le champ de vitesse vérifiant au mieux l'équation de continuité (figure 1.10). L'utilisation de ce code nous permet donc une formulation du problème en **vitesse-pressure** et non en rotationnel-fonction de courant, comme il est usuel dans les études numériques traitant des circulations de Langmuir. Cette procédure de résolution est de type prédicteur correcteur et fait appel à la méthode de résolution "ligne-par-ligne" qui est une combinaison de l'algorithme de Thomas et de la méthode de Gauss-Seidel<sup>14</sup>.

Comme toute méthode itérative avec un pas correcteur, il peut apparaître des problèmes de convergence. Afin de les éviter, il est possible d'utiliser dans PHOENICS des facteurs de relaxation, soit sous forme linéaire en multipliant la grandeur  $\phi$  par un coefficient inférieur à 1 entre deux itérations, soit sous forme de "faux pas de temps" en contrôlant les changements successifs d'une grandeur par le temps de convection<sup>15</sup>. Il n'existe pas de méthode générale de détermination de ces coefficients de relaxation, aussi dans la présente étude ils ont été fixés "au cas par cas" et de manière à respecter un compromis entre la rapidité de convergence et la précision des résultats.

<sup>12</sup> zones proches des parois par exemple

<sup>13</sup> *SIMPLEST* ou Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations Shortened

<sup>14</sup> à savoir Tri Diagonal Matrix Algorithm

<sup>15</sup> condition de Courant

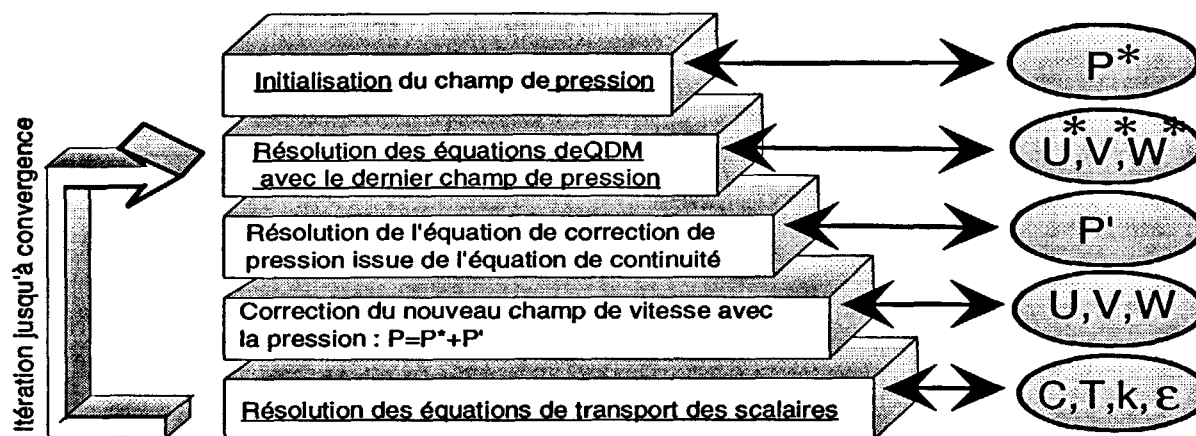


figure 1.10 : Algorithme SIMPLEST

En ce qui concerne la diffusion numérique, inhérente à l'utilisation d'un maillage discret, elle est ici limitée par l'utilisation d'un schéma HYBRIDE pour les termes de convection. Ce dernier calcule un nombre de Peclet<sup>16</sup> local de maille qui mesure l'effet de la diffusion réelle et qui selon la prépondérance de cette diffusion réelle par rapport à la diffusion numérique utilise respectivement, soit un schéma centré, soit un schéma amont pour la convection. D'autres schémas<sup>17</sup> tentant de limiter cette erreur due à la diffusion numérique sont disponibles dans la version actuelle du code, mais il est à remarquer qu'ils viennent compliquer la résolution ainsi que la convergence. Ils augmentent entre autre le temps de calcul pour un gain de précision sur la solution relativement limité dans notre cas.

## 1.4.2 Adaptation du code au problème

Le code offrant de grandes possibilités, le problème aurait pu être abordé de plusieurs manières. Tout d'abord, nous aurions pu travailler en diphasique, traitant ainsi le problème complet de génération de vagues par le vent et des interactions avec le courant et la turbulence. Mais la modélisation des processus de transferts entre phases et surtout de génération des vagues étant encore relativement mal connue, cette option n'a pas été retenue. Une remarquable tentative de ce type de modèle numérique a été réalisée par *Chalikov* (1978) soulignant toute la difficulté numérique et mathématique du problème. Une autre possibilité aurait été de travailler avec le module de surface libre, mais la variation de hauteur d'eau ne nous intéressant peu, ceci serait venu compliquer inutilement notre modèle. Enfin une dernière possibilité aurait été de faire les simulations dans le repère lié à la vague et donc de travailler avec une surface sinusoïdale non déformable. Cette idée a été abandonnée à cause d'une méconnaissance trop importante des conditions aux limites concernant les grandeurs turbulentes, sur cette surface. En outre, cette option aurait nécessité de travailler avec un maillage curviligne ou bien de faire appel à une transformation conforme (*Thomas*, 1990) ce qui aurait compliqué la résolution numérique.

<sup>16</sup> Peclet ou Reynolds de maille:  $U \Delta x / \nu$

<sup>17</sup> tels que QUICK

Il a donc été choisi de travailler dans un maillage cartésien, la vague étant représentée par une surface plane. Ceci est justifié par le fait que le modèle mathématique que nous allons résoudre a été obtenu après deux procédures de moyenne (moyenne de Reynolds et moyenne de phase) et que l'effet des vagues sur le courant et la turbulence a donc déjà été modélisé.

Comme nous venons de l'aborder, pour considérer l'action non négligeable des écoulements secondaires, et celle d'un niveau de turbulence en surface relativement élevé, nous avons rajouté les termes sources (obtenus au paragraphe 1.3) dans les équations de Reynolds. Mais nous ne devons pas oublier que ces équations sont régies par diverses conditions aux limites. Nous serons donc amenés à établir un nouveau jeu de conditions aux limites, notamment en ce qui concerne les grandeurs turbulentes, liées à la présence des cellules et aux forts niveaux de turbulence observés. Ces conditions aux limites seront détaillées dans les chapitres ultérieurs selon les cas d'étude.

Dans un souci de simplification, et surtout pour réduire le nombre de mailles nécessaire à la résolution, nous avons diminué le problème de une dimension, en faisant l'hypothèse que l'écoulement est établi longitudinalement et donc en négligeant toutes les variations dans cette direction mis à part le gradient de pression qui lui, est constant. Le problème résidait dans la détermination de cette constante et a été levé en rajoutant une condition en débit. Le maillage est donc bidimensionnel dans le plan  $(y,z)$  (figure 1.11).

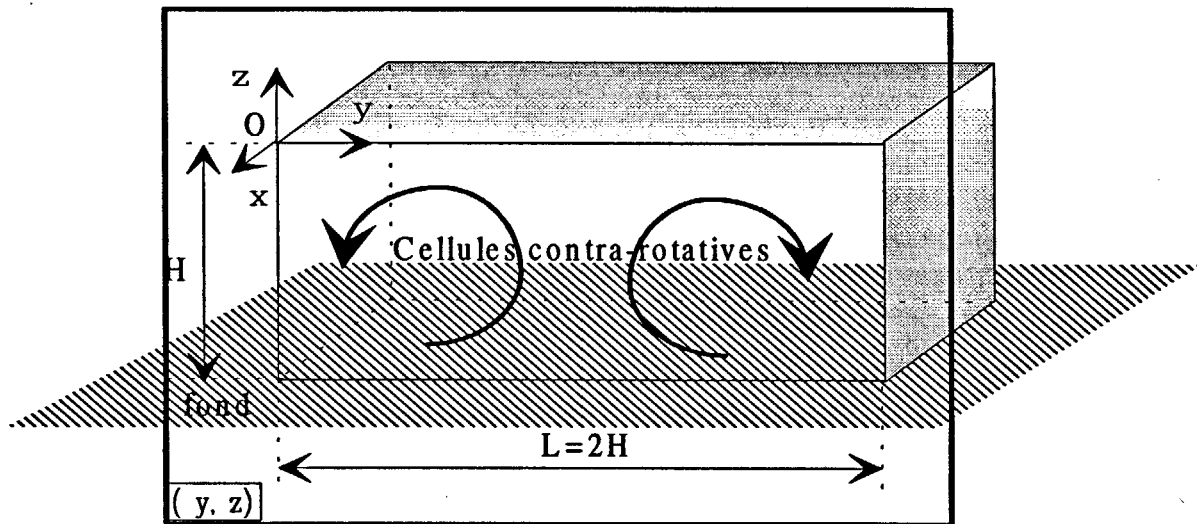


figure 1.11 : Domaine de résolution

Le problème transitoire n'a pas été abordé dans ce travail et ceci pour deux raisons. La première est que seules nous intéressent les solutions permanentes. La seconde est que le système à résoudre autorise plusieurs solutions et notamment des solutions à cellules multiples, comme nous le verrons par la suite, et que ne connaissant pas la stabilité de chacune d'elles vis-à-vis d'une perturbation, nous avons préféré contrôler la solution finale.

Chacune des modifications apportée au code a fait l'objet de validations. Le maillage, a notamment été soumis à une étude approfondie pour répondre à plusieurs attentes, telles que la minimisation de la diffusion numérique ou l'invariance des résultats vis-à-vis du maillage (Bien entendu, nous ne citons ici que des points clefs). Cette étude a montré, entre autre chose, l'importance d'utiliser un maillage serré dans les régions proches des parois et de l'interface car en effet, ces zones sont soumises à des gradients importants. Un maillage type, de 2400 points, a donc été établi pour toutes les simulations, autorisant un bon compromis entre la précision et le temps de calcul. Une description beaucoup plus rigoureuse de cette étude est donnée par Araujo (1996).

A titre d'exemple, en *annexe A* de ce rapport sont présentées diverses sorties typiques, issues du code, de la structure de l'écoulement.

## 1.5 Objectifs de l'étude

---

En un bref aperçu nous avons essayé de caractériser les interactions sous les vagues de vent et leur rôle dans l'organisation du champ cinématique moyen et de la turbulence dans la couche mélangée de surface. Il apparaît en particulier que l'analyse des données expérimentales est difficile à mener sans s'appuyer sur des simulations numériques rendant compte des circulations de Langmuir et réciproquement. Cela peut paraître étonnant, mais actuellement il n'existe pratiquement pas d'analyse et de modélisation des interactions dynamiques dans la couche mélangée de surface qui prennent en compte, simultanément, le caractère spécifique de la turbulence et l'existence des écoulements secondaires. C'est le principal objectif de ce travail qui s'inscrit dans la continuité des travaux d'Araujo, avec qui l'auteur a étroitement collaboré.

Il nous a semblé indispensable de réaliser des expériences numériques en relation avec les données de laboratoire et de terrain dont on dispose actuellement. Le fondement des expériences numériques est l'équation du mouvement (1.24), associée à un modèle  $(k,\epsilon)$  et à des conditions aux limites qui se traduiront par des valeurs imposées de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation à l'interface. Aussi, un des objectifs est d'utiliser les données expérimentales et les résultats numériques obtenus pour proposer une paramétrisation de la turbulence de surface.

Un autre objectif, tout aussi important, est consacré aux études de terrain et plus particulièrement à l'illustration du rôle des cellules de Langmuir sur le transport d'un constituant dissous. Ainsi, la confrontation de notre modèle à des données récentes collectées sur le terrain et à un autre modèle proposé dans la littérature (le seul à notre connaissance) peut permettre d'une part, d'interpréter ces mesures et d'autre part, de mettre l'accent sur le rôle prépondérant des circulations de Langmuir et du déferlement des vagues.

Au préalable, nous nous sommes attaché à définir une paramétrisation des échelles turbulentes à l'interface à partir de l'analyse de résultats d'expériences de laboratoire, puis de données obtenues dans quelques campagnes de terrain. Ceci est précisément l'objet du prochain chapitre.

---

---

**Analyse de données expérimentales  
sur les courants et la turbulence  
sous les vagues de vent**

*Chapitre 2*

---

## 2.1 Introduction

---

En l'état de nos connaissances sur la couche mélangée de surface, toute modélisation doit s'appuyer largement sur les observations expérimentales. C'est le premier objectif de ce chapitre de recenser et d'analyser les données disponibles qui guideront les expériences de modélisation et de simulation numérique. Les données retenues prioritairement sont celles qui apportent des informations sur la structure des circulations de Langmuir et/ou sur la structure de la turbulence sous les vagues de vent. Ces données peuvent avoir été obtenues sur le terrain ou au laboratoire.

Compte tenu de la difficulté de mettre en oeuvre des mesures locales dans le milieu naturel, les données relatives aux cellules de Langmuir sont pour l'essentiel qualitatives et indiquent au mieux des ordres de grandeur sur leurs intensités. Les mesures de turbulence dans la couche de surface sont relativement peu nombreuses et elles se limitent très souvent à la détermination du taux de dissipation (*Gargett*, 1989; *Osborn et al*, 1992; *Anis & Moum*, 1992, 1995; *Agrawal et al*, 1992; *Drennan et al*, 1992 et *Terray et al*, 1996). En fait les seules données de terrain qui, à notre connaissance, donnent aussi les profils verticaux d'énergie cinétique turbulente, ont été obtenues sur le lac Ontario par *Kitaigorodskii & al* (1983) : ces données seront analysées dans ce chapitre et comparées aux données obtenues au laboratoire. Ces dernières, sans être très nombreuses, constituent cependant les résultats les plus complets pour analyser et modéliser les processus de transferts verticaux dans la couche mélangée de surface.

Les premiers à avoir fourni une banque de données conséquente et significative sur la turbulence et l'écoulement sous les vagues de vent sont *Cheung et Street* (1988) à Stanford. Ces mesures ne donnent pas d'indication sur la présence ou non d'un écoulement secondaire, même si plus tard *Nepf & Monismith* (communication personnelle) dans le même canal mettent en évidence des mouvements intermittents pouvant rendre compte de rouleaux convectifs; cette analyse restant qualitative puisque effectuée par visualisation à la fluorescéine.

Incontestablement, la base de données la plus complète sur cet écoulement en laboratoire a été réalisée à l'*IMFT*<sup>18</sup>, grâce à une succession de travaux expérimentaux. En effet, on peut citer les travaux de *Suzanne* (1985) et de *Prodhomme* (1988), qui à notre connaissance sont les seuls à avoir mesuré l'écoulement secondaire. Les travaux de *Thais* (1994) ont complété ces mesures et ont confirmé le caractère spécifique de la turbulence sous les vagues. *Thais* a aussi réalisé des expériences à Marseille à l'*IRPHE*<sup>19</sup> dans un canal dont la caractéristique principale est d'avoir un *fetch*<sup>20</sup> plus important que dans les expériences

---

<sup>18</sup> *IMFT* ou Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

<sup>19</sup> *IRPHE* ou ex *IMST* ou Institut de la Mécanique Statistique et de la Turbulence

<sup>20</sup> *fetch* deux fois plus important que le *fetch* de l'*IMFT*

précédentes et donc d'avoir des vagues plus énergétiques. Ces données ont permis d'amener de nouvelles informations mais aussi de soulever de nouvelles questions sur cet écoulement. On peut regretter cependant que la présence des écoulements secondaires n'ait pas été bien tranchée.

Notons que *Cheung & Street* à Stanford et *Thais* à Marseille ont aussi réalisé des expériences où ils superposent aux vagues de vent, une houle générée mécaniquement. Nous n'avons pas retenu ces expériences car l'écoulement qui se développe semble fortement influencé par le type de houle générée. D'ailleurs, d'après *Monismith* (communication personnelle) il semble qu'un générateur de houle crée une onde de Gerstner plutôt que de Stokes, aussi les mécanismes de génération des écoulements secondaires pourraient en être affectés.

## 2.2 Recensement des expériences et des données disponibles

Sont recensés ici les expériences, les méthodes de mesures et les traitements du signal mis en oeuvre.

Dans le *tableau 2.01* sont présentées les principales caractéristiques et données disponibles sur les expériences que nous allons utiliser.

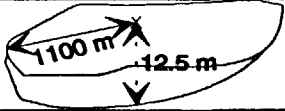
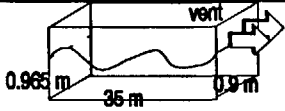
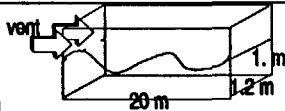
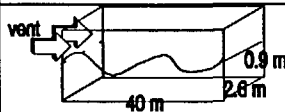
Lieu	caractéristiques des installations	données disponibles			Particularités
		vent	vague	dynamique	
Ontario (K)		$U_G, u_i^*$	$\sigma, a, K$	$k, \epsilon, \tilde{k}$	environnement
Stanford (C)		$U_G, u_i^*$	$\sigma, a$	$\bar{u}, \overline{u'w'}, \overline{u\tilde{w}}, k$	mesure du cisaillement orbital
Toulouse (T)		$U_G, u_i^*$	$\sigma, a, K$	$\bar{u}, \bar{w}, \overline{u'w'}, \overline{u\tilde{w}}, k, \epsilon, \tilde{k}$	débit et mesures sur 3 verticales
Marseille (M)		$U_G, u_i^*$	$\sigma, a, K$	$\bar{u}, \overline{u'w'}, \overline{u\tilde{w}}, k, \epsilon, \tilde{k}$	fetch important

tableau 2.01 : Synthèse des données



Soulignons également quelques aspects spécifiques de ces sites d'expériences qu'ils soient de laboratoire ou qu'ils appartiennent à des campagnes de terrain.

◆ Le lac Ontario

Ces mesures ont été obtenues sur une plate-forme fixe située à 1100 m de la côte ouest du lac<sup>21</sup> et dans une zone où la profondeur atteint 12.5 m. La direction et l'intensité du vent ont été mesurées à une hauteur de 11.6 m au dessus de l'eau. Deux sondes capacitatives ont servi à l'enregistrement de l'élévation de la surface. Les champs de vitesses ont été réalisés à l'aide de plusieurs instruments de mesures dont une sphère tournante spécialement développée pour des mesures de turbulence tridimensionnelle excitée par un mouvement oscillatoire.

Toutes les mesures de vitesses ont été traitées par filtrage de la composante orbitale par la méthode de Benilov qui permet de déterminer le champ cinématique orbital à partir de l'enregistrement de la position de l'interface. Cette méthode est basée sur deux hypothèses : d'une part, l'existence d'une relation linéaire entre le mouvement orbital et le déplacement de la surface libre et d'autre part, la décorrélation à l'ordre 2 du mouvement orbital et turbulent. Pour de plus amples détails sur cette méthode on se reportera aux commentaires de *Thais* (1994).

La principale caractéristique de cette banque de données, est de fournir des informations sur les champs turbulents et orbitaux en plusieurs points sur une verticale. D'autre part, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  est estimé à partir des domaines inertiels des spectres de vitesse turbulente en utilisant la théorie cinématique de *Lumley et Terray* (1983).

Nous avons retenu, parmi les mesures réalisées par *Kitaigorodskii et al*, deux séries correspondant à deux vitesses de vent, l'une pour un vent de 6.1 m/s (cas **K61**) et l'autre pour un vent de 11.0 m/s (cas **K11**). Nous leur associerons les mesures de taux de dissipation obtenues un peu plus tard sur le même site et référencées par *Terray et al* (1996). Ces expériences complémentaires sont au nombre de treize, pour lesquelles nous garderons la nomenclature proposée par les auteurs (ex : cas **85117...**).

◆ Stanford

Cheung & Street ont réalisés leurs mesures dans le contacteur *WWWT*<sup>22</sup> de Stanford long de 35 m, large de 0.90 m et pour une hauteur d'eau moyenne de 0.965 m. Il est à remarquer que ce canal est fermé et qu'il ne permet pas de circulation d'eau. Un ventilateur est placé à l'aval de l'écoulement et fonctionne en mode aspirant. Toutes les mesures présentées ici ont été effectuées à une distance de 13 m de l'entrée du canal.

---

<sup>21</sup> ce qui constitue la distance du fetch

<sup>22</sup> *WWWT* ou Wind Water Waves Tunnel

Les mesures de vitesses ont été réalisées à l'aide d'un anémomètre laser à effet doppler. Les auteurs ont même tenté, dans le cas de vagues générées mécaniquement, d'asservir le laser au déplacement de la surface libre. Mais bien entendu ceci n'a pu être réalisé dans le cas de vagues de vent. Les grandeurs proposées sont les champs cinématiques moyens, turbulents et orbitaux. Les auteurs ont utilisé la méthode de Benilov pour séparer le mouvement turbulent du mouvement orbital.

Quatre séries de mesures ont été retenues, un vent de 4.7 m/s (cas C47), un vent de 6.7 m/s (cas C67), un vent de 9.9 m/s (cas C99) et un vent de 13.1 m/s (cas C13).

◆ **IMFT Toulouse**

Les deux séries de mesures que nous allons présenter ont été réalisées dans le grand contacteur C4 air-eau de Toulouse. Ce canal a une longueur de 20 m, une largeur de 1.2 m pour une hauteur d'eau moyenne de 1 m. C'est un canal qui fonctionne lui aussi en circuit fermé, mais qui possède des circulateurs d'eau permettant d'entretenir un débit pouvant aller jusqu'à 26 l/s au sein de l'écoulement d'eau. Le ventilateur se situe en amont de l'écoulement et fonctionne en mode soufflerie. La section de mesures se trouve à une distance de 13 m par rapport à l'entrée du canal.

Les mesures de la vitesse du vent ont été obtenues par tube de Pitot. Deux fils capacitifs, ont permis de mesurer les fluctuations de la surface libre. L'anémométrie Laser doppler a servi à mesurer le champ de vitesses sous les vagues.

Six séries de mesures (deux de Prodhomme et quatre de Thais) ont été retenues : un vent de 4.5 m/s (cas T45), un vent de 6.8 m/s (cas T68), un vent de 7.8 m/s (cas P78), un vent de 9.0 m/s (cas T90), un vent de 11.65 m/s (cas P11), et un vent de 13.5 m/s (cas T13).

Les expériences de Prodhomme ont identifié et mesuré l'écoulement secondaire. Des mesures sur trois verticales réparties transversalement dans le canal ont été réalisées. Ces trois verticales correspondent au centre du canal (noté 00 par la suite), à la verticale située à mi-chemin entre l'axe et la paroi latérale (notée 30 par la suite) et enfin à celle située à 7 cm de la paroi latérale (notée 53 par la suite). Les expériences de Thais sont fondées sur une nouvelle méthode de traitement du signal, la méthode T.D.M<sup>23</sup>. Cette méthode permet d'extraire du mouvement fluctuant, sa partie turbulente, sa partie orbitale potentielle ainsi que sa partie orbitale rotationnelle. La méthode est présentée et analysée dans *Thais & Magnaudet* (1995).

Comme nous l'avons signalé en introduction de ce chapitre, la banque de données de Toulouse est de loin la plus complète de par ses mesures sur l'écoulement moyen, en particulier sur l'écoulement secondaire, et de par ses mesures sur la turbulence. En effet, les grandeurs disponibles sont les vitesses longitudinales et verticales moyennes, l'énergie cinétique turbulente, le taux de dissipation et le cisaillement turbulent sur les trois verticales.

---

<sup>23</sup> T.D.M ou Triple Decomposition Method

◆ **IRPHE Marseille**

Enfin la campagne de mesures réalisée par Thais à Marseille (*Thais & Magnaudet*, 1996) a été effectuée dans un canal de 40 m de long, de 2.6 m de large et pour 0.9 m de hauteur d'eau moyenne. Il est à remarquer en outre, que ce canal est fermé et ne permet pas de débit. La spécificité de ces mesures provient du fait que le canal étant plus long, les mesures ont pu être réalisées à une distance de 26 m de l'entrée, autorisant ainsi un développement des vagues plus important qu'à Toulouse ou Stanford.

Les mesures de vitesse de vent ont été réalisées à l'aide d'un tube de Pitot, celles des vagues par l'intermédiaire de fils capacitifs, le champ de vitesse quant-à lui a été obtenu avec un laser bicomposantes à effet Doppler. La méthode de traitement du signal utilisée a été la méthode T.D.M. déjà évoquée précédemment. Du fait de l'utilisation d'un laser bicomposantes, cette banque de données est relativement riche et les grandeurs qui ont été mesurées sur l'axe du canal, à savoir une verticale, sont donc le champ moyen, le champ turbulent et orbital et les corrélations doubles.

Trois séries de mesures ont été retenues, un vent de 4.5 m/s (cas M45), un vent de 5.9 m/s (cas M59) et un vent de 7.8 m/s (cas M78).

## **2.3 Définition et détermination des paramètres de forçage de la couche de surface**

---

Dans notre approche, le vent et les vagues sont considérés comme des "forçages extérieurs". Il est donc important de connaître ces paramètres de forçage qui serviront par la suite de paramètres d'entrée à notre modèle. Nous allons donc dans ce paragraphe vérifier la cohérence de ces paramètres, obtenus expérimentalement par les divers auteurs, et justifier comment nous avons établis certains d'entre eux lorsqu'ils étaient inexistantes.

### **2.3.1 Le frottement interfacial**

Le paramètre qui va caractériser le vent sera la vitesse de frottement interfaciale  $u_i^*$ , dans la phase liquide, qui est reliée au cisaillement de surface par la relation suivante (*relation 2.01*).

$$u_i^* = \sqrt{\frac{\tau_i}{\rho}} \quad (2.01)$$

$$\tau_i = \rho_G u_G^{*2}$$

avec  $\tau_i$  le cisaillement en surface,  $u_G^*$  la vitesse de frottement côté gaz, l'indice  $G$  qui fait référence au gaz.

Pour obtenir une estimation de ce paramètre  $u_i^*$ , tous les auteurs ont mesuré le vent à 10 m au dessus de l'interface pour les cas *in situ* et dans le noyau de l'écoulement d'air pour les expériences de laboratoire. La méthode de détermination de  $u_i^*$  peut, par contre, différer d'un auteur à l'autre.

◆ Ainsi, *Kitaigorodskii* (1983) sur le lac Ontario tire une valeur de  $u_i^*$  d'une relation empirique (*relation 2.02*) établie par Donelan sur le même site :

$$u_i^* = U_G \left( C_{f_0} \frac{\rho_G}{\rho} \right)^{1/2} \quad C_{f_0} = 1.5 \times 10^{-3} \quad (2.02)$$

◆ *Prodhomme* (1988) utilise trois méthodes pour déterminer la valeur de  $u_i^*$ . La première est basée sur l'extrapolation du profil de cisaillement turbulent à la surface. La deuxième fait appel à l'hypothèse que l'écoulement d'air au dessus des vagues est assimilable à un écoulement d'air sur une paroi rugueuse. Il est donc possible de déduire directement de la vitesse du gaz, par une loi logarithmique, la valeur de la vitesse de frottement dans le gaz  $u_G^*$ , qui fixe, d'après la continuité des contraintes interfaciales, la vitesse de frottement  $u_i^*$  dans de l'eau. La troisième méthode suit la même idée que précédemment, mais la détermination de  $u_G^*$  se fait par extrapolation du profil de vitesse fluctuante à l'interface.

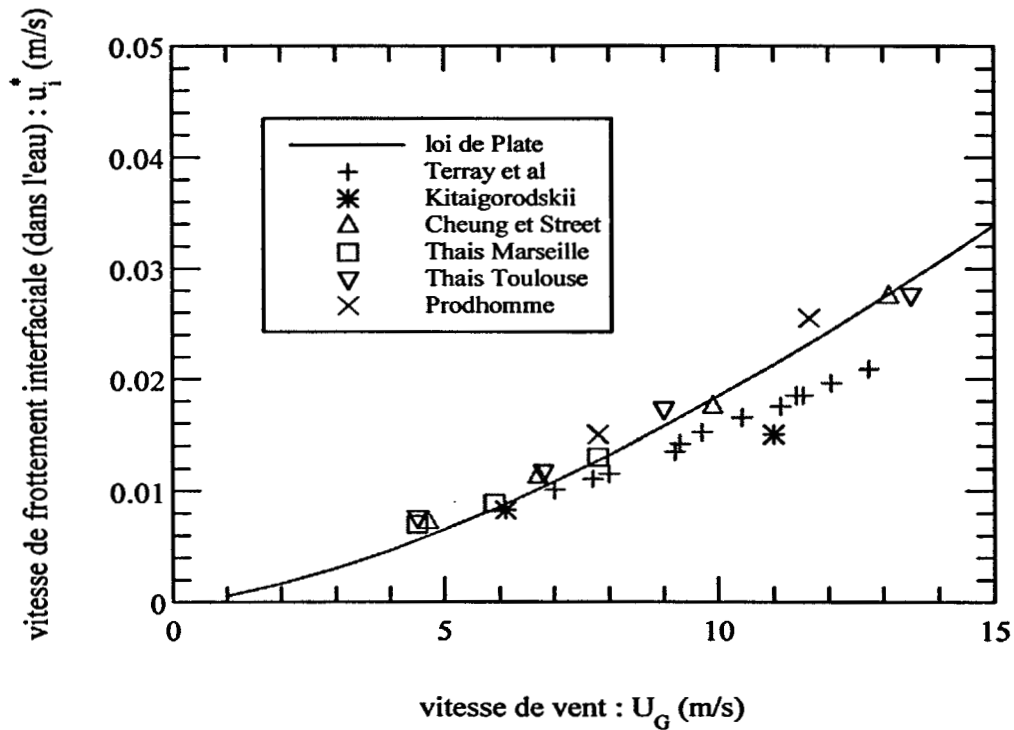
La principale difficulté de ces méthodes réside dans le bon choix de la position de l'interface moyenne qui est aussi essentielle pour positionner la côte des points de mesures. La plupart des expérimentateurs estiment ce niveau moyen avant la mise en route du vent, c'est-à-dire lorsque l'eau est au repos. Cette technique a un inconvénient majeur, celui de ne pas tenir compte du relèvement d'eau inhérent au vent qui souffle. D'autre part, ce niveau moyen est soumis à des variations lentes au cours du temps du fait de l'évaporation. L'autre manière de déterminer le niveau moyen, est de le considérer comme le lieu des points où le cisaillement turbulent passe "continuellement" de sa valeur dans l'eau à sa valeur dans l'air. C'est cette dernière méthode que Prodhomme a utilisé.

L'auteur fournit ainsi trois valeurs de  $u_i^*$  pour chaque vent. Les trois méthodes faisant appel à un certain degré d'incertitude et les valeurs n'étant pas très éloignées les unes des autres, nous avons opté pour une valeur moyenne tirée des trois méthodes.

◆ **Thais** (1994) à Toulouse, a adopté les valeurs de Prodhomme car il n'avait pas réalisé de mesures dans le gaz. A Marseille cet auteur utilise la loi logarithmique dans l'air pour déterminer  $u_G^*$  puis en déduire  $u_i^*$  par la continuité des contraintes.

◆ **Cheung & Street** (1988) à Stanford, quant-à eux, obtiennent  $u_i^*$  de l'extrapolation du cisaillement turbulent dans l'eau à la surface.

Nous avons regroupé toutes ces valeurs de  $u_i^*$  en fonction de la vitesse du vent sur la *figure 2.01*.



*figure 2.01 : Paramètre de vent  $u_i^*$*

Malgré la disparité des méthodes utilisées pour obtenir le paramètre  $u_i^*$ , on retrouve une bonne concordance entre toutes ces valeurs. D'autre part pour confirmer leurs validités nous les avons comparées avec la loi de Plate établie en laboratoire (*relation 2.03*). Ces valeurs apparaissent toutes en bon accord entre elles et avec cette loi de Plate.

$$u_i^* = U_G \left( \frac{1}{2} C_{fS} \frac{\rho_G}{\rho} U_G^2 \right)^{1/2} \quad C_{fS} = 6.8 \cdot 10^{-4} \text{ s/m} \quad (2.03)$$

Sur le terrain, pour un même vent, les vitesses de frottement côté liquide sont d'une manière générale plus faibles qu'au laboratoire. L'écart est d'autant plus grand que la vitesse du vent est plus importante.

### 2.3.2 Caractérisation des vagues

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre l'état de la surface libre va être représenté par une onde monochromatique, périodique équivalente caractérisée par trois paramètres ( $\sigma$ ,  $a$ ,  $K$ ) qui sont respectivement la pulsation intrinsèque, l'amplitude et le nombre d'onde.

Dans tous les cas, les auteurs ont utilisé des sondes à effets capacitifs pour déterminer le déplacement de l'interface et ainsi établir la valeur de ces trois paramètres.

L'enregistrement fourni par une sonde, permet d'établir un spectre en fréquence, qui comme nous l'avons vu au premier chapitre, présente un pic à la fréquence dominante de l'onde. Cette fréquence est prise comme fréquence apparente de l'onde  $f_0$ . Les résultats des fréquences mesurées sont présentés sur la *figure 2.02*.

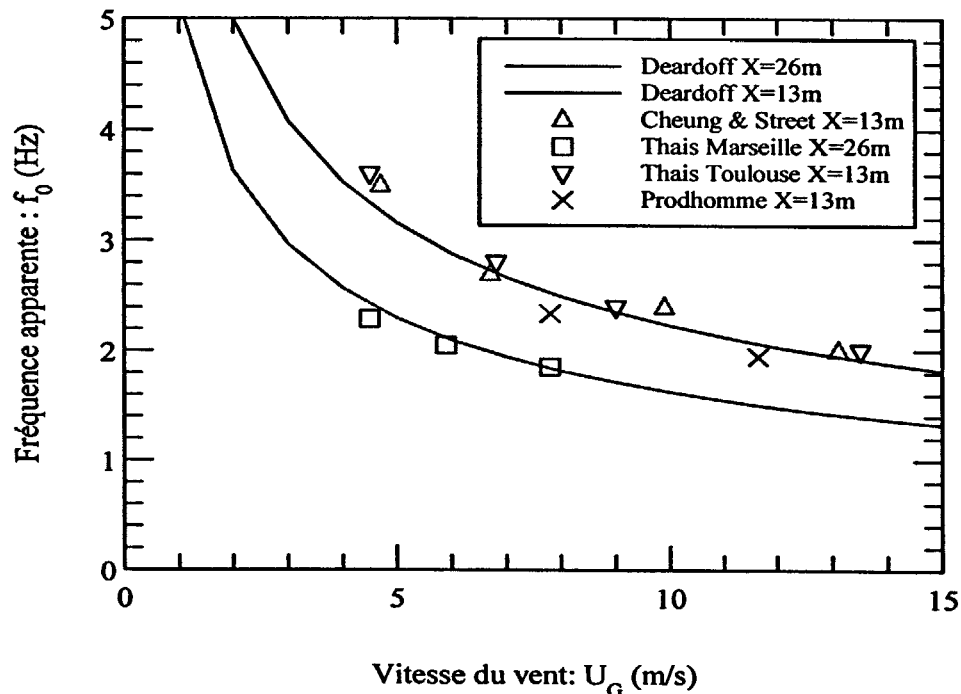


figure 2.02 : Fréquence apparente en fonction de la vitesse du vent

Sur le lac Ontario on ne dispose pas de mesures de  $f_0$ . A Toulouse et à Stanford, les canaux ayant des caractéristiques similaires et les mesures étant réalisées au même fetch, les vagues qui s'y développent ont des fréquences apparentes tout à fait comparables. Aussi afin de vérifier la validité de ces mesures, une comparaison à l'aide de la loi de Deardoff (*relation 1.01*) est réalisée. Il apparaît ainsi que le comportement de la fréquence apparente en fonction de la vitesse du vent et du fetch est bien respectée.

Le signal fourni par une sonde permet aussi de déterminer l'écart-type de la fluctuation de hauteur d'eau  $\sqrt{\eta'^2}$  qui est relié à l'amplitude de la vague par la relation  $a = \sqrt{2\eta'^2}$ . Les données sont présentées *figure 2.03*.

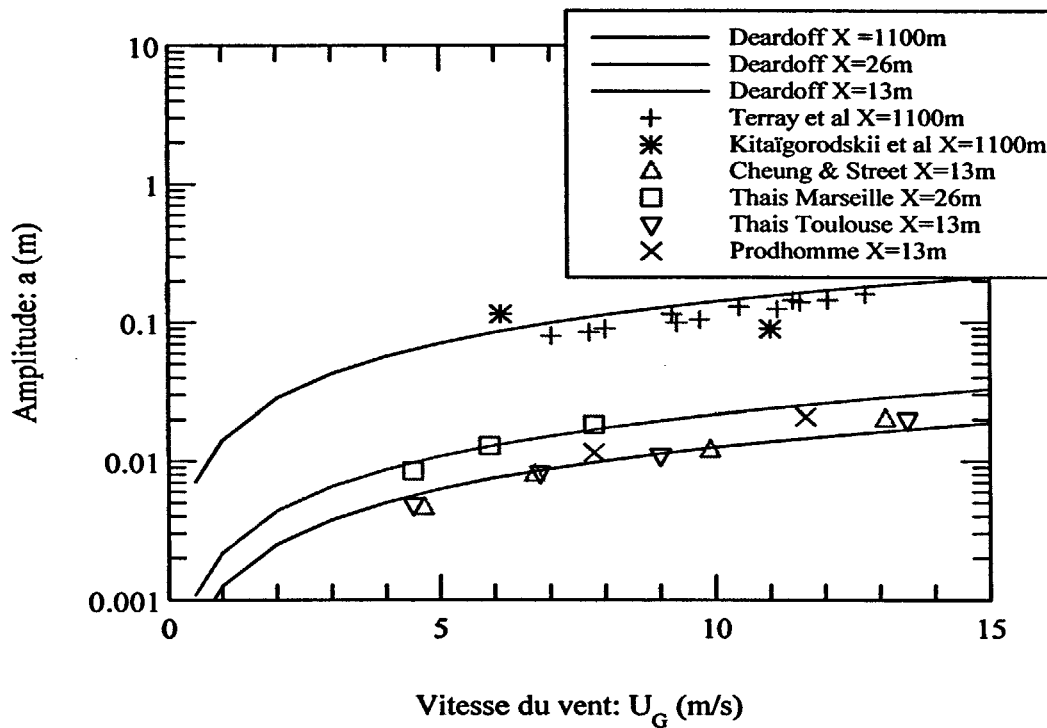


figure 2.03 : Amplitude en fonction de la vitesse du vent

Ce graphe montre la cohérence des données obtenues au même fetch. Ainsi, dans les expériences de Toulouse et Stanford les amplitudes sont très semblables, même si l'on peut noter un léger écart provenant très certainement de la réflexion des vagues par les parois latérales à Stanford. Ces données ont été comparées à la relation de Deardoff (*relation 1.01*) L'allure, en fonction du vent et du fetch, est assez bien reproduite pour l'ensemble des données. Toutefois, il est à remarquer qu'il apparaît un certain écart sur les mesures du lac Ontario, en particulier pour les données de Kitaigorodskii. Cet écart peut principalement être imputé à la difficulté de contrôler les paramètres extérieurs sur le terrain. En effet, contrairement aux cas de laboratoire, le vent peut changer de direction au cours des mesures, les vagues qui se développent ainsi, ne sont plus forcément bi-dimensionnelles. Enfin la proximité de la plate-forme de mesures peut également perturber l'écoulement.

Pour déterminer la longueur d'onde  $\lambda$  de la vague<sup>24</sup>, il est nécessaire d'avoir deux sondes séparées d'une distance  $\Delta x$ . Chacune des deux sondes fournissant un spectre de phase, la différence, à la fréquence  $f_0$ , permet de calculer le déphasage  $\Delta\Phi$ . Il est alors possible de calculer la célérité absolue de l'onde à l'aide de la relation  $c_0 = 2\pi f_0 \Delta x / \Delta\Phi$ . Enfin la longueur d'onde de la vague se déduit aisément par la relation  $\lambda = c_0 / f_0$ . Cheung & Street n'ont utilisé qu'une sonde et n'ont pu ainsi établir la valeur de K. Cette indétermination a été levée en faisant une hypothèse supplémentaire sur la cambrure des vagues. En effet l'examen des figures 2.02 et 2.03, montre que les vagues à Toulouse et à Stanford sont tout-à-fait comparables. On peut supposer que la cambrure varie très peu d'une expérience à l'autre : les valeurs du nombre d'onde à Stanford ont été déduites de la cambrure des vagues à Toulouse. La figure 2.04 représente la valeur de cette cambrure pour l'ensemble des expériences en fonction de l'inverse d'un nombre de Froude de fetch  $X^+ = \frac{gX}{U_G^2}$ .

Ce nombre regroupe les deux paramètres essentiels du problème que sont le fetch X et l'intensité du vent  $U_G$ . La connaissance de ces deux paramètres permet de fixer toutes les caractéristiques des forçages extérieurs.

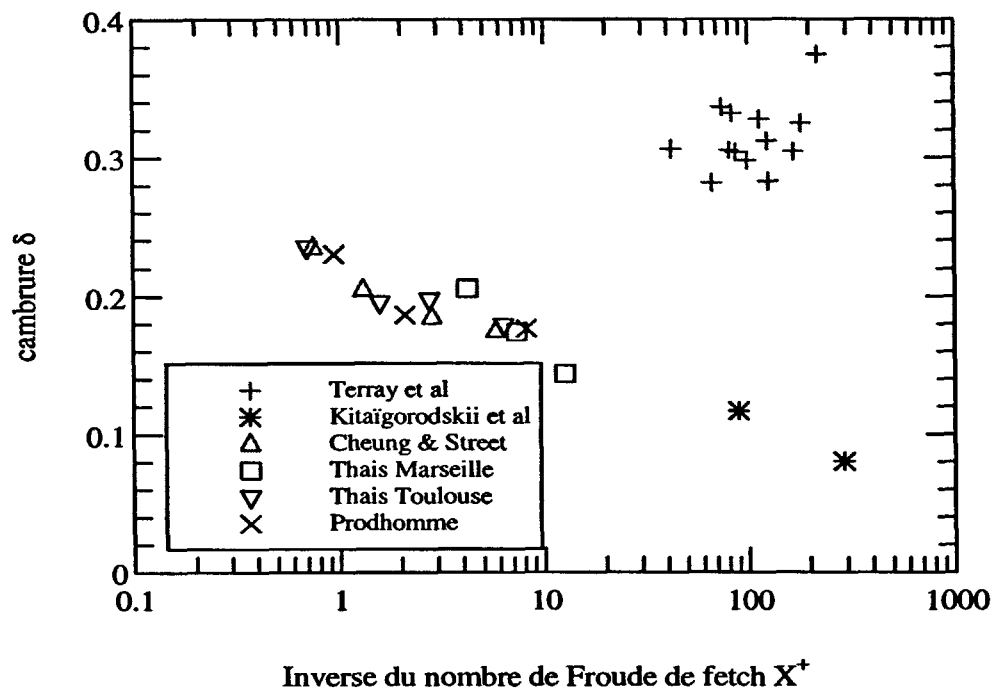


figure 2.04 : Cambrure en fonction de l'inverse du nombre de Froude de fetch

Au laboratoire, pour les vents les plus intenses, les valeurs des cambrures ( $\delta$ ) sont proches de la valeur critique de 0.25 admise pour le déferlement (Rapp & Melville, 1990, Nepf et al, 1995), malgré le fait que les auteurs n'en aient pas observé. Pour un fetch fixé, la cambrure augmente avec le vent ce qui paraît raisonnable. Sur le lac Ontario, les valeurs de

<sup>24</sup> ou le nombre d'onde  $K=2\pi/\lambda$ .



Terray *et al* (1996), indiquent clairement que les vagues déferlent. Cependant les cambrures trouvées par Kitaigorodskii *et al* (1983) sur le même site sont sensiblement différentes. D'après la *figure 2.03*, les amplitudes étant proches, on peut douter des valeurs du nombre d'onde obtenues par Kitaigorodskii *et al*. En effet les vagues observées par ces derniers sont davantage caractéristiques d'une houle résiduelle que de vagues de vent.

Le dernier paramètre à déterminer est la pulsation intrinsèque. Dans le cas où le nombre d'onde  $K$ , est connu, elle peut se déduire de plusieurs façons. La première manière est d'utiliser une relation qui traduit la modification de la fréquence apparente par la présence d'un courant  $U_C$  :  $\sigma = 2\pi f_0 - KU_C$ . L'inconvénient majeur de cette relation est sa forte dépendance vis-à-vis de la valeur de ce courant. Qui plus est, ce dernier peut difficilement être considéré comme constant dans notre cas, du fait du cisaillement par le vent. En effet, on peut se demander, dans ce cas, si les vagues sont affectées par le courant moyen ou par le courant eulérien de surface ou mieux par le gradient de la vitesse en surface. Or l'écart entre ces différentes valeurs peut atteindre un ordre de grandeur, ce qui peut entraîner une incertitude notable sur la pulsation intrinsèque. Nous avons choisi de déterminer la pulsation intrinsèque par la relation de dispersion (*relation 1.09*) établie dans le cadre de la solution d'Airy. Cette relation est certainement modifiée en écoulement cisailé (Nepf & Monismith, 1994) mais notre choix est cohérent avec la modélisation retenue dans l'équation 1.24 : le modèle du champ cinématique moyen, mis en oeuvre dans cette étude, est fondé sur la représentation du champ de vague par l'onde monochromatique irrotationnelle de Stokes.

A partir de la pulsation intrinsèque et du nombre d'onde on peut déterminer la célérité relative et l'âge de la vague (*relation 1.03*) :  $c = \sigma/K$  et  $\beta = c/u_i^*$  (*figure 2.05*).

