

Université de Montréal

Structure d'un écoulement turbulent dans un cours d'eau à lit de graviers  
en présence d'amas de galets.

Par

Thomas Buffin-Bélanger  
Département de géographie  
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Philosophiæ Doctor (Ph.D)  
en géographie

Janvier 2001

© Thomas Buffin-Bélanger, 2001



G  
59  
U54  
2001  
v. 003

Université de Montréal

Recherche d'un équilibre territorial dans un cours d'eau à la province  
en présence d'usages de loisirs.

Thomas Buisson-Bélanger  
Département de géographie  
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
l'Université de Montréal (UdeM)  
en géographie

Janvier 2001



© Thomas Buisson-Bélanger, 2001

## **NOTE TO USER**

**Page(s) not included in the original manuscript are unavailable from the author or university. The manuscript was microfilmed as received.**

**114**

**This is reproduction is the best copy available**

**UMI<sup>®</sup>**



Université de Montréal

Bibliothèque



Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée :

Structure d'un écoulement turbulent dans un cours d'eau à lit de graviers  
en présence d'amas de galets.

Par

Thomas Buffin-Bélanger

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes :

Francois Courchesne, Université de Montréal	: président du jury
Nick Clifford, University of Nottingham	: examinateur externe
Michel Lapointe, McGill University	: membre du jury
André G. Roy, Université de Montréal	: directeur de recherche
Alain Vincent, Université de Montréal	: représentant du doyen

Thèse acceptée le 18 avril 2001

## SOMMAIRE

---

La turbulence des écoulements représente une composante encore mal connue de la dynamique fluviale. Or, elle est cruciale à la description de cette dynamique. En effet, elle est liée aux processus du transport des sédiments, au développement des formes du lit des rivières et elle constitue une réponse à la résistance qu'offre le lit au mouvement de l'eau. Ainsi, il importe de comprendre la structure turbulente des écoulements pour mieux décrire et prédire l'évolution du lit des rivières mais aussi pour mieux estimer les vitesses moyennes de leur écoulement. Nos connaissances sur la structure turbulente des écoulements sont cependant trop fragmentaires pour bien établir les rôles qu'elle joue dans la dynamique fluviale. Ceci peut s'expliquer en partie parce que les travaux qui ont eu lieu dans les rivières n'ont pas atteint le niveau de détails des études faites en laboratoire pour la caractériser et la comprendre. Pour combler des lacunes dans nos connaissances sur la turbulence des écoulements en rivière, les objectifs de la recherche sont de: (1) caractériser les structures turbulentes à grande échelle dans un cours d'eau à lit de graviers; (2) mesurer l'effet d'un amas de galets sur la structure turbulente d'un écoulement ayant un nombre de Reynolds élevé; (3) décrire les interactions entre les structures à grande échelle et les structures d'échappement développées à l'aval d'un amas de galets; et (4) déterminer l'effet de la hauteur d'eau et de la vitesse moyenne d'un écoulement sur la turbulence en périphérie d'un amas de galets.

La thèse s'organise autour d'un chapitre de contexte et de cinq articles de recherche. Les articles de recherche se basent sur des mesures de vitesse à haute résolution spatiale et temporelle et sur la visualisation de l'écoulement en rivière et en laboratoire. Le premier article présente une caractérisation détaillée de la structure d'un écoulement turbulent sur un lit de gravier. Nos résultats confirment la présence de structures turbulentes à grande échelle sous la forme de pulsation de forte et de faible vitesse. Le second article décrit l'effet d'un amas de galets sur la structure turbulente d'un écoulement en rivière. Nous avons privilégié la cartographie détaillée de paramètres turbulents en amont et en aval d'un amas de galets. Les résultats sont synthétisés en un modèle où se retrouvent cinq régions dynamiques : accélération, recirculation, échappement, rattachement et résurgence. Les structures d'échappement et la région de résurgence contribuent de façon marquée aux

échanges de quantité de mouvement. Le troisième article discute des dynamiques identifiées dans les deux premiers articles et les intègre à l'échelle d'un tronçon de rivière. Dans le quatrième article, une visualisation en simultané avec des mesures de vitesses de l'écoulement mène à un modèle dynamique où les manifestations de l'échappement sont dictées par le passage des structures à grande échelle : des structures d'échappement classiques se développent suite au passage d'une structure à grande échelle de faible vitesse alors que des structures d'échappement étendues surviennent suite au passage d'une structure à grande échelle de vitesse élevée. Le dernier article présente une cartographie de la turbulence à l'aval d'un amas de galets pour différentes conditions d'écoulement. Cette cartographie révèle un ajustement complexe de la zone de recirculation à l'aval d'un amas de galets aux changements de la profondeur et de la vitesse d'un écoulement. On y décrit également la contribution marquée de la composante latérale à l'énergie cinétique turbulente à l'aval de l'amas de galets.

L'apport et l'originalité de cette thèse s'expriment par des quantifications détaillées d'écoulements turbulents à nombre de Reynolds élevé; par une décomposition de la complexité de l'écoulement qui mène à des modèles inédits de l'effet d'un amas de galets sur la structure d'un écoulement turbulent et des interactions entre la structure ambiante de l'écoulement et les régions turbulentes associées à l'amas de galets; et par des techniques d'analyse et de représentation novatrices de la turbulence. Ces éléments soutiennent la thèse voulant que la nature des écoulements turbulents sur lit de graviers peut-être décrite par des mécanismes propres aux structures turbulentes dominantes et par l'identification des interactions entre ces structures. Cette thèse contribue ainsi à notre compréhension de la structure des écoulements sur les lits de graviers en milieu naturel et soulève plusieurs implications de cette dernière dans la dynamique fluviale. Les structures turbulentes à grande échelle génèrent des fluctuations temporelles de la force tractrice impliquée dans le transport des sédiments alors que les amas de galets sont des foyers d'une grande variabilité spatiale de cette dernière. Ces résultats ont des répercussions dans notre compréhension de la dynamique du transport des sédiments, dans le développement des formes sur le lit des rivières et également dans la caractérisation des micro-habitats fluviaux.

## TABLE DES MATIÈRES

<b>SOMMAIRE</b> .....	<b>II</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> .....	<b>V</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> .....	<b>VII</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b> .....	<b>VIII</b>
<b>LISTE DES SYMBOLES</b> .....	<b>XXII</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> .....	<b>XXIV</b>
<b>CHAPITRE 1 : INTRODUCTION GÉNÉRALE</b> .....	<b>1</b>
1.1 La turbulence en rivière .....	1
1.2 Sujet et structure de la thèse.....	3
<b>CHAPITRE 2 : LA STRUCTURE DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS DANS LES COURS D'EAU À LIT DE GRAVIERS</b> .....	<b>5</b>
2.1 Introduction.....	5
2.2 Contexte .....	5
2.3 Vers une compréhension de la structure d'un écoulement turbulent sur lit de graviers....	21
2.4 Objectifs et approche de la recherche .....	42
2.5 Considérations méthodologiques .....	46
2.6 Conclusion.....	86
<b>PARAGRAPHE DE LIAISON A</b> .....	<b>88</b>
<b>CHAPITRE 3 : ON LARGE-SCALE FLOW STRUCTURES IN A GRAVEL-BED RIVER</b> .....	<b>89</b>
3.1 Introduction.....	89
3.2 Experimental set-up and data analysis .....	93
3.3 Results.....	97
3.4 Discussion .....	110
3.5 Conclusion.....	115
<b>PARAGRAPHE DE LIAISON B</b> .....	<b>116</b>
<b>CHAPITRE 4 : EFFECTS OF A PEBBLE CLUSTER ON THE TURBULENT STRUCTURE OF A DEPTH-LIMITED FLOW IN A GRAVEL-BED RIVER</b> .....	<b>117</b>
4.1 Introduction.....	117
4.2 Experimental set-up and data analysis .....	120
4.3 Results.....	128
4.4 Discussion .....	138
4.5 Conclusion.....	146

<b>PARAGRAPHE DE LIAISON C</b> .....	<b>148</b>
<b>CHAPITRE 5 : VERS L'INTÉGRATION DES STRUCTURES TURBULENTES DE L'ÉCOULEMENT DANS LA DYNAMIQUE D'UN COURS D'EAU À LIT DE GRAVIERS</b> .....	<b>148A</b>
5.1 Introduction.....	148A
5.2 Contexte .....	148A
5.3 Structures turbulentes.....	150
5.4 Une gamme d'interactions .....	162
5.5 Vers une intégration des structures et de leurs interactions dans l'écoulement d'une section de rivière .....	167
5.6 Conclusion.....	172
<b>PARAGRAPHE DE LIAISON D</b> .....	<b>173</b>
<b>CHAPITRE 6 : INTERACTIONS ENTRE LES STRUCTURES D'ÉCHAPPEMENT ET LES STRUCTURES À GRANDE ÉCHELLE DANS L'ÉCOULEMENT TURBULENT DES RIVIÈRES À LIT DE GRAVIER</b> .....	<b>174</b>
6.1 Introduction .....	174
6.2 Analyse de corrélations croisées entre séries temporelles de vitesse .....	177
6.3 Analyse combinée de séquences vidéo et de séries de vitesse .....	186
6.4 Un modèle d'interactions entre structures turbulentes .....	194
6.5 Conclusion.....	197
<b>PARAGRAPHE DE LIAISON E</b> .....	<b>200</b>
<b>CHAPITRE 7 : THE TURBULENT FLOW FIELD IN THE VICINITY OF A PEBBLE CLUSTER IN FLOWS AT HIGH REYNOLDS NUMBERS</b> .....	<b>201</b>
7.1 Introduction.....	201
7.2 Experimental conditions.....	202
7.3 Description of the three-dimensional turbulent flow field .....	209
7.4 Discussion of the effects of flow depth and mean velocity on patterns of flow motions	218
7.5 Conclusion.....	225
<b>CHAPITRE 8 : CONCLUSION GÉNÉRALE</b> .....	<b>227</b>
8.1 Introduction.....	227
8.2 La structure d'un écoulement turbulent sur lit de graviers.....	227
8.3 Originalité de la thèse.....	231
8.4 Vers une vision plus large de la dynamique fluviale.....	232
8.5 Travaux futurs .....	234
<b>BIBLIOGRAPHIE</b> .....	<b>237</b>

## LISTE DES TABLEAUX

---

<b>Tableau 2.1</b> Évolution de la notion de structure turbulente depuis les années 70. ....	16
<b>Tableau 2.2</b> Travaux portant sur l'effet d'obstacles hémisphériques sur la structure d'écoulements en chenal expérimental. ....	33
<b>Tableau 2.3</b> Longueur des structures turbulentes détectées par des courantomètres électromagnétiques Marsh-McBirney de deux tailles différentes selon la durée de détection et la vitesse de l'écoulement pour une fréquence d'échantillonnage de 20Hz. Les limitations de la détection dues à la résolution spatiale et temporelle des instruments sont indiquées. ....	51
<b>Tableau 2.4</b> Longueur (cm) des structures turbulentes détectées par le courantomètre acoustique de Sontek selon la durée de détection et la vitesse de l'écoulement pour une fréquence d'échantillonnage de 25Hz. Les limitations de la détection dues à la résolution spatiale et temporelle de l'instrument sont indiquées. ....	61
<b>Tableau 2.5</b> Classification d'analyses utilisées fréquemment pour décrire la turbulence à partir de séries temporelles de vitesse selon que l'on utilise un ou plus d'un courantomètres. ....	69
<b>Tableau 2.6</b> Trois techniques de détection des éjections dans des séries temporelles de vitesse. ....	72
<b>Tableau 2.7</b> Nombre moyen d'échappements détectés et proportion d'échappements classés selon l'échelle de clarté en fonction du type d'observateur pour les deux minutes de visualisation. ....	85
<b>Tableau 2.8</b> Proportion des échappements de clarté 1 et 2 détectés au même moment par un nombre donné d'observateurs. ....	85
<b>Tableau 4.1</b> Fractional errors in Reynolds shear stress estimates associated with a possible misalignement of ECMs with local streamlines. ....	125
<b>Tableau 7.1</b> Experimental flow conditions. ....	204
<b>Tableau 7.2</b> Ensemble mean of variables describing the sampling design, the velocity signal inspection and the correction procedures for the four flow conditions. Note that values include all three velocity components. ....	207