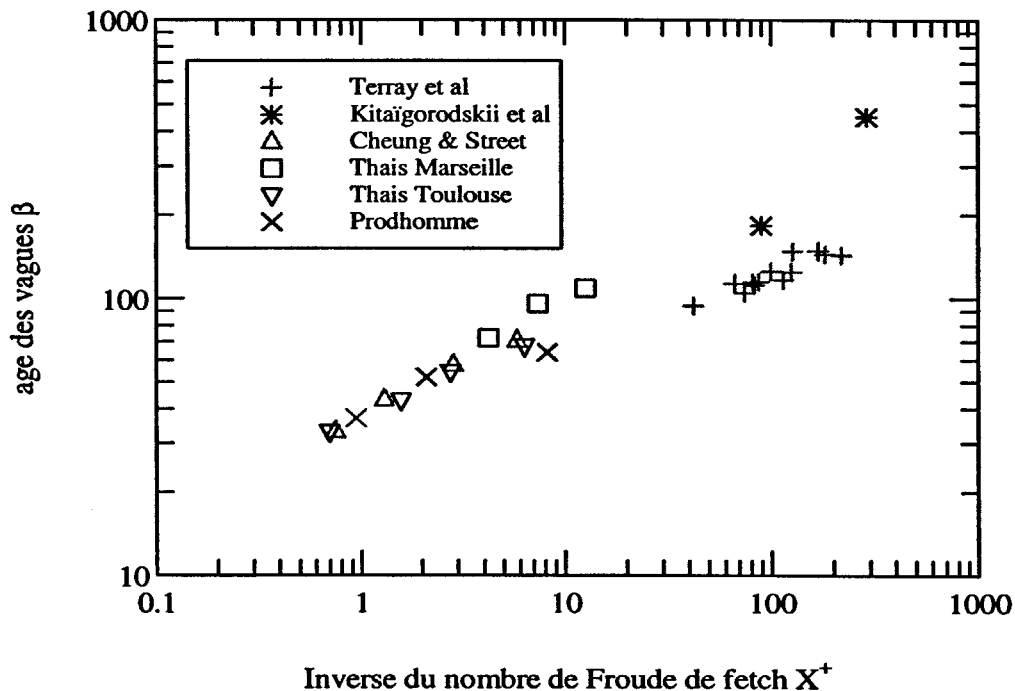


figure 2.05 : Age des vagues en fonction de l'inverse du nombre de Froude de fetch

Ce graphe montre que le développement des vagues est directement lié à l'inverse du nombre de Froude de fetch. Ainsi, l'état de développement des vagues sur le lac Ontario est plus important que dans les cas de laboratoires où le fetch est plus court. La surestimation des valeurs de Kitaigorodskii par rapport à celles de Terray, provient très certainement de la sous-estimation des nombres d'onde que nous avons déjà relevée. En outre, les vagues se développent plus rapidement aux faibles vents qu'aux forts. Encore une fois, ces données montrent la similitude des résultats sur les vagues obtenus dans les canaux de Toulouse et dans ceux de Stanford.

### 2.3.3 Recensement des paramètres de forçage pour les expériences d'Ontario, Stanford, Toulouse et Marseille

Il apparaît une bonne cohérence entre toutes ces expériences. Ceci clarifie les idées, quant-aux paramètres nécessaires à cette étude. Nous présentons dans le *tableau 2.02*, la valeur des paramètres utilisés.

Lieu	Cas	Paramètres d'entrée				
		<i>vent</i>	<i>vague</i>			<i>courant</i>
		$u_i^*$ (cm/s)	$\sigma$ (1/s)	a (cm)	K (1/m)	$U_c$ (cm)
Ontario	K61	0.83	2.62	11.5	0.7	0
	K11	1.5	3.57	9.0	1.3	0
	85117	1.65	4.74	13	2.29	0
	85159	2.97	3.5	24.5	1.25	0
	85160	2.09	4.16	16	1.76	0
	87025	1.15	5.76	9	3.38	0
	87079	1.01	6.78	8	4.68	0
	87080	1.11	6.12	8.5	3.82	0
	87082	1.75	4.88	12.5	2.43	0
	87086	1.96	4.77	14.5	2.32	0
	87087	1.85	4.74	14.5	2.29	0
	87088	1.35	4.91	11.5	2.46	0
	87091	1.85	4.62	14	2.18	0
	87174	1.42	5.53	10	3.12	0
	87184	1.52	5.53	10.5	3.12	0
Stanford	C47	0.72	19.3	0.46	38.04	0
	C67	1.13	15.06	0.8	23.125	0
	C99	1.75	12.95	1.2	17.08	0
	C13	2.75	10.74	2.0	11.75	0
Toulouse	T45	0.76	19.1	0.48	37.18	1.67
	T68	1.17	15.37	0.82	24.07	1.67
	P78	1.5	12.57	1.16	16.11	2.17
	T90	1.73	13.2	1.1	17.75	1.67

	P11	2.55	10.4	2.09	11.02	2.17
	T13	2.76	10.79	1.98	11.86	1.67
<b>Marseille</b>	M45	0.7	12.89	0.85	16.94	0
	M59	0.89	11.51	1.29	13.51	0
	M78	1.3	10.47	1.84	11.18	0

tableau 2.02 : Synthèse des paramètres d'entrée

## 2.4 Analyse paramétrique des résultats expérimentaux

La base de données étant définie, analysons maintenant les résultats relatifs aux profils de vitesse moyenne, d'énergie cinétique turbulente et de taux de dissipation en les interprétant sous forme adimensionnelle avec des grandeurs de référence déterminées à partir des paramètres de forçage que nous venons de regrouper dans le *tableau 2.02*.

### 2.4.1 Les échelles de référence

Les interactions entre les courants moyens, les courants orbitaux et les mouvements turbulents jouent un rôle clé dans la structure de la couche mélangée de surface et les échelles utilisées dans les écoulements cisailés de proche paroi (vitesse de frottement et viscosité et/ou rugosité) ne sont pas pertinentes pour interpréter les mesures de turbulence sous les vagues de vent. En se référant aux approches théoriques commentées dans le chapitre précédent on s'attend par contre à un choix d'échelles de référence fondées sur le nombre d'onde  $K$ , l'amplitude  $a$  et une énergie  $k_0$  liée à l'énergie des vagues  $\tilde{k} = (\sigma a)^2$ . Si l'on observe que les transferts d'énergie liés à la vorticité de la vague sont à l'ordre 2 par rapport à la cambrure  $\delta = Ka$  de la vague, il paraît réaliste de choisir les échelles de référence suivantes :

$$\text{Echelle de longueur :} \quad L_0 = K^{-1} \quad (2.04)$$

$$\text{Energie cinétique turbulente :} \quad k_0 = \delta \tilde{k} = \delta (\sigma a)^2 \quad (2.05)$$

$$\text{Taux de dissipation :} \quad \epsilon_0 = \frac{k_0^{3/2}}{L_0} = \delta^{3/2} K (\sigma a)^3 \quad (2.06)$$

Par convention les grandeurs de références sont notées avec un indice 0.

Pour le courant moyen longitudinal, la vitesse de référence  $U_0$  est déduite de la condition d'entraînement à l'interface qui s'exprime sous la forme:  $v_t \frac{\partial U}{\partial z} = u_i^{*2}$  soit  $\frac{k_0^2}{\epsilon_0} \frac{U_0}{L_0} = u_i^{*2}$  d'après les relations 2.05 et 2.06. On choisit :

Courant moyen longitudinal : 
$$U_0 = \frac{u_i^*}{\delta^{3/2} \beta} \quad (2.07)$$

Notons cependant que les essais sont parfois réalisés avec des débits différents. On représentera donc la vitesse sous la forme  $\frac{U - U_C}{U_0}$  où  $U_C$  est la vitesse débitante.

Enfin pour exprimer les courants secondaires (V,W) sous forme non-dimensionnelle, le modèle de Craik & Leibovich suggère :  $\frac{D(\underline{V}, \underline{W})}{Dt} \approx U_{Si} \frac{\partial U}{\partial (y, z)}$  ( $U_{Si}$  est le courant de Stokes à l'interface). On adopte :

Courants de Langmuir : 
$$W_0 = \sqrt{U_{Si} U_0} = \delta^{1/4} u_i^* \quad (2.08)$$

## 2.4.2 Analyse des résultats de Toulouse

Les expériences de Prodhomme associées à celles de Thais, obtenues en laboratoire, représentent un des ensemble de données les plus complet. Les profils d'énergie cinétique turbulente, du taux de dissipation, du courant moyen longitudinal, des courants secondaires et de la contrainte turbulente de cisaillement sont ainsi présentés sous la forme :

$$\frac{k}{k_0}(Kz) \quad ; \quad \frac{\epsilon}{\epsilon_0}(Kz) \quad ; \quad \frac{U - U_C}{U_0}(Kz) \quad ; \quad \frac{W}{W_0}(Kz) \quad ; \quad \frac{-\overline{u'w'}}{k_0}(Kz) \quad (2.09)$$

### a) Profils dans l'axe du canal

Les figures 2.06, 2.07, 2.08 regroupent les résultats des mesures de Prodhomme et Thais réalisés dans l'axe du canal (verticale 00), au même fetch, et pour une vitesse du vent variant de 4.5 m/s à 13 m/s. On constate que les profils d'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation se regroupent bien avec la normalisation choisie (figures 2.06 et 2.07).

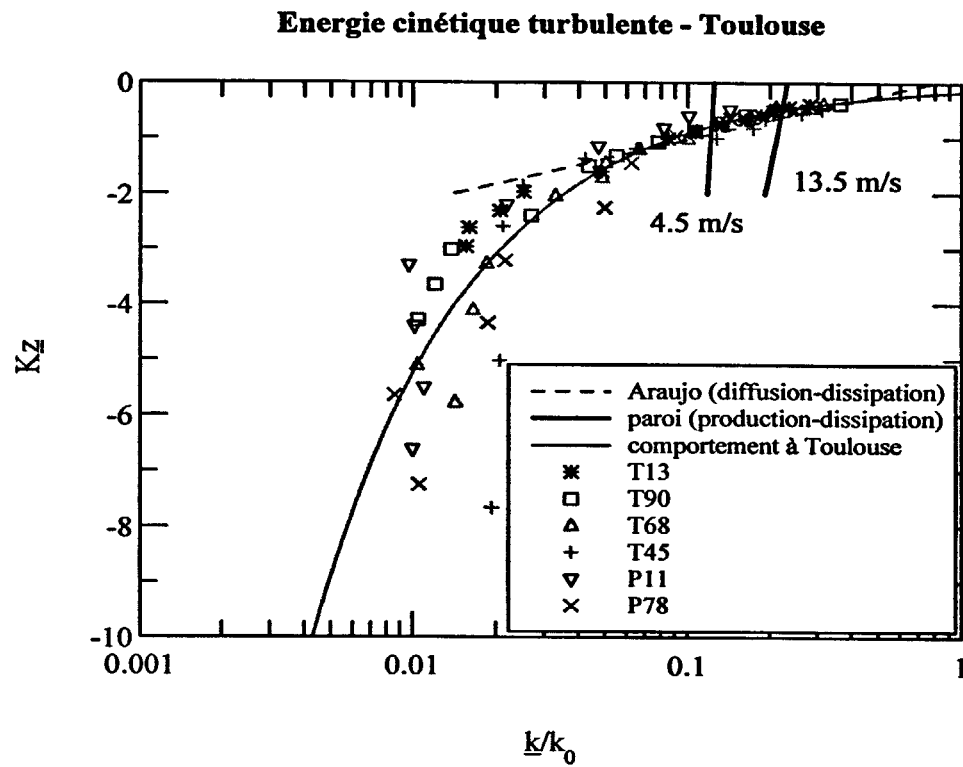


figure 2.06 : Energie cinétique turbulente à Toulouse à l'axe

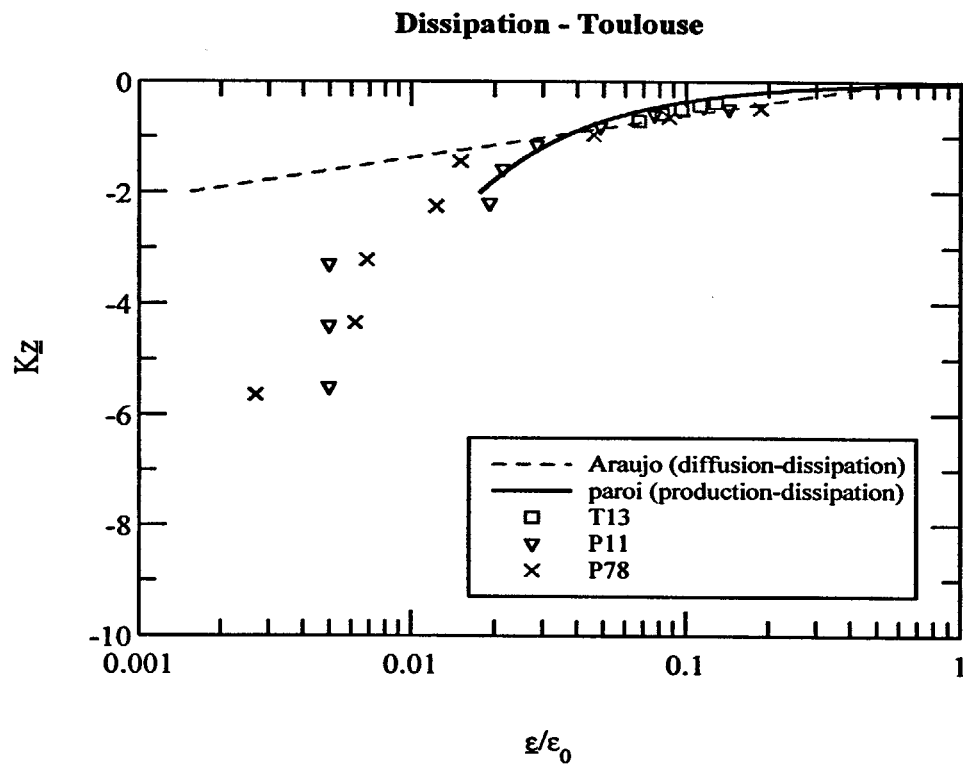


figure 2.07 : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente à Toulouse à l'axe

Sur les figures 2.06 et 2.07 sont représentées les valeurs de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation correspondant, d'une part à un équilibre Production  $\approx$  Dissipation, d'autre part à un équilibre Diffusion  $\approx$  Dissipation suivant la proposition d'Araujo (relations 1.14). Sans pouvoir trancher nettement entre ces deux comportements asymptotiques, il semble néanmoins que même pour ces essais à faible fetch (13 m), avec des vagues relativement peu énergétiques, la turbulence sous les vagues soit déjà marquée par les interactions interfaciales avec un niveau d'énergie cinétique turbulente et de dissipation plus élevé qu'en écoulement cisailé de paroi.

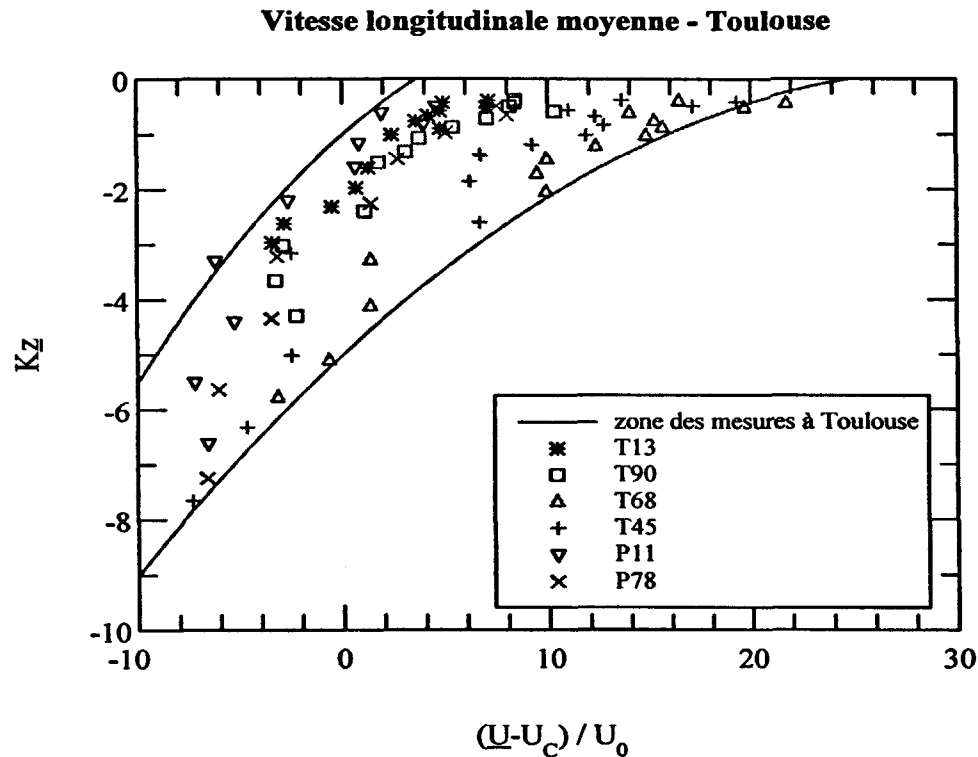


figure 2.08 : Vitesse longitudinale à Toulouse à l'axe

Les profils de vitesse moyenne longitudinale (figure 2.08) se regroupent moins bien pour des vitesses de vent différentes en indiquant d'ailleurs la tendance, avec la normalisation choisie, d'un entrainement de l'eau de moins en moins efficace quand l'intensité du vent augmente : c'est à dire en quelque sorte que "les vagues en grossissant s'opposent à l'entrainement de l'eau en surface".

### b) Distribution transversale

On l'a déjà souligné, les expériences de Prodhomme sont les seules (mis à part les essais de *Suzanne* (1985) dans les écoulements air-eau à phases séparées) qui mettent l'accent sur la structure tridimensionnelle des écoulements en établissant selon trois verticales, dans la

section au même fetch que précédemment, les profils de vitesse moyenne (composantes longitudinales et verticales), d'énergie cinétique turbulente, de son taux de dissipation et de la contrainte turbulente de Reynolds.

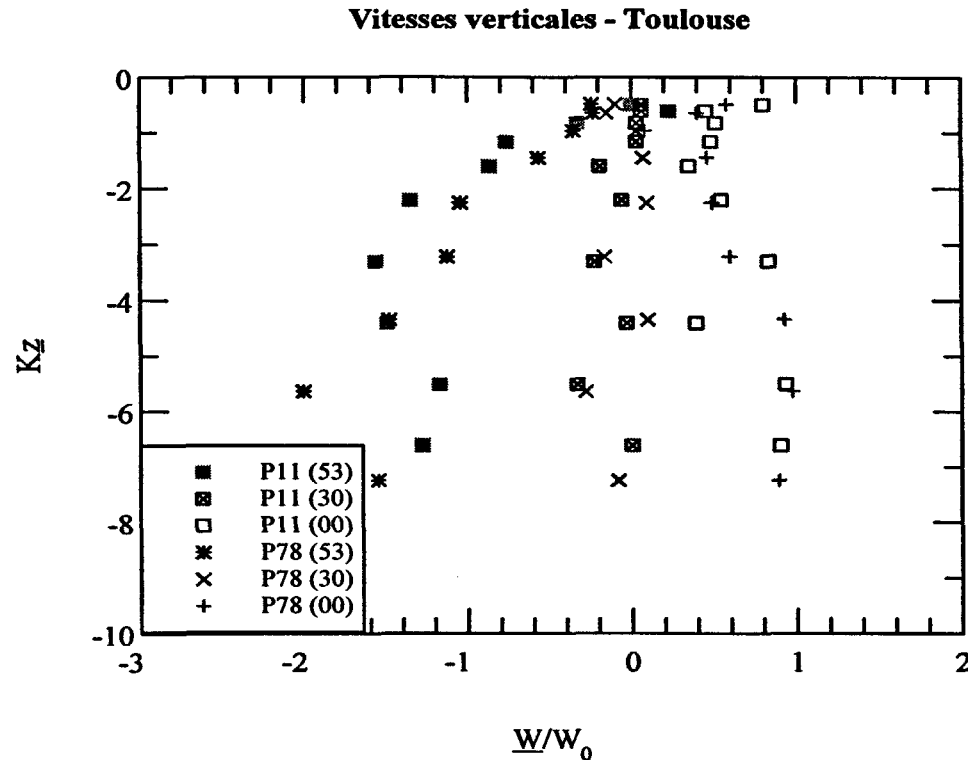


figure 2.09 : Répartition transversale des vitesses verticales à Toulouse

La figure 2.09 atteste de l'organisation cellulaire de l'écoulement avec une vitesse ascendante sur l'axe (00) plus petite que la vitesse descendante près de la paroi (53). Cette dissymétrie est caractéristique des circulations de Langmuir comme le rapporte *Leibovich* (1983). Avec la normalisation choisie, les résultats des essais aux vents 7.8 et 11 m/s (P78 et P11) se regroupent bien.

Les figures 2.10 et 2.11 illustrent aussi l'effet des écoulements secondaires sur la distribution transversale de la vitesse moyenne longitudinale et de l'énergie cinétique turbulente. Notons en particulier l'effet des écoulements secondaires sur le gradient vertical d'énergie cinétique turbulente qui souligne le rôle que semble jouer le transport advectif par le mouvement cellulaire sur la majeure partie de la couche de surface.

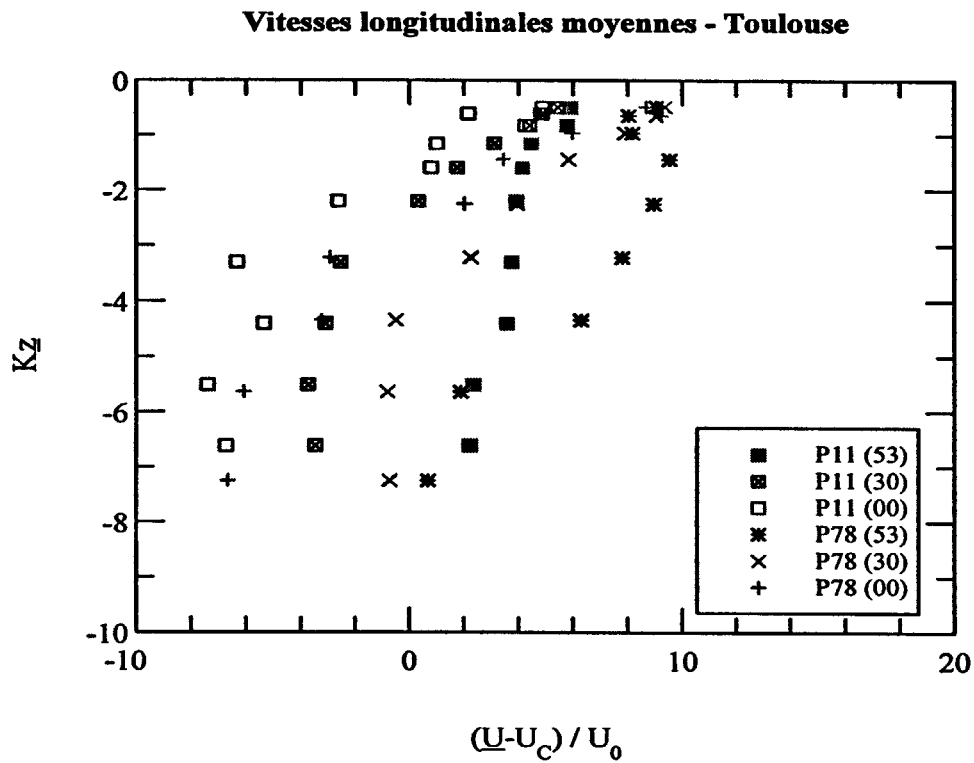


figure 2.10 : Répartition transversale de vitesse longitudinale moyenne

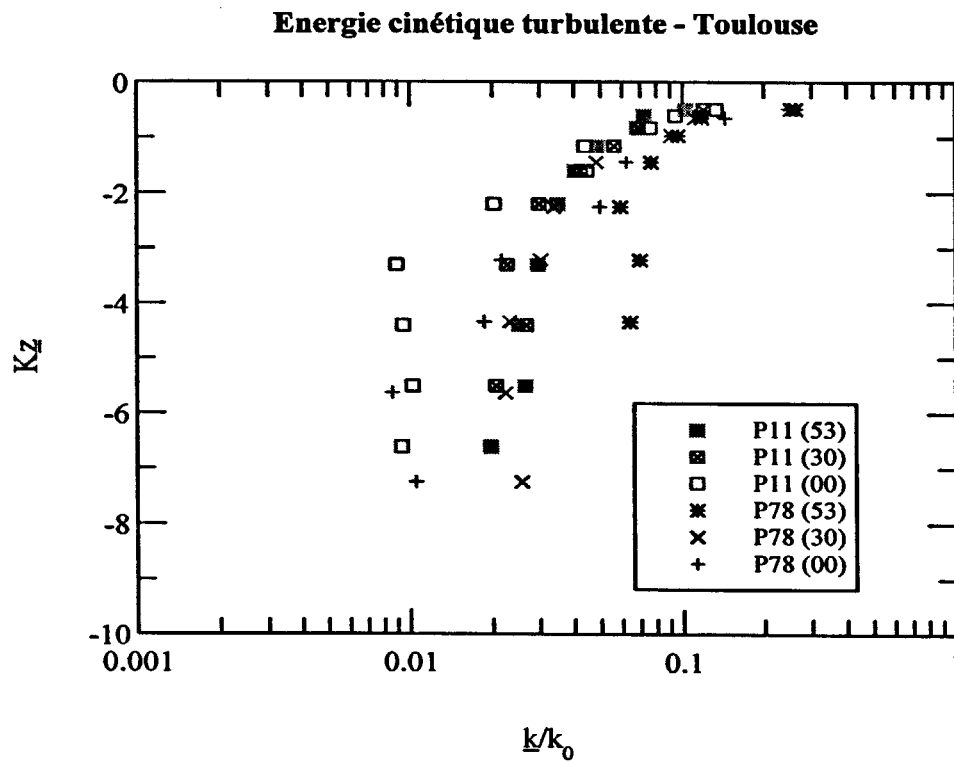


figure 2.11 : Répartition transversale d'énergie cinétique turbulente à Toulouse



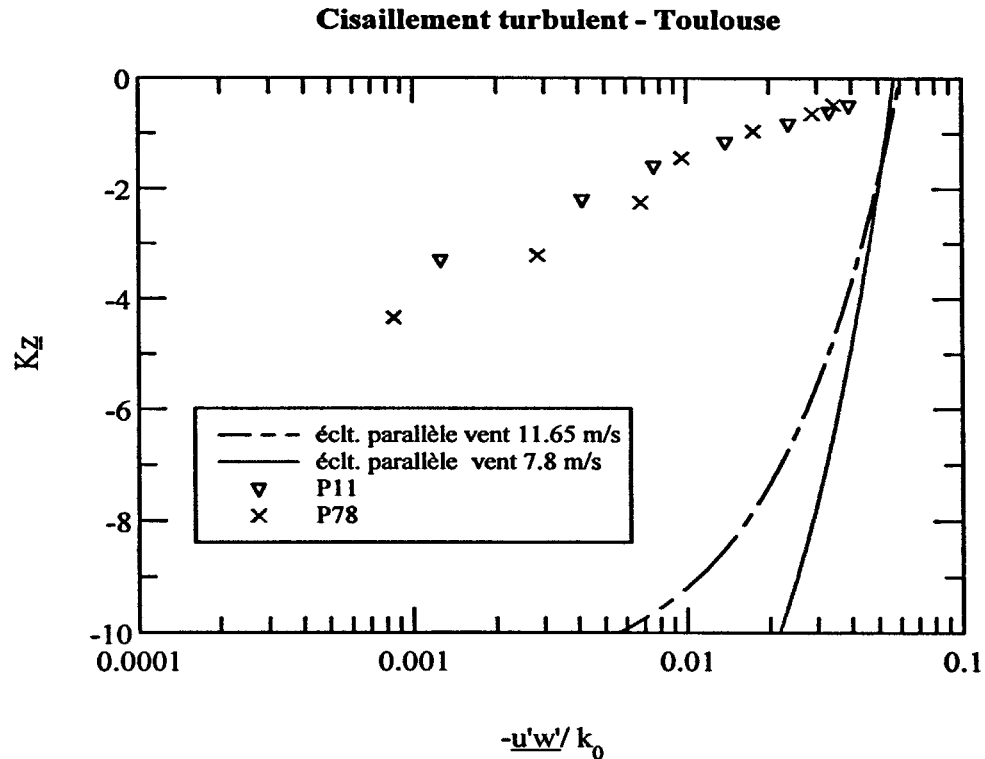


figure 2.12 : Cisaillement turbulent à Toulouse à l'axe

Mais l'effet le plus marquant de ces cellules de Langmuir se traduit par la modification verticale du cisaillement turbulent (figure 2.12). Ainsi si l'écoulement était parallèle, le cisaillement turbulent serait linéaire (représenté en trait plein et trait pointillé sur la figure). Or ici le mouvement secondaire vient rapidement réduire ce cisaillement sous l'interface, pour pratiquement l'annuler au coeur de l'écoulement. On peut déjà supposer que cette modification va changer le bilan énergétique. En effet sur la verticale la production par cisaillement va probablement diminuer au sein de l'écoulement alors que l'advection par l'écoulement secondaire va prendre de l'importance.

### 2.4.3 Analyse des résultats de Stanford

Si l'on examine maintenant les données à Stanford, où les caractéristiques du canal sont très proches de celui de Toulouse, nous devrions noter des comportements similaires.

Présentons tout d'abord (figure 2.13) les profils d'énergie cinétique turbulente obtenus sur l'axe du canal (puisque les auteurs se sont uniquement intéressés à cette verticale). Comme on peut le voir l'échelle de référence permet de regrouper, ici aussi, les données. Ceci confirme une nouvelle fois le rôle joué par les vagues sur l'énergie cinétique turbulente. Dans un but de comparaison, nous avons également reporté sur ce graphe, la courbe représentant la tendance observée à Toulouse. Quand on se place, tout d'abord à la surface on trouve les

Energie cinétique turbulente - Stanford

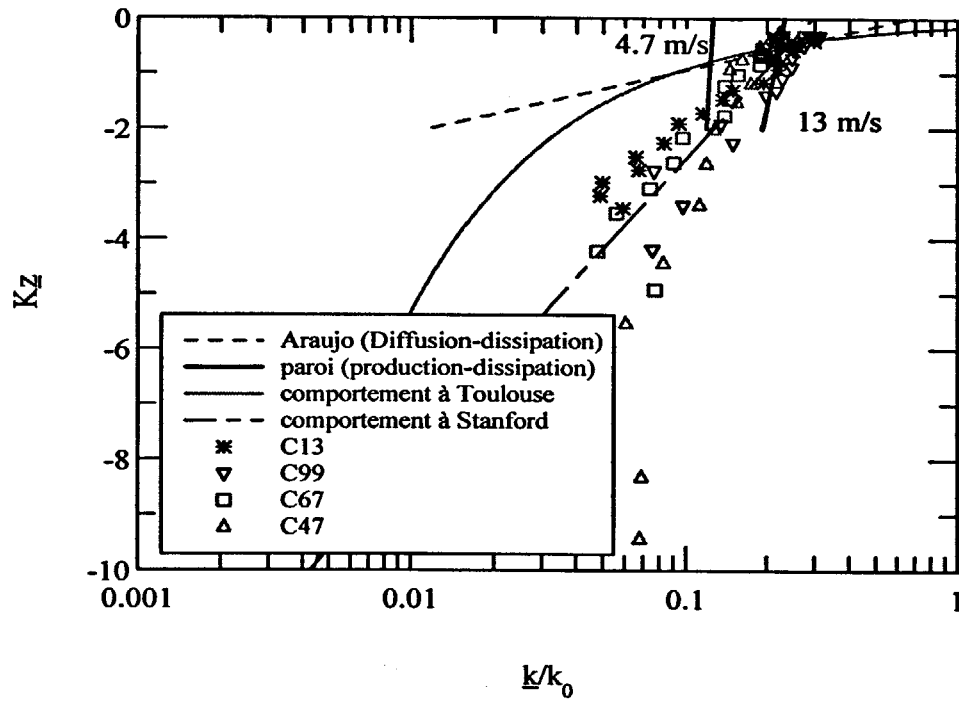


figure 2.13 : Energie cinétique turbulente à Stanford

Vitesse longitudinale moyenne - Stanford

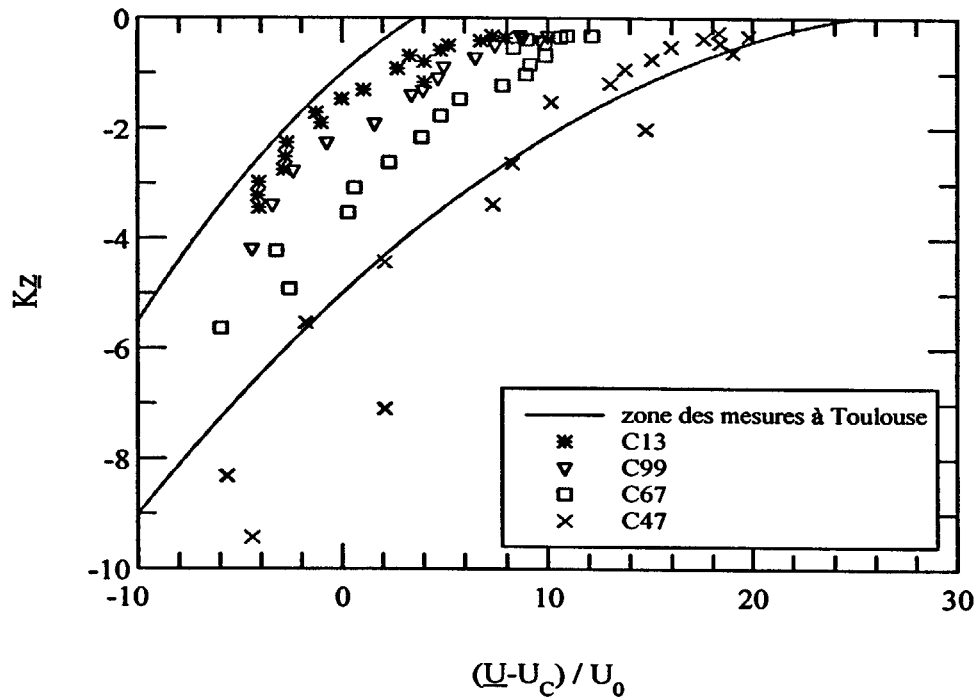


figure 2.14 : Vitesse longitudinale moyenne à Stanford

même niveaux d'énergie. Cette constatation paraît normale compte tenu du fait que les vagues dans les deux canaux sont tout-à-fait comparables. Ces vagues doivent donc céder la même énergie à l'écoulement. Par contre, il semble que cette énergie ne soit pas distribuée de la même manière au sein de l'écoulement. Quelle pourrait bien en être la cause ? La présence des écoulements secondaires à Toulouse est une certitude (*cf figure 2.09*). Par contre ils pourraient ne pas être présents ou moins intenses dans l'expérience de Stanford.

Mais cette hypothèse soulève une autre question. Pourquoi deux expériences avec des vents et vagues semblables ne donneraient pas des écoulements identiques ? Une explication pourrait être l'absence de débit à Stanford. En effet comme nous l'avons déjà vu, *Nepf & Monismith* (communication personnelle) ont mis en évidence dans ce même canal un écoulement secondaire mais intermittent. Le débit "stabiliserait" l'écoulement secondaire à Toulouse. On peut penser que le canal de Stanford se comporterait comme un système de type cuve, où prennent naissance des mouvements cohérents tridimensionnels.

On peut aussi évoquer la différence de largeur des deux installations (0.90m à Stanford et 1.20m à Toulouse), éventuellement à cause de son effet sur l'intensité des écoulements secondaires et/ou sur le champ de vagues.

Quoiqu'il en soit il semble qu'il existe aussi un mouvement secondaire dans les expériences de Stanford, moins intense certainement, intermittent peut-être, comme en attestent les profils du courant moyen longitudinal (*figure 2.14*) qui ont les mêmes tendances qu'à Toulouse.

#### 2.4.4 Analyse des résultats de Marseille

Les données de Marseille devraient nous aider à compléter la compréhension de ces écoulements car la largeur du canal et le fetch sont plus importants.

Ainsi considérons la *figure 2.15* qui présente l'énergie cinétique turbulente à Marseille en fonction de la profondeur. Malgré la présence de vagues plus énergétiques, l'échelle de référence précédemment définie permet toujours de bien regrouper les données. Le niveau de turbulence observé en surface confirme bien qu'il est directement lié à l'état de développement des vagues. En effet l'écart avec la valeur que l'on observerait près d'une paroi est ici flagrant. Une condition à la limite basée sur un équilibre entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente de type paroi ne peut en aucun cas rendre compte des valeurs observées sous une interface déformable. Par contre des valeurs telles que celles préconisées par *Araujo* (1996) (obtenues par lissage) donnent bien sûr une bonne estimation de la valeur de surface. Cependant son modèle indique des valeurs de surface différentes selon le vent, que les données ne semblent pas montrer.

Cette même figure montre aussi pour les mesures deux comportements distincts : le premier pour le vent le plus faible (M45) et le second pour les deux autres vents (M59 et

M78). Nous avons reporté sur ce graphe les tendances observées sur les deux expériences précédentes (Stanford et Toulouse). On peut remarquer que le vent faible se rapproche davantage des cas observés à Stanford alors que pour les deux autres vents, ils semblent se rapprocher des mesures de Toulouse. Pour le vent le plus faible (M45) on peut raisonnablement penser que le cisaillement du vent n'est pas assez intense pour déclencher l'apparition de cellules de Langmuir, comme il est parfois observé sur le terrain. Par contre le comportement pour les deux autres vents (M59 et M78) semble indiquer la présence de ces écoulements.

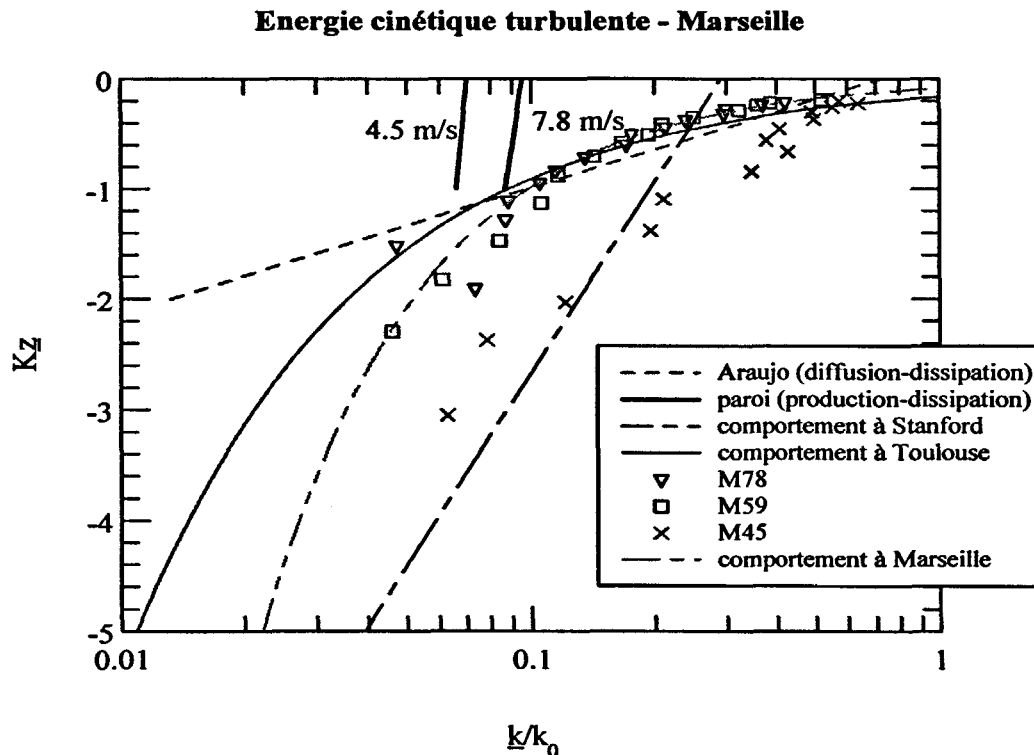


figure 2.15 : Energie cinétique turbulente à Marseille.

Mais dans l'hypothèse où ces écoulements secondaires existent pour les cas M59 et M78 du fait de l'absence de débit comme à Stanford, leur apparition serait donc favorisée, soit par l'énergie des vagues qui est ici plus importante à cause du fetch, soit par la largeur du canal qui est ici trois fois plus importante.

Sur la figure 2.16, est représenté le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Les échelles de références regroupent encore une fois les données.

La comparaison avec les bilans énergétiques classiques montre que le comportement de paroi sous estime de moitié le niveau de dissipation, alors que le bilan entre la diffusion verticale et le taux de dissipation le sur-estime. Les mesures du taux de dissipation plaident pour un bilan différent, vraisemblablement avec de l'advection par un mouvement secondaire.

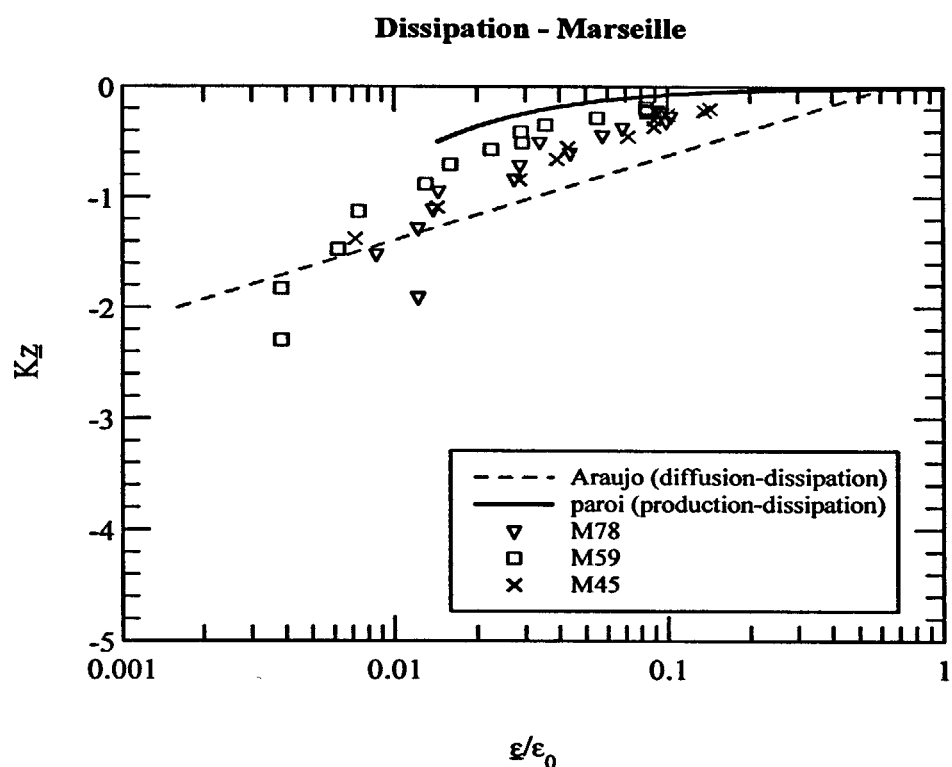


figure 2.16 : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente à Marseille

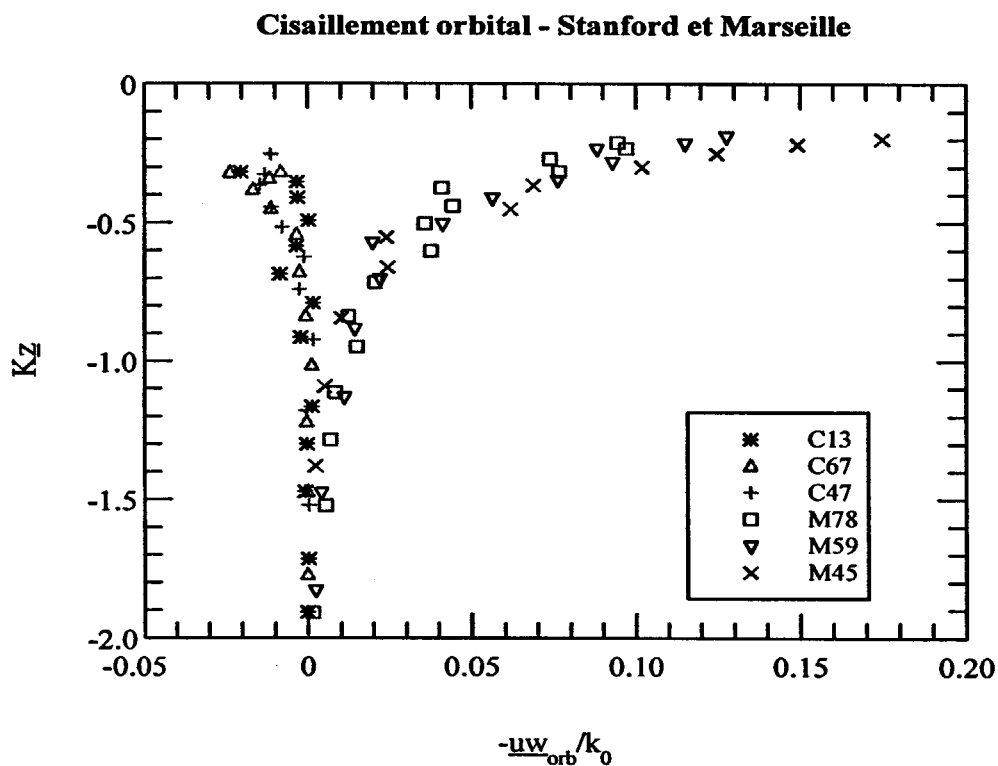


figure 2.17 : Cisaillement orbital à Stanford et Marseille

Cependant, il est important de préciser ici que les estimations du taux de dissipation à Toulouse et Marseille ont été réalisées à l'aide de la théorie cinématique de *Lumley & Terray*, (1983). Cette théorie fait intervenir une échelle de vitesse advective liée aux vagues que les auteurs ont estimé à partir du mouvement orbital. On peut s'interroger sur la validité d'une telle détermination, notamment si l'écoulement est fortement tridimensionnel.