## LISTE DES FIGURES

- Figure 1.1** Les trois composantes de la dynamique fluviale, d'après Leeder (1983). Les flèches représentent le sens des interactions entre les trois composantes..... 2
- Figure 2.1** Développement de la couche-limite dans un écoulement sans contrainte à la rencontre d'une plaque mince parallèle aux lignes d'écoulement. La vitesse de l'écoulement à proximité de la plaque étant nulle (condition de non-glissement), un gradient de vitesse se développe verticalement dans le fluide en mouvement.  $\delta$  représente la hauteur de la couche-limite. .... 7
- Figure 2.2** Stratification utilisée pour décrire les couche-limites turbulentes (a) en laboratoire (Dingman, 1984) et (b) en rivière (Nezu et Nakagawa, 1993). (c) Stratification binaire fréquemment utilisée pour décrire les couches de l'écoulement. Notez les différentes façons de normaliser les hauteurs au-dessus du lit. .... 7
- Figure 2.3** Les trois composantes de la vitesse d'un écoulement en rivière: longitudinale ( $U$ ), verticale ( $V$ ) et latérale ( $W$ ). .... 10
- Figure 2.4** Profils verticaux de la vitesse longitudinale selon une échelle (a) arithmétique et (b) logarithmique. Profil de vitesse d'une couche-limite turbulente selon l'équation de Prandtl-Von Karman ( $\square$ ), pour un lit hydrauliquement lisse ( $\bullet$ ) et hydrauliquement rugueux ( $\blacklozenge$ ). Les profils sont calculés pour un écoulement turbulent uniforme d'une profondeur ( $Y$ ) de 1 m, d'une pente d'énergie ( $S_o$ ) de 0.002 et d'une viscosité ( $\nu$ ) de  $1.3E-06 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ . .... 10
- Figure 2.5** (a) Vue latérale de la trajectoire de particules de différents poids suite à l'éjection d'une portion de fluide du lit vers la surface, d'après Sumer et Deigaard (1981). (b) Vue latérale de la trajectoire d'une particule à l'interface de régions de fortes et de faibles vitesses dans un écoulement, d'après Garcia *et al.* (1996). Les flèches représentent les vecteurs tels que perçus par un observateur se déplaçant à la vitesse moyenne de l'écoulement. (c) Vue en plan d'une séquence entraînement-dépôt observée par Drake *et al.* (1988) dans une section de rivière à lit de graviers suite au passage de vitesse rapide près du lit. .... 14
- Figure 2.6** Plan de mélange entre deux écoulements gazeux donnant naissance à des structures turbulentes qui se développent dans l'espace et se répètent dans le temps (Roshko et Brown, 1974). .... 15

- Figure 2.7** Les schémas de Matthes (1947) illustrant de quelle manière les tourbillons (kolks) contribuent au transport des sédiments et au développement des formes du lit dans des cours d'eau (a) de forte et (b) de faible profondeur. .... 15
- Figure 2.8** Les échelles de rugosité de Robert (1990) : (a) particules, (b) micro-formes (amas de galets) et (c) grandes ondulations (seuil-mouille). .... 19
- Figure 2.9** Séquence temporelle montrant l'éjection d'une portion de fluide lent de la sous-couche visqueuse vers la couche turbulente, d'après Kline *et al.* (1967)..... 23
- Figure 2.10** Croquis de Corino et Brodkey (1969) illustrant la présence des incursions de forte vitesse dans la sous-couche visqueuse. .... 23
- Figure 2.11** Structure en spirale proposée par Kaftori *et al.* (1994) pour décrire les échanges turbulents entre la sous-couche visqueuse et la couche turbulente dans les couches-limites turbulentes. .... 23
- Figure 2.12** La structure en boucle proposée par Theodorsen (1952) pour expliquer de manière déterministe le développement de la turbulence dans les écoulements..... 25
- Figure 2.13** (a) La structure en boucle et le modèle éjection-incursion sur lit lisse proposé par Smith (1996). (b) La relation entre le profil de vitesse et le passage d'une structure en boucle, d'après Allen (1997). .... 25
- Figure 2.14** Délimitation des structures à grande échelle visualisées par Falco (1977) dans la région distale d'une couche-limite turbulente. Ces structures se caractérisent par une alternance de régions de forte et de faible vitesse se propageant vers l'aval..... 26
- Figure 2.15** Amalgame de structures d'éjection en boucle donnant naissance à des structures à plus grande échelle dans une couche-limite turbulente, d'après Kim et Adrian (1999). .... 26
- Figure 2.16** Modèle proposé par Pratury et Brodkey (1978) pour expliquer la dynamique des échanges turbulents dans les couches-limites turbulentes. Les structures à grande échelle y jouent un rôle central..... 26
- Figure 2.17** Les zones d'injection d'énergie, inertielle et de dissipation de la cascade d'énergie de Kolmogorov. Le spectre de puissance montre que des structures à grande échelle (faible fréquence) dissipent leur énergie en cascade dans des structures de plus petites tailles (haute fréquence)..... 28
- Figure 2.18** (a) Traînées et éjections observées sur des lits à rugosité homogène à l'aide de la technique des bulles d'hydrogène (Grass, 1971). (b) Traînées de faible vitesse observées à l'aide