Enfin dans ces expériences et celles menées à Stanford, les auteurs mettent en évidence dans leurs mesures, un niveau de cisaillement orbital non négligeable (*figure 2.17*). En effet Cheung & Street à Stanford et Thais à Marseille décomposent le cisaillement total en une partie turbulente et une partie orbitale à l'aide de la méthode de Benilov pour les premiers et la méthode T.D.M. pour le second. Ces auteurs trouvent des signes opposés pour cette grandeur, avec un niveau beaucoup plus intense à Marseille. Ils expliquent la production de la turbulence sous les vagues par l'existence de ce terme, mais n'expliquent pas le processus qui conduit, à partir de signes opposés du cisaillement orbital, à cette production. En fait la seule hypothèse que l'on puisse émettre pour expliquer cette différence réside dans l'état de développement des vagues qui pour Marseille est plus important qu'à Stanford.

#### 2.4.5 Analyse des résultats du lac Ontario

Pour ces données on dispose essentiellement de valeurs du taux de dissipation. Pour éviter le problème du choix de l'échelle advective dans la théorie cinématique de *Lumley & Terray*, *Kitaigorodskii et al* créent une composante artificielle de vitesse à l'aide d'une mise en rotation de la sonde de mesure. *Terray et al* utilisent, eux, deux échelles, l'une bâtie sur le spectre de vitesse horizontale et l'autre bâtie sur le spectre de vitesse verticale. Ces valeurs rapportées sur la *figure 2.18* montrent que l'échelle de référence choisie  $\epsilon_0$  les regroupe bien.

Les valeurs obtenues par *Kitaigorodskii et al* semblent bien supérieures à celles obtenues par *Terray et al*. Toutes ces mesures indiquent un niveau de dissipation turbulente adimensionnelle d'ordre 1 à l'interface.

*Harris & Lott* (1973), sur le même lieu, rapportent l'existence de mouvements secondaires du type circulations de Langmuir, on peut donc raisonnablement penser qu'elles étaient présentes lors des expériences rapportées ici.

Sont reportées sur la *figure 2.19*, présentant l'énergie cinétique turbulente, les mesures et les valeurs que l'on aurait proche d'une paroi. L'écart avec ces valeurs est très grand. Par contre les mesures semblent indiquer un bilan énergétique proche du bilan Diffusion  $\approx$  Dissipation, ne montrant pas l'influence d'un éventuel mouvement advectif par l'écoulement secondaire.

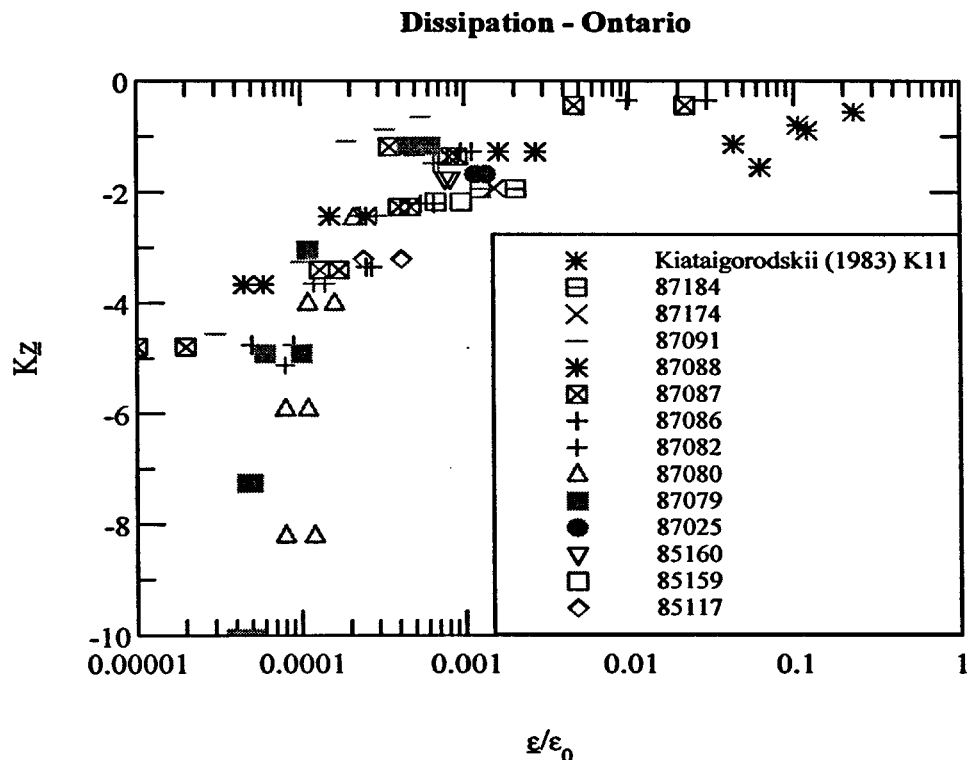


figure 2.18 : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente sur le Lac Ontario

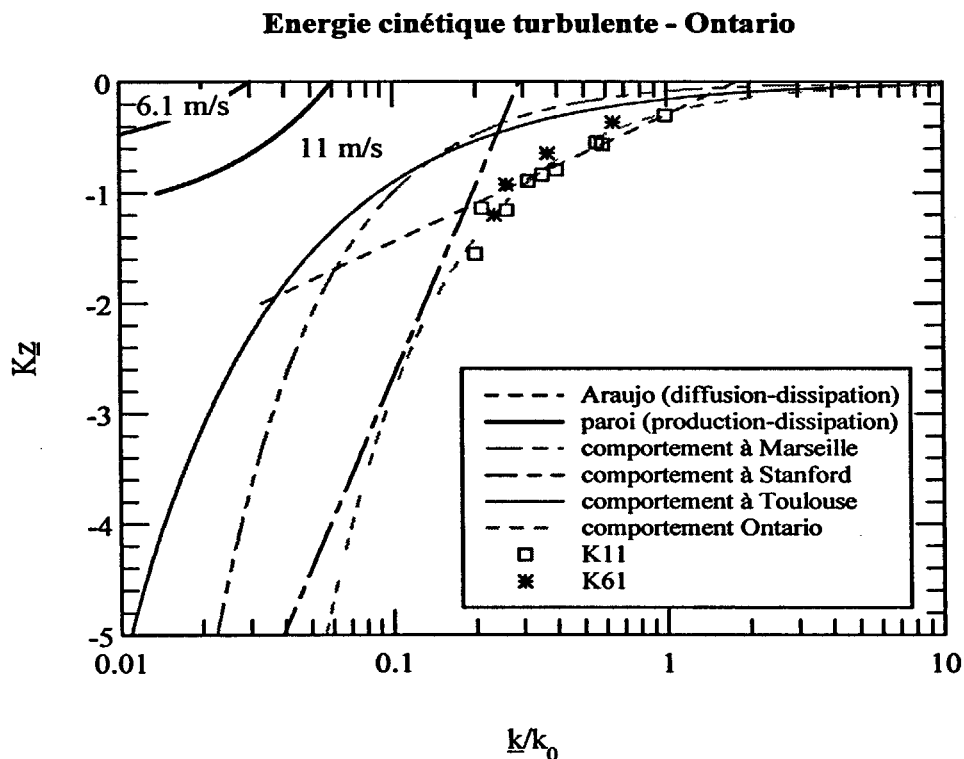


figure 2.19 : Energie cinétique turbulente sur le Lac Ontario

## 2.5 Traits caractéristiques des courants et de la turbulence dans la couche de surface

---

L'analyse comparative des résultats d'expériences de laboratoire et de terrain (sur le lac Ontario), présentée dans ce chapitre, apporte, nous semble-t-il, des éclairages nouveaux sur les aspects les plus marquants du champ cinématique moyen et de la turbulence sous les vagues de vent.

Les échelles de références mises en oeuvre pour normaliser les moments du premier et second ordre du champ de vitesse ont été choisies en s'appuyant sur les mécanismes d'interactions mis en avant par les travaux de *Craik & Leibovich*. Elles semblent particulièrement pertinentes pour interpréter les tendances de l'énergie cinétique turbulente et la dissipation turbulente dans la région immédiatement sous les vagues, en rendant comparables des expériences réalisées à des fetch très différents et en conduisant à proposer la paramétrisation suivante de l'énergie cinétique turbulente ( $k_i$ ) et du taux de dissipation ( $\epsilon_i$ ) à l'interface :

$$\frac{\underline{k}_i}{\delta(\sigma a)^2} = O(1) \quad \text{et} \quad \frac{\underline{\epsilon}_i}{\delta^{3/2} K(\sigma a)^3} = O(1) \quad (2.10)$$

On note que les paramètres des vagues apparaissent seuls dans cette formulation. Même si la vitesse de frottement interfacial n'intervient pas explicitement, il faut se rappeler que vitesse du vent, cisaillement interfacial et caractéristiques des vagues ne sont pas des grandeurs indépendantes, surtout aux faibles fetch. Ce résultat n'indique-t-il pas aussi que la production de turbulence dans les vagues résulte d'instabilités non-linéaires, certes excitées par le cisaillement interfacial, qui s'avèrent capables d'extraire un montant d'énergie à la vague bien plus important que l'énergie produite par le cisaillement interfacial seul : n'est ce pas aussi une forme de déferlement ?

Une autre conclusion importante est le rôle que peuvent jouer les circulations de Langmuir quand elles sont présentes comme c'est le cas dans l'expérience de Toulouse. Par référence à ces essais et au rôle qu'elles jouent dans les transferts verticaux, il semble qu'elles sont aussi présentes avec plus ou moins d'intensité dans les autres expériences où elles n'ont pas été mesurées.

Quoiqu'il en soit, il paraît indispensable de mettre en oeuvre une modélisation qui permette au moins dans un premier temps de mesurer le poids des différentes hypothèses. Aussi, un objectif des expériences numériques qui vont être présentées dans le prochain chapitre est de mieux maîtriser le rôle des mouvements secondaires dans l'organisation de la



turbulence sous les vagues de vent. Ces simulations s'appuieront sur l'analyse des données qui vient d'être présentée, d'une part pour définir les conditions aux limites à l'interface, d'autre part pour discuter les hypothèses de la modélisation.

---

---

**Définition et analyse de sensibilité du  
modèle**

*Chapitre 3*

---

## 3.1 Introduction

---

Le modèle mis en oeuvre pour prédéterminer les courants et la diffusion turbulente dans la couche de surface s'appuie sur les équations du champ moyen de vitesse dans lesquelles le tenseur de Reynolds est décomposé en une contribution orbitale associée aux vagues et une contribution turbulente.

- La partie orbitale du tenseur de Reynolds est formulée dans le cadre de la théorie de *Magnaudet & Masbernat* (1990) : dans cette approche, la génération des circulations de Langmuir est, comme dans les premiers travaux de *Craik & Leibovich* (1976), produite par l'interaction entre le courant de Stokes de l'onde de surface dominante et le courant moyen. Un terme supplémentaire traduisant une interaction entre les mouvements orbital et turbulent est aussi mis en jeu.

- La partie turbulente du tenseur de Reynolds est exprimée suivant une fermeture en un point et au premier ordre par un modèle  $(k, \varepsilon)$  : la spécificité de la turbulence produite dans les vagues est prise en compte par les valeurs de l'énergie cinétique turbulente  $(k_i)$  et la dissipation turbulente  $(\varepsilon_i)$  à l'interface qui sont traitées comme des paramètres d'entrée du modèle en s'appuyant sur l'analyse des résultats expérimentaux du second chapitre.

Le modèle et les conditions sont d'ailleurs formulés avec les mêmes variables réduites utilisées dans cette analyse mettant en évidence les nombres sans dimension qui contrôlent les solutions du modèle. Il apparaît ainsi un nouveau nombre de Langmuir qui exprime, comme dans les travaux de *Craik & Leibovich*, le rapport des termes de forçages du mouvement cellulaire au termes de diffusion à l'interface.

Une étude de sensibilité du modèle au nombre de Langmuir, mais aussi aux facteurs de forme des cellules, aux valeurs de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation turbulente à l'interface est alors présentée dans ce chapitre. Elle permet de caractériser l'impact de l'organisation cellulaire de l'écoulement sur les transferts verticaux de quantité de mouvement et d'énergie, en soulignant aussi l'importance du problème de la sélection du nombre de cellules.

## 3.2 Le modèle en variables réduites

---

Dans ce paragraphe les équations de quantité de mouvement, de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation sont formulées en terme de variables réduites. Les grandeurs de références définies au chapitre précédent sont rappelées ci-dessous.

### 3.2.1 Les variables réduites

*Nous rappelons que par convention toutes les grandeurs dimensionnelles sont soulignées alors que les variables adimensionnelles n'ont pas de distinction particulière. Les vecteurs sont toujours en gras.  $\delta$  est la cambrure et  $\beta$  l'âge de la vague.  $u_i^*$  est la vitesse de frottement interfaciale due au vent*

L'inverse du nombre d'onde ayant été choisi comme longueur de référence ( $l_0=K^{-1}$ ), l'expression du vecteur position est la suivante:

$$\mathbf{x} = K\mathbf{x} \quad (3.01)$$

Deux échelles ont été choisies pour les vitesses moyennes. L'échelle pour le courant moyen longitudinal ( $\underline{U}$ ) est bâtie sur le cisaillement interfacial ( $U_0 = \frac{u_i^*}{\delta^{3/2}\beta}$ ), alors que pour les vitesses transversales ( $\underline{V}$ ) et verticales ( $\underline{W}$ ), elle est liée aux termes sources de Craik & Leibovich ( $W_0 = \sqrt{U_{Si}U_0} = \delta^{1/4}u_i^*$ ) qui relie le courant de Stokes des vagues aux gradients de vitesse longitudinale. Le vecteur vitesse moyenne s'écrit sous la forme réduite :

$$\mathbf{v} = \left( \frac{\delta^{3/2}\beta}{u_i^*} \underline{U}, \frac{\underline{V}}{\delta^{1/4}u_i^*}, \frac{\underline{W}}{\delta^{1/4}u_i^*} \right) \quad (3.02)$$

Les échelles turbulentes ont été rapportées à la fraction  $\delta(\sigma a)^2$  de l'énergie ( $\tilde{k}$ ) de l'onde dominante et à son nombre d'onde ( $K$ ). L'énergie cinétique turbulente ( $\underline{k}$ ), son taux de dissipation ( $\underline{\varepsilon}$ ) et la viscosité turbulente ( $\underline{\nu}_t$ ) s'expriment sous forme réduite  $k$ ,  $\varepsilon$  et  $\nu_t$  :

$$\begin{aligned} k &= \frac{\underline{k}}{\delta(\sigma a)^2} \\ \varepsilon &= \frac{\underline{\varepsilon}}{\delta^{3/2}K(\sigma a)^3} \\ \nu_t &= C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} = \frac{K\nu_t}{\delta^{1/2}(\sigma a)} \end{aligned} \quad (3.03)$$

où  $C_\mu=0.09$  est la constante de diffusion du modèle ( $k$ ,  $\varepsilon$ ).

L'échelle de pression découle de la grandeur de référence sur les vitesses moyennes secondaires et le champ de pression prend la forme réduite :

$$P = \frac{P}{\rho \delta^{1/2} u_i^{*2}} \quad (3.04)$$

### 3.2.2 Les équations du modèle

Le modèle est fondé sur les équations de quantité de mouvement (*relation 1.24*) associées à un modèle de fermeture de la turbulence ( $k, \epsilon$ ). L'aspect transitoire ne sera pas évoqué ici, ainsi que l'aspect du développement longitudinal de l'écoulement : en d'autres termes nous ne recherchons que les solutions stationnaires et établies ou faiblement variable en  $x$ . Dans ces conditions le gradient longitudinal de la pression est constant, déterminé itérativement pour respecter le débit imposé.

En combinant l'équation (*1.24*) et les grandeurs adimensionnelles (*relations 3.01, 3.02, 3.03 et 3.04*), les équations du mouvement moyen vont se réécrire sous forme non-dimensionnelle de la manière suivante (*relation 3.05, 3.06, 3.07 et 3.08*).

$$\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (3.05)$$

$$V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\alpha^* + La \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( v_t \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( v_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right] + \delta La^3 \frac{\partial^2 v_t}{\partial z^2} \exp(2z) \quad (3.06)$$

$$V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial y} + La \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left( v_t \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ v_t \left( \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right] \right\} + U_s \frac{\partial U}{\partial y} \quad (3.07)$$

$$V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + La \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[ v_t \left( \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left( v_t \frac{\partial W}{\partial z} \right) \right\} + U_s \frac{\partial U}{\partial z} \quad (3.08)$$

$$U_s = \frac{1}{2} \frac{Ch^2(z + N_H)}{Sh^2(N_H)} \quad \text{le courant de Stokes} \quad (3.09)$$

Dans l'équation (*3.06*),  $\alpha^*$  représente le gradient de pression sans dimension longitudinal. Dans cette équation, il apparaît aussi un terme de cisaillement orbital ( $-\bar{u}\bar{w}$ ), qui est la contribution du mouvement des vagues au tenseur des contraintes fluctuantes.

Par analogie avec le système d'équations obtenu initialement par Craik & Leibovich, nous avons fait apparaître devant les termes diffusifs le nombre adimensionnel que ces auteurs nomment : nombre de Langmuir. L'expression que ces auteurs obtiennent pour ce nombre n'est pas tout à fait identique à la notre. En effet, leur étude ayant été réalisée à viscosité turbulente constante, elle apparaît comme un paramètre dans l'expression de ce nombre (*relation 3.10*). Toute la difficulté dans leur étude réside dans l'estimation de cette viscosité turbulente en fonction des autres paramètres du problème (la vitesse de frottement interfaciale et/ou les caractéristiques des vagues). Dans notre cas c'est l'échelle de référence de la viscosité turbulente ( $\nu_{t0}$ ) qui est dans l'expression de ce nombre, c'est pourquoi ce nombre est lié à la cambrure  $\delta$  et à l'âge des vagues  $\beta$  (*relation 3.11*).

$$La = \frac{K\nu_t}{a u_i^*} \left( \frac{\nu_t}{\sigma} \right)^{1/2} \quad \text{Craik \& Leibovich} \quad (3.10)$$

$$La = \delta^{5/4} \beta \quad \text{présente étude} \quad (3.11)$$

A titre de remarque, il est intéressant de noter que ces équations sont analogues à celles de la convection thermique où la température serait la vitesse moyenne longitudinale. Les termes sources générateurs des rouleaux s'écrivent :

$$\beta_T g (T - T_0) \mathbf{e}_z \quad \text{en convection thermique}$$

$$U_S(z) \frac{\partial U}{\partial y} \mathbf{e}_y + U_S(z) \frac{\partial U}{\partial z} \mathbf{e}_z \quad \text{en "convection de Langmuir"}$$

où  $\beta_T$  est le coefficient d'expansion thermique,  $T$  la température et  $T_0$  une température de référence

Mais l'analogie est encore plus visible en terme de l'équation de vorticité longitudinale  $\omega$  ou les termes sources s'écrivent :

$$\beta_T g \frac{\partial T}{\partial y} \mathbf{e}_x \quad \text{en convection thermique}$$

$$\frac{\partial U_S(z)}{\partial z} \frac{\partial U}{\partial y} \mathbf{e}_x \quad \text{en "convection de Langmuir"}$$

avec  $\frac{\partial U_S}{\partial z} \approx \beta_T g$ ,  $U(y,z) \approx T(y,z)$  et  $\alpha^*$  dans l'équation de quantité de mouvement longitudinale serait un terme d'apport radiatif d'énergie pour la température. Le nombre de Langmuir qui apparaîtrait devant les termes diffusifs de l'équation de vorticité longitudinale serait l'équivalent de l'inverse d'un nombre de Rayleigh.

Les équations (3.05 à 3.08) vont être associées à un modèle de diffusivité turbulente variable. Les équations du modèle ( $k, \varepsilon$ ) retenues dans le cadre de cette étude s'écrivent sous forme adimensionnelles (relations 3.12 et 3.13).

$$V \frac{\partial k}{\partial y} + W \frac{\partial k}{\partial z} = La \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \right] + Pr - La \varepsilon \quad (3.12)$$

$$V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + W \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = La \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} Pr - La C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.13)$$

$$Pr = \left( \frac{1}{\delta^{1/2} La} \right)^3 v_t \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{1}{La} \right) v_t \left[ \left( \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (3.14)$$

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

$\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$ ,  $C_{1\varepsilon}$  et  $C_{2\varepsilon}$  sont des constantes du modèle ( $k, \varepsilon$ ) dont les valeurs classiques sont respectivement 1.0, 1.3, 1.44 et 1.92.

Dans les équations (3.12 et 3.13) apparaît un terme de production turbulente (3.14) lié aux cisaillements turbulents et aux gradients de vitesses moyennes de l'écoulement longitudinal et de l'écoulement secondaire.

### 3.2.3 Les conditions aux limites du modèle

Ces équations s'accompagnent de conditions aux limites aux frontières du domaine rectangulaire représentant le plan de développement des cellules (figure 1.11). Les conditions aux limites sont imposées sur les frontières latérales  $y=0$  et  $y=KL$ , au fond  $z=-KH$  et à la surface  $z=0$ . Toutes les conditions définies par la suite sont exprimées sous forme non-dimensionnelles.

#### ◆ Les frontières latérales

Les frontières latérales sont des plans de symétrie puisque l'écoulement sur le terrain est supposé se reproduire indéfiniment par paire de cellules.

$$y = 0 \quad \text{et} \quad y = KL$$

$$\forall z \in [-KH, 0] \quad \begin{cases} \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \\ V = 0 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \Phi = U, W, k \text{ et } \varepsilon \quad (3.15)$$

◆ Au fond

Dans toute l'étude on suppose qu'une paroi vient limiter la taille des cellules sur le fond et les conditions standard des écoulements de proche paroi en turbulence développée sont imposées.

$$z = -KH$$

$$\forall y \in [0, KL] \left\{ \begin{array}{l} v_t \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_p^{*2}}{u_i^{*2}} \\ v_t \frac{\partial V}{\partial z} = \frac{1}{\delta^{1/2} La} \frac{v_p^{*2}}{u_i^{*2}} \\ W = 0 \\ k = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} \frac{1}{\delta^{1/2} La^2} \frac{u_p^{*2}}{u_i^{*2}} \\ \varepsilon = \frac{1}{\kappa z_p} \frac{1}{\delta^{3/4} La^3} \frac{u_p^{*3}}{u_i^{*3}} \end{array} \right. \quad (3.16)$$

où l'indice "p" représente la paroi,  $u_p^*$  et  $v_p^*$  sont les vitesses de frottement à la paroi estimées à l'aide de la loi logarithmique classique.  $z_p$  est la distance à la paroi du premier point de calcul et  $\kappa=0.41$  est la constante de Von Karman.

◆ A la surface

Les conditions imposées à la surface doivent rendre compte de la situation particulière de la présence du cisaillement du vent et des vagues. La vitesse de frottement interfaciale étant une donnée du problème on impose pour la vitesse longitudinale une condition d'entraînement. Pour l'écoulement secondaire, on adopte une condition de vorticité longitudinale moyenne nulle déjà utilisée par *Leibovich et al* (1977) dans leurs premiers travaux. Enfin pour les grandeurs turbulentes, ne disposant pas d'un modèle de génération de la turbulence dans les vagues, on s'appuie sur les données expérimentales pour fixer les conditions aux limites. Nous avons vu au cours du second chapitre que la normalisation proposée permet une paramétrisation des valeurs à l'interface pour l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation (*relation 2.10*). Toutes ces conditions aux limites s'expriment donc (*relation 3.17*).



$$z=0$$

$$\forall y \in [0, KL] \begin{cases} v_t \frac{\partial U}{\partial z} = 1 \\ \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \\ W = 0 \\ k = k_i \\ \varepsilon = \varepsilon_i \end{cases} \quad (3.17)$$

### 3.2.4 Les nombres sans dimension

Ces équations et ces conditions aux limites font apparaître neuf nombres adimensionnels (*relation 3.18*).

$\delta = Ka$	<i>Cambrure</i>	
$La = \frac{\sigma K^{1/4} a^{5/4}}{u_i^*}$	<i>Nombre de Langmuir</i>	
$k_i$	<i>Energie cinétique turbulente à la surface</i>	
$\varepsilon_i$	<i>Taux de dissipation à la surface</i>	
$N_H = KH$	<i>Profondeur</i>	(3.18)
$N_L = KL$	<i>Largeur</i>	
$R_u = \frac{u_p^*}{u_i^*}$	<i>Rapports des cisaillements au fond au cisaillements à l'interface</i>	
$R_v = \frac{v_p^*}{u_i^*}$		
$\alpha^*$	<i>Gradient de pression longitudinal</i>	

Ces nombres adimensionnels ne sont pas indépendants. Ainsi, le gradient de pression longitudinal adimensionnel  $\alpha^*$  est lié au rapport des cisaillements à l'interface et au fond ( $R_u$  et  $R_v$ ) et dépend essentiellement du débit que l'on impose. *Araujo* (1996) réalise une étude de l'influence de ce terme sur l'intensité de l'écoulement secondaire, mais avec un modèle de turbulence à viscosité turbulente constante. Il montre notamment une intensification des écoulements secondaires avec des débits importants. Dans notre cas, les cas traités seront à débits faibles (*tableau 2.02*) aussi les nombres adimensionnels  $R_u$ ,  $R_v$  et  $\alpha^*$  n'auront que peu d'influence sur l'écoulement.

La cambrure  $\delta$  et le nombre de Langmuir  $La$  sont déterminés dès que l'intensité du vent et le fetch sont fixés. Le paramètre indépendant est donc l'inverse du nombre de Froude de fetch ( $X^+ = \frac{gX}{U_G^2}$ ).

Dans le tableau (3.01) sont recensées les valeurs des nombres adimensionnels connus, pour les différents cas de laboratoire et de terrain que nous avons répertoriés dans le second chapitre.

La plupart des valeurs de cambrure sur le terrain indiquent que les vagues déferlent, alors qu'au laboratoire, elles n'atteignent pas la valeur critique de 0.25.

Le nombre de Langmuir augmente en fonction du fetch. La *figure 3.01* indique l'évolution de "La" en fonction de  $X^+$  et montre un comportement similaire à celui de l'âge des vagues  $\beta$  (*figure 2.05*) en fonction de la même grandeur.

Lieux	Cas	Nombres adimensionnels			
		$\delta$	La	$N_H$	$N_L$
Ontario	K61	0.08	19.3	8.75	8.75
	K11	0.117	12.5	16.25	16.25
	85117	0.3	27.6	28.6	28.6
	85159	0.31	21.5	15.6	15.6
	85160	0.28	23.2	22	22
	87025	0.3	33.5	42.25	42.25
	87079	0.37	42	58.5	58.5
	87080	0.32	35.4	47.75	47.75
	87082	0.3	25.9	30.4	30.4
	87086	0.34	26.9	29	29
	87087	0.33	28.2	28.6	28.6
	87088	0.28	30.5	20.75	20.75
	87091	0.31	26	27.25	27.25
Stanford	87174	0.31	29.1	39	39
	87184	0.33	28.9	39	39
	C47	0.175	8	36.71	34.81
	C67	0.185	7	22.32	21.16
	C99	0.205	6	16.49	15.63
Toulouse	C13	0.235	5.4	11.34	10.75
	T45	0.179	7.9	37.18	44.62
	T68	0.197	7.2	24.07	28.88
	P78	0.186	6.4	16.11	19.33
	T90	0.195	5.6	17.75	21.3
	P11	0.23	5.9	11.02	13.22
	T13	0.234	5.4	11.86	14.23
Marseille	M45	0.144	9.6	15.246	44.04
	M59	0.174	10.8	12.159	35.126
	M78	0.206	10	10.062	29.07

tableau 3.01: Nombres adimensionnels des diverses expériences

Dans les cas de laboratoire, les valeurs du nombre  $N_L$  sont calculées à partir de la largeur du canal alors que sur le terrain, on fait l'hypothèse que la taille d'une cellule de Langmuir est contrôlée par la profondeur, conférant donc à ces dernières un rapport d'aspect carré. Cependant le nombre de cellule dans une même largeur pourra faire varier le nombre  $N_L$ .

L'influence des nombres adimensionnels du modèle sera examinée par la suite.

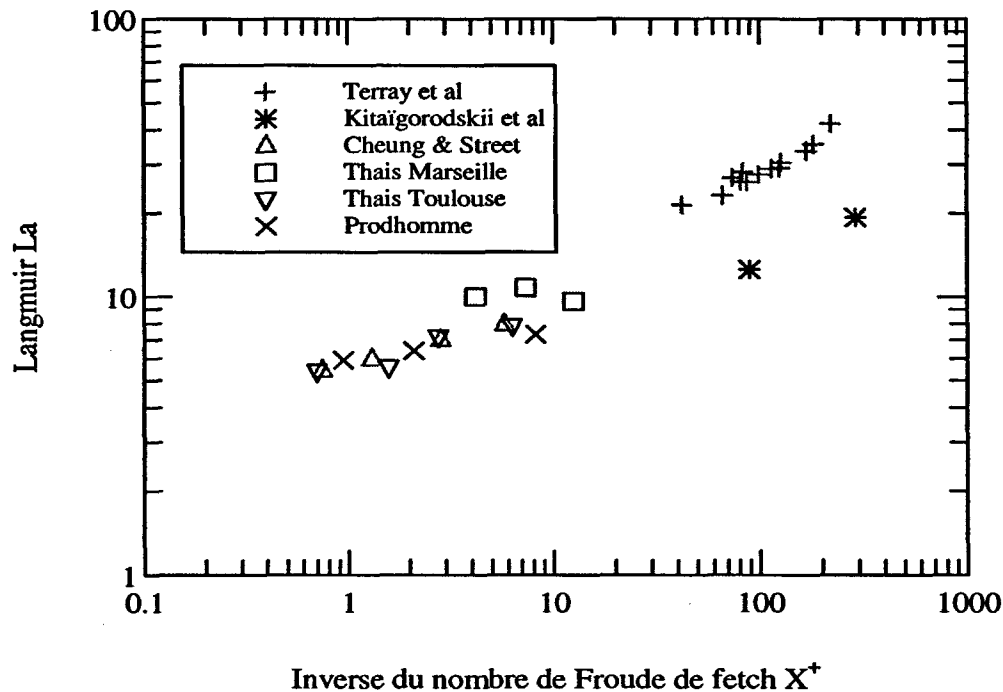


figure 3.01: nombre de Langmuir en fonction de l'inverse du nombre de Froude de fetch

### 3.3 Les solutions du modèle

Le système d'équations que nous venons de définir a plusieurs solutions qui peuvent être stables ou instables. Il existe en particulier une solution sans écoulements secondaires (écoulement parallèle). Aussi, pour trouver d'autres solutions, il est nécessaire de perturber l'écoulement. L'équation 1.15 montre que la vorticité longitudinale est couplée à la vitesse moyenne longitudinale par les gradients transversaux. Une perturbation transversale a donc été imposée au début du calcul sur le courant longitudinal pour déterminer cette autre solution ( coulement secondaire ou non parallèle ou encore perturbé) :

$$\underline{U}(\underline{y}, \underline{z}) = [U_C + u_i^* \exp(2Kz)] [1 + \hat{a} \sin(2\pi y / L)] \quad (3.18)$$

$\hat{a}$  est l'amplitude de la perturbation qui a été fixée à une valeur de  $10^{-3}$ .

A titre de remarque, *Leibovich & Paolucci* (1980) utilisent le même type de perturbation pour réaliser des études de stabilité linéaire de l'écoulement parallèle. A partir de cette étude ils tirent un diagramme de stabilité, qui pour un nombre d'onde de la perturbation et une valeur du nombre de Langmuir, leur permet de prévoir l'existence des écoulements secondaires. Cependant les résultats qu'ils obtiennent sont difficilement applicables ici puisque la turbulence est représentée par une viscosité turbulente variable alors que dans leur analyse de stabilité elle était constante et contenue dans le nombre de Langmuir (*relation 3.10*).

### 3.3.1 Les solutions parallèles et non parallèles de l'écoulement

Nous allons comparer les différences essentielles qui existent entre les deux solutions (parallèle et avec écoulements secondaires). Pour cela nous avons simulé deux fois la même expérience mais dans un des deux cas l'écoulement a été perturbé. Pour la simulation où apparaissent les circulations de Langmuir (écoulement perturbé), les profils dans les zones de vitesses ascendantes et descendantes sont présentés.

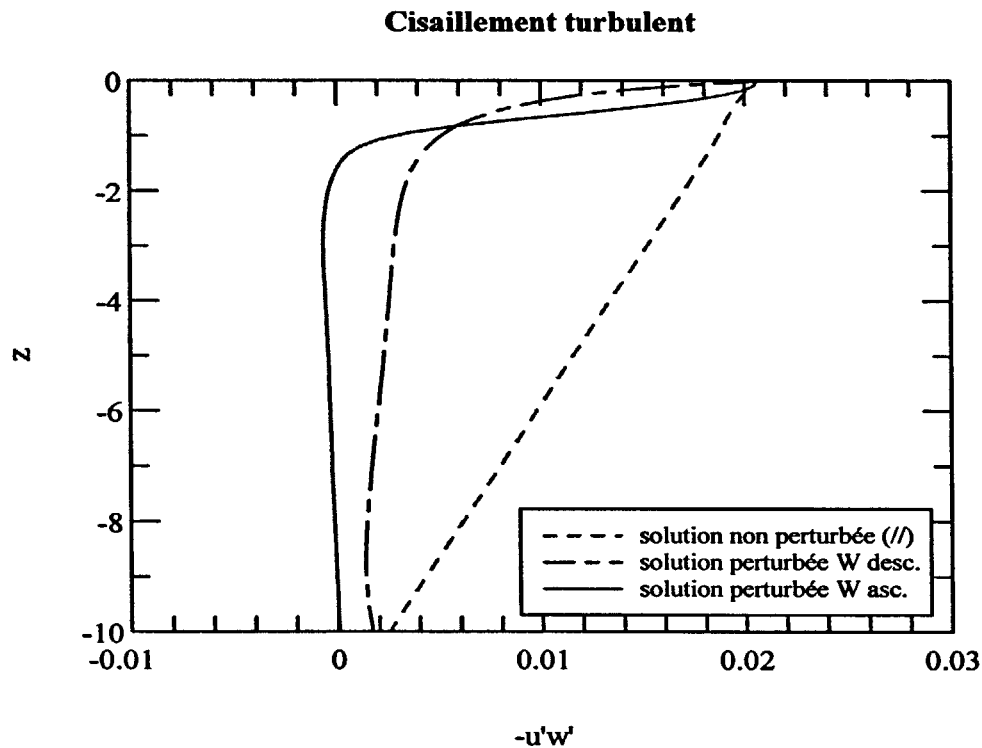
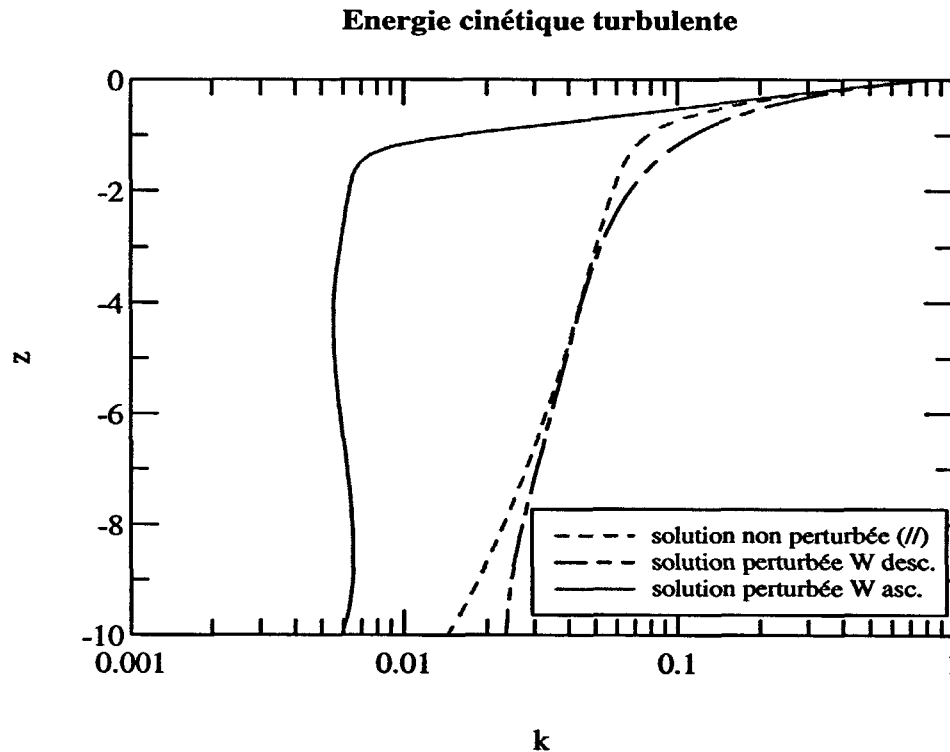


figure 3.02 : Cisaillement turbulent - comparaison écoulement parallèle et non parallèle

La *figure 3.02* représente le cisaillement turbulent. L'écoulement parallèle (non perturbé) a une contrainte de cisaillement linéaire. L'effet de l'écoulement secondaire sur cette grandeur, dans le modèle, est de réduire rapidement sous l'interface le profil, pour pratiquement l'annuler au coeur de l'écoulement. Les vitesses ascendantes et descendantes ont quasiment le même effet sur ce profil. La forte diminution du cisaillement turbulent va entraîner des changements sur le profil d'énergie cinétique turbulente, comme le montre la *figure 3.03* puisque le terme de production par cisaillement (*relation 3.14*) va diminuer.

L'effet principal de l'écoulement secondaire sur toutes les grandeurs est l'effet advectif. La redistribution par l'écoulement secondaire est très importante car selon les régions de vitesses verticales, ascendantes ou descendantes, où l'on se trouve, on peut relever des écarts sur les niveaux d'énergie cinétique turbulente pouvant atteindre un ordre de grandeur. Pour l'écoulement parallèle, le niveau d'énergie au coeur de l'écoulement provient uniquement des termes de production et donc des gradients verticaux de vitesses longitudinales.



*figure 3.03 : Energie cinétique turbulente - comparaison écoulement parallèle et non parallèle*

Sur la *figure 3.04*, où est représentée la vitesse longitudinale, le profil de l'écoulement parallèle au centre de l'écoulement montre des gradients verticaux plus importants que pour l'écoulement avec les circulations de Langmuir. Il faut noter cependant les gradients transversaux que crée l'écoulement secondaire et qui vont contribuer à la production d'énergie cinétique turbulente.

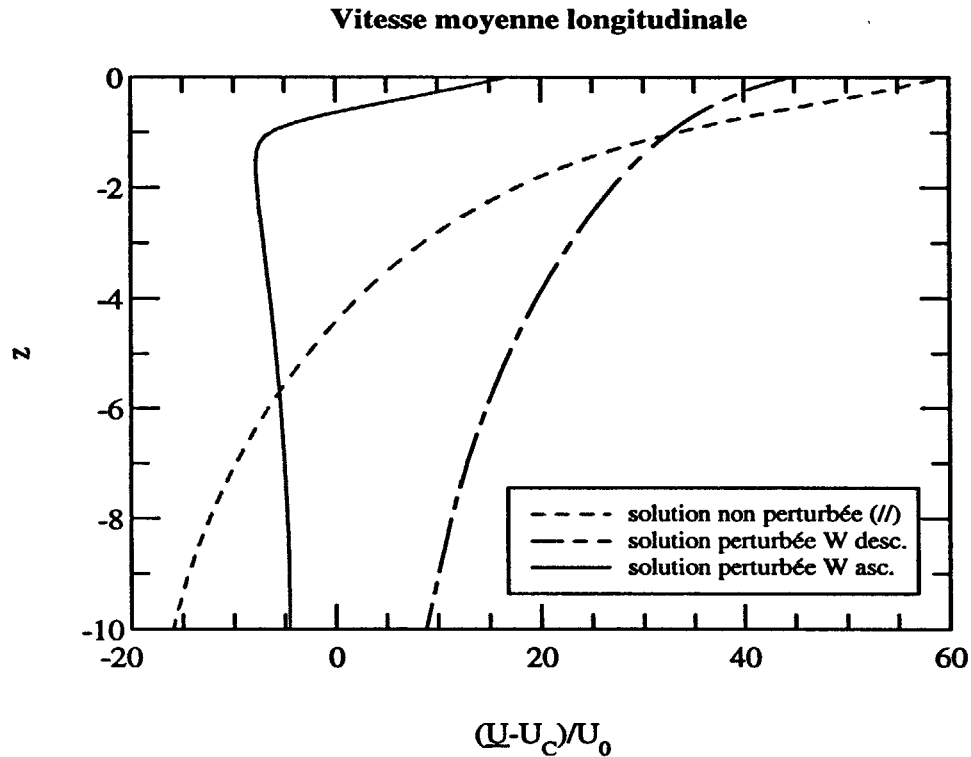


figure 3.04 : Vitesse moyenne longitudinale - comparaison écoulement parallèle et non parallèle

L'écoulement secondaire, dans le modèle, réduit l'entraînement en surface mais augmente les gradients de vitesse moyenne longitudinale juste sous l'interface. Il est intéressant de souligner que la réduction du courant de surface a souvent été observée expérimentalement et attribuée à la présence de vagues déferlantes. Les écoulements secondaires vont ici accentuer ce phénomène.

Afin de confirmer les particularités de cet écoulement, nous avons représenté sur les figures 3.05, 3.06 et 3.07 le bilan énergétique pour l'écoulement parallèle, avec les circulations de Langmuir, dans les zones des vitesses ascendantes et descendantes. Chacun des termes de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente (*relation 3.12* réécrit en faisant passer tous les termes d'un même côté de l'égalité), a été normé par le taux de dissipation en chaque point.

Compte tenu des conditions aux limites employées, ces bilans font apparaître à la surface un équilibre entre la diffusion verticale d'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation. Cet équilibre a déjà été observé par divers auteurs (*Thais*, 1994 expérimentalement; *Craig & Banner*, 1994 et *Araujo*, 1996 par le calcul). C'est le seul point commun qu'il semble exister entre l'écoulement parallèle et l'écoulement en présence de cellules de Langmuir. En effet dans l'écoulement parallèle, la diffusion s'annule assez rapidement au détriment de la production qui à partir de  $Kz=-1$  s'équilibre avec la dissipation, se rapprochant ainsi du bilan que l'on peut observer près d'une paroi. Par contre, dans

**Bilan de k - solution non perturbée (I)**

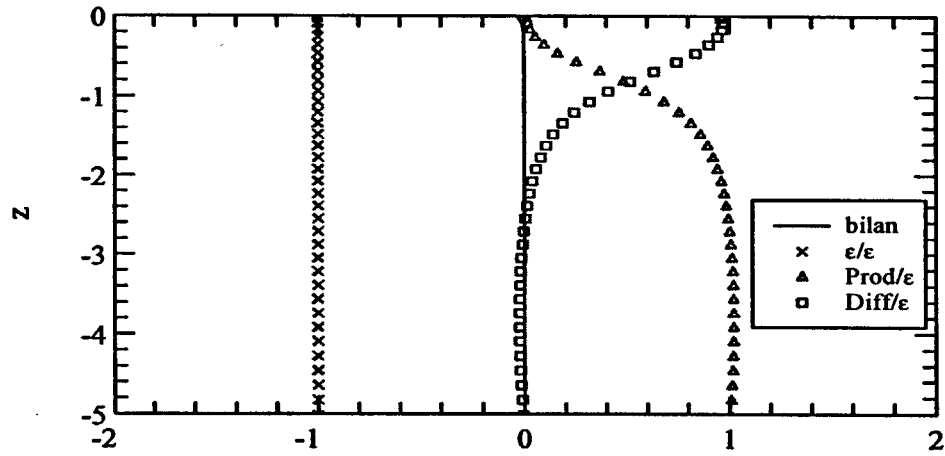


figure 3.05 : Bilan énergétique - écoulement parallèle

**Bilan de k - solution perturbée W ascendant**

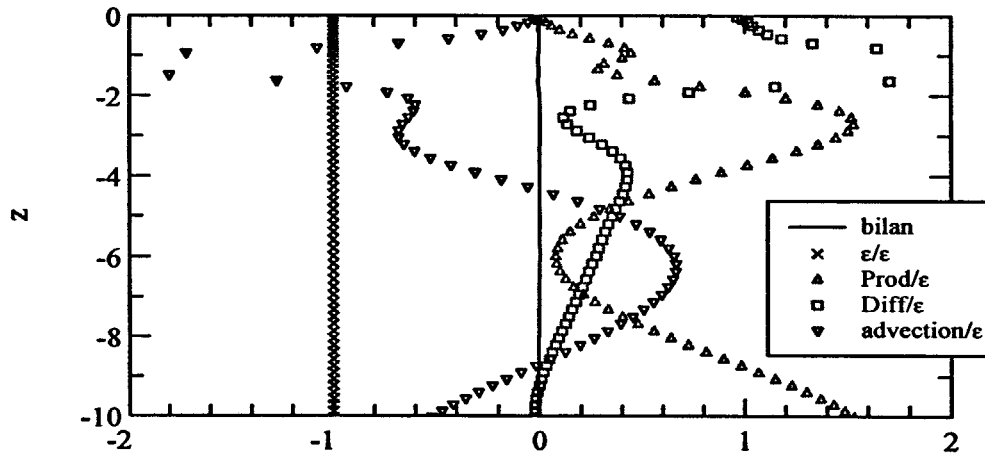


figure 3.06 : Bilan énergétique - écoulement non parallèle - zone des vitesses ascendantes

**Bilan de k - solution perturbée W descendant**

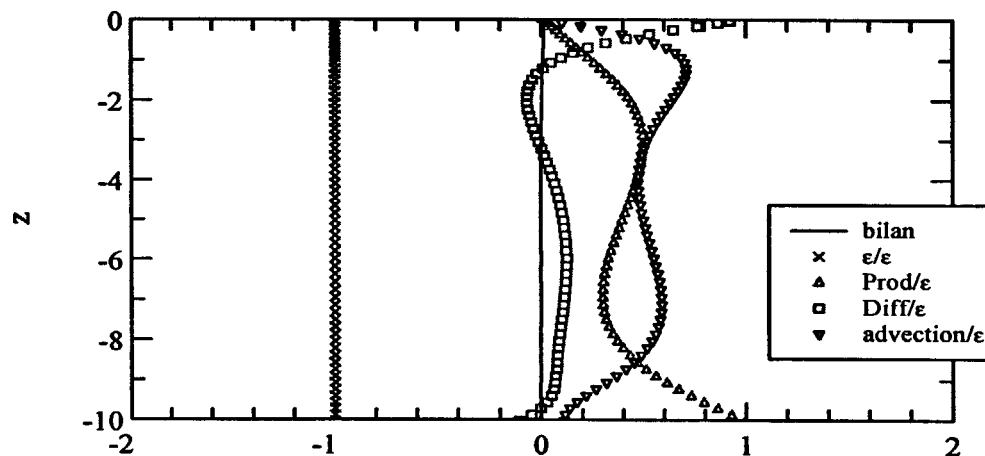


figure 3.07 : Bilan énergétique - écoulement non parallèle - zone des vitesses descendantes

l'écoulement non parallèle, l'advection par le mouvement secondaire et la production prennent de l'importance au détriment de la diffusion. Selon la région de l'écoulement où l'on se place, le mouvement advectif ne joue pas le même rôle. Dans la zone des vitesses ascendantes (*figure 3.06*), l'advection est un terme puits d'énergie cinétique turbulente alors que pour la zone des vitesses descendantes (*figure 3.07*) c'est un terme source. En fait, dans cette dernière zone, l'écoulement secondaire vient prendre de l'énergie cinétique turbulente à la surface pour la redistribuer au sein de l'écoulement. Ceci explique l'écart d'énergie cinétique turbulente que l'on observe au centre de l'écoulement entre les régions de vitesses ascendantes et descendantes (*figure 3.03*).