- d'un traceur lacté dans une couche-limite turbulente sur un lit ayant une rugosité homogène (Defina, 1996). ..... 28
- Figure 2.19** La typologie de Morris (1955) décrivant les régimes d'écoulement selon la densité des éléments de rugosité sur le lit. (a) Régime dominé par des effets locaux liés à la présence des éléments de rugosité. (b) Régime dominé par de fortes interactions entre les zones de recirculation à l'aval des éléments de rugosité et l'écoulement ambiant. (c) Régime comparable à un écoulement sur lit à rugosité homogène. .... 31
- Figure 2.20** Relation entre la densité des éléments de rugosité et un coefficient de résistance à l'écoulement (Wohl et Ikeda, 1998)..... 31
- Figure 2.21** La position des amas de galets sur un banc d'accumulation se fait à l'intersection des vagues de cisaillement créées par ces mêmes amas de galets, d'après De Jong et Ergenzinger (1998). ..... 31
- Figure 2.22** Modèle de l'effet d'un obstacle hémisphérique sur la structure de l'écoulement (a) d'après Paola *et al.* (1986), (b) d'après Acarlar et Smith (1987) et (c) d'après Shamloo *et al.* (1995). ..... 34
- Figure 2.23** Distribution des pressions au lit entourant un obstacle hémisphérique, d'après Brayshaw *et al.* (1983). ..... 34
- Figure 2.24** La taille relative des structures turbulentes d'après une analyse spectrale de séries de vitesse échantillonnées dans des seuils et des mouilles respectivement, données de Clifford (1993). Notez la grande taille relative des structures et la différence entre la taille des structures retrouvées dans les seuils comparativement à celle des structures retrouvées dans les mouilles. 38
- Figure 2.25** Distributions spatiales des écarts-types (RMS) de séries temporelles de vitesse dans les composantes longitudinale (U) et verticale (V) à une transition de rugosité en rivière, d'après Robert *et al.* (1996). Ces cartes montrent le lien étroit entre les zones de forte intensité turbulente et les obstacles présents sur le lit de la rivière. .... 38
- Figure 2.26** (a) Vecteurs de vitesse échantillonnés en simultané à trois hauteurs au-dessus du lit par Kirkbride et Ferguson (1995) (b) Interprétation des auteurs suggérant la présence de régions de forte et de faible vitesse occupant toute la profondeur de l'écoulement sur un lit de graviers. .. 41
- Figure 2.27** Structure de l'écoulement en périphérie de blocs protubérants et d'amas de galets: (a) Les kolks de Matthes (1947); (b) les zones d'érosion et de recirculation de Johansson (1963); (c) l'effet de la forme et de la symétrie des amas de galets sur les tourbillons générés par un amas de galets, d'après De Jong (1992)..... 41

- Figure 2.28** Position relative des objectifs de recherche dans un cours d'eau à lit de graviers. .... 44
- Figure 2.29** Une partie fluctuante ( $\pm u_i'$ ) et une partie moyenne ( $\langle u \rangle$ ) composent la vitesse instantanée ( $U_i$ ) dans une série temporelle de vitesse de la composante longitudinale. .... 48
- Figure 2.30** (a) Trois courantomètres électromagnétiques bidirectionnels de Marsh-McBirney fixés sur une tige normale au lit d'une rivière graveleuse. (b) Composantes du ECM de Marsh-McBirney. .... 48
- Figure 2.31** Séries temporelles de vitesse longitudinale échantillonnées à une fréquence de 10 Hz par des ECMs Marsh-McBirney de (a) 13 mm et (b) 38 mm de diamètre (Données de Roy *et al.* (1996)). Ces signaux montrent l'effet de la taille du volume d'échantillonnage sur la présence des fluctuations dans les hautes fréquences. .... 50
- Figure 2.32** (a) Séries temporelles aélatrices normales avant (gris) et après (noir) l'application d'un filtre Butterworth d'ordre 1. (b) Autocorrélogrammes des deux séries temporelles. Le filtre génère un niveau d'autocorrélation dans les premiers décalages qui n'appartient aucunement aux données originales. .... 50
- Figure 2.33** Les variances superflues surviennent lorsque des fluctuations à haute fréquence contaminent la variance associée à des fluctuations à plus faible fréquence. Ici, des fluctuations sinusoïdales à fréquence de 2.5 Hz contaminent les variances de fluctuations sinusoïdales à 0.3 Hz de plus grande amplitude lorsque l'on échantillonne le signal à une fréquence de 1 Hz. La variance associée à la plus haute fréquence sera attribuée à un signal d'au plus 0.5 Hz ( $f_N$ ), d'où le problème de variance superflue. .... 53
- Figure 2.34** Distribution spatiale de points d'échantillonnage des vitesses en amont et en aval d'un amas de galets d'une densité de 225 points  $m^{-2}$ . Les carrés situent des répliques obtenues pour assurer une bonne correspondance entre les signaux de vitesse obtenus par les trois courantomètres : (■) ECM<sub>1</sub>-ECM<sub>2</sub> ; (□) ECM<sub>2</sub>-ECM<sub>3</sub>. .... 53
- Figure 2.35** Différences de mesures pour les répliques provenant du déplacement des courantomètres électromagnétiques. (■): ECM<sub>1</sub>-ECM<sub>2</sub>. (□): ECM<sub>2</sub>-ECM<sub>3</sub>. Les moustaches représentent l'erreur-type. .... 53
- Figure 2.36** Effet de la durée d'échantillonnage sur les valeurs statistiques des distributions de vitesse pour des mesures réalisées à 5 cm (●) et 21 cm (◆) au-dessus d'un lit de graviers. Les moustaches représentent l'erreur-type des distributions d'échantillonnage sur 20 minutes pour chacune des durées. .... 57

- Figure 2.37** Sites d'échantillonnage : (a) la rivière Eaton Nord près de Sawyerville et (b) la rivière Nicolet près de Notre-Dame-du-Ham. (c) Les deux sites sont situés à une centaine de kilomètres à l'est de Montréal..... 58
- Figure 2.38** (a) Le courantomètre acoustique à effet Doppler de Sontek positionné pour la mesure des vitesses à l'aval d'un amas de galets dans un chenal expérimental. (b) Composantes et fonctionnement de l'ADV de Sontek..... 60
- Figure 2.39** (a) Séries temporelles de l'ADV : (gris) non filtrée et (noir) filtrée à l'aide d'un filtre gaussien (Biron *et al.*, 1995). (b) Analyse spectrale des deux séries temporelles. Une contribution à la puissance plus importante qu'anticipée (pente de  $-5/3$ ) est observée dans les hautes fréquences du signal non filtré, ce qui traduit un phénomène de variance superflue..... 60
- Figure 2.40** Deux profils verticaux de vitesse longitudinale mesurée à l'aide d'un ADV. (●) Données de Snyder et Castro (1999) provenant d'un écoulement sur une surface lisse (verre). Les deux hauteurs où les vitesses moyennes mesurées sont aberrantes illustrent clairement le problème d'interférence de l'ADV causé par la réflexion sur le lit. (○) Données de l'auteur provenant d'un écoulement sur une surface composée de graviers ( $D_{50}=19$  mm). ..... 64
- Figure 2.41** (a) Distribution spatiale des corrélations de l'ADV pour des mesures de vitesse échantillonnées en laboratoire en périphérie d'un amas de galets. Les valeurs de corrélation les plus faibles se trouvent dans les régions de forte intensité turbulente. (b) Distribution spatiale du RSB pour les mêmes séries de vitesse. Les plus faibles RSB se trouvent dans les régions de faible vitesse. (c) Diagramme de dispersion des corrélations et des RSB..... 64
- Figure 2.42** Vue vers l'aval du chenal expérimental, laboratoire de sédimentologie et d'hydrodynamique, Département de géographie, Lancaster University, R.-U. L'amas de galets (vue latérale en médaillon) est placé au centre du chenal à 5 mètres à l'aval de l'entrée du chenal. Le chenal fait plus de 8 m de long, 0.9 m de large et 0.45 m de haut..... 66
- Figure 2.43** (a) Profils répliqués de la vitesse longitudinale entre deux journées d'échantillonnage. (b) Profils répliqués de la vitesse verticale. (c) Différences des vitesses moyennes (■) et des écart-types (□) mesurées pour les trois composantes de l'écoulement calculées à partir du profil répliqué. Les moustaches représentent l'erreur-type..... 66
- Figure 2.44** (a) Valeurs aberrantes dans les séries temporelles d'un ECM : vitesses longitudinale (noir) et verticale (gris). (b) Effet de débordement dans les données de l'ADV: (noir) vitesse longitudinale, (gris) vitesse verticale. Les vitesses excédant la valeur maximum de l'étendue deviennent négatives. (c) Séries temporelles synchrones mesurées à trois hauteurs au-dessus

d'un lit graveleux par des ECMs. (d) Séries temporelles de vitesses longitudinale (noir) et verticale (gris) échantillonnées à l'aval d'un amas de galets à l'aide de l'ADV en laboratoire.. 68

- Figure 2.45** Identification dans le temps de la position et de la durée d'éjection selon trois techniques de détection (d'après Roy *et al.*, 1996b) ..... 71
- Figure 2.46** Définition des quadrants d'après les vitesses moyennes ( $\langle u \rangle$ ,  $\langle v \rangle$ ), instantanées ( $U_i, V_i$ ) et les fluctuations de vitesse ( $u_i'$ ,  $v_i'$ ). La région centrale (grise pâle) délimite une zone où les combinaisons de détection d'événements présentant un cisaillement de Reynolds ( $-uv$ ) ne dépassant pas le seuil  $H$ ..... 71
- Figure 2.47** Analyse d'autocorrelation pour des séries temporelles de 1 minute des composantes longitudinale (noir) et vertical (gris) échantillonnées par (a) un ECM et (b) l'ADV..... 74
- Figure 2.48** Analyse spectrale de séries temporelles de la composante longitudinale provenant de (a) un ECM et (b) l'ADV. La ligne grise représente la pente de  $-5/3$  associée à la cascade d'énergie de Kolmogorov..... 74
- Figure 2.49** Isolignes de corrélation maximale entre des séries temporelles de la vitesse longitudinale provenant du déploiement de deux courantomètres, l'un mobile l'autre fixe, dans un plan en chenal expérimental, d'après Nakagawa et Nezu (1981)..... 76
- Figure 2.50** Visualisation en rivières : (a) les bouillons de surface observés par Babakaiff et Hickin (1996); (b) le développement des kolks observées par Kostachuck et Church (1993) à l'aide d'une technique acoustique. .... 79
- Figure 2.51** (a) Système d'injection. (b) Système vidéo. (Photo : Mylène Levasseur) (c) Exemple de champ de vision par la caméra sous-marine dans la rivière Nicolet..... 81
- Figure 2.52** Séquences d'images vidéo extraites d'une visualisation des structures d'échappement a l'aval d'un amas de galets (a) dans la rivière Nicolet et (b) dans le chenal expérimental du Département de géographie de Lancaster University..... 82
- Figure 2.53** Trajectoire des structures d'éjection d'après la distribution des positions (a) verticales et (b) longitudinales à différents intervalles de temps, d'après Kline *et al.* (1967)..... 84
- Figure 2.54** Courbes cumulées de détection pour (a) quatre observateurs familiers et (b) quatre observateurs non-familiers à l'étude de la turbulence, d'après Buffin-Bélangier et Roy (1997). Ces courbes de détection sont construites à partir de séries temporelles binaires (30 Hz) où 0 correspond à une absence de détection et 1, à une détection de structure d'échappement..... 84
- Figure 2.55** (a) Séquence de visualisation à l'aide de la technique des bulles d'hydrogène. (b) Profils verticaux des fluctuations de vitesse extraites de l'analyse numériques de la séquence

vidéo. (c) Matrice spatio-temporelle des fluctuations de vitesse (le grisé dénote les fluctuations négatives). D'après Lu et Smith (1991). ..... 87

**Figure 3.1** (a) Representation of advecting large-scale motions as visualised by Falco (1977). These flow motions were described with the presence of a superburst occurring at the bed and of typical eddies at their boundaries. (b) Representation of the high- and low-speed flow regions and their interface as documented by Nakagawa and Nezu (1981). These interfaces generate zones of high shearing within the flow. (c) Representation of a sequence of quadrant events associated with the passage of high- and low-speed wedges as suggested by Ferguson *et al.* (1996). The typical succession goes from time 1 to 5. The relative streamwise ( $u'$ ) and vertical ( $v'$ ) velocity fluctuations are characterised as well as the quadrant event to which they are related. .... 90

**Figure 3.2** Example of a 15 second time-space velocity matrix for the streamwise velocity component ( $U$ ) where the horizontal axis represents the time since the beginning of the sampling period and the vertical axis refers to the location of the sensors above the bed. The black cells correspond to velocity higher than the time series average velocity whereas the white cells are zones where the velocity is lower than the average. High-speed (HS) and low-speed (LS) velocity regions suggest the passage of wedges in the flow. .... 95

**Figure 3.3** Examples of correlograms (a and b) of the space-time correlation analysis conducted on two velocity time series (c and d). In (a) the high coherence between the velocity signals shown in (c) is characterised by a high maximum correlation value (near 0.7) whereas in (b) the low coherence between the velocity signals presented in (d) is reflected in the low maximum correlation value (around 0.1). .... 95