Il faut noter aussi que, quelle que soit la région où l'on se place, l'advection par le mouvement secondaire influe très bas dans l'écoulement (près du fond). Il affecte la couche limite du fond où il vient perturber le bilan production - dissipation. Ce constat amène tout naturellement une remarque sur l'influence qu'exercent les vagues sur l'écoulement. En effet toutes les situations reproduites ici sont considérées à profondeur infinie ( $N_H > \pi$ ) car il n'y a pas d'interactions directes entre les vagues et le fond. Mais compte tenu du constat précédent il peut exister une interaction indirecte, via les circulations de Langmuir. Cette remarque pourrait avoir des conséquences par exemple sur l'érosion et l'enfoncement d'une thermocline dans la couche océanique de surface ou bien encore sur la remise en suspension des constituants dissous ou particuliers dans le cadre de systèmes lagunaires.

### 3.3.2 La sélection du nombre de cellules

Comme nous l'avons déjà dit, le système d'équations à résoudre à plusieurs solutions et notamment pour une largeur donnée il peut exister des solutions comportant plusieurs cellules. Sur le terrain, des variations de largeur de cellules par coalescence ou séparation de structures tourbillonnaires ont souvent été observées (voir travaux de *Farmer et al*) mettant en évidence le caractère intermittent de ces vortex longitudinaux. Le modèle, mis en oeuvre en régime stationnaire ne peut reproduire ces intermittences mais cependant nous pouvons vérifier l'effet qu'aurait la présence de plusieurs cellules dans une largeur donnée sur les grandeurs dynamiques.

Pour cela trois cas ont été simulés avec les mêmes caractéristiques de l'écoulement (vague, vent, profondeur) mais avec différentes largeurs adimensionnelles ( $N_L$ ). Trois rapports de forme caractéristiques de ce que l'on peut observer expérimentalement ( $L/2H=0.7$ ;  $L/2H=1$  et  $L/2H=1.45$ ) ont ainsi été traités correspondant pour le cas simulé à trois largeurs adimensionnelles ( $N_L=8.8$ ;  $N_L=12.2$  et  $N_L=17.6$  respectivement). Dans tous les cas l'écoulement a été perturbé à l'aide de la relation (3.18) pour trouver une solution non parallèle.

Les *figures 3.08, 3.09 et 3.10* présentent les résultats des simulations pour les vitesses verticales, longitudinales et l'énergie cinétique turbulente.



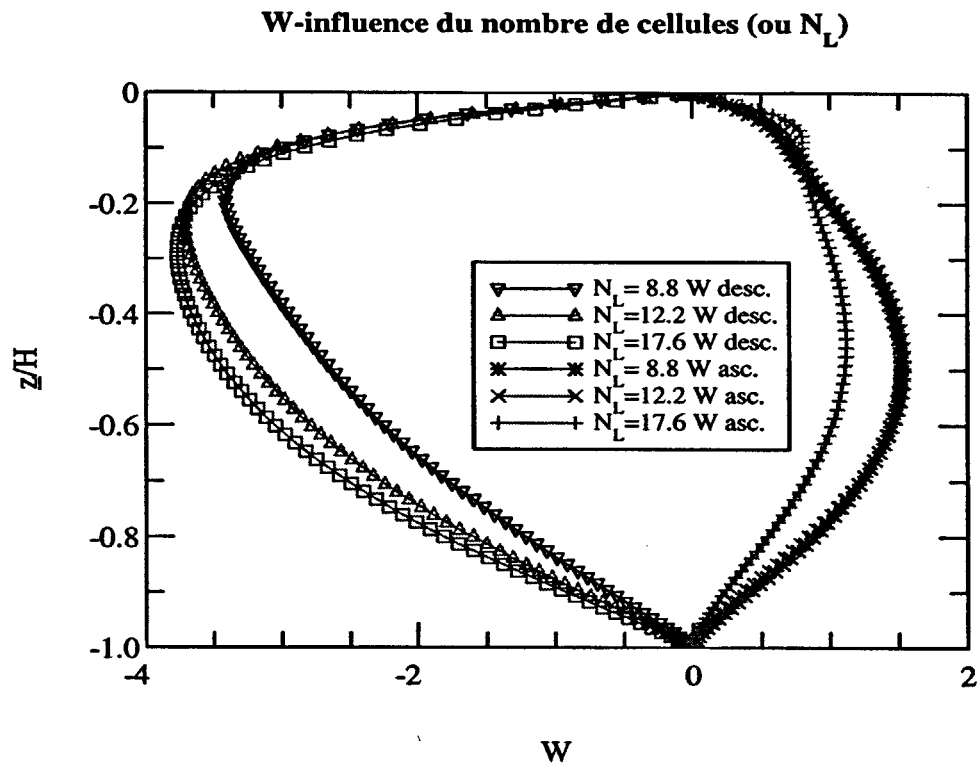


figure 3.08 : Vitesses verticales - influence de  $N_L$

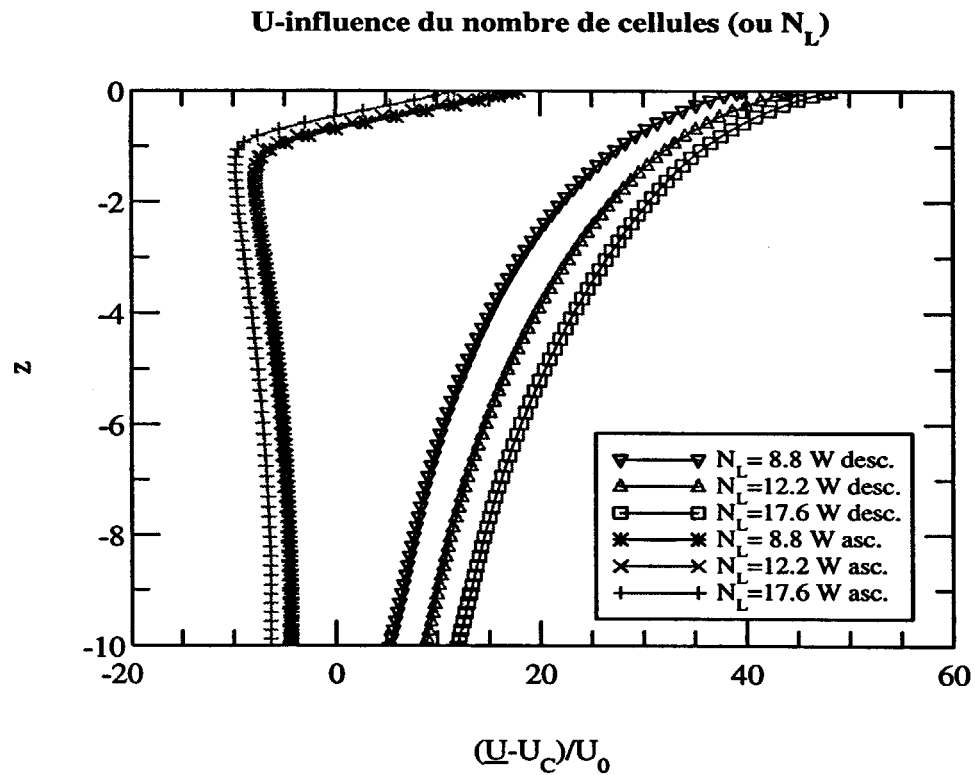


figure 3.09 : Vitesses longitudinales - influence de  $N_L$

Les profils de vitesses moyennes verticales montrent une intensification de l'écoulement secondaire avec la largeur. En fait si l'on examine plus précisément les profils, on constate que dans un premier temps, les intensités des vitesses verticales descendantes augmentent alors que les intensités des vitesses verticales ascendantes restent inchangées. Puis à partir d'un certain rapport d'aspect ( $L/2H \approx 1$ ) les vitesses verticales continuent à augmenter de manière moins importantes, mais on observe surtout un "décentrage" de la cellule. Dans la réalité, pour s'opposer à ce "décentrage", on peut imaginer que la cellule va se scinder en deux.

Les profils de vitesses longitudinales (figure 3.09) montrent que seuls les gradients transversaux sont modifiés par la variation de la largeur. Une largeur plus importante va favoriser les gradients transversaux qui à travers les termes sources de Craik & Leibovich vont intensifier les écoulements secondaires.

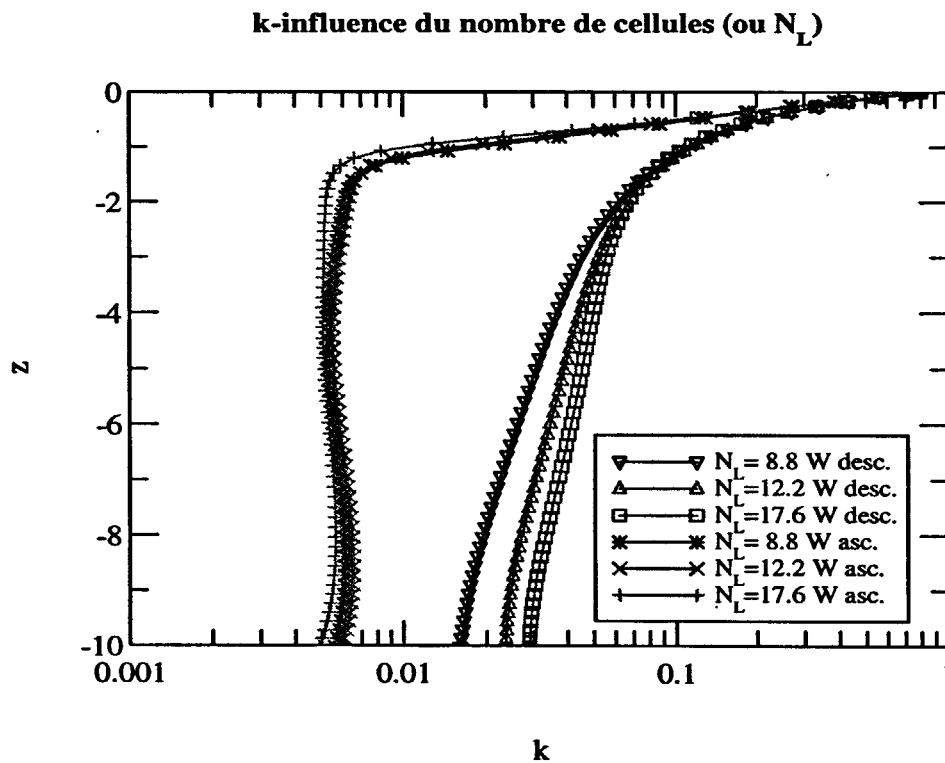


figure 3.10 : Energie cinétique turbulente - influence de  $N_L$

Cet effet se retrouve dans les profils d'énergie cinétique turbulente (figure 3.10), et notamment dans la zone des vitesses verticales descendantes où la valeur du noyau d'énergie a quasiment doublée avec  $N_L$ . L'augmentation provient de la redistribution de l'énergie par l'écoulement secondaire mais aussi de la production par le cisaillement résultant des gradients transversaux de vitesse moyenne longitudinale.

Ces quelques simulations montrent qu'il sera très difficile d'interpréter des mesures sous les vagues de vent, si l'on n'a pas connaissance des intensités de vitesses verticales et surtout du sens de ces vitesses. L'intermittence que l'on observe fréquemment sur le terrain vient de plus compliquer le problème, puisque les intensités des écoulements secondaires vont varier en entraînant des modifications importantes des autres grandeurs.

Mais le modèle, tel qu'il est conçu, ne peut sélectionner naturellement le nombre de cellules. Pour réaliser un tel modèle il faudrait travailler en transitoire, et surtout avoir un modèle qui soit capable de générer des structures à partir de la coalescence de structures de tailles plus petites : un modèle qui rende compte d'une "cascade inverse d'énergie". Les modèles de fermeture de la turbulence en un point (tel que le modèle  $(k,\epsilon)$ ) qui considèrent une cascade d'énergie classique, des grosses structures vers les petites, ne peuvent en aucun cas en rendre compte. Les modèles de simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation) à ce niveau pourraient être un bon outil pour répondre à ce problème.

## 3.4 Etude de sensibilité du modèle

---

Le modèle, constitué par les équations (3.05, 3.06, 3.07, 3.08, 3.12 et 3.13) associées aux conditions aux limites (3.15, 3.16 et 3.17), fait apparaître un certain nombre de paramètres adimensionnels. Mais avant de passer à la simulation des cas expérimentaux définis au chapitre précédent, il est nécessaire de réaliser une étude de sensibilité du modèle aux nombres adimensionnels importants. Pour cela, afin de rester dans la plage paramétrique des cas expérimentaux, des tests de sensibilité ont été élaborés à partir des données du *tableau 3.01*. Dans tout ce paragraphe le système a été perturbé à l'aide de la *relation 3.18*.

### 3.4.1 La sensibilité au nombre de Langmuir $La$

Le nombre adimensionnel de Langmuir apparaît dans le système devant tous les termes diffusifs des équations, mais aussi dans le terme de production de l'énergie cinétique turbulente, devant la dissipation ainsi que dans les conditions aux limites.

Pour étudier son influence sur la structure de l'écoulement trois cas ont été définis dans le *tableau 3.01* pour lesquels, seul, le nombre  $La$  varie. Nous avons représenté sur la *figure 3.11* les différents cas dans le plan  $(X^+, N_H)$ .

Il se dégage de ce graphe trois nombres  $X^+$  caractéristiques pour lesquels on peut trouver une valeur identique de  $N_H$ . Nous avons choisi les cas référencés P78, M45 et 85159

pour lesquels, le  $N_H$  vaut environ 15.6. Les nombres de Langmuir valent respectivement pour ces cas  $La=6.4$ ,  $La=9.6$ , et  $La=21.5$  qui sont des valeurs caractéristiques de l'inverse du nombre de Froude de fetch valant respectivement  $X^+=1$ ,  $X^+=10$  et  $X^+=100$ . Afin de fixer  $N_L$  on impose sa valeur à  $N_H$ , le rapport d'aspect de la cellule ainsi défini est de 1. Enfin les conditions aux limites sur les grandeurs turbulentes à l'interface ( $k_i, \epsilon_i$ ) sont ramenées à l'unité (suivant l'ordre de grandeur observé expérimentalement).

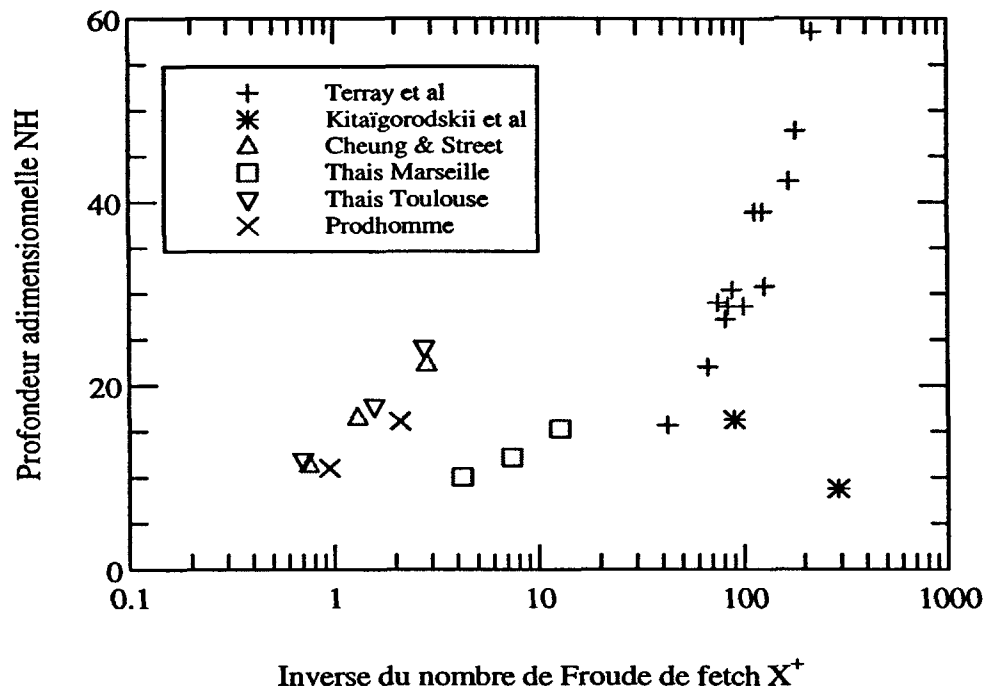


figure 3.11 : Représentation des données dans le plan  $(X^+, N_H)$

Sur la figure 3.12 la vitesse verticale est représentée pour les trois cas et pour des zones de vitesses ascendantes et descendantes. L'augmentation du nombre de Langmuir favorise l'intensification des écoulements secondaires sous forme non dimensionnelle. Or ce nombre croît comme l'âge des vagues, on peut donc s'attendre à des niveaux d'écoulements secondaires plus importants sur les cas de terrain que sur les expériences de laboratoire. D'autre part, l'intensité des vitesses verticales descendantes est maximale sur une profondeur plus importante au fur et à mesure que le nombre de Langmuir augmente. Ces résultats semblent conformes avec les observations qui ont été faites sur le terrain et notamment sur la plate-forme FLIP (Weller & Price, 1988).

Sur la figure 3.13, les profils d'énergie cinétique turbulente appellent trois remarques. Tout d'abord, le nombre de Langmuir ne modifie pas les gradients verticaux de l'énergie cinétique turbulente juste sous l'interface. On peut raisonnablement penser que ces gradients sont principalement contrôlés par les conditions aux limites sur les grandeurs turbulentes. Ensuite, les gradients transversaux présents, dans le noyau de l'écoulement, semblent peu affectés par le nombre  $La$ . Enfin, l'augmentation du nombre de Langmuir se traduit par une forte diminution du niveau d'énergie au centre de l'écoulement.

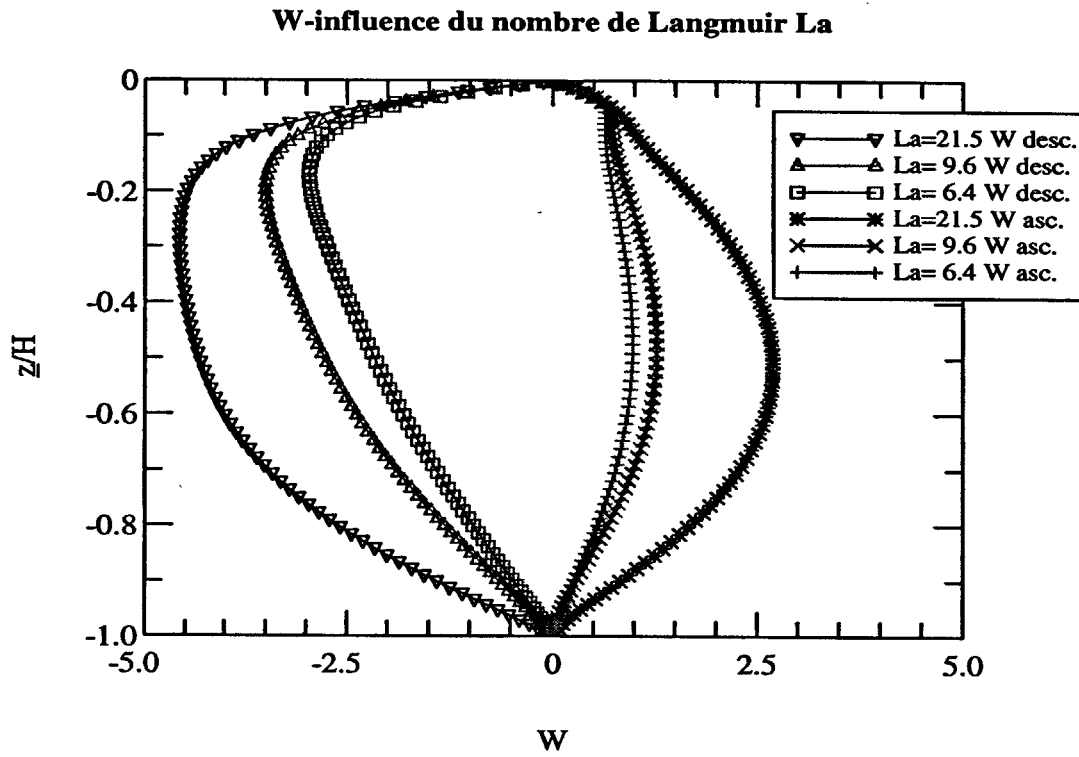


figure 3.12 : Vitesses verticales - influence du nombre de Langmuir

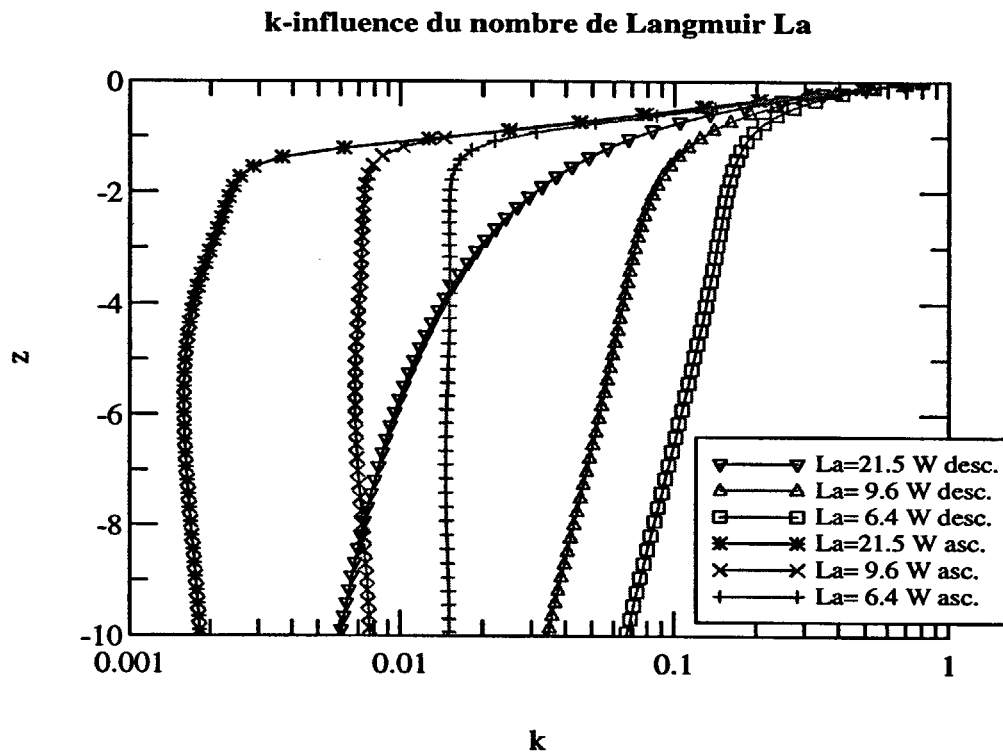


figure 3.13 : Energie cinétique turbulente - influence du nombre du Langmuir

**Bilan d'énergie cinétique turbulente  $La=6.4$**

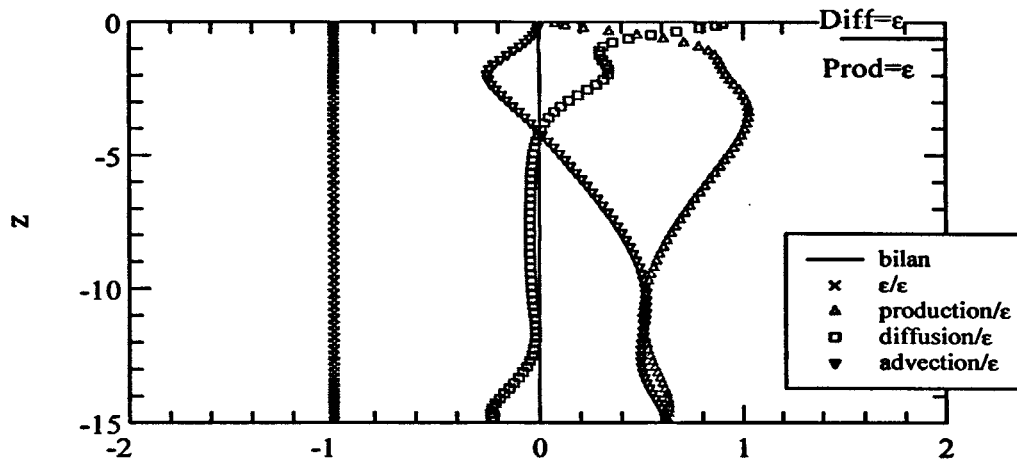


figure 3.14 : Bilan énergétique moyenné sur la cellule - influence du nombre du Langmuir-  $La=6.4$

**Bilan d'énergie cinétique turbulente  $La=9.6$**

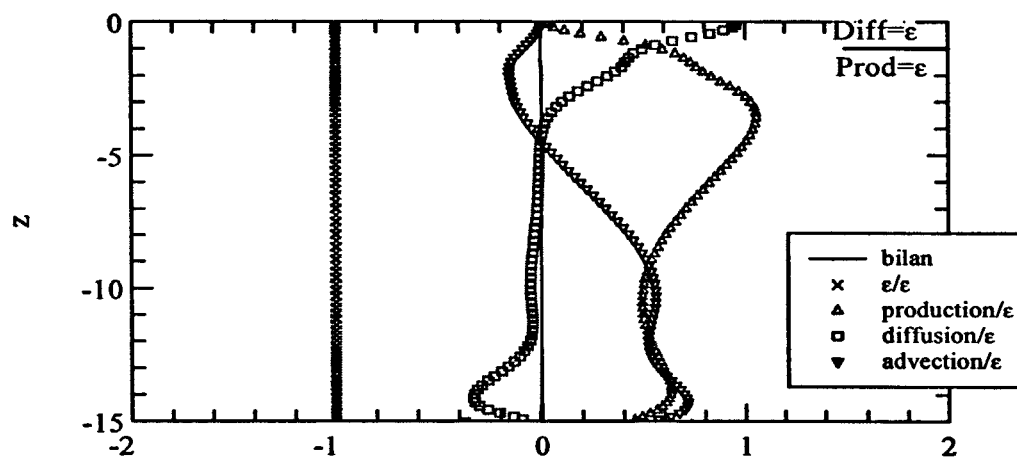


figure 3.15 : Bilan énergétique moyenné sur la cellule - influence du nombre du Langmuir-  $La=9.6$

**Bilan d'énergie cinétique turbulente  $La=21.5$**

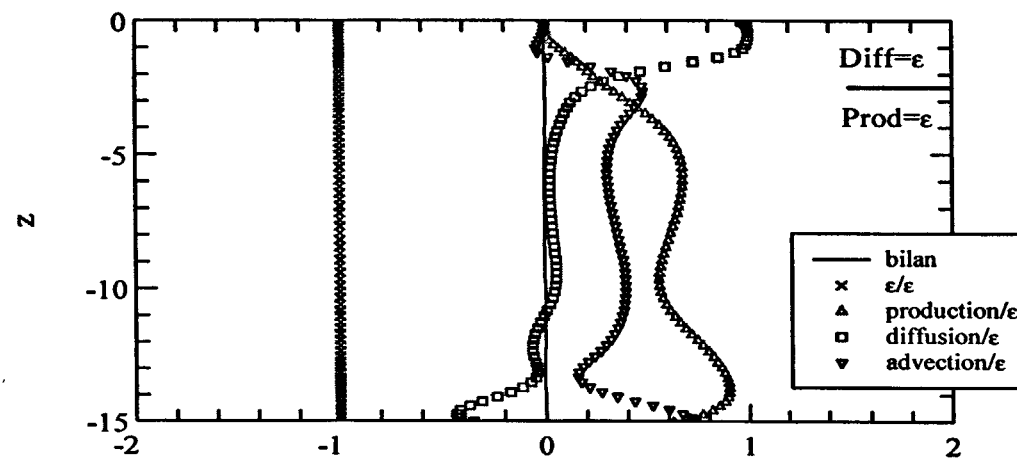


figure 3.16 : Bilan énergétique moyenné sur la cellule - influence du nombre du Langmuir-  $La=21.5$

La réponse de cette diminution se trouve dans les bilans d'énergie cinétique turbulente moyennés sur la largeur de la cellule qui sont présentés sur les *figures 3.14, 3.15 et 3.16*. En effet on peut observer pour les trois essais, que le bilan à l'interface montre un équilibre entre la diffusion verticale d'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation, mais que la profondeur sur laquelle ce bilan influe augmente avec le nombre de Langmuir. Si on examine les *relations 3.12, 3.13 et 3.14* on constate que l'augmentation du nombre de Langmuir va favoriser l'équilibre entre les termes de diffusion et de dissipation, les termes de production étant eux diminués. Cependant il ne faut pas oublier les termes advectifs qui, en présence de l'écoulement secondaire, vont être importants comme on le constate sur les courbes (notamment sur la partie inférieure de l'écoulement). L'intensité de l'écoulement secondaire augmentant avec le nombre de Langmuir, l'influence des termes advectifs dans le bilan prend aussi plus d'importance.

En résumé, le nombre de Langmuir traduisant un état de développement des vagues (par analogie avec l'âge des vagues), on peut dire que pour un même rapport d'aspect de cellule et une même profondeur adimensionnelle, l'écoulement secondaire sera plus intense, et le niveau d'énergie dans le noyau de l'écoulement sera plus faible, au fur et à mesure que le fetch augmente.

### 3.4.2 La sensibilité à la profondeur adimensionnelle $N_H$

La profondeur adimensionnelle apparaît dans le système d'équations résolu via le courant de Stokes de la vague. On peut supposer qu'il aura une influence sur l'écoulement.

Trois cas, parmi les cas recensés dans le *tableau 3.01*, ont été définis pour lesquels seul le nombre  $N_H$  varie. Si l'on observe la *figure 3.01*, où sont représentées les valeurs du nombre de Langmuir en fonction de l'inverse du nombre de Froude de fetch, on remarque que  $La$  est quasiment constant pour un fetch donné. Aussi, nous avons retenu les trois cas de Marseille pour lesquels  $La$  vaut 10 et le nombre  $N_H$  varie de la valeur 10 (pour le vent le plus fort), à la valeur 15 (pour le vent le plus faible). Pour fixer la valeur de la largeur adimensionnelle  $N_L$ , elle a été prise égale à  $N_H$  pour tous les cas, ce qui permet de garder un rapport d'aspect de la cellule égal à 1. Enfin les conditions aux limites sur les grandeurs turbulentes à l'interface ( $k_i, \epsilon_i$ ) sont prises égales à l'unité suivant l'ordre de grandeur des valeurs observées expérimentalement.

La *figure 3.17* montre les profils de vitesses verticales. On peut noter une légère influence du nombre  $N_H$  sur l'écoulement secondaire, avec une intensification des vitesses verticales lorsque la profondeur adimensionnelle augmente.

L'effet sur le champ turbulent reste lui aussi faible (*figure 3.18*). Il faut tout de même noter que les gradients verticaux d'énergie cinétique turbulente sous l'interface ne sont pas modifiés, on retrouve ici une caractéristique observé sur les données expérimentales et principalement à Toulouse. Le seul effet lié au nombre  $N_H$  s'observe dans les régions de vitesses descendantes et est directement lié à l'écoulement secondaire.

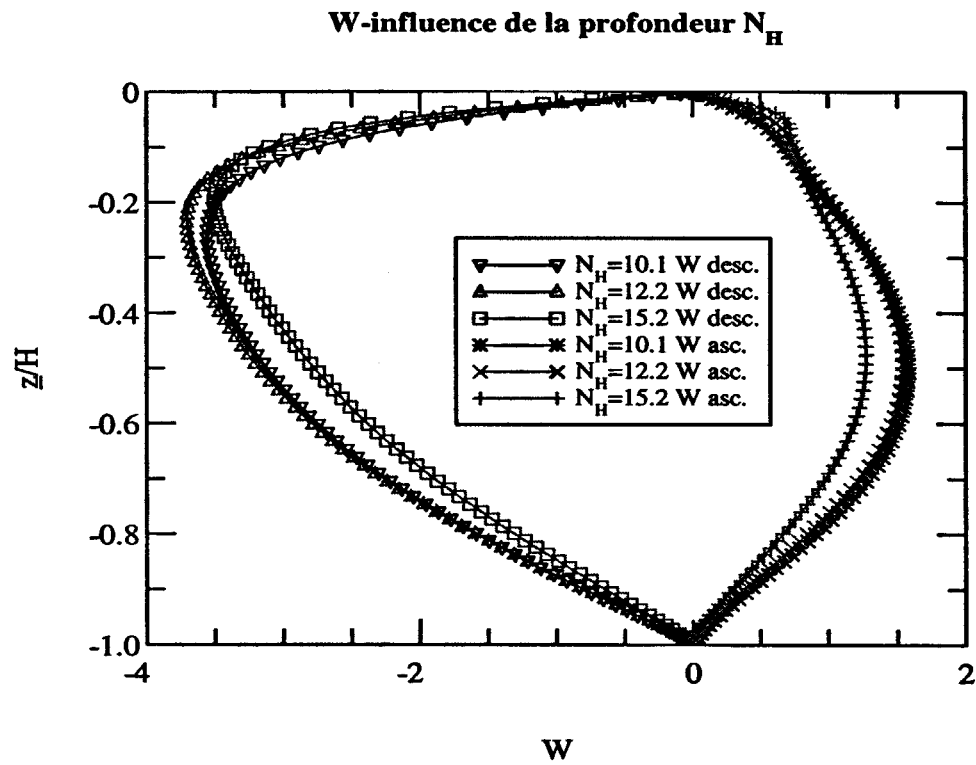


figure 3.17 : Vitesses verticales - influence du nombre  $N_H$

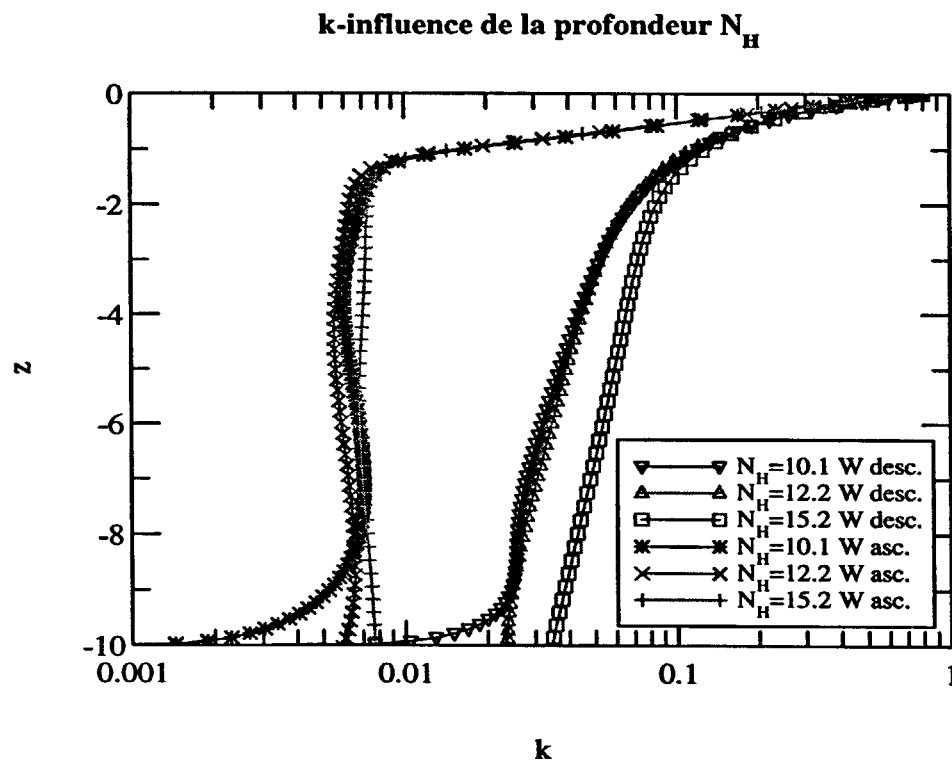


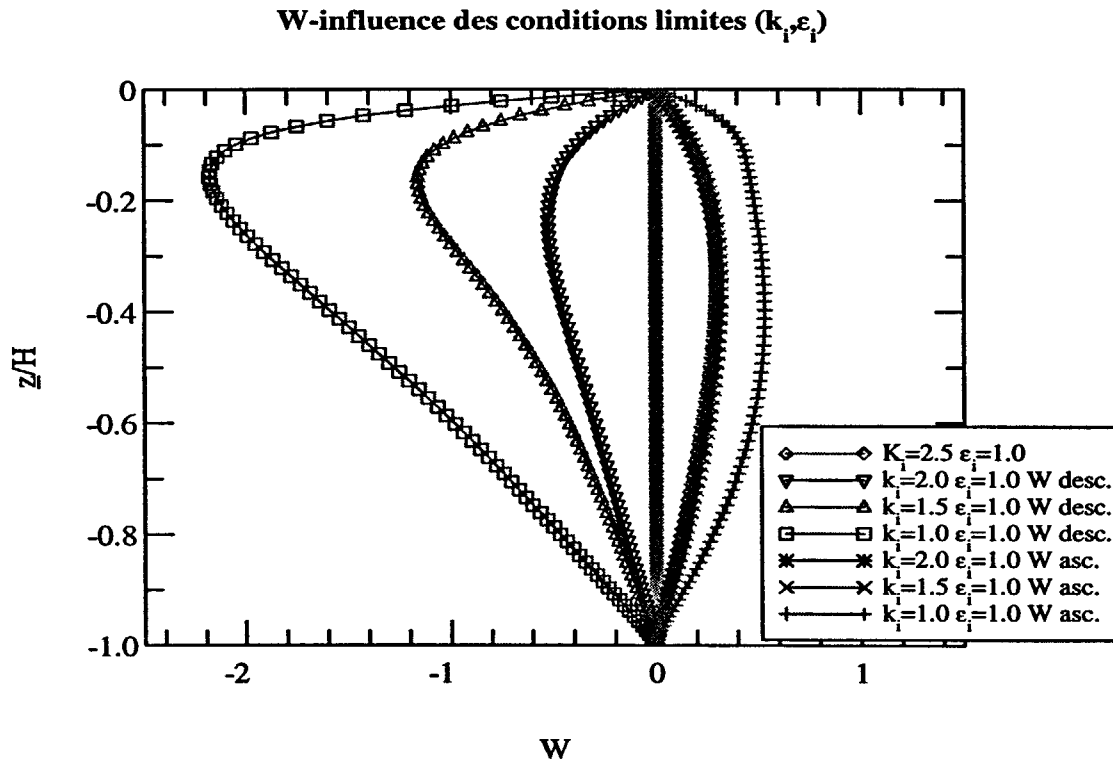
figure 3.18 : Energie cinétique turbulente - influence du nombre  $N_H$



### 3.4.3 La sensibilité aux conditions aux limites en surface des grandeurs turbulentes ( $k_i, \epsilon_i$ )

Les simulations précédentes ont toutes été réalisées avec des valeurs de 1 de  $k_i$  et  $\epsilon_i$ . Il était intéressant d'analyser l'influence de ces deux paramètres de forçages. Nous avons pris un cas parmi tous les cas expérimentaux et fait varier uniquement la condition limite  $k_i$  d'une valeur passant de 1 à 2.5.

On présente tout d'abord les profils de vitesse verticale (*figure 3.19*). L'influence est très importante puisque l'intensité des circulations de Langmuir diminue avec l'augmentation de la valeur d'énergie cinétique turbulente en surface jusqu'à la disparition de l'écoulement secondaire pour la valeur la plus forte. Ceci indique une diminution du poids des termes sources de l'écoulement secondaire dans les équations de quantité de mouvement transversale et verticale (*relations 3.07 et 3.08*) au détriment des termes diffusifs. Dans le modèle les conditions aux limites sur les grandeurs turbulentes vont en fait jouer le même rôle que le nombre de Langmuir dans le modèle de Craik & Leibovich : ce qui paraît normal puisque ce dernier contenait la valeur de la viscosité turbulente (*relation 3.10*). On peut donc raisonnablement penser que la turbulence n'est pas à l'origine des circulations de Langmuir mais que par contre la turbulence de surface va avoir une influence sur leurs apparitions.



*figure 3.19 : Vitesses verticales - influence des conditions limites ( $k_i, \epsilon_i$ )*

## 3.5 Conclusions

---

L'analyse de sensibilité du modèle qui vient d'être commentée illustre bien l'impact de l'organisation en rouleaux de Langmuir sur la structure du champ moyen de vitesse et la turbulence. Le rôle de l'advection par les mouvements secondaires peut être très important, avec un effet majeur de distribution transversale des grandeurs dans une cellule, entre deux génératrices montante ou descendante. L'analyse précédente souligne aussi l'importance de la taille des cellules sur les transferts verticaux en laissant entrevoir la nécessité de prendre en compte, à l'avenir, le caractère instationnaire de l'écoulement et la mise en oeuvre de simulations aux grandes échelles (L.E.S).

Néanmoins les simulations mises en oeuvre en régime stationnaire montrent que ce modèle peut être utile pour analyser les données expérimentales. A défaut d'une théorie bien établie de la génération de la turbulence dans les vagues, il peut aider à améliorer la paramétrisation des échelles de turbulence sous les vagues.

Dans cet esprit, un ensemble de simulations des données expérimentales a été mis en oeuvre : elles sont présentées dans le prochain chapitre.

---

---

**Simulations numériques  
d'expériences  
de laboratoire et de terrain**

*Chapitre 4*

---

## **4.1 Introduction**

---

Dans ce chapitre on confronte le modèle aux expériences actuellement disponibles qui ont été recensées et analysées au chapitre deux. Plutôt que de tests de validation du modèle, il s'agit d'une nouvelle réflexion sur les résultats d'expérience avec le support des simulations numériques pour tenter de mieux apprécier le rôle respectif de la turbulence et des rouleaux de Langmuir sur la structure des écoulements et la paramétrisation des échelles turbulentes à l'interface.

Parmi les données disponibles on s'intéresse plus particulièrement aux expériences de laboratoire réalisées à Toulouse (c'est le seul cas où l'on dispose de mesures des écoulements secondaires et d'indications sur la distribution des grandeurs dans une cellule), à Stanford sur une installation très semblable à celle de Toulouse et à Marseille, où les vagues de vent sont plus énergétiques que dans les deux cas précédents. Parmi les données de terrain disponibles, le lac Ontario est certainement un des sites les plus riches d'informations avec en particulier une caractérisation de la turbulence dans la couche de surface par des mesures nombreuses du taux de dissipation turbulente. Cette confrontation entre résultats numériques et expérimentaux va certes montrer les limites de la modélisation mise en oeuvre, mais elle permet cependant de caler des lois d'échelles turbulentes à l'interface qui donnent une interprétation cohérente des configurations d'écoulements au laboratoire et sur le terrain. Le modèle étant calibré il était intéressant de le comparer à d'autres modèles fondés sur d'autres observations en milieu naturel où l'on ne dispose d'ailleurs que de données sur le taux de dissipation.

Dans la dernière partie de ce chapitre enfin, on présente une étude de l'effet dispersif des rouleaux de Langmuir sur le transport d'un scalaire passif : cette analyse souligne les difficultés de modélisation des transferts verticaux en présence de ces écoulements secondaires.