**Figure 3.4** Relationship between the time series of the standardised velocity averaged over three heights and the time-space velocity matrix. Peaks and troughs in the series correspond to large-scale flow structures. .... 98

**Figure 3.5** The quadrant diagram corresponding to the joint distribution of streamwise ( $u'$ ) and vertical ( $v'$ ) velocity fluctuations. .... 98

**Figure 3.6** Time-space velocity matrices for five one-minute series of three velocity signals for the streamwise component ( $U$ ). Each matrix represents different positions of the sensors above the bed ranging from 11.5 to 27.5 cm above the bed in (a) to 3.5 to 19.5 cm above the bed in (e). The combinations comprise elevations from 3.5-19.5 to 11.5-27.5 cm above the bed. All measurements were taken on the same vertical profile. .... 99

- Figure 3.7** Time-space velocity matrices for five one-minute series of three velocity signals for the vertical component (V). Same positions of the sensors as in figure 3.6..... 101
- Figure 3.8** Time-space velocity matrices for the streamwise velocity component (U) obtained from increasing the threshold value from 0 to 2.0 : (a) H=0.0 ; (b) H=0.5 ; (c) H=1.0 ; (d) H=1.5 ; and (e) H=2.0. The grey areas correspond to periods when the velocity fluctuations do not exceed the threshold but that are either lower (light grey) or higher (dark grey) than the average velocity of the respective time series..... 102
- Figure 3.9** Time-space velocity matrices for the streamwise velocity component (U) for imbricated time series : (a) 1 minute ; (b) 2 minutes; and (c) 4 minutes. These matrices were standardised using the average and standard deviation estimated over the period of sampling..... 104
- Figure 3.10** Vertical distribution of a) the maximum correlation values and b) the lags where the maximum correlation value occurs. The data represent 46 space-time correlation analyses performed on the 23 possible paired time series from sensors separated along the vertical by 8 cm. The height above bed represents the average height of the two sensors locations..... 105
- Figure 3.11** Relationship between the angles of the fronts of the structures ( $\varphi$ ) and the mean height of two sensors above the bed. The angle is calculated from the lag of the maximum correlation and the average flow velocity of the streamwise component (U). ..... 105
- Figure 3.12** Distribution of (a) the average number per minute of high- and low-speed flow regions detected and (b) the mean time duration of the flow regions for different thresholds. Error bars are the standard deviations obtained from the analysis of the twenty one-minute consecutive series..... 107
- Figure 3.13** Time-space matrices of the quadrant decomposition of high-speed flow regions: black cells represent quadrant 4 events; grey cells, quadrant 1 events; and white cells are events in quadrant 2 and 3. The series used here are portions extracted from figures. 6 and 7 for similar locations. .... 109
- Figure 3.14** Time-space matrix of instantaneous Reynolds shear stress ( $-u'v'$ ) for a one-minute time series..... 113
- Figure 3.15** Time series of bed shear stress fluctuations estimated from velocity profiles averaged over a one second sample..... 113
- Figure 4.1** (a) Location of the Eaton-North river in the Eastern Townships, Québec, Canada. (b) Downstream view of the study reach of the Eaton-North river..... 121

- Figure 4.2** (a) Underwater photograph of the selected pebble cluster, flow is from left to right. Deployment of the experimental support in the vicinity of the cluster: (b) plan view, (c) side view, (d) end view from downstream..... 122
- Figure 4.3** Sampling grid of the 370 points where U and V velocity components have been sampled. Upstream, proximal and distal downstream sections are identified..... 123
- Figure 4.4** The quadrants are defined by the joint distribution of the velocity fluctuations from the mean on both the longitudinal ( $u'$ ) and vertical ( $v'$ ) components. .... 126
- Figure 4.5** Mean turbulence statistics for the six profiles of the upstream section. Points represent the overall mean and bars are the standard errors of a variable for measurements made at a similar height above the bed: (a) mean streamwise velocity; (b) standard deviation for the streamwise component; (c) mean vertical velocity; (d) standard deviations for the vertical component; (e) mean Reynolds shear stress; (f) ejection frequency from quadrant analysis for  $H=1.2$ ..... 129
- Figure 4.6** Vector map of combined U and V mean velocity. .... 131
- Figure 4.7** Contour maps of standard deviation values for: (a) U component and (b) V component. White rectangles near the water surface are areas where data were not collected. .... 131
- Figure 4.8** Contour maps of skewness coefficients for: (a) U component and (b) V component. 133
- Figure 4.9** Contour map of mean Reynolds shear stress. .... 133
- Figure 4.10** Contour maps of quadrant dominance in term of time contribution for: (a)  $H=0$  and (b)  $H=2$ ..... 135
- Figure 4.11** Contour maps of the ratio of time contribution from quadrants 2 and 4 (TQ2/TQ4) for: (a)  $H=0$  and (b)  $H=2$ ..... 135
- Figure 4.12** Contour maps of event frequency for  $H=2$ : (a) Q2-events and (b) Q4-events..... 137
- Figure 4.13** Contour maps of integral time scale for: (a) U component and (b) V component..... 137
- Figure 4.14** Flow regions associated with the presence of a pebble cluster in a gravel-bed river. 139
- Figure 4.15** Illustration of the shedding motion and large-scale flow structure interactions: (a) the passage of a high-speed wedge expands the size of the recirculating region; (b) the low-speed wedge gives rise to a vertical expansion of the recirculating region and to subsequent shedding motion while the high-speed wedge impacts the bed where reattachment occurs and upwelling flow is generated. .... 143