## **4.2 Simulations des expériences de Toulouse, de Stanford, de Marseille et d'Ontario**

---

Dans les simulations numériques mises en oeuvre, les seuls paramètres d'ajustement du modèle sont les valeurs, sous forme réduites de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation turbulente à l'interface qui d'après (2.10) ont les ordres de grandeurs suivant:

$$k_i = \frac{k_i}{\delta(\sigma a)^2} = O(1) \quad \text{et} \quad \varepsilon_i = \frac{\varepsilon_i}{\delta^{3/2} K(\sigma a)^3} = O(1) \quad (4.01)$$

Dans les simulations des expériences de Toulouse les valeurs choisies de  $k_i$  et  $\varepsilon_i$  sont les mêmes pour tous les essais et ces valeurs sont conservées pour simuler les expériences de Stanford. De même des couples de valeurs de ces paramètres ont été calées pour les essais de Marseille et les essais du lac Ontario. Les valeurs de  $k_i$  et  $\varepsilon_i$  retenues pour chaque série d'essais figurent dans le tableau ci-dessous.

	$k_i$	$\varepsilon_i$
Toulouse	0.7	1.0
Stanford	0.7	1.0
Marseille	0.8	1.2
Lac Ontario	1.7	1.7

tableau 4.01 : Valeur des échelles de turbulence à l'interface retenues dans les simulations

#### 4.2.1 Simulations des expériences de Toulouse

Les premières simulations que nous avons réalisées concernent les cas de Toulouse. Afin de ne pas surcharger les figures, la discussion s'appuie sur un seul cas simulé P11 puisque, comme nous l'avons vu au troisième chapitre, pour une même expérience (à fetch fixé), le nombre de Langmuir ( $La$ ) varie peu. Les seules variations que l'on puisse observer entre les cas proviennent uniquement des profondeurs et largeurs adimensionnelles ( $N_H$  et  $N_L$ ). On fait aussi figurer les résultats de la même simulation réalisée sans perturbation (écoulement parallèle).

Sur la *figure 4.01*, on présente la répartition verticale d'énergie cinétique turbulente sur l'axe du canal.

Ces deux premières simulations montrent clairement, qu'un modèle qui ne tient pas compte des mouvements advectifs verticaux est très éloigné des résultats expérimentaux, indépendamment des conditions aux limites en surface. Par contre, la solution avec écoulements secondaires donne une répartition verticale d'énergie cinétique turbulente beaucoup plus en accord avec les mesures. Le modèle semble notamment bien reproduire la décroissance rapide de l'énergie sous l'interface et indique le "noyau" constant observé au coeur de l'écoulement même si celui-ci est surestimé d'un rapport deux. Ce niveau constant d'énergie au coeur de l'écoulement est dû à la présence de mouvements ascendants et à une forte diminution du terme de production liée au cisaillement longitudinal. En effet comme l'indique la *figure 4.02* la présence de l'écoulement secondaire a pour effet d'affaiblir le cisaillement longitudinal et la production turbulente associée. La simulation reproduit bien le profil de mesures. L'écart avec l'écoulement parallèle est ici indiscutable et c'est certainement la signature la plus marquée de la présence des rouleaux de Langmuir.

Energie cinétique turbulente - Toulouse

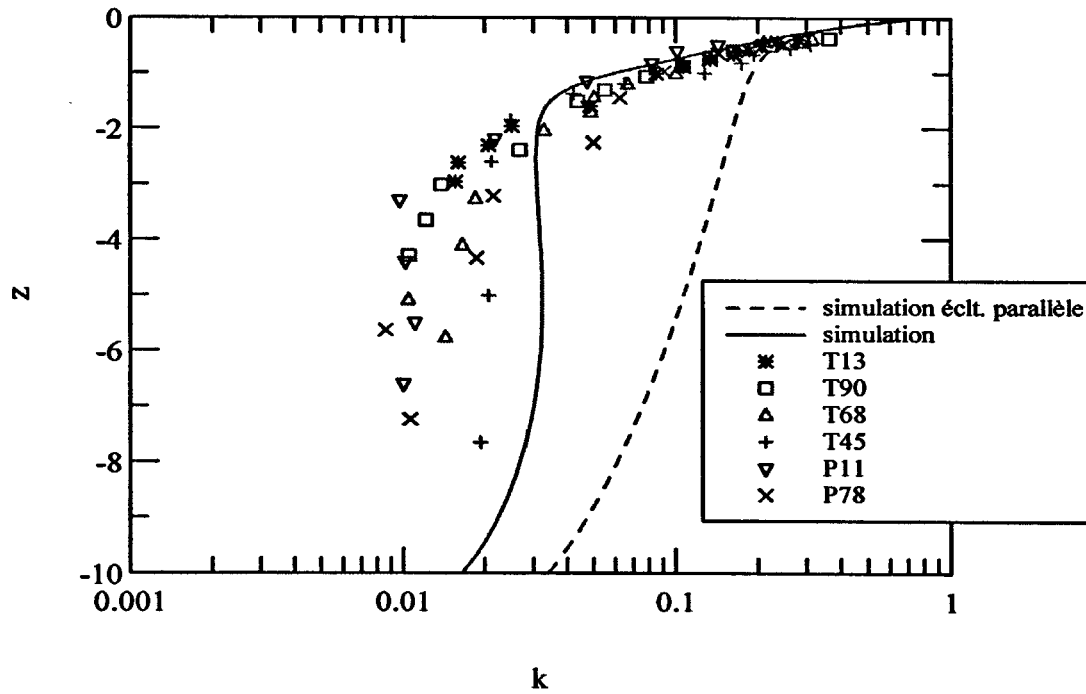


figure 4.01 : Energie cinétique turbulente adimensionnelle à Toulouse

Cisaillement turbulent - Toulouse

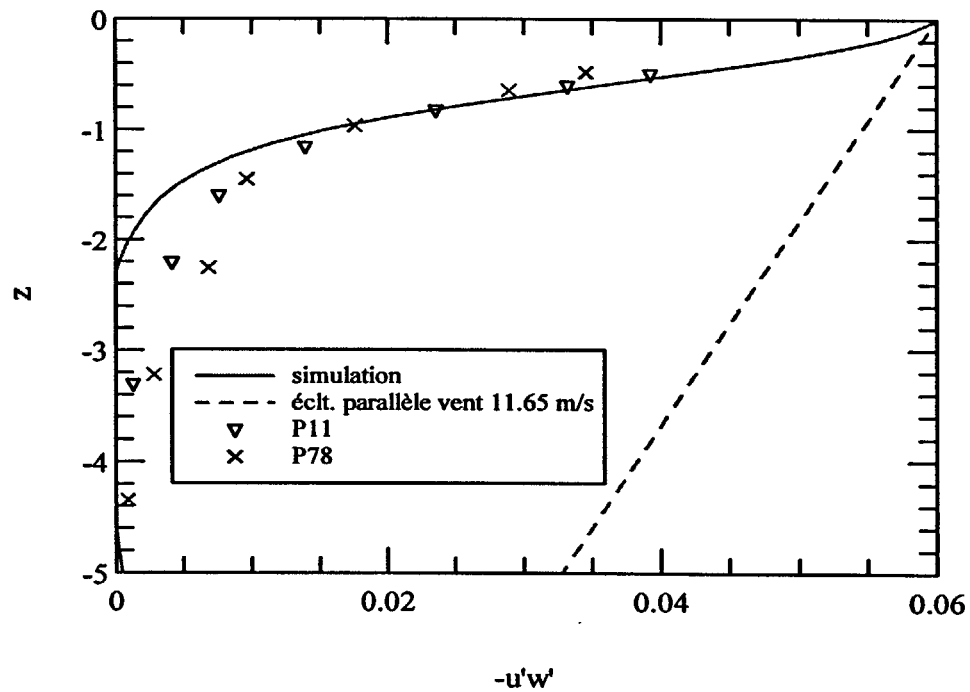


figure 4.02 : Cisaillement turbulent longitudinal adimensionnel à Toulouse

La *figure 4.03* montre elle aussi que l'intensité de l'écoulement secondaire est bien reproduite ainsi que sa dissymétrie. Cependant les mesures semblent indiquer une cellule moins excentrée que ne le prédit le modèle numérique. En effet, le maximum de vitesse verticale est situé plus haut que celui mesuré, d'autre part le profil de vitesse verticale à 30 cm de l'axe est mal reproduit. On peut raisonnablement penser que ceci provient de l'absence de paroi latérale dans la simulation. C'est semble-t-il confirmé par la *figure 4.04*, où est représentée la vitesse longitudinale sur les trois verticales : du fait de l'absence de la paroi, le modèle surestime les gradients transversaux notamment vers le bord du canal. La surestimation d'énergie cinétique turbulente au coeur de l'écoulement (*figure 4.01*) pourrait s'expliquer par la production liée à ces gradients.

Toujours sur la *figure 4.04* nous avons tracé ce que serait le profil vertical de vitesse longitudinale en l'absence d'écoulements secondaires. Comme on peut le voir leur présence réduit sensiblement l'entraînement en surface (au moins à l'axe) ce que reproduit bien le modèle numérique même si les gradients verticaux sous l'interface sont eux augmentés.

La *figure 4.05* présente la distribution transversale d'énergie cinétique turbulente. Globalement le modèle reproduit bien les caractéristiques de cette distribution notamment la même décroissance sous l'interface des trois profils. La surestimation observée pour le profil situé à 7 cm de la paroi doit être une conséquence de l'absence de la paroi latérale dans les simulations.

Sur la *figure (4.06)*, on observe que la simulation en écoulement parallèle reproduit beaucoup mieux le taux de dissipation turbulente que la solution non-parallèle. Ce résultat est en très forte contradiction avec tout ce qui précède : les profils d'énergie cinétique turbulente et de contrainte turbulente sont cohérents avec les profils du champ de vitesse moyenne (U,V,W). Dans ces conditions nous sommes tentés de mettre en doute les valeurs de la dissipation déterminées expérimentalement. En effet, la mise en oeuvre de la méthode de *Lumley & Terray* (1983) s'appuie, dans les essais de Toulouse, sur l'estimation par une vitesse orbitale du transport advectif : ce choix ne paraît acceptable que dans une région immédiatement sous l'interface; hors de cette zone le transport advectif de la turbulence semble, comme l'indiquent les simulations, contrôlé par l'écoulement secondaire.

Vitesses verticales - Toulouse

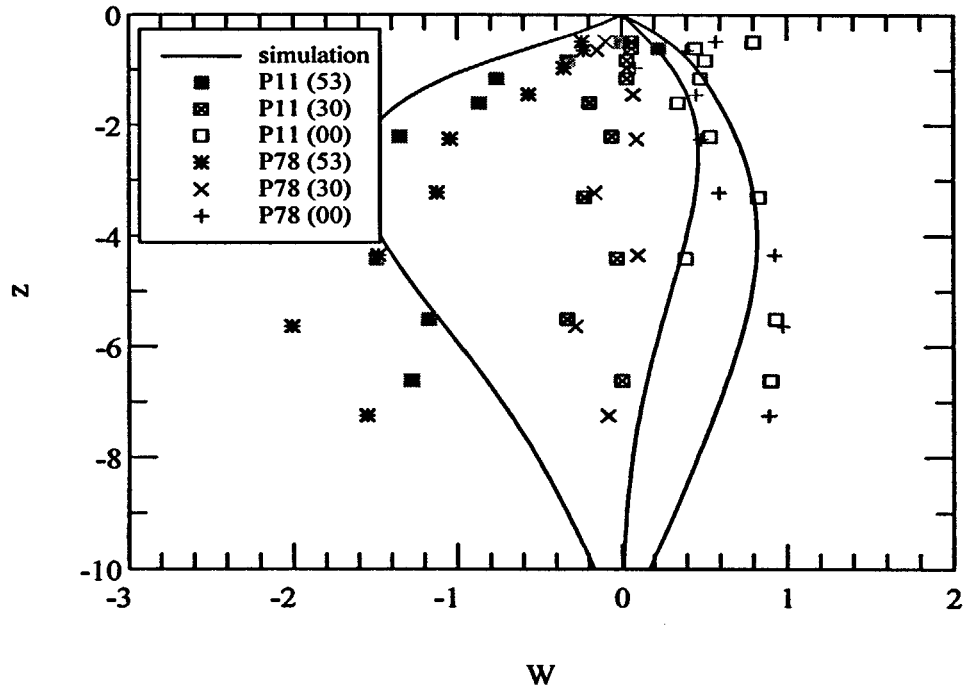


figure 4.03 : Vitesses verticales adimensionnelles à Toulouse

Vitesses longitudinales moyennes - Toulouse

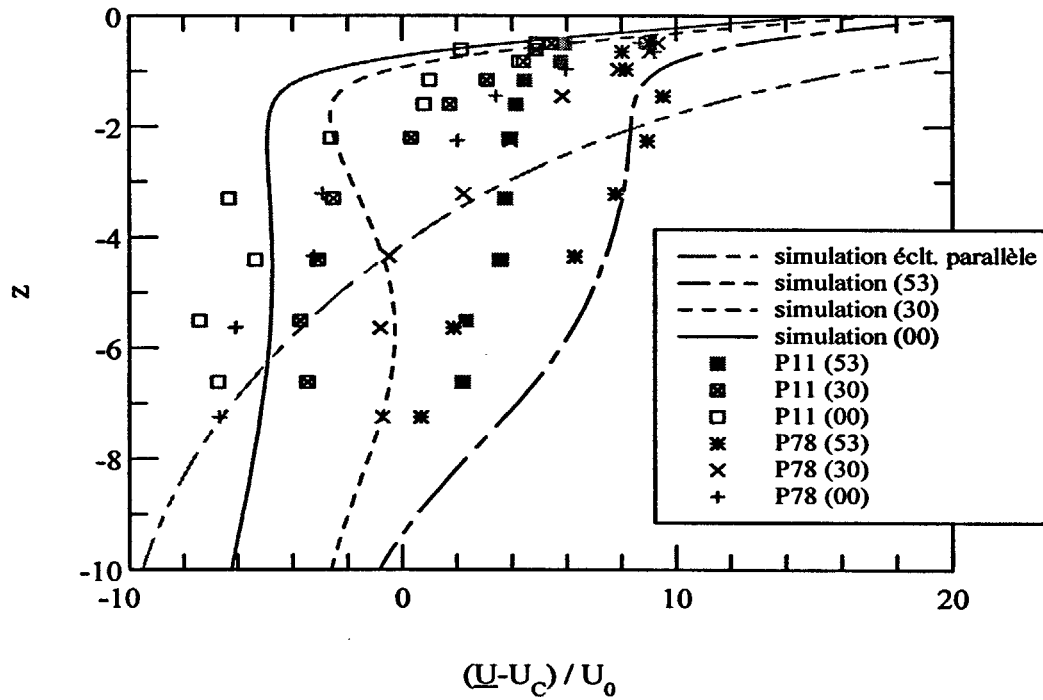


figure 4.04 : Répartition transversale de vitesses longitudinales adimensionnelles à Toulouse



Energie cinétique turbulente - Toulouse

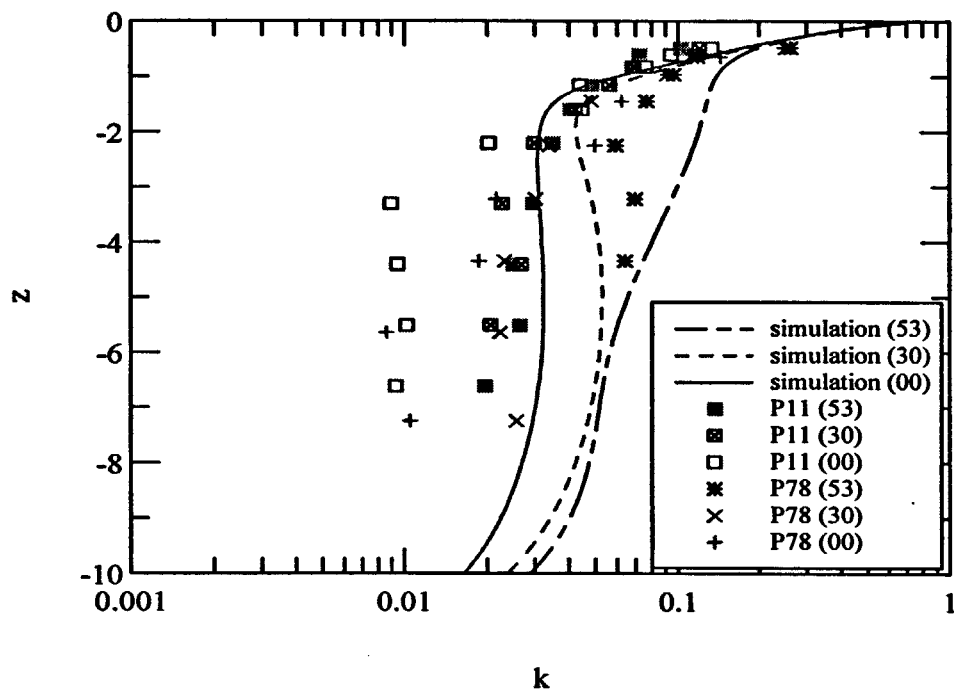


figure 4.05 : Répartition transversale d'énergie cinétique turbulente adimensionnelle à Toulouse

Dissipation - Toulouse

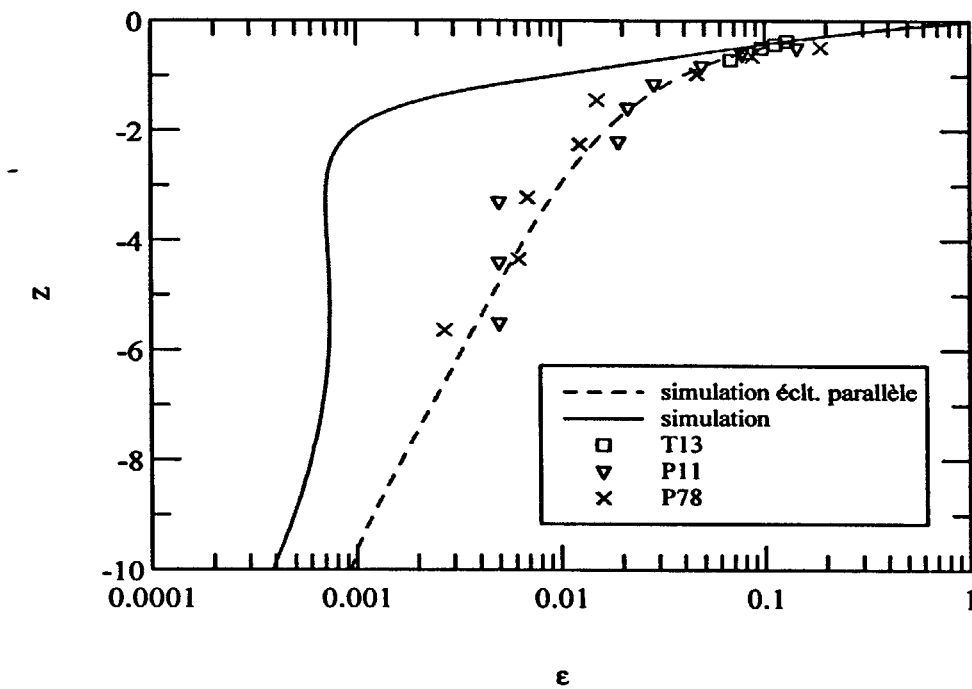


figure 4.06 : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente adimensionnel à Toulouse

## 4.2.2 Simulations des expériences de Stanford

Sans indication dans ces expériences sur l'éventuelle présence d'écoulements secondaires, on présente les résultats des simulations en écoulement parallèle et en écoulement non parallèle en reportant sur chaque figure les profils correspondant à une verticale de vitesse ascendante et descendante. La discussion compare l'ensemble des résultats expérimentaux sur cette installation aux résultats des simulations du cas C13.

Les profils d'énergie cinétique turbulente (*figure 4.07*), montrent que la simulation avec écoulements secondaires encadre les résultats expérimentaux si on exclue l'essai à faible vitesse du vent C47. Ces résultats sont assez bien confirmés par les profils de vitesse moyenne sur la *figure 4.08* qui indiquent un entraînement moyen en surface mieux prédit quand les rouleaux sont présents. Sans autres données sur la distribution transversale il est difficile de dégager une conclusion aussi marquée que sur les expériences de Toulouse. Il paraît néanmoins raisonnable d'avancer que des structures en rouleaux sont présentes dans les expériences de Stanford, peut être avec une tendance à tourner de la paroi latérale vers le centre du canal (le canal étant moins large qu'à Toulouse la paroi latérale peut jouer un rôle important dans la sélection du sens de rotation des rouleaux), mais certainement aussi avec un caractère intermittent : des observations de *Nepf & Monismith* (communication personnelle) vont d'ailleurs dans ce sens puisque ces auteurs notent l'apparition et la disparition de mouvements cellulaires avec des tailles variables.

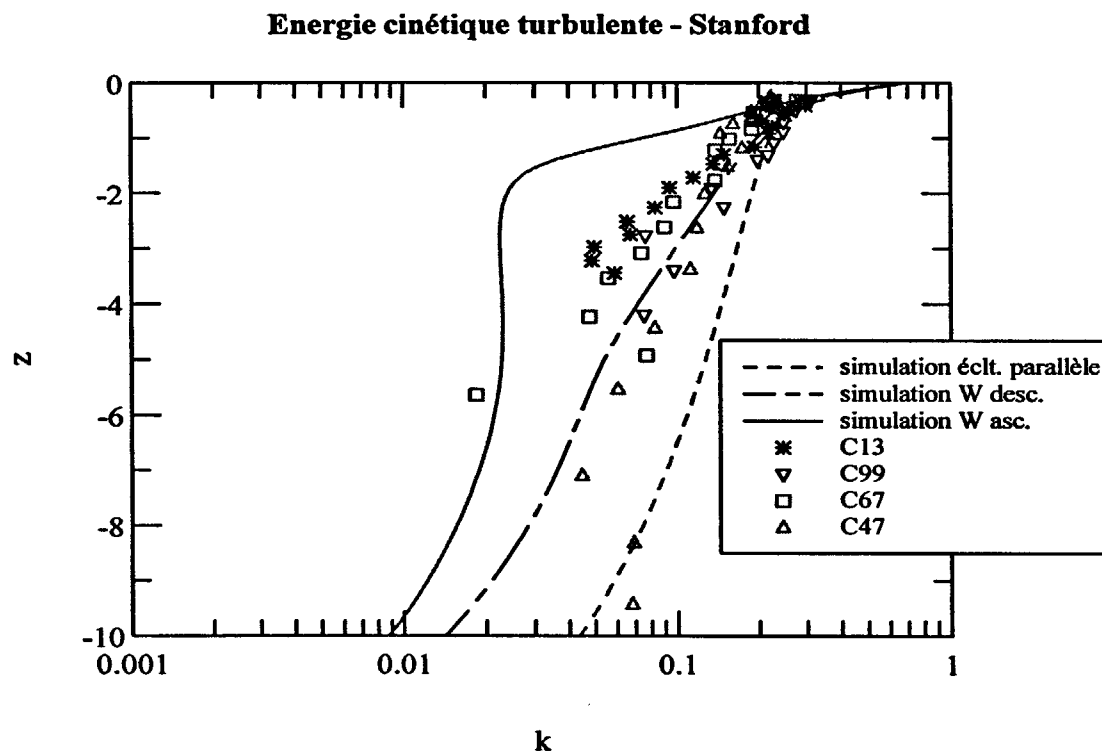


figure 4.07 : Energie cinétique turbulente adimensionnelle à Stanford

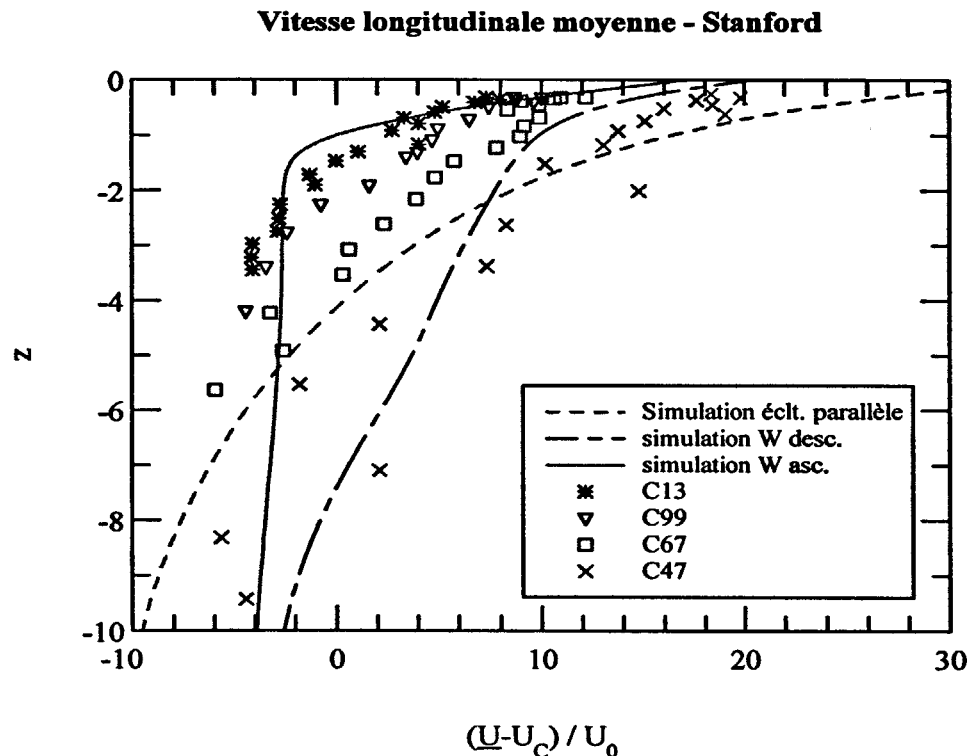


figure 4.08 : Vitesse longitudinale adimensionnelle à Stanford

### 4.2.3 Simulations des expériences de Marseille

Les simulations des expériences de Marseille ont été réalisées avec les valeurs de  $k_i=0.8$  et  $\epsilon_i=1.2$  comme indiqué dans le tableau 4.01 et les simulations présentées sur les figures 4.09, 4.10 et 4.11 correspondent à l'essai M78 en faisant figurer comme précédemment la solution parallèle et la solution non parallèle avec les verticales ascendantes et descendantes.

En se rapportant aux profils de vitesse moyenne longitudinale de la figure 4.09, l'entraînement est nettement mieux prédit en écoulement non parallèle. Par contre ce diagnostic n'est pas vraiment confirmé par les profils d'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation sur les figures 4.10 et 4.11 : en fait les profils en écoulement parallèle se situent entre les profils correspondant aux verticales ascendantes et descendantes en présence de rouleaux et dans ces conditions il est difficile de conclure.

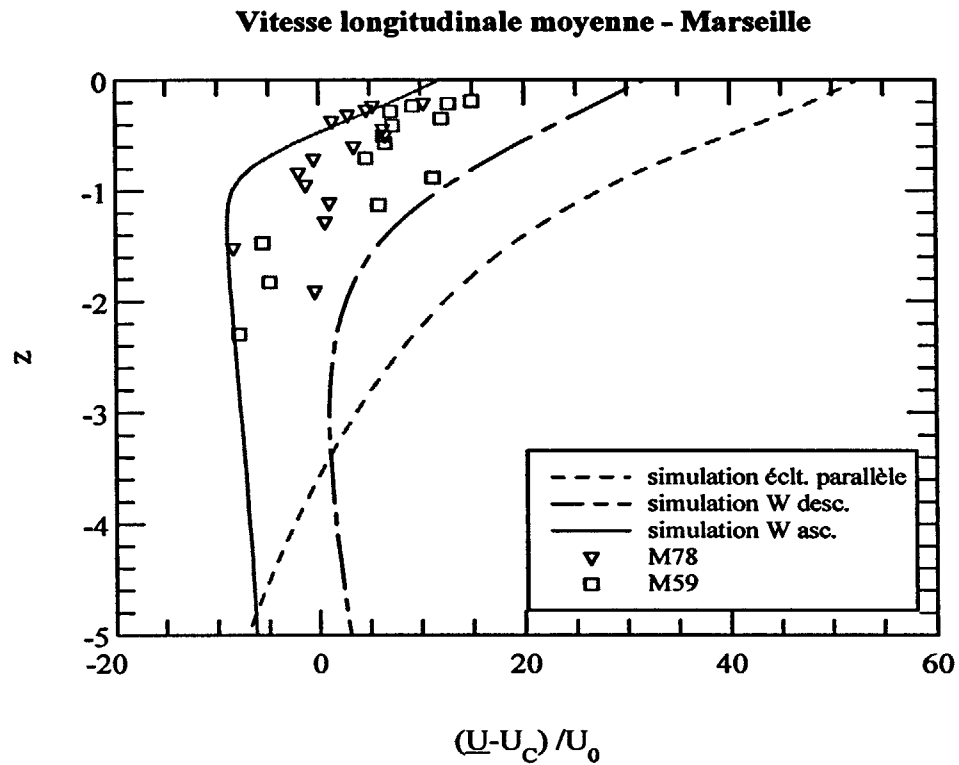


figure 4.09 : Vitesse longitudinale adimensionnelle à Marseille

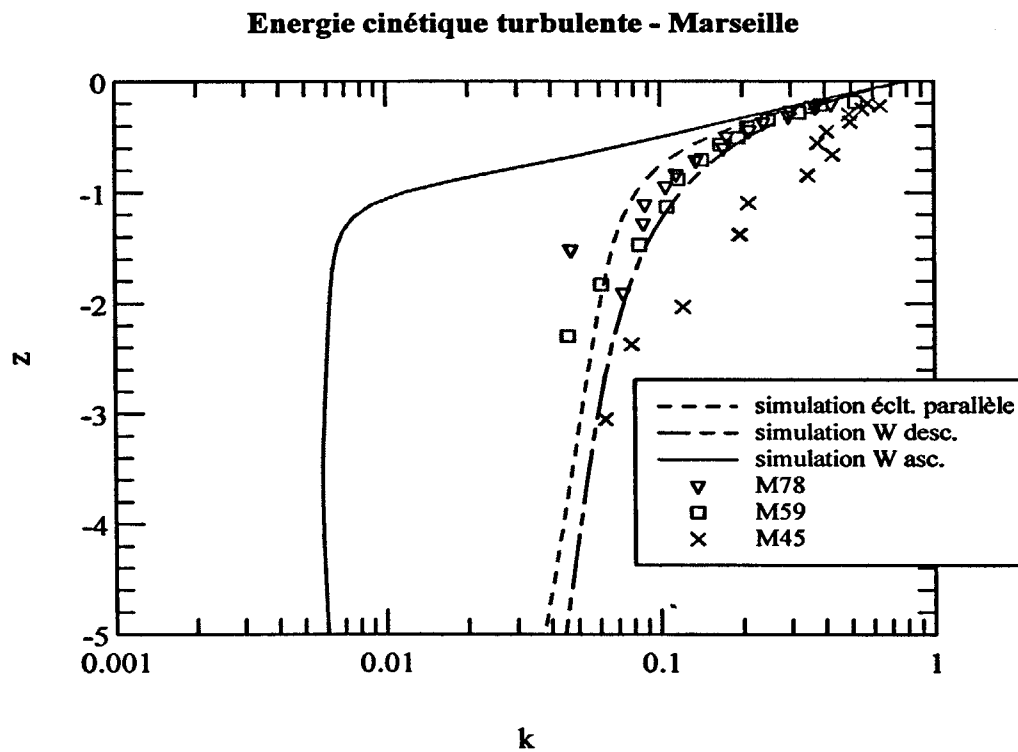


figure 4.10 : Energie cinétique turbulente adimensionnelle à Marseille

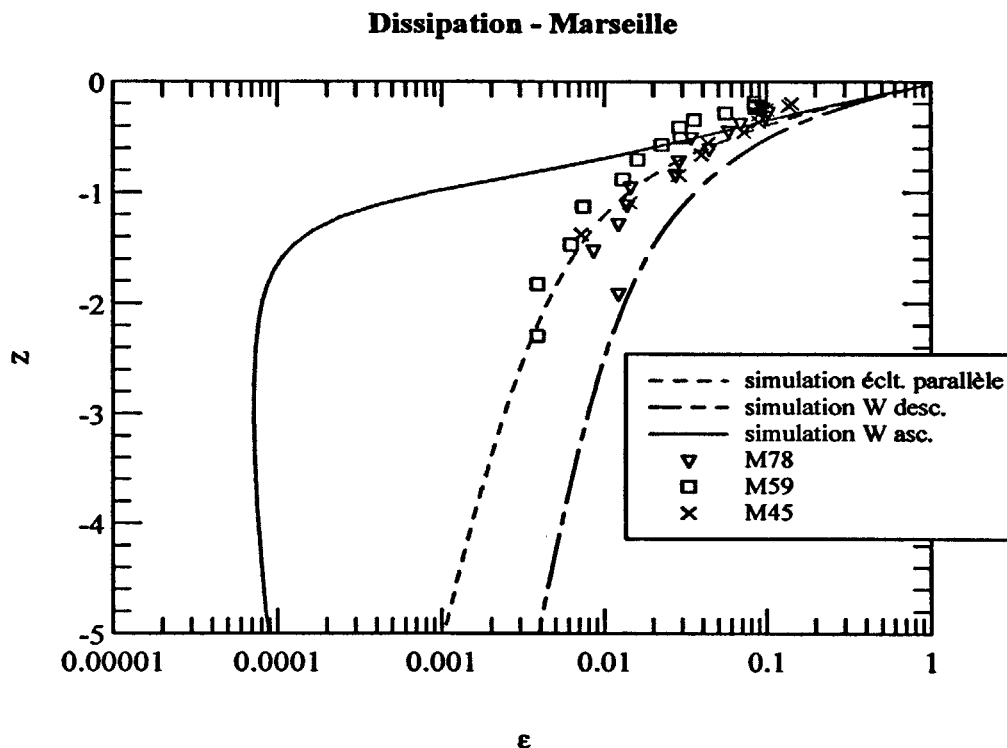


figure 4.11 : Taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente adimensionnel à Marseille

Il faut néanmoins se rappeler qu'au cours de cette expérience, un cisaillement orbital ( $-\overline{u\tilde{w}}$ ) important a été mis en évidence. A Stanford un cisaillement orbital a aussi été évoqué mais avec une intensité moins importante et surtout un signe différent.

Magnaudet & Masbernat ayant proposé une modélisation (*relation 1.11*) pour ce cisaillement, nous l'avons testée à l'aide de notre code. L'objectif ici n'est pas de voir si ce modèle est capable de produire la turbulence en surface car ceci est pris en compte au travers des conditions aux limites, mais plutôt de voir si un tel modèle et donc ce terme peuvent aider à rendre compte des mesures. Les simulations comparées aux données expérimentales sont présentées sur la *figure 4.12*.

Nous avons réalisé deux simulations, une pour un cas de Stanford, l'autre pour un cas de Marseille. Ce modèle basé sur les gradients verticaux de viscosité turbulente semble prévoir un cisaillement orbital avec le bon signe pour les deux expériences. Cependant les niveaux obtenus sont très sensiblement sous-estimés, surtout à Marseille. En fait pour Stanford, ce terme est nul en surface, puis diminue en prenant des valeurs négatives. A Marseille par contre la valeur en surface est positive, puis cette grandeur diminue progressivement pour venir s'annuler. Cette différence de comportement s'explique simplement si l'on examine les profils de viscosité turbulente (*figure 4.13*). En effet celui de Stanford est plus proche d'un profil de paroi donc avec des gradients négatifs, alors que celui de Marseille est plus proche d'une situation d'équilibre diffusion-dissipation avec des gradients positifs (voir *Araujo*, 1996). Contrairement à ce que dit Thais, le modèle de

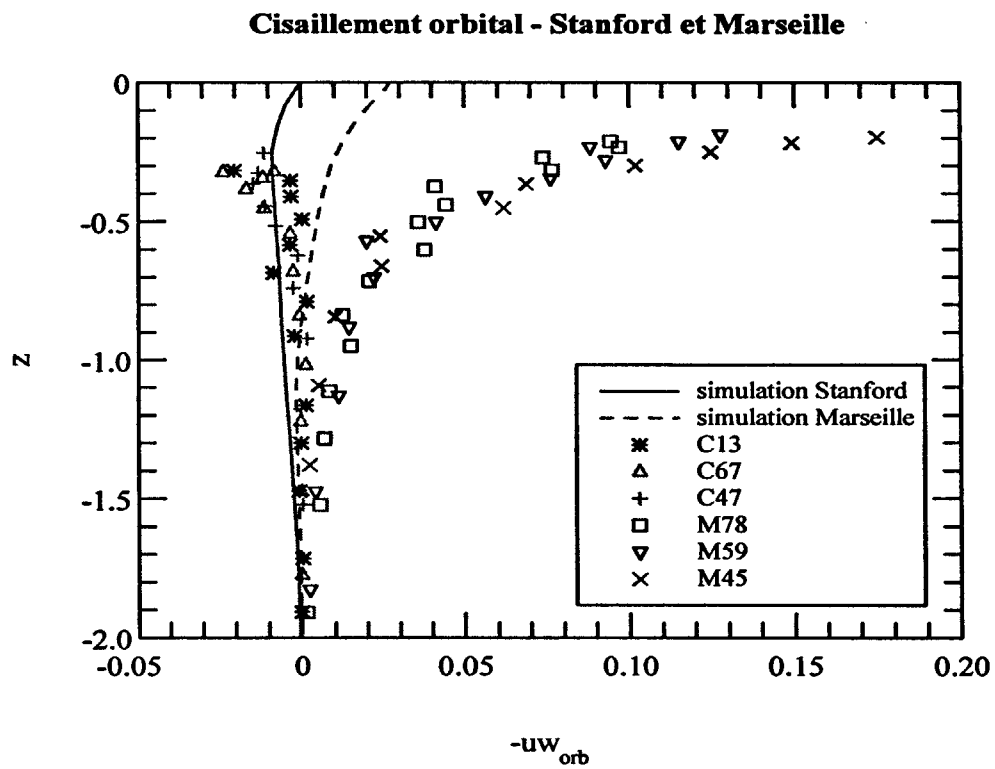


figure 4.12 : Cisaillement adimensionnel à Stanford et Marseille

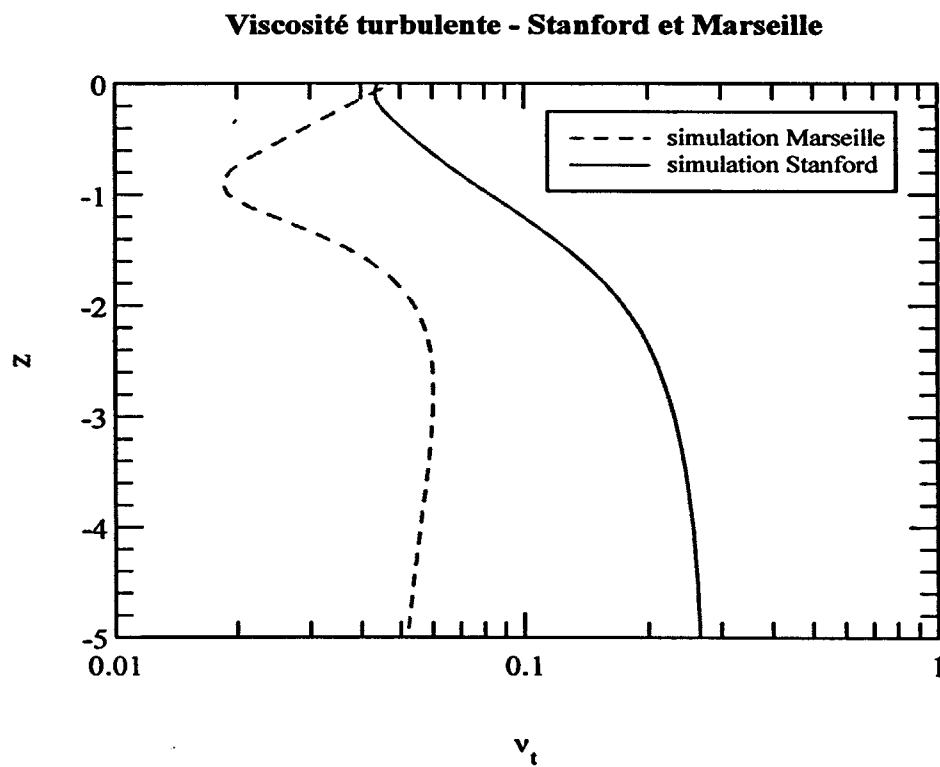


figure 4.13 : Viscosité turbulente adimensionnelle à Stanford et Marseille

Magnaudet & Masbernat peut bien rendre compte de signes différents, mais par contre nous rejoignons ses conclusions quant-à la limitation de ce modèle qui ne peut être un modèle général de génération de la turbulence sous des vagues de vent.

Les valeurs données par le modèle pour le cisaillement orbital sont trop faibles pour indiquer des modifications profondes sur les autres grandeurs. En fait tout semble remettre en cause l'hypothèse de Boussinesq qui relie les contraintes de Reynolds aux gradients de vitesses moyennes par une viscosité turbulente. Aussi, disposant dans la version utilisée du code, d'un modèle de transport des contraintes de Reynolds, une première simulation a été réalisée afin de vérifier cette hypothèse. Les résultats de cette simulation (rapportés en annexe B de ce mémoire) semblent montrer le contraire : c'est-à-dire que l'hypothèse de Boussinesq reste valable dans la modélisation de l'écoulement sous les vagues de vent. Cependant cette simulation n'a qu'une valeur de premier test et il faudrait poursuivre plus en avant les investigations. La connaissance du terme de cisaillement orbital étant encore faible, notamment sur les mécanismes d'interactions qui l'engendrent, ce point n'a pas été considéré pour le moment. Quoiqu'il en soit même si le modèle ne reproduit pas exactement l'écoulement de Marseille, il en donne les ordres de grandeur.

#### 4.2.4 Simulations des expériences du lac Ontario

Les expériences de terrain sont très peu nombreuses et pour la plupart ne fournissent que des mesures de taux de dissipation. Les résultats les plus significatifs ont été obtenus sur le lac Ontario par *Kitaigorodskii et al* (1983) et *Terray et al* (1996). Ces derniers, malgré des mesures plus récentes que celles de *Kitaigorodskii et al* ne rapportent que des mesures de taux de dissipation.

Aussi dans un premier temps nous ne simulerons que les données de terrain de *Kitaigorodskii et al* qui rapportent à la fois l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation. En effet pour ajuster les conditions aux limites, à l'interface, des grandeurs turbulentes il nous faut les profils de ces deux grandeurs. Nous reviendrons par la suite aux mesures de *Terray et al* et sur d'autres mesures de terrain après avoir défini une paramétrisation des échelles turbulentes en surface.

Pour les cas de *Kitaigorodskii et al*, les grandeurs turbulentes en surface ont été ajustées aux valeurs adimensionnelles 1.7 pour l'énergie cinétique turbulente et 1.7 pour le taux de dissipation. Seul le cas K11 est présenté sur les *figures 4.14 et 4.15* qui représentent respectivement l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation. A nouveau sont présentées les solutions parallèles et non parallèles de l'écoulement.

Dans le haut de la couche de surface, les simulations en écoulement parallèle et non parallèle sont confondues et sont en très bon accord avec les profils expérimentaux.

Les mesures rapportées par *Terray et al* et réalisées à des profondeurs plus importantes, devraient nous aider à savoir s'il y avait ou non des circulations de Langmuir. Mais auparavant il est nécessaire de paramétriser la turbulence de surface pour avoir accès aux conditions aux limites qui nous sont indispensables.

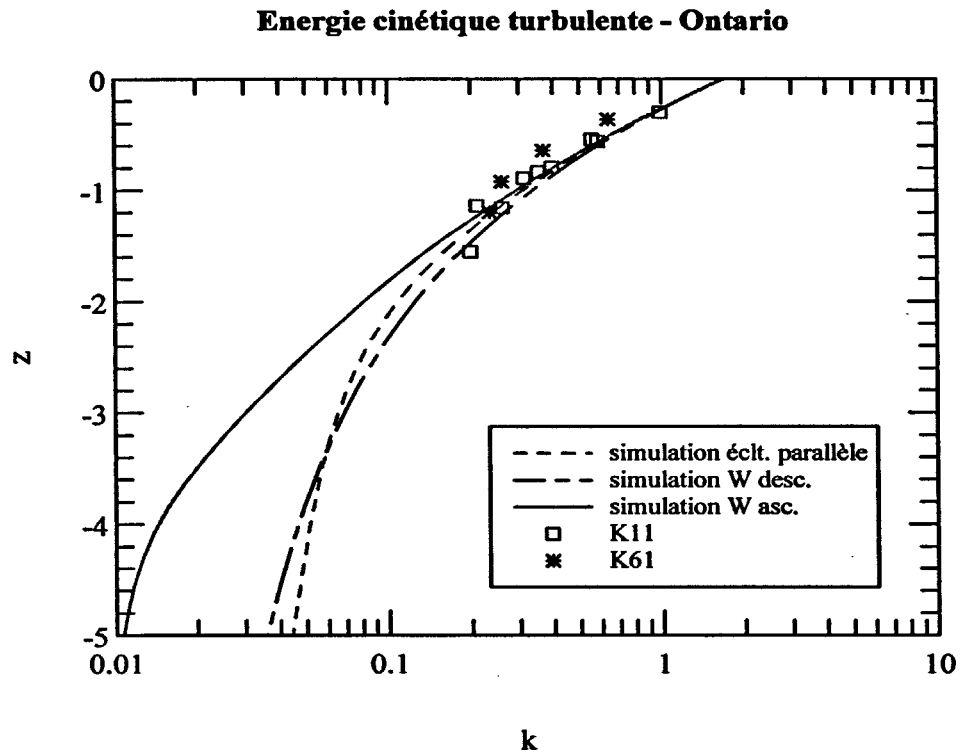


figure 4.14 : Energie cinétique turbulente adimensionnelle sur le lac Ontario

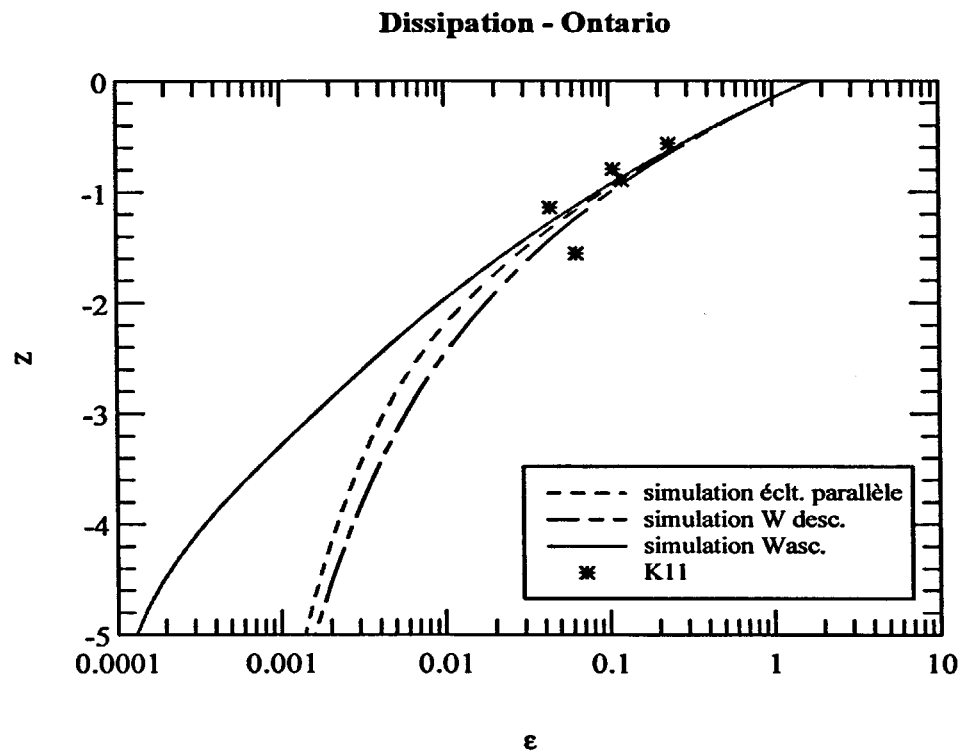


figure 4.15 : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente adimensionnel sur le lac Ontario



### 4.2.5 La turbulence en surface

Disposant maintenant d'une gamme d'écoulement relativement large de par les intensités de vent et surtout de par le niveau de développement des vagues en fonction du fetch, nous allons voir s'il est possible de relier les valeurs de d'énergie cinétique turbulente ( $k_i$ ) et de taux de dissipation ( $\varepsilon_i$ ) à l'interface à des paramètres de notre problème.

Nous avons rappelé dans le *tableau 4.01* les valeurs adimensionnelles utilisées pour toutes les expériences. Ces grandeurs adimensionnelles nous donnent des valeurs d'énergie cinétique turbulente et de taux de dissipation dimensionnelles différentes pour chaque cas. Ces conditions aux limites n'étant contrôlées que par des paramètres de vague, la première idée qui vient à l'esprit est de les relier aux valeurs d'énergie de la vague dominante. C'est ce que nous avons fait sur les *figures 4.16 et 4.17* où ont été représentées les valeurs d'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation à l'interface sous forme dimensionnelle pour bien mettre en évidence le lien avec l'énergie des vagues.

Nous avons lissé ces données pour obtenir deux lois (*relations 4.01*) simples. Ces relations expriment que la vague cède 7% de son énergie à l'écoulement.

$$\begin{aligned} \underline{k}_i &= 0.14(\sigma a)^2 \\ \underline{\varepsilon}_i &= 0.09K(\sigma a)^3 \end{aligned} \tag{4.01}$$

A titre de comparaison, il a été placé sur la *figure 4.16* la loi d'énergie cinétique turbulente proposée par Araujo (*relation 1.14*). La vitesse de frottement due au vent apparaît dans cette expression afin de relier la valeur d'énergie cinétique turbulente en surface à la valeur de paroi quand les vagues n'existent pas. C'est pourquoi nous avons tracé la loi extraite des travaux de Araujo pour des vents faibles et forts. Ces deux types de lois donnent des valeurs très proches ce qui paraît normal puisque elles ont été tirées des mêmes données expérimentales. La différence provient du fait qu'Araujo lisse les données expérimentales et extrapole la valeur en surface alors qu'ici ces valeurs ont été ajustées numériquement afin de retrouver au mieux ces données expérimentales.

La différence avec la loi pour le taux de dissipation tiré des travaux de *Fabre et al* (1984) est plus nette (*figure 4.17*). Cette relation est tirée du bilan énergétique entre la diffusion et le taux de dissipation et relie la valeur du taux de dissipation en surface à la valeur de l'énergie cinétique turbulente en surface. L'écart provient probablement de la présence du mouvement advectif qui n'est pas pris en compte dans la loi de *Fabre et al*.

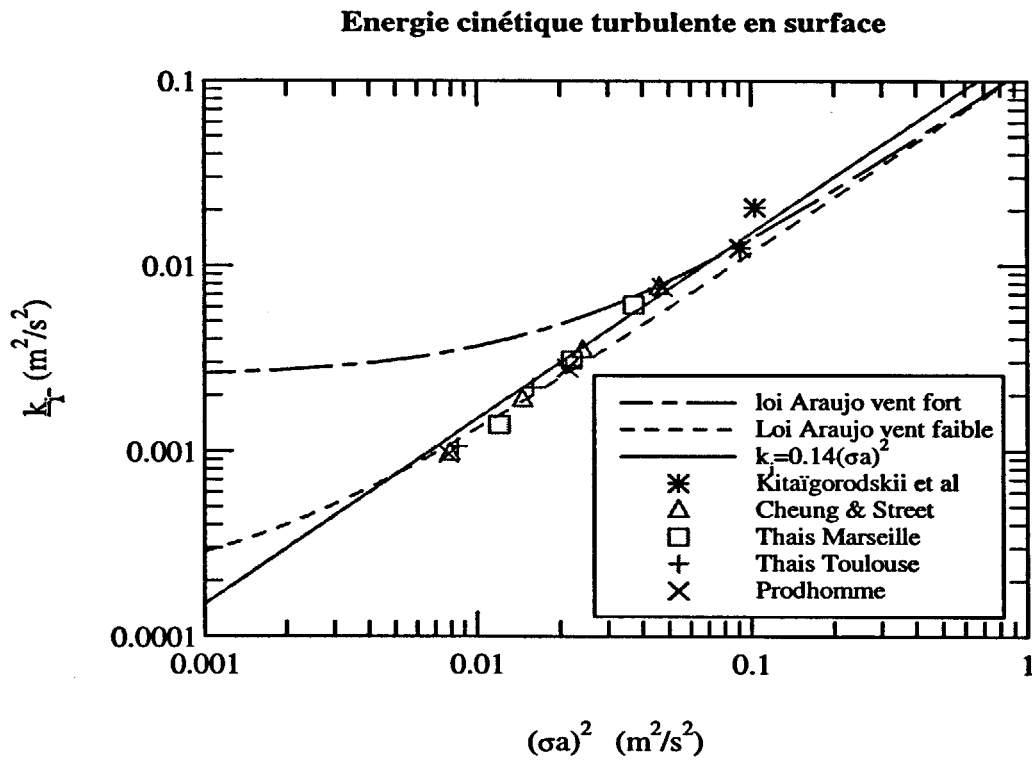


figure 4.16 : Energie cinétique turbulente en surface

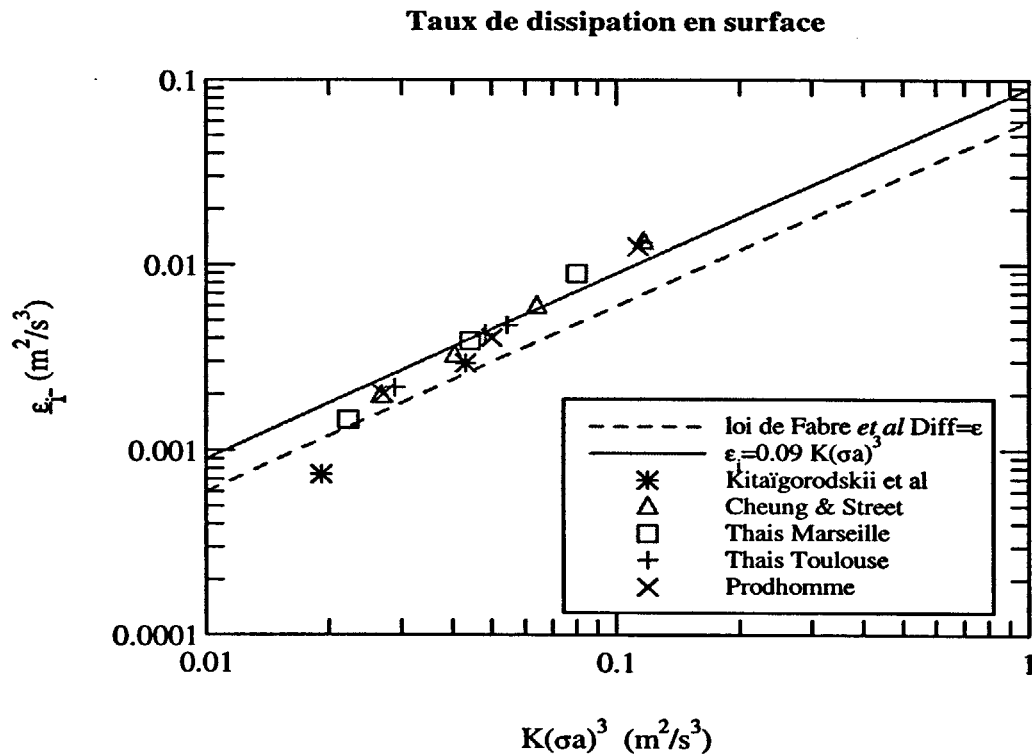


figure 4.17 : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente en surface

Ces deux lois ont été testées sur les données de *Terray et al* sur le lac Ontario.

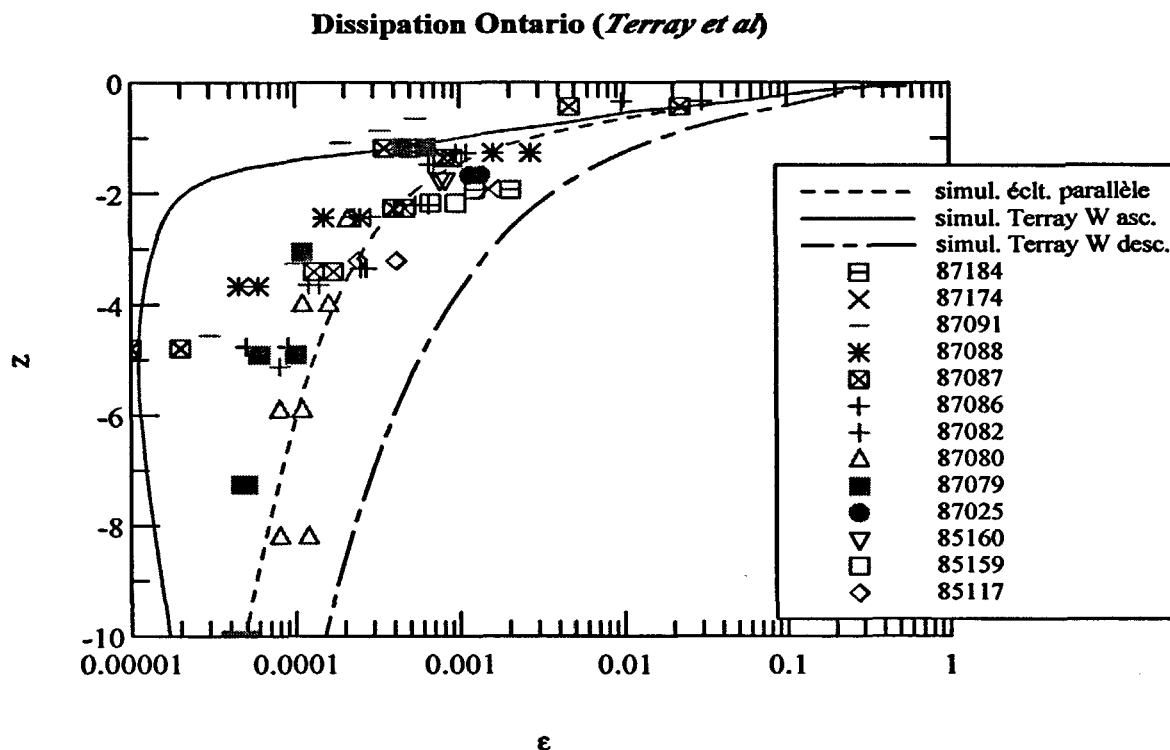


figure 4.18 : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente - données de *Terray et al*

Afin de ne pas surcharger le graphe, il a été représenté sur la *figure 4.18* uniquement les résultats d'une simulation, pour un vent moyen. Les variations du nombre de Langmuir (*tableau 3.01*) étant faibles, les profils pour tous les cas vont peu varier. Pour cette simulation, sont présentés les profils verticaux du taux de dissipation pour les régions de vitesses ascendantes et descendantes. Le profil pour l'écoulement parallèle a aussi été tracé sur cette même figure.

Comme on le voit, les deux simulations rendent bien compte des mesures mais la solution non parallèle permet d'encadrer l'ensemble des données. Les conditions aux limites en surface semblent bien adaptées. On peut penser que des circulations de Langmuir devaient être présentes lors des mesures comme l'avaient observés *Harris & Lott* sur le même site en 1973.

### 4.3 Comparaison au modèle de Craig & Banner

Comme nous l'avons vu au cours du premier chapitre, les travaux de modélisation désireux de rendre compte de l'écoulement sous les vagues de vent sont peu nombreux. C'est ce qu'ont essayé de réaliser *Craig & Banner* (1994) avec un modèle de turbulence conventionnel de longueur de mélange. Ce travail est le premier, à notre connaissance, qui tente de manière systématique de modéliser cette région en s'appuyant sur des données. Leur modèle résoud l'équation de quantité de mouvement longitudinale et l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente. L'effet du déferlement est pris en compte au travers d'un flux supplémentaire d'énergie cinétique turbulente à la surface et par la spécification d'une échelle de rugosité dans la longueur de mélange. Ce modèle implique à la surface un bilan énergétique entre la diffusion verticale de l'énergie cinétique turbulente et la dissipation. Le profil du taux de dissipation présente une décroissance en  $z^{-3.4}$  ce qui paraît consistant avec les observations de terrain. *Craig & Banner* simulent donc grâce à leur modèle les données obtenues sur le lac Ontario au cours du programme WAVES, mais aussi celles de *Osborn et al* (1992) et celles de *Anis & Moum* (1992) au large de l'Oregon. Si pour la majorité des simulations ils approchent de manière correcte les mesures, en ajustant l'échelle de rugosité pour des valeurs variant de 0.1 à 1m, leur modèle échoue dans la représentation des mesures de la troisième nuit qui sont rapportées par *Anis & Moum*. En effet pour retrouver ces mesures, le modèle requiert une échelle de rugosité de 8m. Ils attribuent cette valeur anormalement élevée à la présence d'une houle qui pourrait induire un mouvement advectif vertical qui "enfoncerait" la zone d'influence du déferlement. Ils émettent même l'idée de la possible présence de circulations de Langmuir.

Nous avons donc simulé ce cas, observé par *Anis & Moum*, au cours de la troisième nuit de 1989 dans le pacifique équatorial au large de l'Oregon. Les paramètres d'entrée ainsi que les nombres sans dimensions importants de notre modèle sont référencés dans le *tableau 4.02*.

Cas	Paramètres d'entrée					
	vent	vague			cambrure	âge vagues
	$u_i$ (cm/s)	$\sigma$ (1/s)	a (cm)	K (1/m)	$\delta$	La
OR893	0.87	1.4	25	0.2	0.05	19

tableau 4.02 : Paramètres d'entrée des données de *Anis & Moum* (1992)

Malgré l'intensité du vent qui a été relevée durant cette nuit (8-9 m/s), la cambrure des vagues ne semble pas indiquer la présence "d'évènements déferlants". La profondeur a été fixée à 200m en s'inspirant des travaux de *Craig & Banner* qui préconisent une profondeur suffisamment importante pour que les conditions aux limites du fond n'aient aucune influence sur l'écoulement en surface. Nous avons ensuite considéré que les cellules étaient carrées nous

fixant ainsi une largeur de 200m. Cette simulation est aussi l'occasion de tester les lois qui paramétrisent la turbulence liée à l'interface. La *figure 4.19* présente la comparaison entre les mesures, les résultats obtenus par *Craig & Banner* et les résultats des simulations de notre modèle pour le profil vertical du taux de dissipation.

Les mesures réalisées par *Anis & Moum* sont le résultat d'une moyenne d'environ quatre vingt profils collectés durant une partie de la nuit. Les deux courbes de *Craig & Banner* présentées sur la figure ci-dessous, ont été obtenues pour deux valeurs différentes de l'échelle de rugosité  $z_0$ . La valeur de 1m, qu'ils utilisent pour les autres données, est ici incapable de représenter les mesures et une valeur de 8m est nécessaire. Les solutions parallèles et non parallèles de l'écoulement obtenues par notre modèle, y sont reportées. Malgré des conditions aux limites différentes de celles de *Craig & Banner*, le profil obtenu pour l'écoulement parallèle ne rend pas compte des mesures et se rapproche davantage de leur simulation avec une rugosité  $z_0$  de 1m. Par contre la simulation avec les circulations de Langmuir et le profil tiré des zones de vitesses verticales descendantes montre un accord global acceptable avec les mesures. Ceci vient confirmer la remarque de *Craig & Banner* sur la présence éventuelle de mouvements advectifs qui pourraient expliquer ces données. On peut donc imaginer que lors des mesures, des cellules de Langmuir sont venues "enfoncer" la zone d'influence des vagues et contribuer ainsi aux valeurs du taux de dissipation observées. Il est à remarquer en outre, que ces vortex n'ont pas augmenté le niveau de dissipation mais l'ont plutôt redistribué transversalement.

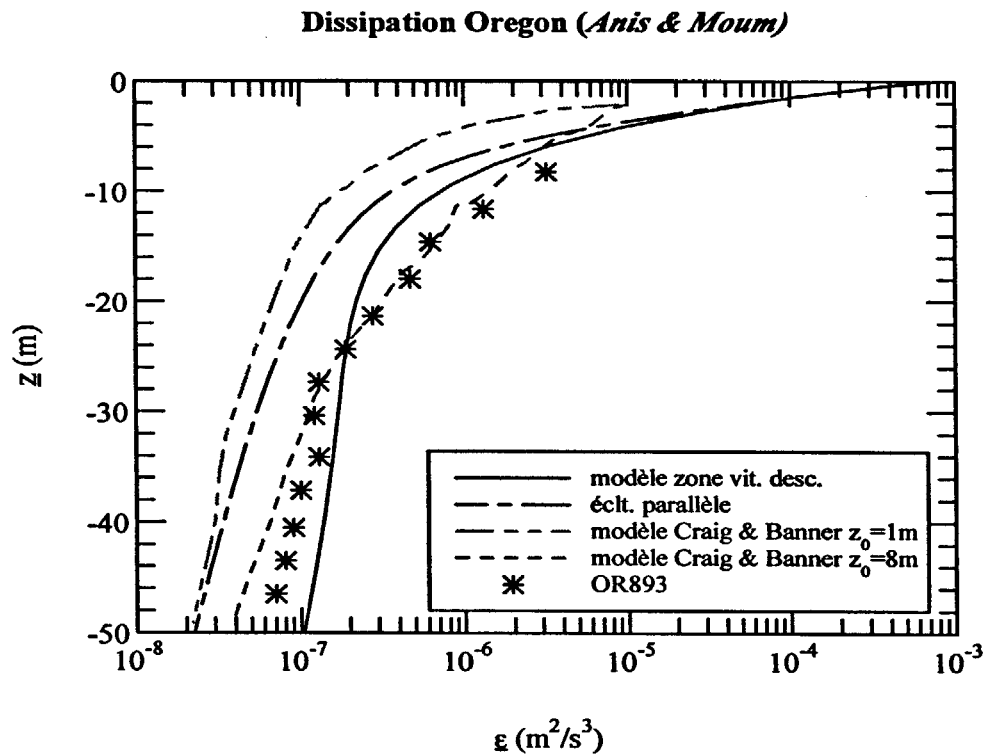


figure 4.19 : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente - données de *Anis & Moum*

Mais cette remarque appelle d'autres commentaires. En particulier, on peut se poser la question de savoir si une partie des problèmes rencontrés par les expérimentateurs pour trouver des échelles de normalisations adéquates et uniques, pour expliquer les mesures n'est pas tout simplement due à la présence de mouvements advectifs. En effet, nous avons montré toujours dans le chapitre précédent, que les écoulements secondaires pouvaient induire, sur les variables, des gradients transversaux d'un ou plusieurs ordres de grandeurs. Cet écart pourrait se retrouver dans les mesures selon que celles-ci seraient réalisées en présence de vitesses ascendantes ou descendantes.

*Craig & Banner* rapportent aussi des mesures de *Osborn et al* (1992), collectées dans le Pacifique. Les paramètres de ces données sont présentés dans le *tableau 4.03*.

Cas	Paramètres d'entrée					
	vent	vague			cambrure	âge vagues
	$u_i^*$ (cm/s)	$\sigma$ (1/s)	a (cm)	K (1/m)	$\delta$	$\beta$
OS07	0.7	4.2	15	1.8	0.27	65

tableau 4.03 : Paramètres d'entrée des données de *Osborn et al* 1992

Ces données ont été recueillies à l'aide d'une technique de mesure acoustique basée sur la réflexion des bulles dues au déferlement et à l'aide d'un sous-marin (c'est la raison pour laquelle les mesures paraissent aussi dispersées). Elles sont présentées sur la *figure 4.20*.

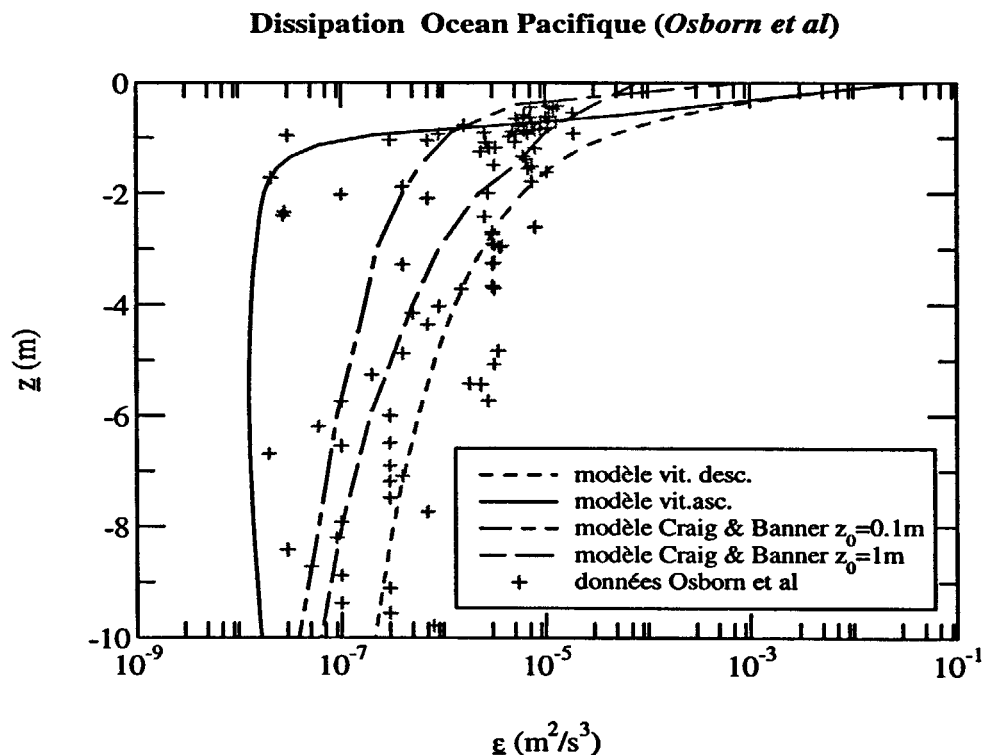


figure 4.20 : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente - données de *Osborn et al*

Sur cette même figure sont représentés, encore une fois, les profils du taux de dissipation pour les régions de vitesses ascendantes et descendantes. Ces deux profils encadrent les mesures.

Cette simulation et les autres permettent de proposer une autre interprétation des mesures de terrain. Elles montrent le rôle important que pourrait jouer l'advection verticale sur la représentation des mesures. Cette advection semble être une bonne réponse aux problèmes rencontrés pour trouver des échelles uniques de caractérisation de l'écoulement. D'après notre modèle, tous les ingrédients semblent réunis pour favoriser le développement de cellules de Langmuir. En résumé les deux phénomènes qui semblent incontournables pour rendre compte de ces mesures seraient donc le déferlement et les circulations de Langmuir dans la plupart des cas.

Cette dernière affirmation pourrait être aussi une réponse à la modélisation de *Craig & Banner* qui ne représente finalement qu'un seul des deux phénomènes. Ils pallient l'absence du second phénomène par l'introduction d'une échelle de rugosité qu'ils ajustent, mais ne lui trouvent pas d'explications physiques. En fait, dans leur idée première et malgré leur constat d'un comportement différent de celui de proche paroi, ils utilisent les mêmes outils de modélisation que ceux employés dans la couche limite atmosphérique. Ils utilisent une longueur de mélange linéaire et une échelle de rugosité. Ils ne se différencient des travaux réalisés dans l'air que par la condition à la limite sur l'énergie cinétique turbulente. En ce sens nos travaux sont radicalement différents puisque ils paramétrisent eux aussi le déferlement, mais prennent aussi en compte la redistribution éventuelle par les circulations de Langmuir. Pour bien montrer la différence avec les travaux de *Craig & Banner*, il est possible à l'aide de notre modèle et plus particulièrement des conditions aux limites sur l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation (*relations 4.01*), d'estimer ce que serait une échelle de rugosité  $z_0$ . En effet la longueur de mélange peut aisément être reliée à l'énergie cinétique turbulente et au taux de dissipation par la *relation 4.02*.

$$l_m = \kappa(|z| + z_0) = 0.1643 \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \quad (4.02)$$

où  $l_m$  est la longueur de mélange,  $z_0$  est une rugosité et  $\kappa$  la constante de Von Karman (0.41).

La première égalité est tirée des travaux de *Craig & Banner* et représente une longueur de mélange caractéristique d'une région de proche paroi. Cette relation à la surface associée aux *relations 4.01* nous donne la *relation 4.03* pour l'échelle de rugosité.

$$z_0 = 0.23K^{-1} \quad (4.03)$$

Cette relation pourrait être en accord avec la relation donnée par *Craig* (1996) qui à partir des mesures du champ de vitesses longitudinales de *Cheung et Street* à Stanford propose  $z_0=K^{-1}$ . Cependant, le mouvement advectif lié aux circulations de Langmuir va venir modifier la longueur de mélange et le comportement linéaire proposé par *Craig & Banner* ne sera plus vérifié dans toutes les zones comme le montre la *figure 4.21*.

longueur de mélange dans une cellule

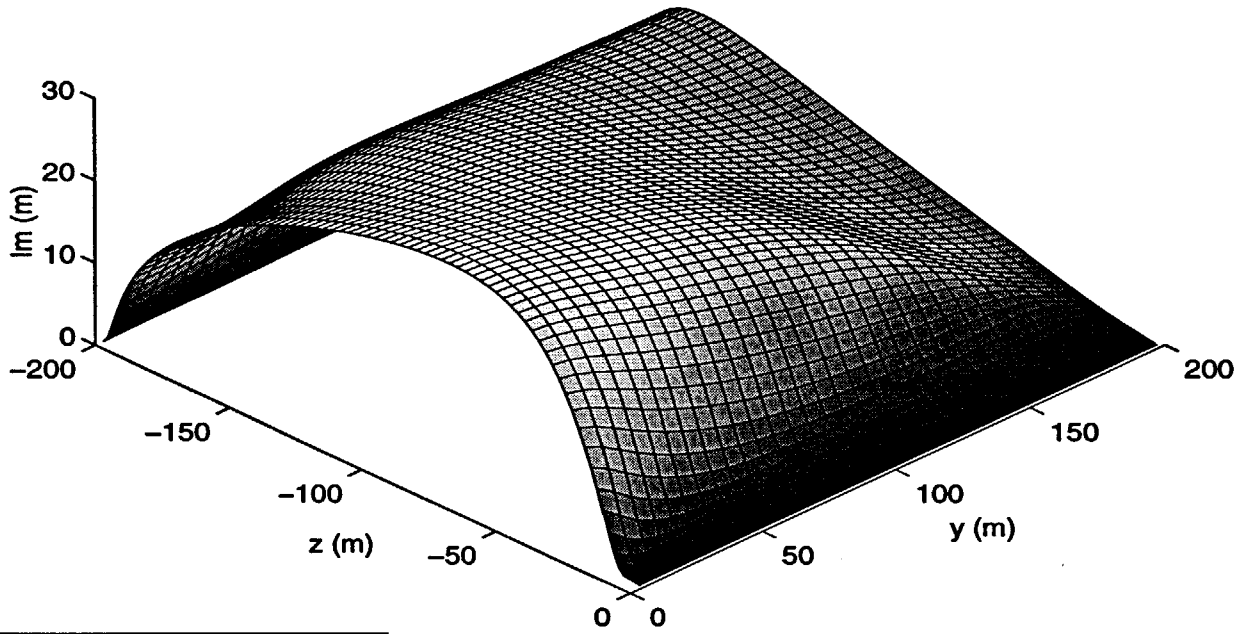


figure 4.21 : Longueur de mélange dans une cellule

Longueur de mélange Orégon

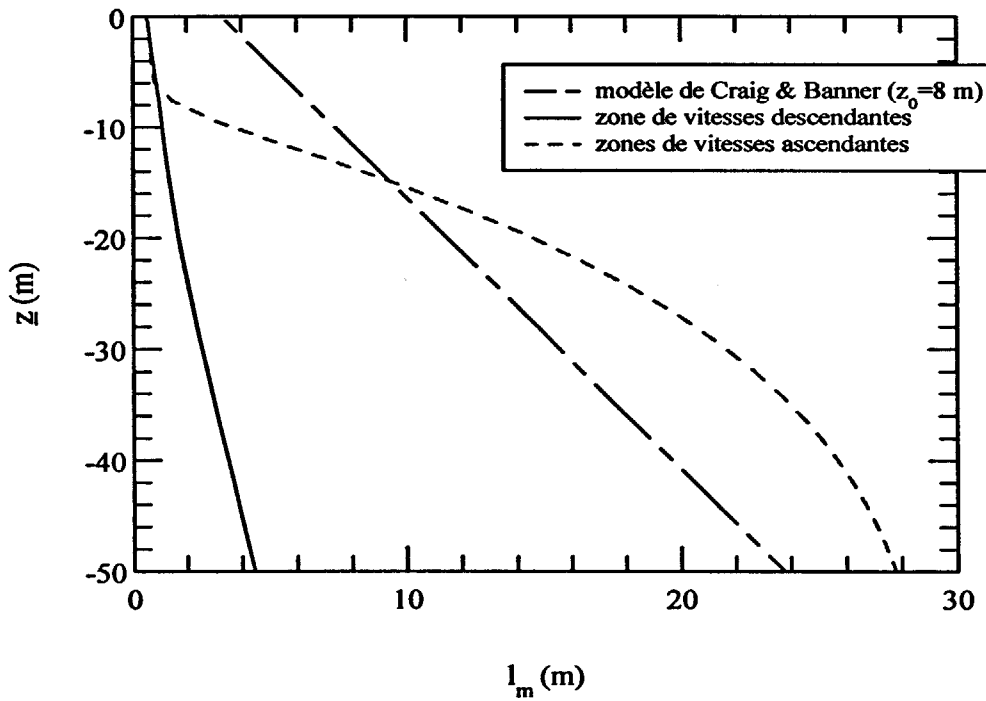


figure 4.22 : Longueur de mélange dans divers modèles



A titre de comparaison, la longueur de mélange de *Craig & Banner* et celle obtenue avec notre modèle pour les régions de vitesses verticales ascendantes et descendantes sont représentées sur la *figure 4.22*. Comme on peut le voir, en présence des cellules de Langmuir, cette longueur de mélange est linéaire sous l'interface puis se poursuit plutôt avec un comportement parabolique. Ces courbes montrent bien la différence essentielle qu'il existe entre notre modèle et celui de *Craig & Banner*.

La différence n'est pas uniquement due à l'advection, mais réside aussi dans les conditions aux limites en surface sur les grandeurs turbulentes et en particulier l'énergie cinétique turbulente. En effet, ces auteurs paramétrisent le déferlement par un flux vertical d'énergie cinétique turbulente proportionnel à  $u_i^{*3}$  (*relation 4.04*).

$$\left( \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right)_i = 100u_i^{*3} \quad (4.04)$$

Ils fixent arbitrairement la constante de proportionnalité à une valeur 100 mais indiquent qu'elle doit avoir un rapport avec l'état de développement des vagues et plus précisément leur âge.

Les relations (4.01), que nous avons proposées pour les valeurs d'énergie cinétique turbulente et de taux de dissipation à l'interface, sont directement reliées aux paramètres des vagues qui tiennent compte de leur état de développement. Le succès des simulations précédentes nous indique que ces relations (tirées essentiellement de travaux de laboratoire) peuvent être une alternative tout à fait raisonnable pour modéliser la turbulence en surface engendrée par les vagues de vent, même sur le terrain.

En résumé, le modèle proposé dans le cadre de ce travail, nous a permis de proposer une nouvelle interprétation des données de terrain. En effet, les différences de comportement que l'on peut observer d'un lieu à l'autre ne sont pas seulement attribuées au déferlement des vagues, comme dans le modèle de *Craig & Banner*, mais aussi à la présence de mouvements advectifs verticaux. Cette interprétation permet non seulement d'expliquer les données de *Anis & Moum* collectées au cours de la troisième nuit mais aussi d'éviter l'utilisation d'une échelle de rugosité dont la signification physique paraît délicate. Enfin elle donne raison à toutes les tentatives pour dégager une décroissance de comportement et une zone d'influence type sous les vagues puisqu'en fait ces caractéristiques dépendent du sens et de l'intensité de la vitesse verticale présente lors des mesures.

Sans répondre définitivement à toutes les questions le modèle reproduit les mesures dans la zone d'influence des vagues de vent. Il nous a semblé intéressant d'illustrer aussi le rôle que peuvent avoir les rouleaux de Langmuir dans le transport vertical de constituants dissous.

## 4.4 Effets dispersifs des circulations de Langmuir

Comme on le rappelait dans l'introduction, cette étude a été entreprise dans une perspective de réflexion méthodologique sur la modélisation des transferts verticaux dans les hydrosystèmes côtiers qui constituait un des thèmes du Programme National d'Océanographie Côtière (P.N.O.C.).

L'approche des océanographes pour modéliser les transferts associés aux cycles biogéochimiques s'appuie sur des représentations du transport vertical par une "diffusivité turbulente" qui englobe forcément, dans une loi de gradient, le transport advectif des circulations de Langmuir quand elles sont présentes (*Maurel & al*, 1996). Cependant, il nous a semblé pertinent de les modéliser en s'appuyant sur une représentation du transport vertical par une vitesse advective verticale variable (une sorte de "vitesse de chute" paramétrisée en fonction de la profondeur). En effet, à notre connaissance, il n'existe pas d'arguments théoriques qui tranche en faveur de l'une ou l'autre des modélisations. Toutefois, le phénomène des circulations de Langmuir étant un phénomène essentiellement advectif, leur représentation par une vitesse verticale semble une voie intéressante à explorer.

Les simulations mises en oeuvre recouvrent des situations de courant et de champ de vagues caractéristiques de la Manche. Quelques cas de base typiques ont donc été définis pour lesquels nous effectuerons une simulation à l'aide du modèle dont nous disposons. Les paramètres d'entrée des simulations sont regroupés dans le *tableau 4.04*.

Cas	Paramètres d'entrée					
	vent	vague			courant	profondeur
	$u_i$ (cm/s)	$\sigma$ (1/s)	a (cm)	K (1/m)	$U_c$ (m)	H (m)
SE1Z	0.6	2.45	16	0.61	0.5	50
SE2Z	1.2	1.23	65	0.15	0.5	50
SE3Z	1.8	1.12	147	0.07	0.5	50
SE2A	1.2	0.82	65	0.19	0.5	25
SE2B	1.2	1.23	65	0.19	0.5	100
SE2C	1.2	1.23	65	0.19	0.0	50
SE2D	1.2	1.23	65	0.19	1.0	50
SE4Z	1.5	0.98	102	0.098	0.3	75
SE5Z	0.91	1.63	37	0.27	0.8	35

tableau 4.04 : Paramètres d'entrée de la dispersion d'un constituant

Les paramètres de vagues ont été extraits des relations de *Stewart* (1967) (*relation 1.02*) après s'être donné des intensités de vent. Ils correspondent à des vagues saturées et

pleinement développées. Trois situations typiques (SE1Z, SE2Z, SE3Z) ont été définies autour desquelles ont été établis sept cas de simulations. En effet, outre les trois vents et les trois vagues, nous nous sommes donnés trois courants et trois profondeurs caractéristiques de la Manche. Un huitième et neuvième cas (SE4Z et SE5Z) ont, de plus, été définis afin de valider les paramétrisations qui vont suivre.

Pour réaliser ces simulations, une équation classique de transport de concentration (*relation 4.05*) a été associée au modèle. Dans un souci de simplification, le nombre de Schmidt turbulent a été pris égal à l'unité et on a également toujours supposé que l'écoulement était pleinement développé.

$$\frac{\partial}{\partial \underline{y}}(\underline{v}C) + \frac{\partial}{\partial \underline{z}}(\underline{w}C) = \frac{\partial}{\partial \underline{y}}\left(\frac{v_t}{\sigma_c} \frac{\partial C}{\partial \underline{y}}\right) + \frac{\partial}{\partial \underline{z}}\left(\frac{v_t}{\sigma_c} \frac{\partial C}{\partial \underline{z}}\right) \quad (4.05)$$

avec  $C$  la concentration et  $\sigma_c$  le nombre de schmidt turbulent.

Le but ici étant de quantifier l'effet de l'écoulement secondaire et de la turbulence de surface, le constituant sera considéré comme un traceur passif.

Les conditions aux limites sont les suivantes : les frontières latérales de la cellule sont imperméables, en surface on suppose qu'il existe un flux continu ( $F_V$ ) de matière qui entre dans le domaine et une concentration de référence est imposée au fond. Ainsi la conservation du flux vertical nous permettra de paramétrer l'influence des processus dynamiques sur la répartition de concentration dans la colonne d'eau. Ces conditions aux limites sont résumées dans les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \underline{y} = 0 \quad \text{et} \quad \underline{y} = L \\ \left\{ \frac{\partial C}{\partial \underline{y}} = 0 \right. \\ \underline{z} = 0 \\ \left\{ \frac{v_t}{\sigma_c} \frac{\partial C}{\partial \underline{z}} = F_V \right. \\ \underline{z} = -H \\ \left\{ C = C_{ref} \right. \end{aligned} \quad (4.06)$$

avec  $C_{ref}$  la concentration de référence et  $F_V$  le flux vertical de concentration

Nous avons simulé numériquement les sept cas de base et obtenus des profils bidimensionnels verticaux de concentration dans le plan perpendiculaire au vent dont un exemple d'isocontours est présenté sur la *figure 4.23*. Les cellules de Langmuir étaient présentes pour tous les cas mais avec une intensité faible pour le vent de 4 m/s (cas SE1Z).

Concentration dans une cellule - cas SE2Z

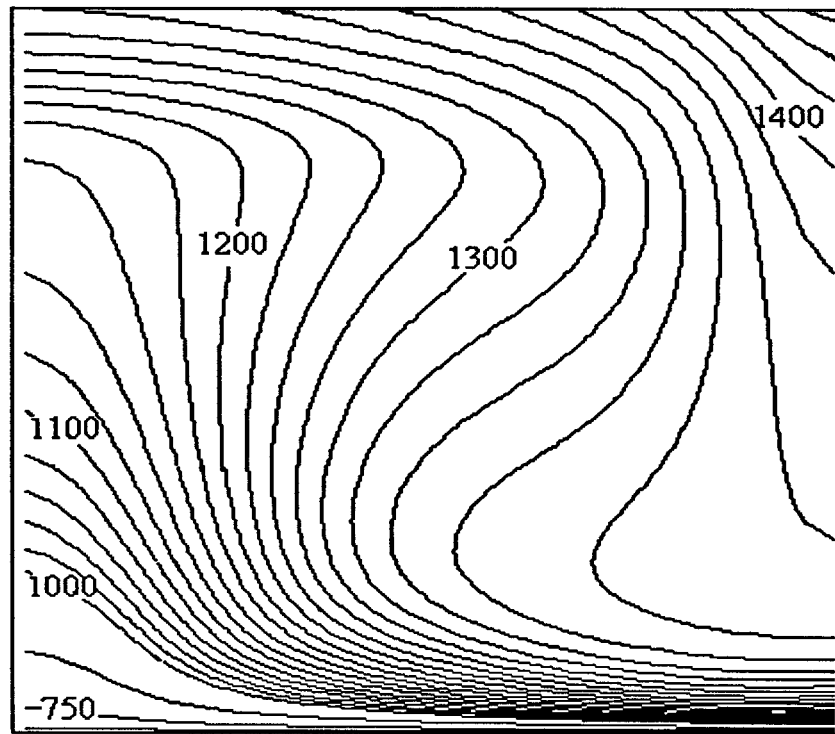


figure 4.23 : Isocontours de concentration

Concentration moyenné sur la largeur de la cellule - cas SE2Z

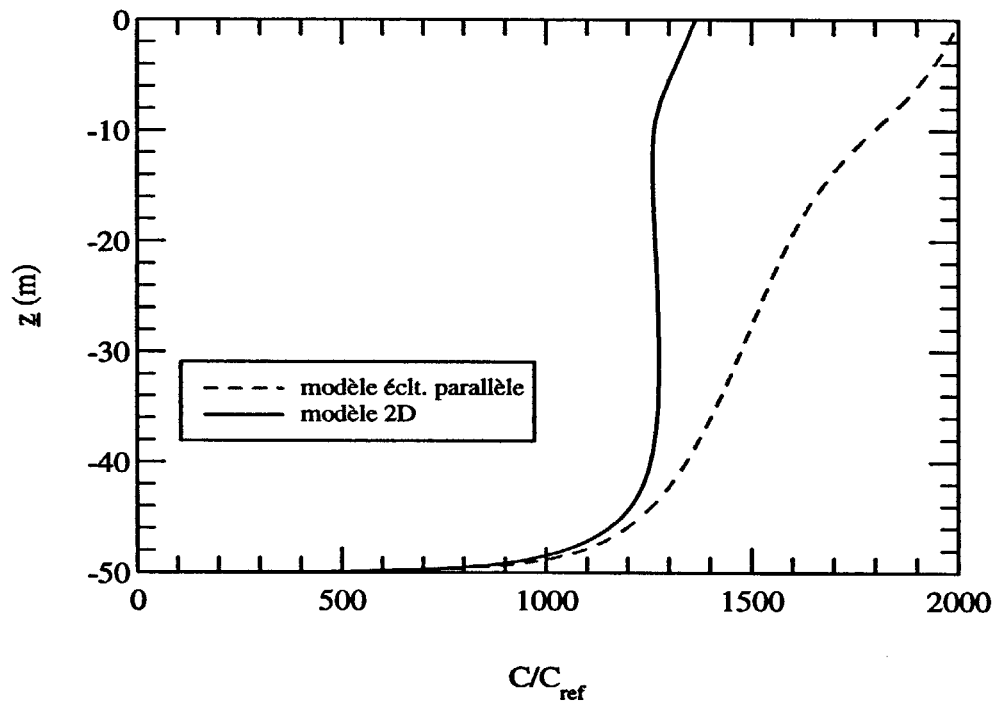


figure 4.24 : Concentration moyenné sur la largeur de la cellule - écoulement parallèle et non parallèle -

Par la suite, il a été effectué pour chaque simulation une moyenne transversale, sur la largeur de la cellule, des profils de concentration. Le profil vertical de concentration moyenne ( $\bar{C}$ ) ainsi obtenu tient compte des divers processus évoqués précédemment. A titre de comparaison, il est présenté sur la *figure 4.24* le profil de concentration moyenne ( $\bar{C}$ ) ainsi que le profil obtenu pour l'écoulement parallèle.

La différence que l'on peut observer est nette. En fait les circulations de Langmuir vont avoir pour effet d'augmenter le mélange et donc d'homogénéiser les profils de concentration dans la colonne d'eau.