- Figure 5.1** (a) Vue latérale d'un modèle conceptuel liant les traînées de faibles vitesses et les structures d'éjection dans un écoulement sur lit lisse, d'après Smith (1996). (b) Vue en plan d'une visualisation à l'aide de bulles d'hydrogène dans l'écoulement sur une surface de rugosité homogène (profondeur de l'écoulement = 48.9 mm; diamètre des particules sphériques = 6 mm), d'après Grass et Mansour-Tehrani (1996). Cette image permet d'observer des traînées de faibles vitesses et les structures d'éjection qui leur sont associées. .... 152
- Figure 5.2** (a) Modèle de structures d'échappement en fer-à-cheval à l'aval d'un obstacle hémisphérique dans un écoulement laminaire, d'après Acarlar et Smith (1987). Ce modèle identifie des zones de naissance, de développement et de dissipation des structures d'échappement. (b) Vue de côté d'une visualisation à l'aide d'un traceur lacté injecté dans la zone de recirculation d'un amas de galets dans un cours d'eau à lit de graviers (profondeur de l'écoulement = 0.35 m), d'après Roy *et al.* (1999). Cette image montre une portion de fluide lent, provenant de la zone de recirculation, qui s'échappe vers la surface de l'écoulement. .... 156
- Figure 5.3** Vue (a) de côté et (b) en plan des structures à grande échelle telles qu'imaginées par Yalin (1992). (c) Matrice spatio-temporelle des fluctuations de vitesse à partir de mesures simultanées de vitesse longitudinale dans un écoulement (profondeur = 0.35 m) à trois hauteurs au-dessus d'un lit de graviers (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000). Dans cette matrice, les cellules noires sont associées à des vitesses instantanées plus élevées que la moyenne alors que les cellules blanches sont associées à des vitesses instantanées plus faibles que la vitesse moyenne. La cohérence spatiale et temporelle dans la distribution des cellules noires et blanches fait ressortir la présence dans l'écoulement de régions alternées de fluide lent et rapide qui occupent toute la tranche d'eau. .... 159
- Figure 5.4** (a) Formation de structures d'éjection et de structures d'incursion associées au passage d'une structure à grande échelle, d'après Yalin (1992). (b) Le modèle d'interactions de Nezu et Nakagawa (1993) où la formation et la coalescence des structures d'éjection au lit contribuent à la formation des structures à grande échelle..... 163
- Figure 5.5** Illustration de mécanismes d'échappement à partir (a) des changements de pression de l'écoulement ambiant et (b) de la dynamique interne de la zone de recirculation, d'après Kirkbride (1993). Ces deux mécanismes sont liés aux passages des structures à grande échelle. .... 165
- Figure 5.6** Vue de côté d'une intégration des trois structures turbulentes dans une section rectiligne d'une rivière à lit de graviers. La distribution spatiale des blocs s'inspire d'une distribution rapportée par Robert *et al.* (1996). La figure présente une exagération verticale de 3. Le schéma

intègre les mécanismes à l'origine des structures et les interactions discutées dans le texte. Il met en évidence (1) la dynamique des structures d'éjection et des structures à grande échelle dans la portion amont du lit où il y a peu d'obstacles protubérants et (2) la dynamique des structures d'échappement et des structures à grande échelle là où se trouvent des obstacles protubérants. L'image montre aussi les différentes manifestations des structures d'échappement: (3) lors du passage d'une région de vitesse rapide, l'échappement se produit à la fois vers la surface et vers le lit alors que (4) lors du passage d'une région de vitesse lente, l'échappement s'élève vers la surface où il génère éventuellement des bouillons à la surface. Ces différentes manifestations peuvent en partie être associées à la dynamique de la zone de recirculation qui devient (5) plus active et donne naissance à un mouvement vers le haut le long de l'obstacle suite au passage d'une région de vitesse rapide alors que (6) ce mouvement est moins prononcé lors du passage d'une région de faible vitesse..... 168

**Figure 5.7** Vue en plan de l'intégration des trois structures turbulentes dans une section rectiligne d'une rivière à lit de graviers. La distribution spatiale des blocs est similaire à une distribution décrite par Church *et al.* (1998). Sur cette figure, Y est une échelle relative indicatrice de la profondeur de l'écoulement. Le schéma intégrateur montre (1) la dynamique des structures d'éjection et des structures à grande échelle dans les zones à rugosité homogène et (2) la dynamique des structures d'échappement et des structures à grande échelle dans les zones où se trouvent des blocs protubérants et des amas de galets. On observe aussi les différentes manifestations d'échappement lors du passage d'une région de vitesse (3) rapide et (4) lente, cette dernière donnant naissance à des bouillons à la surface. Finalement, l'effet de la présence des structures à grande échelle sur la dynamique de la zone de recirculation ressort en (5)..... 169

**Figure 6.1** (a) Schéma illustrant le point de rattachement, la zone de séparation et les structures d'échappement associées à la présence d'un obstacle à l'écoulement. (b) Représentation matricielle de fluctuations de vitesse échantillonnées à trois positions dans un écoulement sur lit de graviers (vitesse moyenne de l'écoulement : 36 cm/s; profondeur de l'écoulement: 35 cm; diamètre médian des particules : 3.3 cm). La cohérence des fluctuations positives et négatives révèle la présence de fronts de vitesse élevée entrecoupés par des fronts de vitesse plus lente occupant une portion significative de la tranche de l'écoulement (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000).  
..... 175

**Figure 6.2** Position d'échantillonnage de quatre séries temporelles de vitesse à proximité d'un amas de galets à l'aide de courantomètres électromagnétiques. Les quatre points composent deux paires synchrones d'une durée de 1 minute à une fréquence d'échantillonnage de 20 Hz. Les