Notre modèle prenant en compte deux processus physiques (la turbulence et les circulations de Langmuir), leur paramétrisation en un modèle unidimensionnel vertical va suivre deux étapes. La première consiste à résoudre un modèle classique unidimensionnel à trois équations ( $\underline{U}$ ,  $\underline{k}$ ,  $\underline{\epsilon}$ ) avec des conditions aux limites de paroi au fond et les *relations 4.01* en surface. Ce modèle permettra donc de déterminer la répartition verticale de diffusivité turbulente ( $\underline{v_{tp}}$ ) (*l'indice "P" fait référence au parallèle*) nécessaire au modèle unidimensionnel. Dans un second temps, la paramétrisation de l'effet des circulations de Langmuir est prise en compte par le biais d'une vitesse advective verticale  $W_{CL}$  (une sorte de "vitesse de chute"). Cette vitesse advective verticale est obtenue à l'aide de la *relation 4.07* qui provient de la conservation du flux vertical.

$$W_{CL}(z) = \frac{\frac{v_{tp}}{\sigma_c} \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} - F_v}{\bar{C}} \quad (4.07)$$

La première étape fournit les profils verticaux de diffusivité turbulente présentés sur la *figure 4.25*.

Chacun de ces profils de viscosité turbulente associés aux profils moyens de concentration permettent dans la seconde étape et à l'aide de la *relation 4.07* d'obtenir les profils verticaux de la vitesse advective  $W_{CL}$  associée aux circulations de Langmuir (*figure 4.26*).

Ces courbes ont toutes approximativement la même allure assimilable à celle d'une parabole. En fait, ces profils découlent des profils de vitesses verticales, observés dans les cellules. Il est à noter que pour le cas SE1Z, le profil est quasiment nul sur toute la hauteur, indiquant, comme nous l'avons déjà dit, des intensités d'écoulements secondaires faibles. Ce cas ne sera pas pris en compte dans la paramétrisation. Toutes ces courbes montrent une influence au vent, aux vagues et au courant, mais faible. Aussi, toutes ces courbes ont donc été lissées à l'aide d'une parabole simple dont l'extremum a été ajusté, puis moyenné pour obtenir une loi moyenne pour tous les cas.

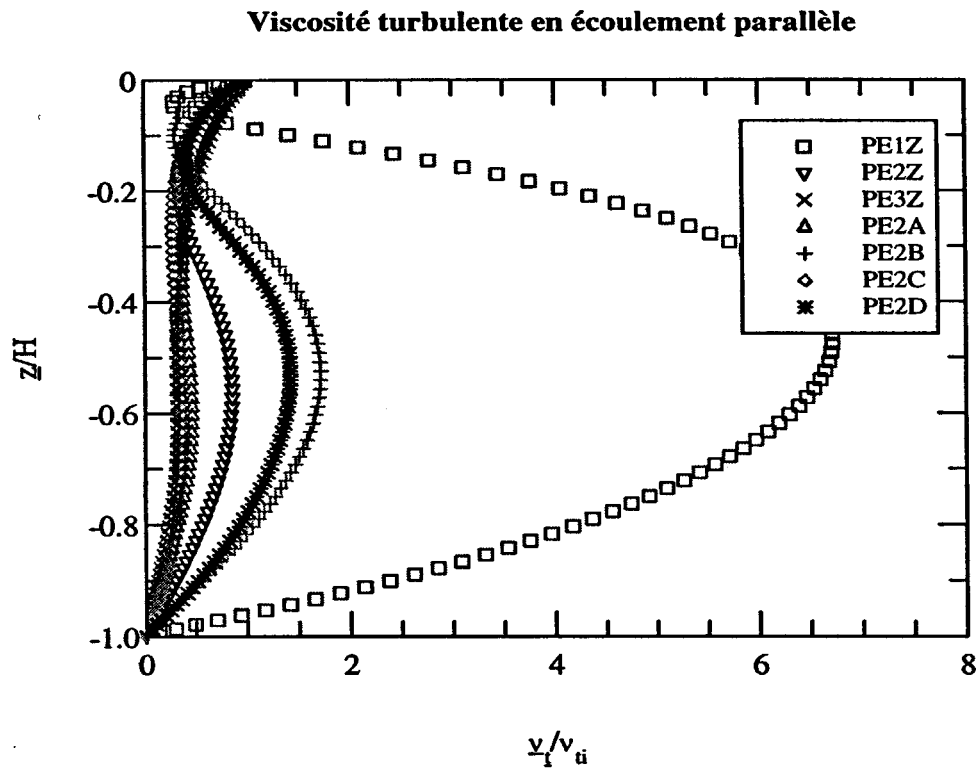


figure 4.25 : Profils de viscosité turbulente en l'absence de circulations de Langmuir

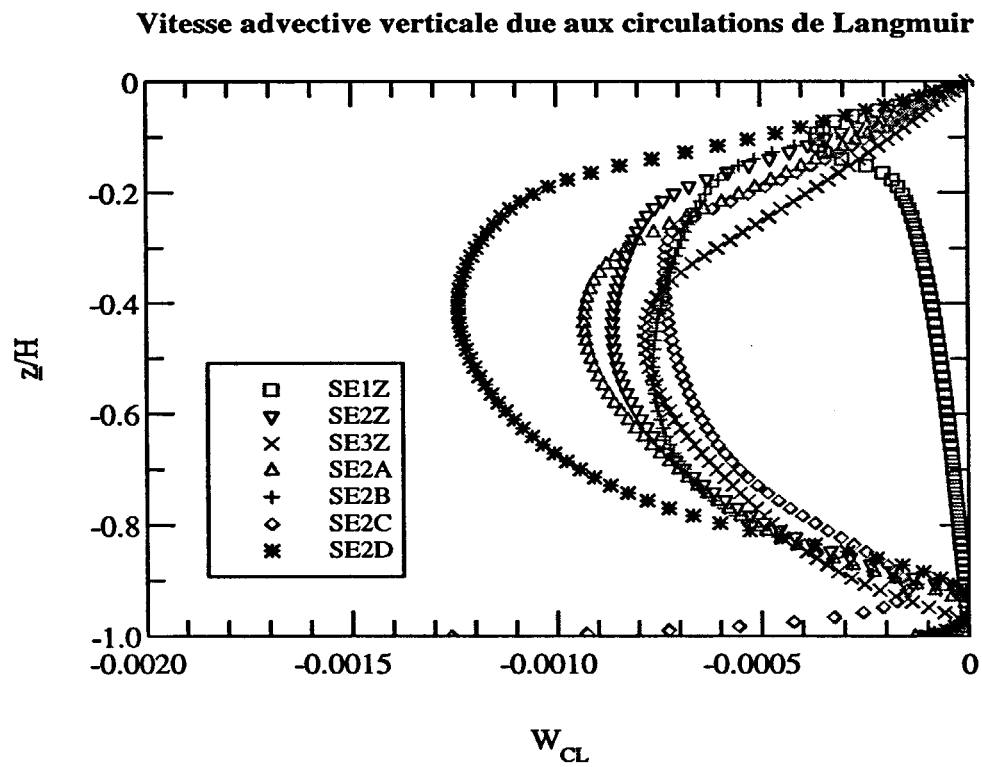


figure 4.26 : Profils de la vitesse advective liée aux circulations de Langmuir

L'expression de cette loi est la suivante (*relation 4.08*):

$$W_{CL}(\underline{z}) = 0.003 \frac{\underline{z}}{H} \left( 1 + \frac{\underline{z}}{H} \right) \quad (4.08)$$

Afin de valider cette loi, les cas SE4Z et SE5Z ont été simulés à l'aide des deux modèles (bidimensionnel et unidimensionnel) afin de comparer les profils de concentration moyenne obtenus. Ces comparaisons sont présentées sur les *figures 4.27 et 4.28*. Afin de bien insister encore une fois sur la nécessité de prendre en compte cette vitesse advective, il a chaque fois été reporté le profil que l'on obtiendrait en l'absence de cette dernière.

Cette loi bien qu'approchée, donne une bonne représentation de l'effet des circulations de Langmuir sur des profils de concentration moyenne.

Le système d'équations (*relations 4.09*) fournit donc un modèle unidimensionnel vertical simple de l'influence dynamique des vagues de vent sur la colonne d'eau.

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \underline{v}_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) \\ 0 &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\underline{v}_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \underline{v}_t \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 - \underline{\varepsilon} \\ 0 &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\underline{v}_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\underline{\varepsilon}}{k} \underline{v}_t \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 - C_{2\varepsilon} \frac{\underline{\varepsilon}^2}{k} \end{aligned} \quad (4.09)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( 0.003 \frac{\underline{z}}{H} \left( 1 + \frac{\underline{z}}{H} \right) C \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\underline{v}_t}{\sigma_C} \frac{\partial C}{\partial z} \right)$$

conditions aux limites en surface ( $\underline{z} = 0$ )

$$\begin{cases} \underline{v}_t \frac{\partial U}{\partial z} = u_i^{*2} \\ \underline{k}_i = 0.14(\sigma a)^2 \\ \underline{\varepsilon}_i = 0.09K(\sigma a)^3 \end{cases}$$

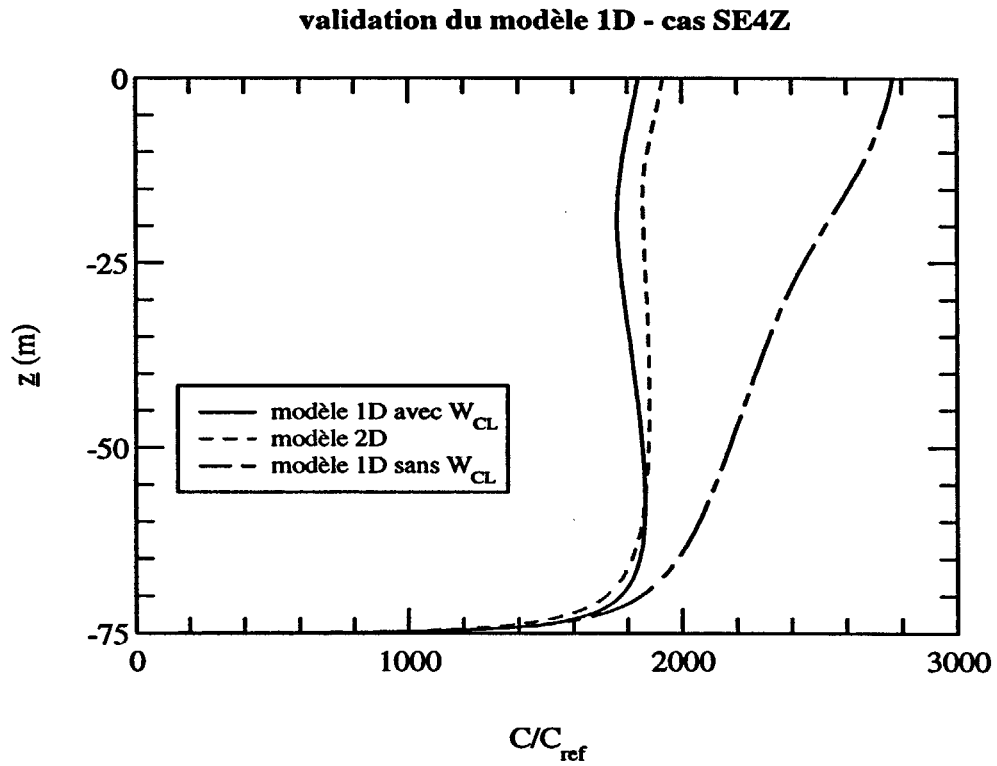


figure 4.27 : Comparaison de profils de concentration moyenne tiré du modèle 2D et 1D cas SE4Z

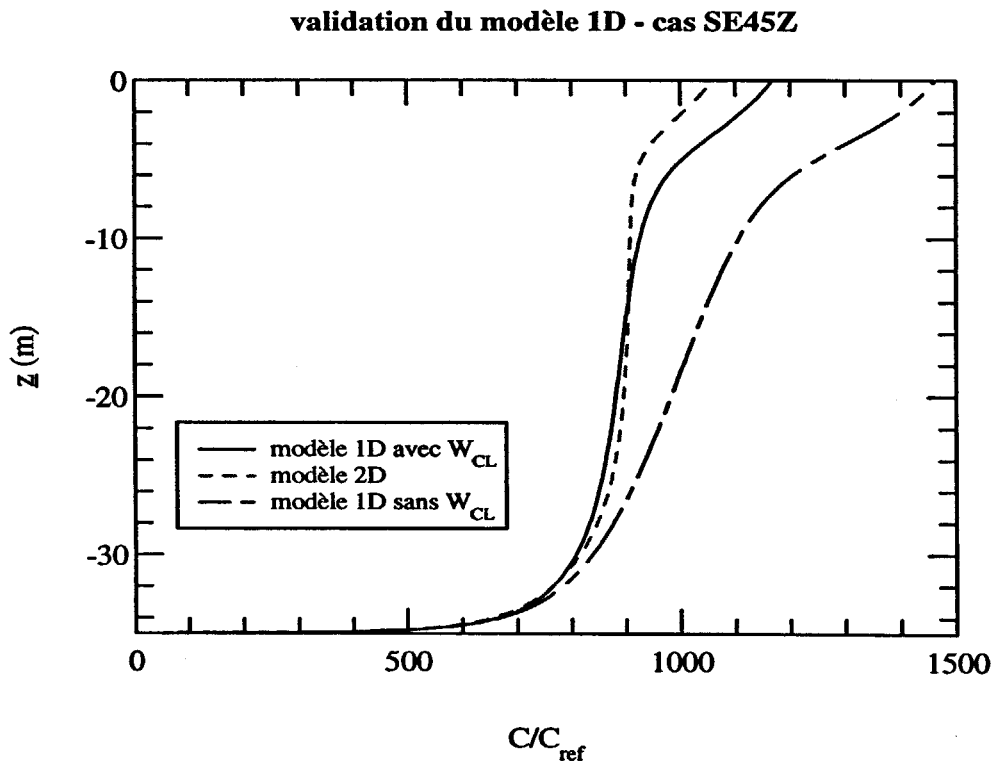


figure 4.28 : Comparaison de profils de concentration moyenne tiré du modèle 2D et 1D cas SE5Z



## 4.5 Conclusions

---

Les simulations, à l'aide du modèle élaboré au chapitre trois, des expériences recensées au chapitre deux ont permis une nouvelle interprétation des mesures. Le modèle confirme l'existence de circulations de Langmuir dans le canal de Toulouse. Pour ce qui est des canaux de Stanford et de Marseille, certaines grandeurs comme la vitesse longitudinale moyenne en particulier ne semblent pouvoir s'expliquer que par la présence d'un écoulement secondaire. Cependant les profils des grandeurs turbulentes semblent eux plus proches de l'écoulement parallèle. La conclusion à laquelle nous sommes arrivés est que dans ces deux canaux des mouvements cohérents du type des circulations de Langmuir existent mais par intermittences. Sur le lac Ontario, les mesures ayant été réalisées à faible profondeur, il est difficile de dire si ces vortex longitudinaux étaient présents lors des mesures. Ces simulations nous ont permis de dégager une paramétrisation simple de la turbulence en surface en deux lois dont on s'est servi par la suite. Ces lois ont été testées sur les données de *Terray et al* du lac Ontario, de *Anis & Moum* au large de l'Oregon et de *Osborn et al* dans le Pacifique. Le modèle associé à ces conditions aux limites semble reproduire convenablement l'écoulement, en tout cas le taux de dissipation. Ceci nous suggère que toute la difficulté des expérimentateurs de terrain à fournir des échelles de normalisation uniques rassemblant toutes les mesures de taux de dissipation provient, peut être, tout simplement de la présence de mouvements advectifs.

Nous avons aussi comparé notre modèle à celui de *Craig & Banner*. Ce modèle ne prend en compte que l'effet du déferlement des vagues au travers d'une condition à la limite en flux sur l'énergie cinétique turbulente et d'une longueur de mélange linéaire de proche paroi. Ces auteurs, pour retrouver les mesures, ajustent une échelle de rugosité, contenue dans la longueur de mélange, à laquelle ils n'attribuent aucune origine physique. Ils encadrent eux aussi les données mais en faisant varier cette échelle de rugosité entre deux valeurs de 0.1m et 1m. Ce modèle souffre de deux faiblesses. Tout d'abord pour choisir leur longueur de mélange, ils s'inspirent des travaux réalisés dans la couche limite atmosphérique au dessus des vagues qui montrent des comportements de proche paroi, or la plupart des données actuelles de turbulence montrent justement une différence par rapport à ces comportements. Ensuite ce modèle ne tient pas compte de mouvements advectifs éventuels, tels que les circulations de Langmuir. En ce sens notre modèle permet une autre alternative aux interprétations des données de terrains.

Pour terminer, le rôle des écoulements sous les vagues de vent sur la dispersion d'un constituant a été étudié. Un modèle simple unidimensionnel vertical de transport d'une concentration a été proposé. La turbulence de surface est prise en compte dans les conditions aux limites développées dans ce chapitre (*relation 4.01*). Par contre l'effet des circulations de Langmuir a été pris en compte par le biais d'une vitesse advective verticale variable (sorte de "vitesse de chute" fonction de la profondeur) qui a été paramétrisée à l'aide d'une parabole dont l'extrémum a été ajusté. Cette étude met en évidence les limites que l'organisation en

rouleaux convectifs impose à la représentation des transports verticaux par des lois de gradient.

---

---

## **Conclusions et perspectives**

---

Le fil conducteur de notre contribution était d'analyser les interactions dynamiques dans la couche de surface en considérant simultanément leur double effet, de production de très hautes intensités turbulentes et de génération de rouleaux de Langmuir. Motivée par le soutien du P.N.O.C., entamée dans le cadre de la thèse d'*Araujo* et conduite en étroite collaboration avec lui, cette étude a pu s'appuyer sur plusieurs travaux expérimentaux et théoriques réalisés à l'IMFT, sur d'autres résultats d'expériences de laboratoire à Marseille (IRPHE-Luminy) et à Stanford et sur des données de terrain au Lac Ontario.

Orientée vers une analyse de synthèse guidée par des simulations numériques, cette étude suggère quelques indications nouvelles pour la modélisation des transferts verticaux dans les couches marines ou lacustres de surface et laisse entrevoir quelques pistes d'investigations pour l'avenir.

Une conclusion importante de ce travail est, nous semble-t-il, qu'on ne peut pas ignorer l'effet du transport advectif des circulations de Langmuir sur l'évolution verticale de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation turbulente dans la couche mélangée de surface. Les simulations numériques (chapitre 4) confirment ce que laissait entrevoir l'analyse des données expérimentales (chapitre 2) : les gradients verticaux et transversaux de vitesse moyenne et des grandeurs turbulentes observés dans les expériences de laboratoires et sur le terrain attestent d'un effet important du transport advectif par les écoulements secondaires. La prise en compte de cet effet dans les expériences numériques, même avec un modèle simple, permet une interprétation en variables réduites de toutes les données disponibles et conduit à une paramétrisation des échelles turbulentes à l'interface qui constitue en soi une bonne validation des essais de modélisation. Il semble en effet important de souligner qu'étant connus les paramètres caractéristiques de l'onde dominante et le frottement interfacial, le modèle indique les bons ordres de grandeurs des courants moyens (longitudinal et secondaires), de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation, du moins dans le haut de la couche de surface.

Une autre conclusion de ce travail est aussi de souligner les limites de l'approche mise en oeuvre : c'est en effet une indication de l'étude de sensibilité, développée au chapitre 3, de montrer l'importance du problème de la sélection des tailles de cellules qui exige une approche en régime instationnaire s'appuyant sur une analyse de stabilité non seulement de l'écoulement parallèle mais aussi des rouleaux de Langmuir. Il semble bien, en effet, que dans de nombreuses configurations d'écoulements au laboratoire ou sur le terrain l'organisation en rouleaux n'est pas stable et qu'il existe une intermittence qui doit s'accompagner d'une dynamique de coalescence ou de rupture des cellules. Avant de mettre en oeuvre une véritable simulation aux grandes échelles (L.E.S.) avec l'interface déformable, nous pensons que l'analyse des "réponses instationnaires" de notre modèle pourrait contribuer à répondre à ces questions.

Il nous paraît important aussi de traiter le problème thermique couplé à l'hydrodynamique dans la mesure où le forçage radiatif du soleil peut être aussi décisif dans la dynamique des structures cohérentes tant du point de vue de leur stabilité que de leur sélection.

Ces analyses par voie théorique et numérique ne peuvent pas effacer les besoins de nouvelles expériences allant dans le sens d'une description spatio-temporelle des écoulements sous les vagues (on pense en particulier à l'utilisation des méthodes modernes de diagnostic optique) : un mérite de ce travail dans le recensement et l'analyse de données qu'il propose est aussi de prouver que les expériences de laboratoire peuvent être efficaces pour analyser et proposer des concepts de modélisation représentatifs des phénomènes à l'échelle du terrain.

Pour conclure aussi sur des objectifs plus applicatifs, ciblés en particulier par le P.N.O.C., la piste de réflexion sur l'étude de l'effet dispersif des vagues via les structures cohérentes doit être poursuivie pour mieux maîtriser les changements d'échelles autorisant une représentation "simplifiée" des processus de transferts verticaux dans les hydrosystèmes.

---

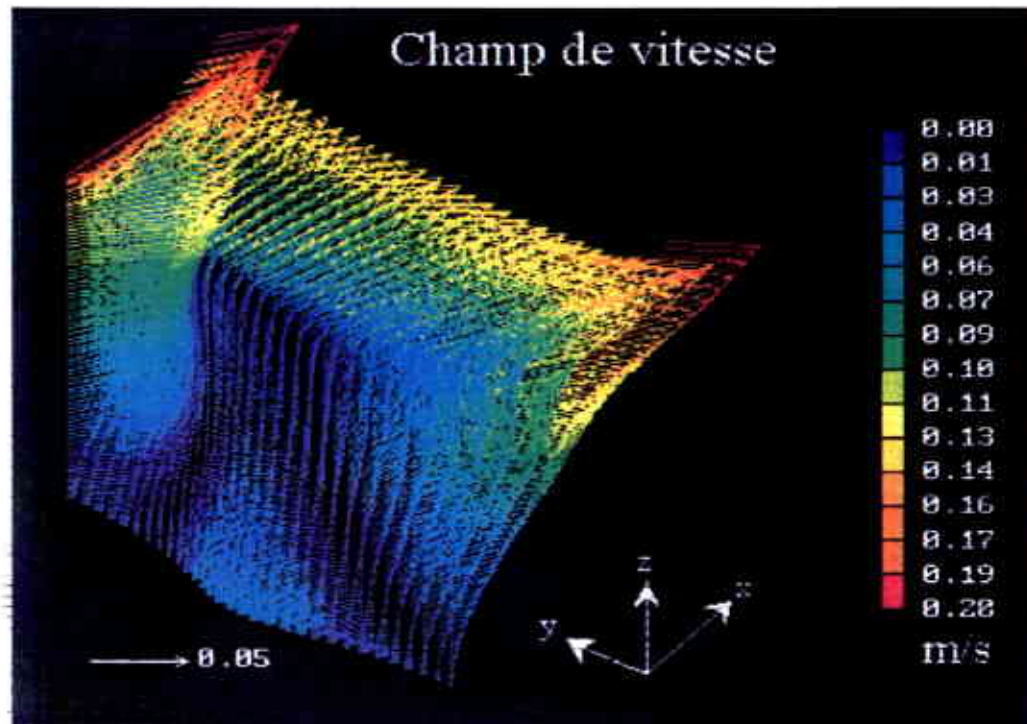
---

**Figures hors texte**

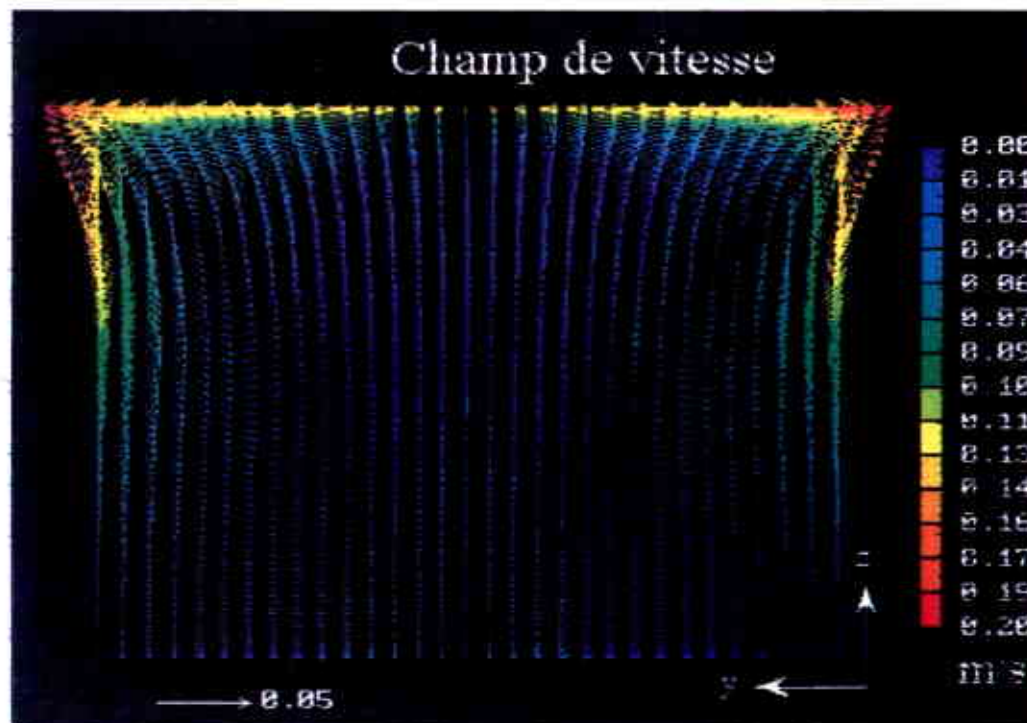
*Annexe A*

---

Nous présentons ici des sorties typiques, données par le code, de l'écoulement sous les vagues de vent où les cellules de Langmuir sont présentes. Sur la *figure A.01* on peut clairement voir le caractère tridimensionnel du champ de vitesse, notamment les sur-vitesses engendrées dans les zones de convergence (cf *figure 1.06*) (ou zone de vitesses descendantes).



*figure A.0.1 : Champ de vitesse de l'écoulement*



*figure A.0.2 : Champ de vitesse dans le plan de développement des cellules de Langmuir*

L'organisation cellulaire se remarque cependant plus aisément sur les *figures A.02 et A.03* où sont représentés respectivement le champ de vitesse et les lignes de courant vus dans le plan perpendiculaire à la direction du vent et de propagation des vagues.

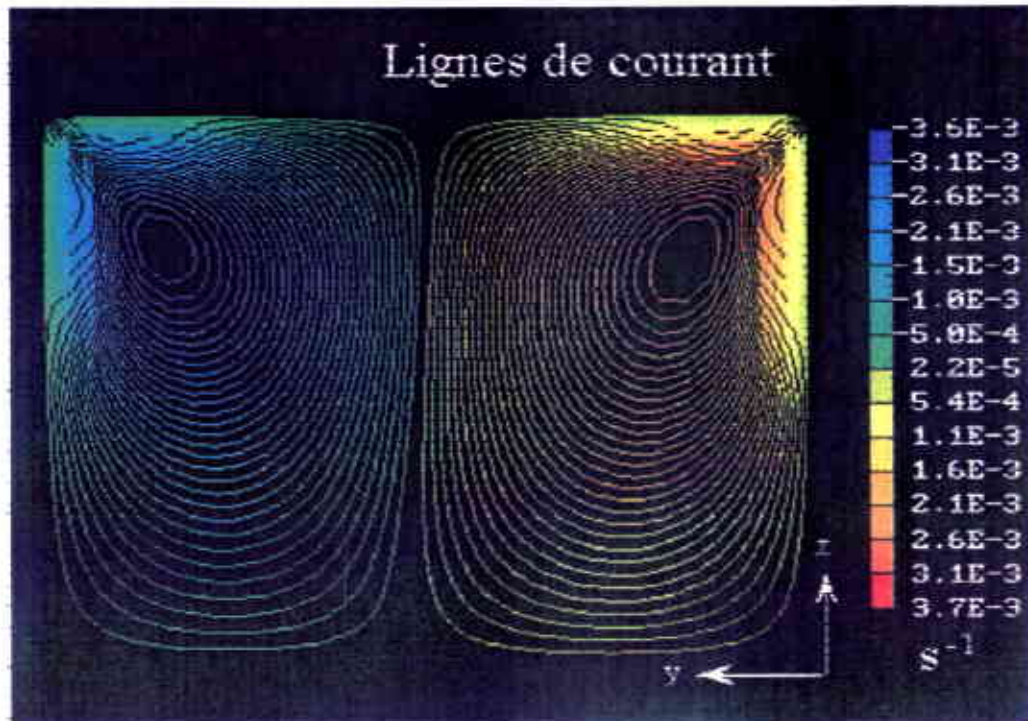


figure A.0.3 : Lignes de courant dans le plan de développement des cellules de Langmuir

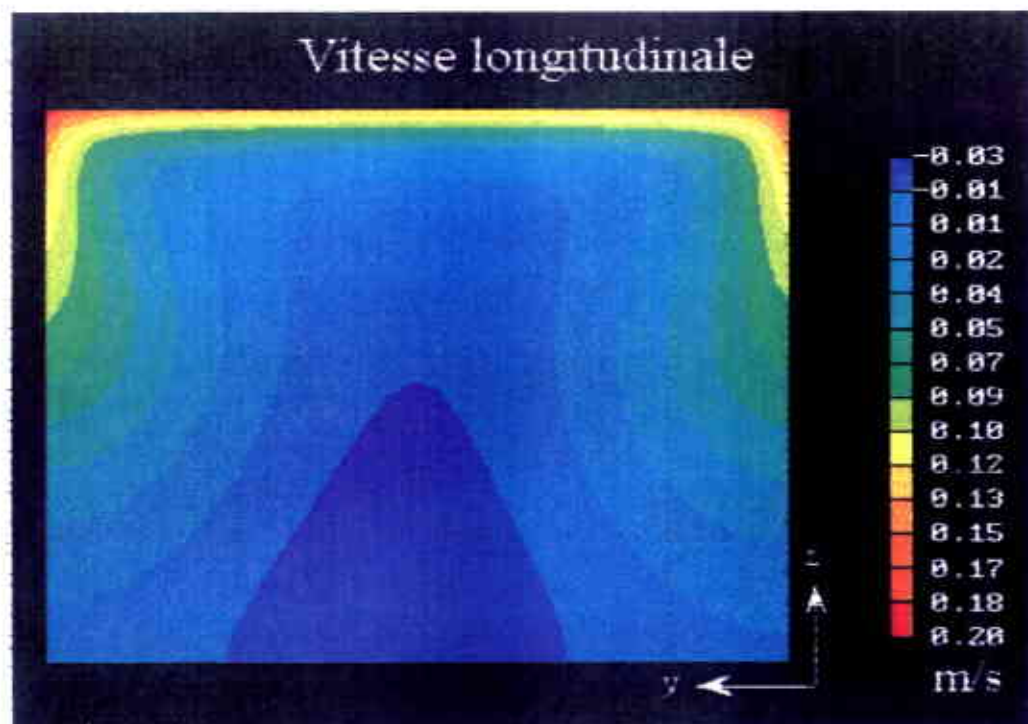


figure A.0.4 : Isovaleurs de vitesse longitudinale



Dans ce même plan les *figures A.04 à A.08* montrent les isocontours des projections de la vitesse suivant les trois directions, de l'énergie cinétique turbulente et de la viscosité turbulente induit par la présence de cet écoulement secondaire.

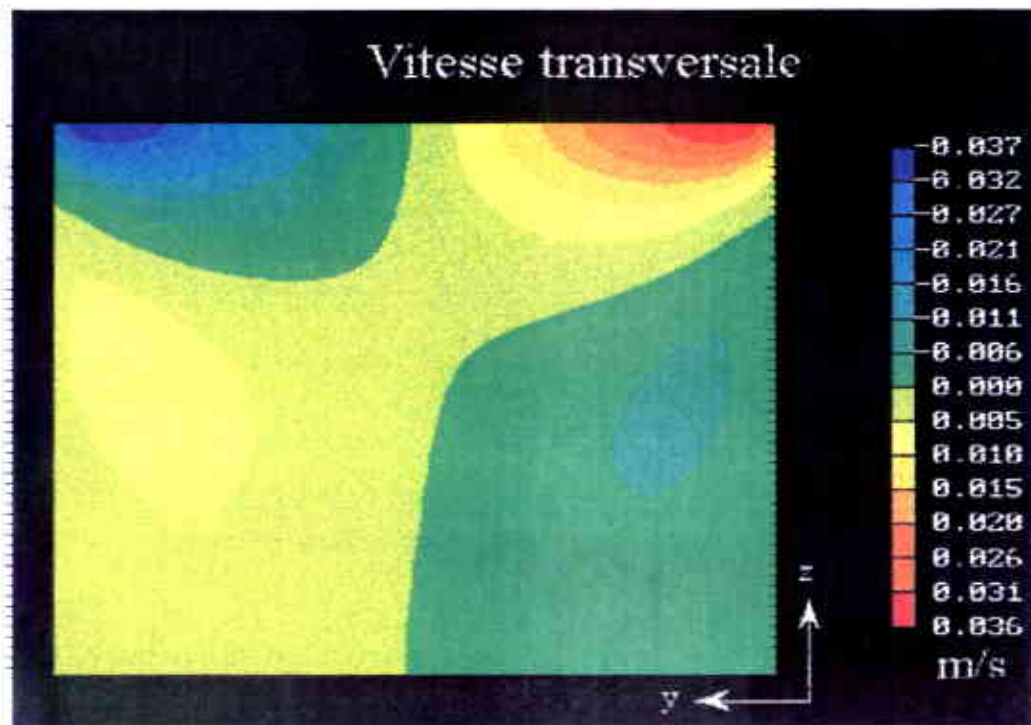


figure A.0.5 :Isovaleurs de vitesse transversale

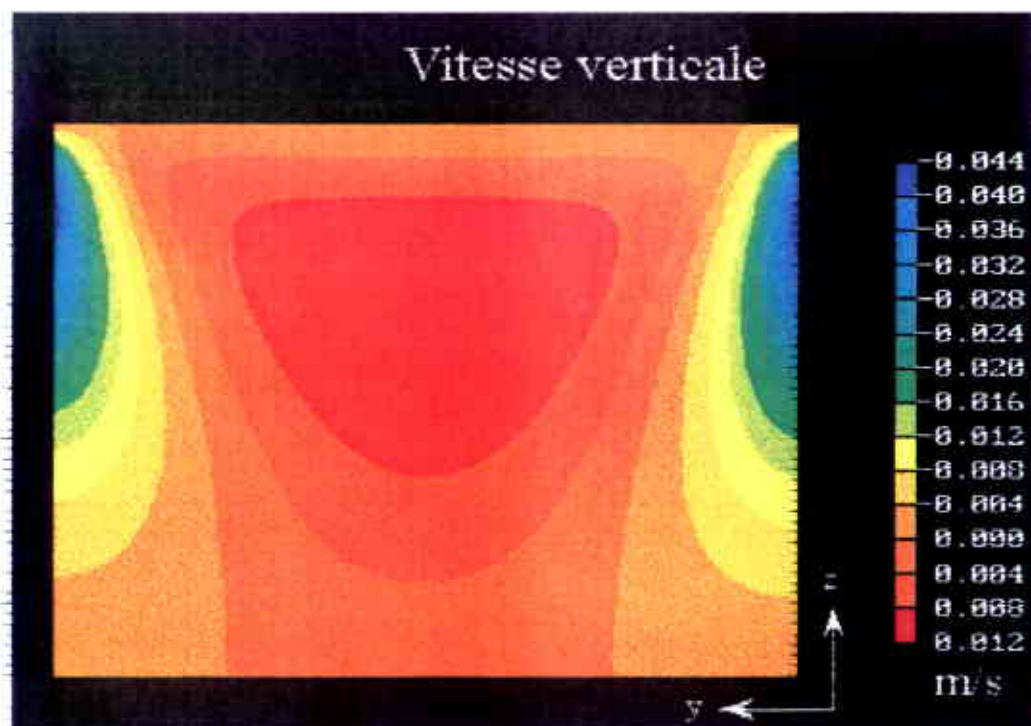


figure A.0.6 :Isovaleurs de vitesse verticale

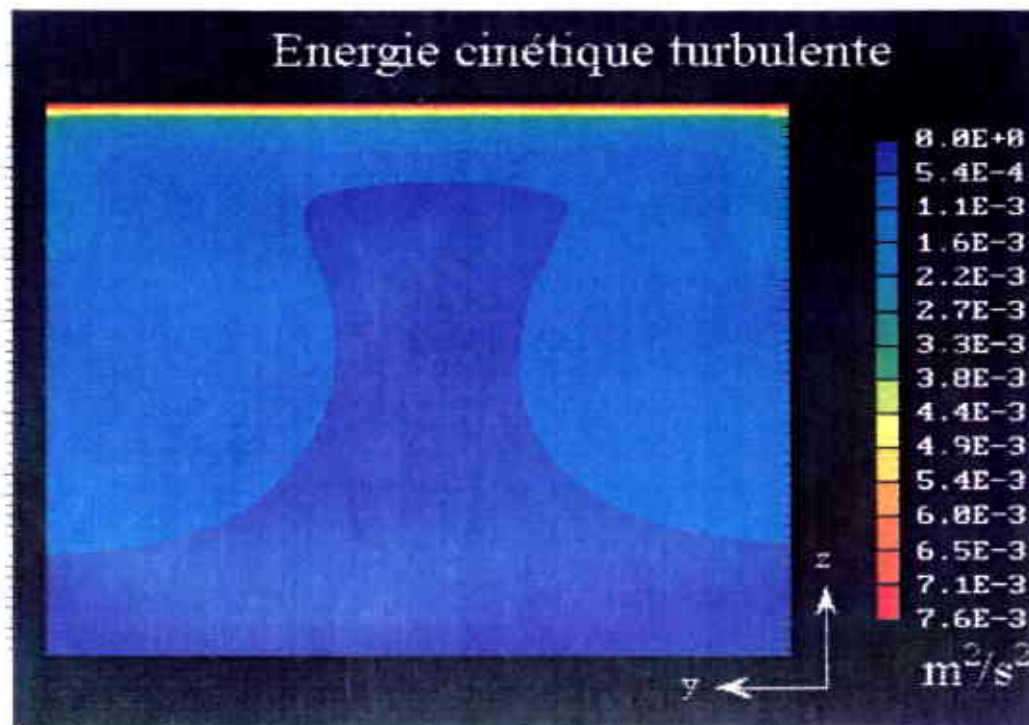


figure A.0.7 : Isovaleurs d'énergie cinétique turbulente

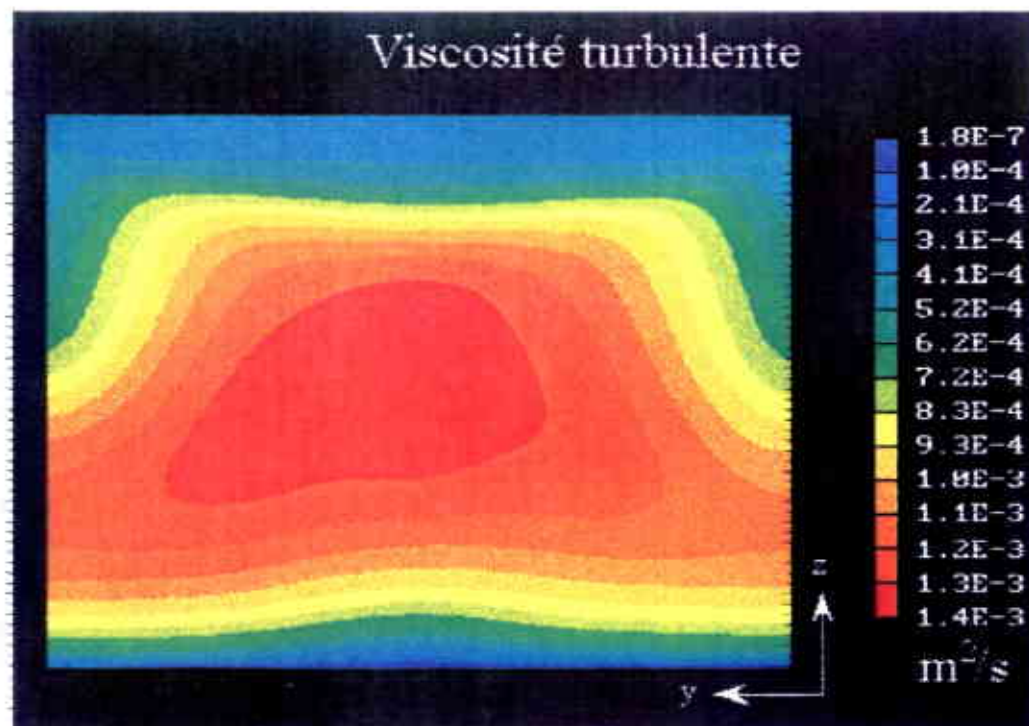


figure A.0.8 : Isovaleurs de viscosité turbulente

---

---

**Modèle de transport des contraintes de  
Reynolds**

*Annexe B*

---

## **B.1 Le modèle aux contraintes de Reynolds (ou modèle $R_{ij}$ )**

---

### **B.1.1 Introduction**

L'objet de cette annexe est de présenter de manière succincte le modèle de turbulence aux contraintes de Reynolds. Ce modèle est dans la lignée des modèles de fermeture de la turbulence au point mais avec un degré de complexité supérieure puisqu'il résout les équations de transport des moments d'ordre deux et modélise les moments d'ordre supérieur.

Ce modèle a de nombreux avantages par rapport aux modèles qui font appel au concept de viscosité turbulente (modèles du premier ordre tels que les modèles à longueur de mélange ou modèle  $(k,\epsilon)$ ). Il permet d'éviter l'hypothèse de Boussinesq concernant la représentation des contraintes de Reynolds par des gradients de vitesses moyennes et une viscosité turbulente. Il peut de plus rendre compte de l'anisotropie de la turbulence dans les écoulements à forte vorticité.

Mais du fait de ses sept équations de transport à résoudre, l'utilisation d'un tel modèle s'avère lourde. De plus l'absence du terme de viscosité turbulente, ne favorise pas la stabilité des calculs numériques et la convergence s'avère très délicate à obtenir.

Il existe dans la littérature plusieurs modèles, mais nous ne détaillerons ici que celui que nous avons utilisé.

### **B.1.2 La mise en équation**

Considérer les équations exactes de transport des contraintes de Reynolds revient à considérer tous les termes de l'expression B.01.

A titre indicatif, il est à noter que pour  $i=j$ , l'équation de l'énergie cinétique turbulente se retrouve, à un facteur  $1/2$  près. En ce qui concerne les différents termes, ils ont quant-à eux la même signification physique (un terme transitoire, un de convection, un de transport diffusif, un de production par gradient de vitesse moyenne, un de dissipation visqueuse) que dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente. Cependant, il apparaît en outre un terme supplémentaire, à savoir un terme de redistribution par les fluctuations de pression. Ce terme n'existe pas dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente, car il ne contribue pas au bilan total de l'énergie. Il intervient uniquement sur la redistribution de l'énergie suivant les

contraintes normales (quand  $i=j$ ) et sur la réduction des contraintes de cisaillement (quand  $i \neq j$ ). Il permet, par son action, de rendre la turbulence plus isotrope.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\overline{u'_i u'_j})}{\partial t} + \overline{U_k} \frac{\partial(\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_k} &= - \frac{\partial(\overline{u'_i u'_j u'_k})}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{p' u'_j} \delta_{ik} + \overline{p' u'_i} \delta_{jk}) + P_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} \\ P_{ij} &= - \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} - \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \\ \Pi_{ij} &= \frac{p'}{\rho} \left( \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \\ \varepsilon_{ij} &= 2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (B.01)$$

où  $P_{ij}$  est la production par gradient de vitesse moyenne,  $\Pi_{ij}$  la redistribution par les fluctuations de pression, et  $\varepsilon_{ij}$  la pseudo-dissipation. La convention utilisée sur les indices est celle d'Einstein.

### B.1.3 La modélisation des équations

Ces équations introduites, une modélisation des termes de diffusion, de redistribution par les fluctuations de pression et de dissipation est maintenant nécessaire afin de fermer le système.

Ainsi, on peut remarquer que pour des nombres de Reynolds élevés, la turbulence est localement isotrope (Rodi, 1984). La même quantité d'énergie peut donc être dissipée sur les trois composantes normales. En outre, le terme de dissipation corrélé  $\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}$  est nul pour  $i \neq j$  et lorsque l'isotropie locale domine. Ce terme peut donc prendre la forme suivante (relation B.02).

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (B.02)$$

Concernant la fluctuation de pression, on peut identifier son intervention au sein de deux termes dans les équations (B.01). En turbulence homogène, la contribution du premier terme est nulle, autrement elle est prise en compte dans le terme de diffusion, et la fluctuation de pression n'intervient plus que dans le terme de corrélation pression-déformation  $\Pi_{ij}$ . Dans ce terme de redistribution par les fluctuations de pression, en éliminant la fluctuation de

pression à l'aide d'une équation de Poisson, on peut dégager deux contributions qui proviennent de deux interactions bien distinctes. Il s'agit, d'une part d'un mécanisme lié à l'interaction des fluctuations de vitesse, noté  $\Pi_{ij,1}$ , et d'autre part, d'un processus lié à l'interaction de la contrainte moyenne avec les fluctuations de vitesse noté  $\Pi_{ij,2}$ .

Pour représenter le premier processus *Rotta* (1951) propose d'adopter un modèle linéaire de retour à l'isotropie. Ce modèle est décrit dans la *relation B.03*.

$$\Pi_{ij,1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (\text{B.03})$$

Ce terme  $\Pi_{ij,1}$  est écrit ici de manière à faciliter le retour à l'isotropie (par la présence du signe négatif devant ce terme) d'une part, et d'autre part son amplitude est représentée de façon à être proportionnelle au niveau local d'anisotropie (*Launder, 1975*). Ce terme sera alternativement un terme source dans l'équation de  $\overline{u'_i u'_j}$  quand  $\overline{u'_i u'_j} < 2/3 k$  et un terme puits quand  $\overline{u'_i u'_j} > 2/3 k$ . Il redistribuera donc enfin l'énergie selon les trois composantes, quand  $\overline{u'_i u'_j} = 2/3 k$  (cas de la turbulence isotrope).

En ce qui concerne le deuxième processus, la *relation B.04* suivante proposée par *Launder, Reece & Rodi* (1975) a été considérée.

$$\begin{aligned} \Pi_{ij,2} &= -\frac{C_2 + 8}{11} \left( P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P \right) - \frac{30C_2 - 2}{55} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) k - \frac{8C_2 - 2}{11} \left( D_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P \right) \\ D_{ij} &= - \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \\ Pr &= -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (\text{B.04})$$

où  $P_{ij}$  est le terme de production par gradient de vitesse moyenne dans l'équation des contraintes de Reynolds, et  $Pr$  est le terme de production par gradient de vitesse moyenne dans l'équation de  $k$ .

Du fait de la prépondérance du premier groupement de terme, *Launder* soumet, en 1975, un modèle d'isotropisation de la production revu et beaucoup plus allégé (*relation B.05*).

$$\Pi_{ij,2} = -\gamma \left( P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P \right) \quad (\text{B.05})$$

Enfin pour les termes de diffusion, une modélisation par gradient est classiquement faite (*relation B.06*).

$$\text{Diff}_{u'_i u'_j} = C_S \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{k}{\varepsilon} \frac{\overline{u'_i u'_j}}{\overline{u'_k u'_l}} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \quad (\text{B.06})$$

Dans toutes les équations que nous venons d'écrire apparaît le taux de dissipation  $\varepsilon$ . Ce dernier terme doit être évalué afin de fermer le système. Ainsi *Launder et al. (1975)* extraient l'équation de  $\varepsilon$  du modèle  $(k, \varepsilon)$  avec les mêmes valeurs de constantes. Ils considèrent, en outre, une généralisation du terme de diffusion de la forme (*relation B.07*).

$$\text{Diff}_\varepsilon = C_S \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{k}{\varepsilon} \frac{\overline{u'_k u'_l}}{\overline{u'_k u'_l}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) \quad (\text{B.07})$$

#### B.1.4 Les effets de paroi et de surface libre

Quand on compare les niveaux des contraintes dans le cas d'une turbulence de proche paroi et dans le cas d'une couche cisailée homogène, il apparaît que ces deux cas correspondent à des écoulements où la convection et la diffusion des contraintes de Reynolds sont faibles et où les taux de production et de dissipation de l'énergie turbulente sont donc quasiment en équilibre. Les approximations qui ont été faites pour le terme de redistribution par les fluctuations de pression impliquent que les amplitudes des contraintes de Reynolds devraient être les mêmes dans les deux écoulements. Or, des données expérimentales ont montré que, près d'une paroi, la contrainte longitudinale est beaucoup plus grande et la contrainte transversale beaucoup plus petite que dans une couche cisailée homogène. Le niveau de  $\overline{u'_1 u'_2} / k$  est également plus petit dans un écoulement de proche paroi. Les fluctuations de vitesse normales à la surface sont donc ainsi amorties tandis que les fluctuations de vitesse parallèle à l'écoulement moyen sont augmentées près d'une paroi par rapport à un écoulement libre cisailé (*Launder et al, 1975*). La présence d'une paroi se traduit donc par deux effets :

- ◆ Toute paroi tend d'une part à augmenter l'anisotropie des contraintes normales et d'autre part à diminuer le cisaillement.
- ◆ Elle influe dans les régions où les taux des contraintes moyennes sont négligeables.

La modélisation du terme de redistribution par les fluctuations de pression ne reproduisant pas ces différences (car elle ne tient pas compte des effets de paroi), ils ont donc été inclus grâce aux termes correctifs de la *relation B.08*.

- pour le terme  $\Pi_{ij,1}$  
$$\Pi_{ij,1} = C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u^2} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_n u'_i} \delta_{nj} - \frac{3}{2} \overline{u'_n u'_j} \delta_{ni} \right) f \left( \frac{L}{x_n} \right)$$

- pour le terme  $\Pi_{ij,2}$  
$$\Pi_{ij,2} = C_2 \frac{\varepsilon}{k} \left( \Pi_{nn,2} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Pi_{ni,2} \delta_{nj} - \frac{3}{2} \Pi_{nj,2} \delta_{ni} \right) f \left( \frac{L}{x_n} \right)$$

(B.08)

où  $n$  désigne la direction normale à la paroi,  $L$  une échelle de longueur des tourbillons énergétiques et  $x_n$  la distance à la paroi.

La fonction  $f ( L / x_n )$  réduit l'effet de la correction quand la distance à la paroi  $x_n$  augmente. Elle doit s'annuler quand  $L / x_n$  s'approche de 0 et est directement proportionnelle à  $L / x_n$ . La constante de proportionnalité doit être choisie de façon à ce que la fonction  $f$  soit égale à 1 en présence d'une turbulence de proche paroi. D'autre part si on considère  $k^{3/2} / \varepsilon$  comme échelle de longueur, la constante est alors égale à  $a^{3/2} / \kappa$  ( $\kappa$  constante de Von Karman, et  $a$  constante déterminée expérimentalement en turbulence de proche paroi par  $a = - \frac{\overline{u_1 u_2}}{k} = 0.24$ ). Cette fonction peut alors s'écrire sous la forme B.09.

$$f = a^{3/2} k^{3/2} / (\kappa x_n \varepsilon) \tag{B.09}$$

### B.1.5 Les constantes du modèle

Les différentes propositions de valeurs des constantes empiriques qui apparaissent dans le modèle sont indiquées dans le *tableau B.01*

$C_1$	$C_2$	$\gamma$	$C'_1$	$C'_2$	$C_3$	$C_s$	$C_\varepsilon$	Auteurs
1.5	0.4	0.6	0.5	0.06		0.25	0.15	Launder, Reece, Rodi (1975)
2.0		0.6			0.55			Launder (1975)
1.8	0.6		0.5	0.3	0	0.22		Younis (1984)
1.8		0.6	0.75	0.5		0.22	0.18	Gibson & Younis (1986)
3.0		0.3			0.3	0.22	0.15	Malin & Younis(1990)

*tableau B.0.1 : Différentes valeurs des constantes empiriques trouvées dans la littérature*

Les constantes utilisées par la suite sont celles de *Younis* (1984).



## B.2 Transport des contraintes de cisaillement sous les vagues de vent

---

### B.2.1 Introduction

Le modèle de turbulence utilisé jusqu'à présent a été un modèle classique  $(k, \epsilon)$  de génération de la diffusivité turbulente  $\nu_t$  par la relation de Prandtl-Kolmogoroff. Ce modèle suppose d'une part, que la turbulence est isotrope et d'autre part, que les contraintes de Reynolds peuvent être reliées aux gradients de vitesses moyennes. Dans un souci de remise en cause de ce type de modélisation, une simulation a été réalisée à l'aide d'un modèle de fermeture plus élaboré, le modèle aux contraintes de Reynolds. L'objectif ici n'est pas d'obtenir plus d'informations sur les cisaillements turbulents, mais plutôt de voir si, lorsqu'on les transporte, les solutions obtenues s'éloignent radicalement de celles trouvées avec le modèle  $(k, \epsilon)$ .

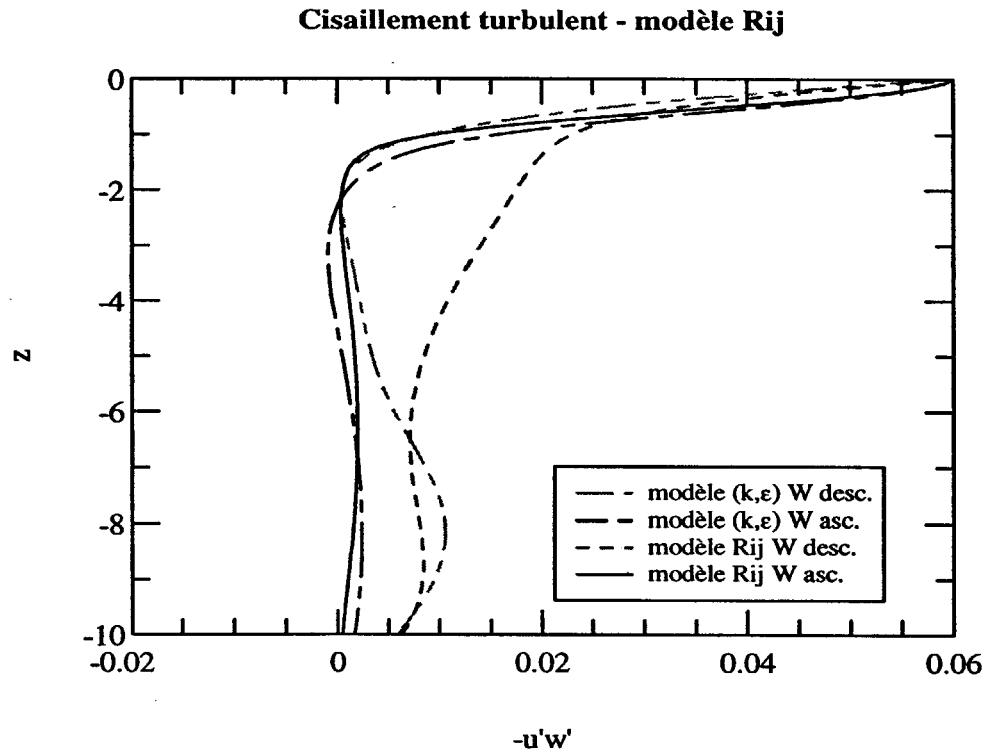
### B.2.2 Quelques aspects de la modélisation

La version 2 du code PHOENICS, utilisée ici, fournit un modèle classique à six équations de transport des contraintes de Reynolds et une équation de transport du taux de dissipation dont nous venons de rappeler les principales modélisations. En ce qui concerne les conditions aux limites en surface, l'hypothèse d'isotropie nous fournit des valeurs pour les trois composantes fluctuantes de la vitesse. Ainsi les valeurs employées pour le modèle  $(k, \epsilon)$  ont été conservées. La "banque de données" étant la plus riche à Toulouse, seul un cas de cette expérience sera simulé et en l'occurrence nous considérerons le cas P11.

### B.2.3 Les résultats des simulation du cas P11

Nous présentons, les profils verticaux de cisaillement turbulent longitudinal (*figure B.01*) et de vitesse moyenne longitudinale pour les régions de vitesses ascendantes et descendantes (*figure B.02*) : clairement ces profils montrent la même allure que ceux obtenus avec le modèle  $(k, \epsilon)$  qui sont aussi portés sur les figures. La présence de l'écoulement secondaire contrôle donc essentiellement ces profils. En effet comme le montre la *figure B.03* le modèle trouve le même niveau de vitesses verticales. Cette simulation indique que dans cet écoulement l'hypothèse de Boussinesq s'avère globalement apte à représenter les contraintes de Reynolds ou bien que le modèle au second ordre nécessite une modification. En fait ceci confirme le rôle prépondérant des phénomènes advectifs devant les phénomènes diffusifs. Les circulations de Langmuir vont favoriser le mélange de toutes les grandeurs, même les

turbulentes et vont vis-à-vis de ces dernières favoriser leur retour à l'isotropie. L'anisotropie ne va donc avoir qu'un rôle secondaire. La différence la plus marquante sur le cisaillement turbulent se trouve dans les régions de vitesses descendantes proche de la surface. Le modèle de turbulence ne peut être à l'origine des imprécisions observées par rapport aux mesures sur l'axe du canal, en particulier sur la sous-estimation du noyau du taux de dissipation (*figure 4.06*), associée à la surestimation du noyau d'énergie cinétique turbulente (*figure 4.07*). Les profils de cisaillement turbulent n'ayant pas changé, l'anisotropie ne peut être la cause de gradients verticaux de vitesse longitudinale plus faibles observés expérimentalement.



*figure B.0.1 : Cisaillement turbulent - modèle Rij*

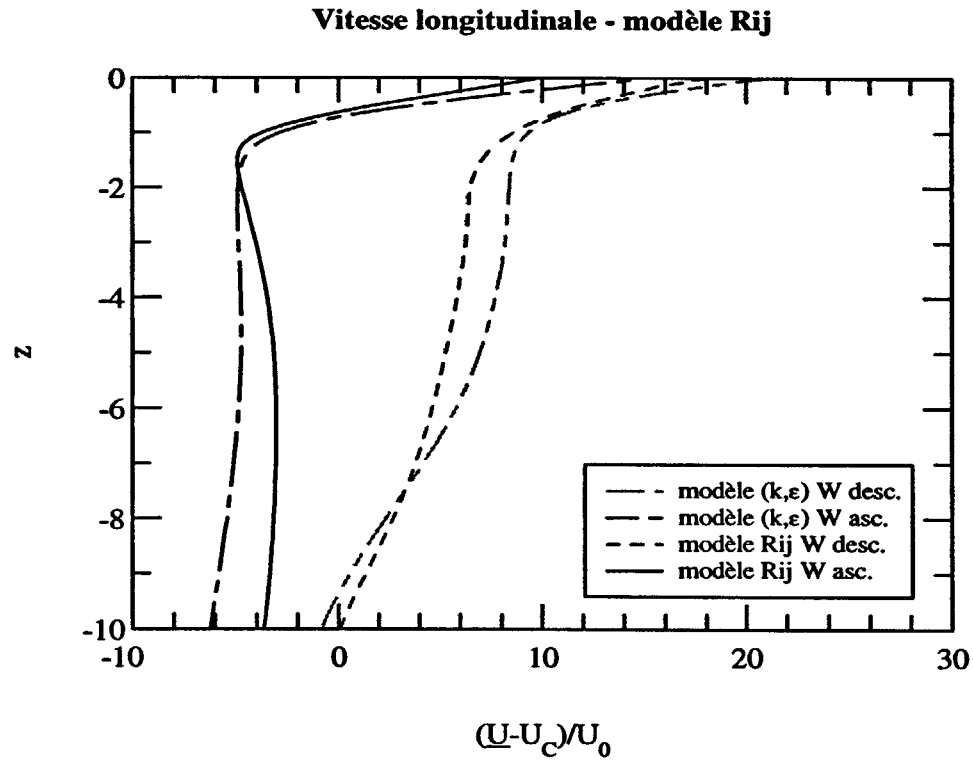


figure B.0.2 : Vitesse longitudinale - modèle Rij

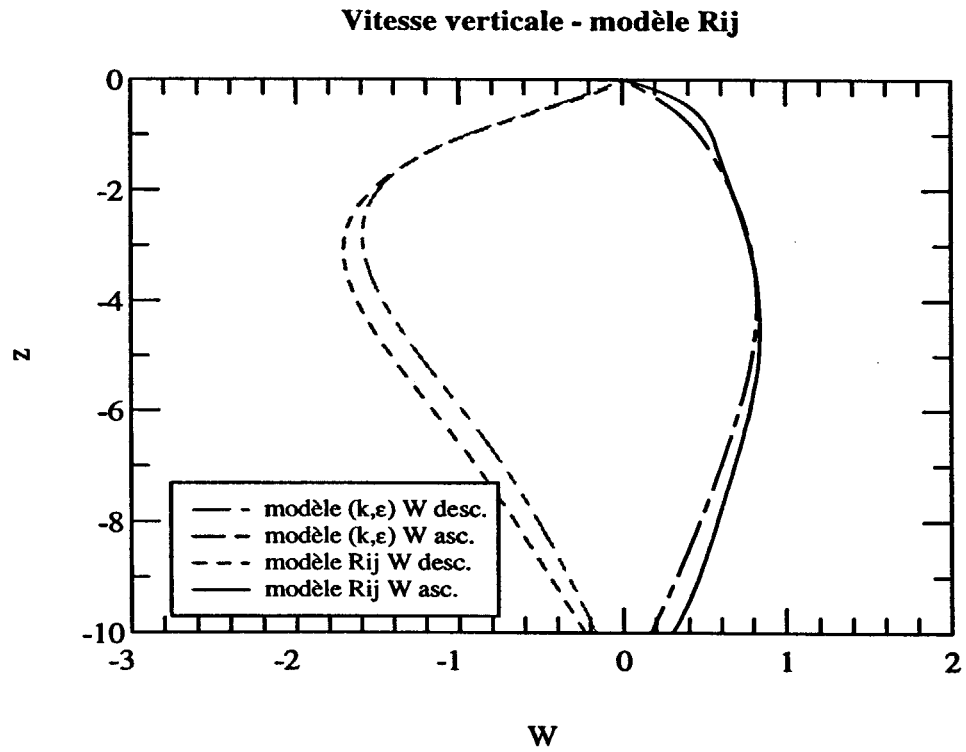


figure B.0.3 : Vitesse verticale - modèle Rij

## B.2.4 Conclusion

En conclusion, il ne faut pas chercher dans l'anisotropie de la turbulence les écarts trouvés entre les mesures et le modèle  $(k,\epsilon)$ . En fait on peut raisonnablement penser qu'ils proviennent davantage des perturbations qui règnent dans les canaux du fait de la proximité des parois latérales ou bien encore de leur longueur limitée. En ce qui concerne l'hypothèse de Boussinesq, le modèle au second ordre dans sa version classique de *Launder et al* ne permet pas de trancher. Une alternative serait peut être de modéliser différemment le terme de redistribution, mais ceci demande un développement important qui dépasserait largement le cadre de ce travail

---



---

# Notations

---

## CONVENTIONS

<b>gras</b>	vecteur ou tenseur
<u>souligné</u>	variables dimensionnelles
sans signe distinctif	variables adimensionnelles
indice "i"	rapporté à l'interface
indice "p"	rapporté à la paroi du fond
indice "0"	échelle de référence
indice "G"	rapporté au gaz (l'air)
indice "C"	rapporté au courant
indice "S"	rapporté à Stokes
$\langle \rangle$	moyenne de phase
$\overline{\quad}$	moyenne de Reynolds
$\sim$	grandeur orbitale
'	grandeur turbulente

## VARIABLES

t	temps
(x,y,z)	coordonnées (longitudinale, transversale, verticale)
x'	coordonnée longitudinale dans le repère lié à la vague
(u,v,w)	composantes (longitudinale, transversale, verticale) de la vitesse
(U,V,W)	composantes (longitudinale, transversale, verticale) de la vitesse moyenne
$V_s$	courant de Stokes des vagues
$\omega$	rotationnel
k	énergie cinétique turbulente
$\tilde{k}$	énergie cinétique orbitale
$\epsilon$	taux de dissipation
$l_m$	longueur de mélange de Craig & Banner
$-\overline{u'w'}$	cisaillement turbulent
$-\tilde{u}\tilde{w}$ ou $-uw_{orb}$	cisaillement orbital
R	tenseur des contraintes de Reynolds
$\tilde{R}$	tenseur des contraintes orbitales
P	pression
C	concentration

## PARAMETRES

$a$	amplitude de la vague
$f_0$	fréquence de l'onde dominante
$K$	nombre d'onde
$\lambda$	longueur d'onde
$\sigma$	pulsation intrinsèque
$c_0$	célérité absolue
$c$	célérité relative
$\Phi$	potentiel de vitesse
$\eta$	forme de la surface libre
$X$	fetch
$U_G$	vitesse du vent
$u_i^*$	vitesse de frottement interfaciale due au vent dans l'eau
$u_G^*$	vitesse de frottement interfaciale due au vent dans l'air
$u_p^*, v_p^*$	vitesse de frottement pariétales
$z_p$	distance à la paroi où sont imposées les conditions aux limites
$z_0$	rugosité du modèle de Craig & Banner
$\rho_G$	masse volumique du gaz
$\rho$	masse volumique de l'eau
$U_C$	courant moyen
$H$	profondeur
$L$	largeur
$\nu$	viscosité cinématique
$\nu_t$	viscosité turbulente
$\hat{a}$	amplitude de la perturbation

## NOMBRES ADIMENSIONNELS

$\delta$	cambrure de la vague
$\beta$	âge de la vague
$La$	nombre de Langmuir
$X^+$	inverse du nombre de Froude de fetch
$N_H$	profondeur adimensionnelle
$N_L$	largeur adimensionnelle
$R_U, R_V$	rapports des cisaillements à l'interface et au fond
$\alpha^*$	gradient de pression longitudinal

**CONSTANTES**

$g=9.81 \text{ m/s}^2$	constante de gravitation
$C_\mu=0.09$	constante du modèle (k, $\epsilon$ )
$\sigma_k=1.0$	constante du modèle (k, $\epsilon$ )
$\sigma_\epsilon=1.3$	constante du modèle (k, $\epsilon$ )
$\sigma_c=1.0$	nombre de Schmidt turbulent
$C_{1\epsilon}=1.4$	constante du modèle (k, $\epsilon$ )
$C_{2\epsilon}=1.92$	constante du modèle (k, $\epsilon$ )
$\kappa=0.41$	constante de Von Karman

---



---

# Liste des illustrations

---

**CHAPITRE 1**

1.01	Spectre en fréquence et énergie des vagues - d'après Susbielles & Bratu (1981)	p 10
1.02	Spectre de puissance d'une vague - d'après Thais (1994)	p 10
1.03	Génération de courant par le vent	p 15
1.04	Les vagues, la turbulence, le courant et leurs interactions dans la couche de surface	p 16
1.05	a) Déferlement glissant b) Déferlement plongeant d'après Rapp & Melville (1990)	p 19
1.06	Représentation schématique des circulations de Langmuir - d'après Pollard (1977)	p 22
1.07	Mécanisme de génération des circulations de Langmuir	p 23
1.08	Maillages décalés	p 30
1.09	Possibilité de maillage à pas non constant	p 31
1.10	Algorithme simplest	p 32
1.11	Domaine de résolution	p 33

**CHAPITRE 2**

2.01	Paramètre de vent: $u_i^*$	p 45
2.02	Fréquence apparente en fonction de la vitesse du vent	p 46
2.03	Amplitude en fonction de la vitesse du vent	p 47
2.04	Cambrure en fonction de l'inverse du nombre de Froude de fetch	p 48
2.05	Age des vagues en fonction de l'inverse du nombre de Froude de fetch	p 49
2.06	Energie cinétique turbulente à Toulouse à l'axe	p 53
2.07	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente à Toulouse à l'axe	p 53
2.08	Vitesse longitudinale à Toulouse à l'axe	p 54
2.09	Répartition transversale de vitesses verticales à Toulouse	p 55
2.10	Répartition transversale de vitesse longitudinale moyenne	p 56
2.11	Répartition transversale d'énergie cinétique turbulente à Toulouse	p 56
2.12	Cisaillement turbulent à Toulouse à l'axe	p 57
2.13	Energie cinétique turbulente à Stanford	p 58
2.14	Vitesse longitudinale moyenne à Stanford	p 58
2.15	Energie cinétique turbulente à Marseille	p 60
2.16	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente à Marseille	p 61
2.17	Cisaillement orbital à Stanford et Marseille	p 61
2.18	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente sur le lac Ontario	p 63
2.19	Energie cinétique turbulente sur le lac Ontario	p 63



### CHAPITRE 3

3.01	Nombre de Langmuir en fonction de l'inverse du nombre de Froude de fetch	p 77
3.02	Cisaillement turbulent - comparaison écoulement parallèle et non parallèle	p 78
3.03	Energie cinétique turbulente - comparaison écoulement parallèle et non parallèle	p 79
3.04	Vitesse moyenne longitudinale - comparaison écoulement parallèle et non parallèle	p 80
3.05	Bilan énergétique - écoulement parallèle	p 81
3.06	Bilan énergétique - écoulement non parallèle - zone de vitesses ascendantes	p 81
3.07	Bilan énergétique - écoulement non parallèle - zone de vitesses descendantes	p 81
3.08	Vitesses verticales - influence de $N_L$	p 83
3.09	Vitesses longitudinales - influence de $N_L$	p 83
3.10	Energie cinétique turbulente - influence de $N_L$	p 84
3.11	Représentation des données dans le plan ( $X^+, N_H$ )	p 86
3.12	Vitesses verticales - influence du nombre de Langmuir	p 87
3.13	Energie cinétique turbulente - influence du nombre de Langmuir	p 87
3.14	Bilan énergétique moyenné sur la cellule - influence du nombre de Langmuir $La=6.4$	p 88
3.15	Bilan énergétique moyenné sur la cellule - influence du nombre de Langmuir $La=9.6$	p 88
3.16	Bilan énergétique moyenné sur la cellule - influence du nombre de Langmuir $La=21.5$	p 88
3.17	Vitesses verticales - influence du nombre $N_H$	p 90
3.18	Energie cinétique turbulente - influence du nombre $N_H$	p 90
3.19	Vitesses verticales - influence des conditions aux limites ( $k_i, \epsilon_i$ )	p 91

### CHAPITRE 4

4.01	Energie cinétique turbulente adimensionnelle à Toulouse	p 97
4.02	Cisaillement turbulent longitudinal adimensionnel à Toulouse	p 97
4.03	Vitesses verticales adimensionnelles à Toulouse	p 99
4.04	Répartition transversale de vitesses longitudinales adimensionnelles à Toulouse	p 99
4.05	Répartition transversale d'énergie cinétique turbulente adimensionnelle à Toulouse	p 100
4.06	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente adimensionnel à Toulouse	p 100
4.07	Energie cinétique turbulente adimensionnelle à Stanford	p 101
4.08	Vitesse longitudinale adimensionnelle à Stanford	p 102
4.09	Vitesse longitudinale adimensionnelle à Marseille	p 103
4.10	Energie cinétique turbulente adimensionnelle à Marseille	p 103
4.11	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente adimensionnel à Marseille	p 104

4.12	Cisaillement orbital adimensionnel à Stanford et Marseille	p 105
4.13	Viscosité turbulente adimensionnelle à Stanford et Marseille	p 105
4.14	Energie cinétique turbulente adimensionnelle sur le lac Ontario	p 107
4.15	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente adimensionnel sur lac Ontario	p 107
4.16	Energie cinétique turbulente en surface	p 109
4.17	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente en surface	p 109
4.18	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente-données de Terray et al	p 110
4.19	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente-données de Anis & Moum	p 112
4.20	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente-données de Osborn et al	p 113
4.21	Longueur de mélange dans une cellule	p 115
4.22	Longueur de mélange dans divers modèles	p 115
4.23	Isocontours de concentration	p 119
4.24	Concentration moyenné sur la largeur de la cellule - écoulement parallèle et non parallèle	p 119
4.25	Profils de viscosité turbulente en l'absence de circulations de Langmuir	p 121
4.26	Profils de la vitesse advective liée aux circulations de Langmuir	p 121
4.27	Comparaison de profils de concentration moyenne tiré du modèle 2D et 1D cas SE4Z	p 123
4.28	Comparaison de profils de concentration moyenne tiré du modèle 2D et 1D cas SE5Z	p 123

#### ANNEXE A

A.01	Champ de vitesse de l'écoulement	p 133
A.02	Champ de vitesse dans le plan de développement des cellules de Langmuir	p 133
A.03	Lignes de courant dans le plan de développement des cellules de Langmuir	p 135
A.04	Isovaleurs de vitesse longitudinale	p 135
A.05	Isovaleurs de vitesse transversale	p 137
A.06	Isovaleurs de vitesse verticale	p 137
A.07	Isovaleurs d'énergie cinétique turbulente	p 139
A.08	Isovaleurs de viscosité turbulente	p 139

#### ANNEXE B

B.01	Cisaillement turbulent - modèle Rij	p 149
B.02	Vitesse longitudinale - modèle Rij	p 150
B.03	Vitesse verticale - modèle Rij	p 150

---

---

## Références bibliographiques

---

**A** GRAWAL, Y. C., TERRAY, E. A., DONELAN, M. A., HWANG, P. A., WILLIAMS, A. J., DRENNAN, W. M., KAHMA, K. K. and KITAIGORODSKII, S. A., 1992. Enhanced dissipation of kinetic energy beneath surface waves. *Nature*, 359: 219-220.

**ANDREWS, D. G. & MC INTYRE, M. E.**, 1978 a. An exact theory of nonlinear waves on a Lagrangian-mean flow. *J. Fluid Mech.*, 89: 609-646.

**ANDREWS, D. G. & MC INTYRE, M. E.**, 1978 b. On wave action and its relatives. *J. Fluid Mech.*, 89: 647-664.

**ANIS, A. and MOUM, J. N.**, 1992. The superadiabatic surface layer of the ocean during convection. *J. Phys. Ocean.*, 22: 1221-1227.

**ANIS, A. and MOUM, J. N.**, 1995. Surface wave-turbulence interactions: scaling  $\epsilon(z)$  near sea surface. *J. Phys. Ocean.*, 25: 2025-2045.

**ARAUJO, M. C.**, 1996. *Circulations de Langmuir et turbulence sous une houle cisailée par le vent*. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, 160 pp.

**B**ORUE, V., ORZAG, S. A. & STAROSELSKY, I., 1995. Interaction of surface waves with turbulence: direct numerical simulations of turbulent open-channel flow. *J. Fluid Mech.*, 286: 1-23.

**C**HALIKOV, D. V., 1978. The numerical simulation of wind-wave interaction. *J. Fluid Mech.*, 87: 561-582.

**CHEUNG T. K. & STREET, R.**, 1988. The turbulent layer in the water an air-water interface. *J. Fluid Mech.*, 194: 133-151.

- COX, S. M. & LEIBOVICH, S.**, 1994. Large-scale Langmuir circulation and double-diffusive convection: evolution equations and flow transitions. *J. Fluid Mech.*, 276: 189-210.
- CRAIG, P. D.**, 1996. Velocity profiles and surface roughness under breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 101: 1265-1277.
- CRAIG, P. D. & BANNER, M. L.**, 1994. Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *J. Phys. Ocean.*, 24: 2546-2559.
- CRAIK, A. D. D., S.** 1982. Wave-induced longitudinal-vortex instability in shear flows. *J. Fluid Mech.*, 125: 37-52.
- CRAIK, A. D. D. & LEIBOVICH, S.** 1976. A rational model for Langmuir circulations. *J. Fluid Mech.*, 73: 401-426.
- CRAPPER, G. D.**, 1984. *Introduction to water waves*. Ellis Horwood Limited (ed): 224pp.
- CRAWFORD, G. B. & FARMER, D. M.**, 1987. On the spatial distribution of ocean bubbles. *J. Geophys. Res.*, 92: 8231-8243.
- CSANADY, G. T.**, 1994. Vortex pair model of Langmuir circulation. *J. Marine Res.*, 52: 559-581.
- DEARDOFF, J.W.**, 1967. Aerodynamic theory for wave growth with constant wave steepness. *J. Ocean Soc. of Japan*, 23:278-297.
- DRENNAN, W. M., KAHMA, K. K., TERRAY, M. A., DONELAN, M. A., and KITAIGORDSKII, S. A.**, 1992. *Observations of enhancement of kinetic energy dissipation beneath breaking wind waves*. In *Breaking Waves*. BANNER, M. L. and GRIMSHAW; R. H. J. (eds). Springer: 95-101.
- FABRE, J., MARODON, D., MASBERNAT, L. & SUZANNE, C.**, 1984. *Turbulence structure of wavy stratified air-water flow*. In: *Gas transfer at water surfaces*. BRUTSAERT, W. & JIRKA, G. H. (eds). D. Reidel Publishing Company: 113-123.
- FALLER, A. J. & AUER, S. J.**, 1988. The roles of langmuir circulations in the dispersion of surface tracers. *J. Phys. Ocean.*, 18: 1108-1123.
- FALLER, A. J. & CAPONI, E. A.**, 1978. Laboratory studies of wind driven Langmuir circulations. *J. Geophys. Res.*, 83: 3617-3633.

FALLER, A. J. & CARTWRIGHT, R. W., 1983. Laboratory studies of Langmuir circulations. *J. Phys. Ocean.*, 13: 329-340.

FALLER, A. J. & PERINI, C., 1984. *The roles of Langmuir circulations in gas transfer across natural water surfaces*. In: Gas transfer at water surfaces. BRUTSAERT, W. & JIRKA, G. H. (eds). D. Reidel Publishing Company: 191-199.

FARMER, D. & LI, M., 1994. Patterns of bubble clouds organized by Langmuir circulation. *J. Phys. Ocean.*, 25: 1426-1439.

GARRETT, A. E., 1989. Ocean turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 21: 419-451.

GARRETT, C., 1976. Generation of Langmuir circulations by surface waves - a feedback mechanism. *J. Marine Res.*, 34: 117-130.

GARRETT, C., 1994. *Processes in the surface mixed layer of the ocean*. In: Fourth International Symposium on Stratified Flow. HOPFINGER, E., VOISIN, B. and CHAVAND, G. (ed): 1-15.

HARRIS, G. P. & LOTT, J.N.A., 1973. Observations of Langmuir Circulations in Lake Ontario. *Limnol. and Ocean.*, 18: 584-589.

HOPFINGER, E. J. and TOLY, J. A., 1976. Spatial decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces. *J. Fluid Mech.*, 78: 155-175.

HUANG, N. E., 1979. On surface drift currents in the ocean. *J. Fluid Mech.*, 91: 191-208.

JAEHNE, B., 1990. New experimental results on the parameters influencing air-sea gas exchange. *Proc. Air-Water Mass Transfert: Second Int. Symp.*, Minneapolis, ASCE, 582-592.

**KITAIGORODSKII, S. A.**, 1984. On the fluid dynamical theory of turbulent gas transfer across an air-sea interface in the presence of breaking waves. *J. Phys. Ocean.*, 14: 960-972.

**KITAIGORODSKII, S. A. & LUMLEY, J. L.**, 1983. Wave-turbulence interactions in the upper ocean. Part I : The energy balance of the interacting fields of surface wind waves and wind-induced three-dimensional turbulence. *J. Phys. Ocean.*, 13: 1977-1987.

**KITAIGORODSKII, S. A., DONELAN, M. A., LUMLEY, J. L. and TERRAY, E. A.** , 1983. Wave-turbulence interactions in the upper ocean. Part II : Statistical characteristics of wave and turbulent components of the random velocity field in the marine surface layer. *J. Phys. Ocean.*, 13: 1988-1999.

**KLEIN, J.P.**, 1980. *Modélisation des mécanismes turbulents dans les couches marines superficielles*. Thèse d'état de l'Université d'Aix-Marseille II.

**LANGMUIR, I.**, 1938. Surface motion of water induced by wind. *Science*, 87: 119-123.

**LAUNDER, B. E.**, 1975. On the effects of gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. *J. Fluid Mech.*, 67: 569-581.

**LAUNDER, B. E., & REECE, G. J., & RODI, W.**, 1975. Progress in the development of a Reynold-stress turbulence closure. Part 3. *J. Fluid Mech.*, 68: 537-566.

**LEIBOVICH, S.**, 1977. On the evolution of the system of wind drift currents and Langmuir circulation in the ocean. Part 1: Theory and average current. *J. Fluid Mech.*, 79: 715-743.

**LEIBOVICH, S.**, 1983. The form and dynamics of Langmuir circulations. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 15: 391-427.

**LEIBOVICH, S. & LELE, S. K.**, 1982. Thermocline erosion and surface temperature variability due to Langmuir circulations. *FDA rep. 82-07, Sibley School Mech. & Aerosp. Eng., Cornell University, New York.*

**LEIBOVICH, S. & PAOLUCCI, S.**, 1980. The Langmuir circulation instability as a mixing mechanism in the upper ocean. *J. Phys. Ocean.*, 10: 186-207.

**LEIBOVICH, S. & PAOLUCCI, S.**, 1981. The instability of the ocean to Langmuir circulations. *J. Fluid Mech.*, 102: 147-167.

**LEIBOVICH, S. & RADHAKRISHNAN, K.**, 1977. On the evolution of the system of wind drift currents and Langmuir circulation in the ocean. Part 2: Structure of Langmuir vortices. *J. Fluid Mech.*, 80: 481-507.

LELE, S. K., 1985. *Some problems in hydrodynamic stability arising in geophysical fluid dynamics*. Ph. D. Thesis, Cornell University, New York.

LE NGOC LY, 1995. A numerical coupled model for studying air-sea-wave interaction. *Phys. Fluids*, 7 (10): 2396-2406.

LI, M. & GARRETT, C., 1993. Cell merging and the jet/downwelling ratio in Langmuir circulations. *J. Marine Res.*, 51: 737-769.

LI, M. & GARRETT, C., 1995. Is Langmuir circulation driving by surface waves or surface cooling? *J. Phys. Ocean.*, 25: 64-76.

LONGUET-HIGGINS, M. S., 1969. Action of a variable stress at the surface of water waves. *Physics Fluids*, 12 (4): 737-740.

LUMLEY, J. L. & TERRAY, E. A., 1983. Kinematics of turbulence convected by a random wave field. *J. Phys. Ocean.*, 13: 2000-2007.

MAGNAUDET, J., 1989. *Interactions interfaciales en écoulement à phases séparées*. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, 221 pp.

MAGNAUDET, J. & MASBERNAT, L., 1990. Interaction des vagues de vent avec le courant moyen et la turbulence. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 311, Serie II: 1461-1466.

MAGNAUDET, J. & THAIS, L., 1995. Orbital rotational motion and turbulence below laboratory wind water waves. *J. Geophys. Res.*, 100: 757-771.

MAUREL, P., ARAUJO, M., DARTUS, D., MASBERNAT, L & TERRISSE, F., 1996. Upper mixed layer under wind-waves. *J. Rech. Oceanographique.*, submitted.

MELVILLE, W. K., 1994. Energy dissipation by breaking waves. *J. Phys. Ocean.*, 24: 2041-2049.

MIZUNO, S., 1983. Langmuir circulations in a laboratory tank. *Rep. Res. Inst. for Applied Mech.* 31(9): 47-59.

MOUSSA, M. & MASBERNAT, L., 1987. Structure de l'écoulement d'eau sous les vagues de vent. *Annales de l'ENIT*, 1(2): 9-27.

NEPF, H. M. & MONISMITH, S. G., 1991. Experimental study of wave-induced longitudinal vortices. *J. Hydr. Engineering*, 117(12): 1639-1649.

NEPF, H. M., COWEN, E. A., KIMMEL, S. J. and MONISMITH, S. G., 1995. Longitudinal vortices beneath breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 100: 16211-16221.

NEPF, H. M. & MONISMITH, S. G., 1994. Wave dispersion on a sheared current. *Applied Ocean Research*, 16: 313-315.

NEZU, I. & RODI, W., 1986. Open-channel flow measurements with a Laser Doppler Anemometer. *J. Hydr. Engineering*, 112(5): 335-355.

OSBORN, T. D., FARMER, S., VAGLE, S., THORPE, S. A. and CURE, M., 1992. Measurements of bubbles plumes and turbulence from a submarine. *Atmos.-Ocean.*, 30: 419-440.

OAKEY, N. S. & ELLIOTT, J. A., 1982. Dissipation within the surface mixed layer. *J. Phys. Ocean.*, 12: 171-185.

PATANKAR, S. V., 1980. *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation (ed).

PEREGRINE, D. H., 1976. Interactions of water waves and current. *Adv. Appl. Mech.*, 16: 9-117.

PHILLIPS, O. M., 1977. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press (ed).

PHILLIPS, O. M., 1985. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *J. Fluid Mech.*, 156: 505-531.

PHILLIPS, W. R. C. & WU, Z., 1994. On the instability of wave-catalysed longitudinal vortices in strong shear. *J. Fluid Mech.*, 272: 235-254.

PLUEDDEMANN, A. J., SMITH, J. A., FARMER, D. M., WELLER, R. A., CRAWFORD, W. R., PINKEL, R., VAGLE, S. and GNANADESIKAN, A., 1996. Structure and variability of Langmuir circulation during the Surface Waves Processes Program. *J. Geophys. Res.*, 101: 3525-3543.

POLLARD, R.T., 1977. *Observations and theories of Langmuir circulations and their role in near surface mixing*. In: A voyage of Discovery: G. Deacon 70th Anniversary Volume. ANGEL, M. (ed). Pergamon Press: 235-251.

POLLARD, R.T. & THOMAS, K. J. H., 1989. Vertical circulation revealed by diurnal heating of the upper ocean in late winter. Part I: Observations. *J. Phys. Ocean.*, 19: 269-278.



**PRODHOMME, M. T.**, 1988. *Turbulence sous les vagues de vent*. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, 231 pp.

**RAPP R. J. & MELVILLE, W. K.**, 1989. Laboratory measurements of deep-water breaking waves. *Philos. Trans. Roy. Soc. London A*, 331: 735-800.

**REYNOLDS, W. C. & HUSSAIN, A. K. M. F.**, 1972. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments. *J. Fluid Mech.*, 54: 263-288.

**RODI, W.**, 1984. Turbulence models and their application in hydraulics. A state of the art review. *AIRH Hydraulic Structures Design Manuel, Swirling Flow Problems at Intakes*, Technical University of Munich Obernacht.

**ROTTA, J. C.**, 1951. Statistische theorie nichthomogener turbulenz. *Zeitschrift F. Physik.*, 129: 547-572.

**SKYLLINGSTAD, E. D. & DENBO, D. W.**, 1995. An ocean large-eddy simulation of Langmuir circulations and convection in the surface mixed layer. *J. Geophys. Res.*, 100: 8501-8522.

**SMITH, J. A.**, 1992. Observed growth of Langmuir circulation. *J. Geophys. Res.*, 97: 5651-5664.

**SMITH, J. A., PINKEL, R. and WELLER, R. A.**, 1987. Velocity structure in the mixed layer during MILDEX. *J. Phys. Ocean.*, 17: 425-439.

**SOLOVIEV, A. V., VERSHINSKY, N. V. & BEZVERCHNIL, V. A.**, 1988. Small-scale turbulence measurements in the thin surface layer of the ocean. *Deep Sea Res.*, 35: 1859-1874.

**SOULSBY, R. L., HAMM, L., KLOPMAN, G., MYRHAUG, D., SIMONS, R. R. & THOMAS, G. P.**, 1993. Wave-current interaction within and outside boundary layer. *Coastal Engineering*, 21: 41-69.

**STEWART, R. W.**, 1967. Mechanics of the air-sea interface. *Phys. Fluids Suppl.*, 10: S 47-55.

**SUSBIELLES, G. & BRATU, C.**, 1981. *Vagues et ouvrages pétroliers en mer*. Publications de l'Institut Français du Pétrole n°23. Technip (ed).

SUZANNE, C., 1985. *Structure de l'écoulement stratifié de gaz et de liquide en canal rectangulaire*. Thèse d'état de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, 452 pp.

TANDON, A. & LEIBOVICH, S., 1995. Secondary instabilities in Langmuir circulations. *J. Phys. Ocean.*, 25: 1206-1217.

TERRAY, E. A., DONELAN, M. A., AGRAWAL, Y. C., DRENNAN, W. M., KAHMA, K. K., WILLIAMS, A. J., HWANG, P. A. and KITAIGORODSKII, S. A., 1996. Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves. *J. Phys. Ocean.*, 26: 792-807.

THAIS, L., 1994. *Contribution à l'étude du mouvement turbulent sous des vagues de surface cisillées par le vent*. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, 343pp.

THAIS, L. & MAGNAUDET, J., 1995. A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves. *J. Geophys. Res.*, 100: 741-755.

THAIS, L. & MAGNAUDET, J., 1996. Turbulent structure beneath surface gravity waves sheared by the wind. *J. Fluid Mech.*, 328: 313-344.

THOMAS, G. P., 1990. Wave-current interactions: an experimental and numerical study. Part 2. Nonlinear waves. *J. Fluid Mech.*, 216: 505-536.

THOMPSON, S. M. & TURNER, J. S., 1975. Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid. *J. Fluid Mech.*, 67: 349-368.

THORPE, S. A., 1984. On the determination of  $K_v$  in the near-surface ocean from acoustic measurements of bubbles. *J. Phys. Ocean.*, 14: 855-863.

THORPE, S. A., 1992. Bubbles clouds and the dynamics of the upper ocean, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 118: 1-22.

THORPE, S. A. & HALL A. J., 1982. Observations of the thermal structure of Langmuir circulation. *J. Fluid Mech.*, 114: 645-661.

TSANIS, I. K., 1989. Simulation of wind induced water currents. *J. Hydr. Engineering*, 115(8): 1113-1133.

WALLACE, D. W. R. & WIRICK, C. D., 1992. Large air-sea gas fluxes associated with breaking waves. *Nature*, 356: 694-696.

**WELLER, R. A. & PLUEDDEMANN, A. J.**, 1996. Observation of the vertical structure of the oceanic boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 101: 8789-8806.

**WELLER, R. A. & PRICE, J. F.**, 1988. Langmuir circulation within the oceanic mixed layer. *Deep Sea Res.*, 35: 711-747.

**WU, J.**, 1975. Wind-induced drift currents. *J. Fluid Mech.*, 68: 49-70.

**WU, J. & TSANIS, I. K.**, 1995. Numerical study of wind induced water currents. *J. Hydr. Engineering*, 121(5): 388-395.

**YOUNIS, B. A.**, 1984. *On modelling the effects of streamline curvature on turbulent shear flows*. PhD Thesis, University of London.

**ZEDEL, L. & FARMER, D. M.**, 1991. Organized structures in subsurface bubble clouds: Langmuir circulation in the open ocean. *J. Geophys. Res.*, 96: 8889-8900.



*Service de reprographie*

*J. Rambouil*

*WFT Av. du Dr. Camille Soula  
31400 Toulouse ☎ 61.28.58.27*