- vecteurs moyens de l'écoulement en périphérie de l'obstacle sont identifiés par les flèches. On note l'accélération au sommet de l'obstacle et la zone de séparation à l'aval proximal. .... 178
- Figure 6.3** Interprétation du décalage temporel dans l'analyse spatio-temporelle des corrélations croisées. .... 178
- Figure 6.4** Distribution d'échantillonnage de corrélations croisées pour (a) des distributions aléatoires non-filtrées, (b) des distributions aléatoires filtrées selon un filtre RC et (c) des séries temporelles de vitesses mesurées en rivière à des moments différents. Et représente l'erreur type de ces distributions. .... 181
- Figure 6.5** Distribution des vecteurs de vitesse instantanée (trait gris avec pointe noire) et moyenne (flèche en blanc) selon les composantes longitudinale et verticale de l'écoulement. (a) Paire 1, sommet de l'obstacle. (b) Paire 2, sommet de l'obstacle. (c) Paire 1, zone de séparation.(d) Paire 2, zone de séparation. .... 183
- Figure 6.6** Corrélations croisées pour les deux paires de séries temporelles. Les intervalles de confiance à 90 et 95% sont indiqués. .... 185
- Figure 6.7** Interprétation des résultats de l'analyse spatio-temporelle des corrélations croisées: (a) implication de la corrélation négative et (b) implication du décalage négatif de la corrélation absolue maximale. .... 185
- Figure 6.8** Quatre images provenant d'une visualisation à l'aide d'un traceur lacté injecté dans la zone de séparation à l'aval d'un bloc protubérant dans un cours d'eau à lit de graviers (vitesse moyenne de l'écoulement : 38 cm/s ; profondeur de l'écoulement : 35 cm) (Roy *et al.*, 1999). Ces images montrent clairement l'échappement d'une portion de fluide provenant de la zone de séparation à l'aval du bloc protubérant. À noter, la position des trois courantomètres électromagnétiques utilisés pour mesurer les vitesses de l'écoulement. .... 187
- Figure 6.9** Série des moyennes agglomérées et position des structures à grande échelle. Les lettres A à E identifient les événements de vitesse rapide; les lettres V à Z identifient les événements de vitesse lente. .... 189
- Figure 6.10** Grille placée sur l'écran pour obtenir les matrices binaires de la densité du traceur dans le fluide. .... 190
- Figure 6.11** Les cinquante matrices binaires de la densité de traceur associées aux événements (a) de vitesse rapide et (b) de vitesse lente. .... 190
- Figure 6.12** Les matrices de densité moyenne selon les types d'événement pour les cinq images rétrogrades selon les fronts de vitesse rapide et lente. .... 192

- Figure 6.13** Densité moyenne du traceur pour les 25 matrices binaires associées au passage des fronts de (a) vitesse rapide et (b) vitesse lente. Les diagrammes en-dessous et à droite des matrices représentent la distribution des densités moyennes selon la position horizontale et verticale respectivement. .... 193
- Figure 6.14** Matrice des différences de densité du traceur lacté: les régions noires indiquent une densité plus forte lors du passage d'une structure de faible vitesse; les régions blanches, une densité plus forte lors du passage d'une structure de vitesse élevée; et les régions grises, une densité similaire lors du passage des deux types de structure. ....195
- Figure 6.15** Modèle de la dynamique liant le passage des structures à grande échelle aux différentes manifestations des structures d'échappement. La présence des fronts de forte et de faible vitesse est révélée par la longueur des vecteurs et la couleur des fronts. Les différentes étapes du modèle sont décrites dans le texte. .... 196
- Figure 7.1** (a) A view of the downstream end of the flume. (b) The natural cluster bedform used during the experiments. The total length of the cluster was 0.3 m, the maximum height 0.12 m and the maximum width 0.30 m. The cluster was located 5 m downstream from the entrance of the flume. .... 203
- Figure 7.2** (a) The velocity – water depth frame of reference on which the four flow conditions are located. (b) Sampling grids for the four flow conditions placed in the velocity – water depth frame of reference. The vertical exaggeration is 4:1. .... 203
- Figure 7.3** Images from flow visualisation showing the development of shedding vortices downstream from the pebble cluster. The white tracer was injected in the lee of the obstacle. The arrows show the propagation of two types of flow motions: (1) a parcel of low speed fluid shedding from the region of recirculating flow in the lee of the cluster; (2) a parcel of high-speed fluid overpassing the obstacle and sweeping towards the bed. Time is in hour:min:sec:frame. There are 25 frames per second. .... 206
- Figure 7.4** Spatial distribution of normalised velocity vectors on top and immediately downstream of the cluster bedform. An angle of zero means that the vector is parallel to the bed and pointing downstream. Degrees increase in the anticlockwise direction. The vector colours represent flow moving towards the flume left (into the page = red) and towards the flume right (out of the page = blue); black means negligible lateral motion. The diagram at the uppermost right corner identifies flow regions that are described in the text. The vertical exaggeration is 3:1. .... 210

- Figure 7.5** Spatial distribution of normalised kinetic energy ( $K^*$ ). The diagram at the upper right-hand corner identifies regions that are described in the text. Note that the vertical exaggeration is 4:1..... 212
- Figure 7.6** Spatial distribution of the individual contribution to the turbulent kinetic energy from: (a) the downstream velocity component (U); (b) the vertical velocity component (V); and (c) the lateral velocity component (W). The diagrams at the right identify flow regions that are described in the text. Note that the vertical exaggeration is 4:1 and that the colour classification is different for each velocity component. .... 214
- Figure 7.7** Spatial distribution of correlation coefficients for the three possible pairs of velocity components: (a) UV, (b) UW, and (c) VW. The diagrams at the right identify flow regions that are described in the text. Note that the vertical exaggeration is 4:1 and that the colour classification is distinct for each correlation combination. .... 216
- Figure 7.8** Average magnitude of the normalised UV-vectors for (a) the region of acceleration at the crest of the obstacle; (b) the recirculating flow region in the lee of the cluster; and (c) the upwelling flow region further downstream. .... 219
- Figure 7.9** Average angle of the normalised UV-vectors for the region of (a) accelerating flow; (b) recirculating flow; and (c) upwelling flow. The zero degree angle defines the vector which flows parallel to the bed. Degrees increase in an anticlockwise frame so that  $90^\circ$  is normal to the bed and pointed towards the surface. .... 219
- Figure 7.10** Illustration of the region of flow recirculation downstream from the cluster for each flow condition. Lines represent the proportion of time that the flow is moving in the upstream direction. A value of 60% implies that the downstream velocity ( $U$ ) is negative 60% of the time and positive the other 40%. .... 222
- Figure 7.11** (a) Normalised length of recirculating flow region based on the location where the flow is moving half of the time towards the lee of the obstacle and half of the time towards the downstream end of the flume. (b) Length of the reattachment zone. .... 223
- Figure 7.12** Relation between the average maximum value of the normalised turbulent kinetic energy ( $K^*$ ) downstream from the cluster and the Reynolds number. .... 223
- Figure 8.1** Positions des gains de connaissances. .... 228
- Figure 8.2.** Le rôle dominant des structures à grande échelle dans l'organisation des écoulements turbulents en rivière, d'après Roy et Buffin-Bélanger (sous presse). .... 231

## LISTE DES SYMBOLES

---

$c$	: Vitesse du son dans l'eau
$D_x$	: Diamètre du $x^{\text{ième}}$ percentile d'une distribution de particules
$D_v$	: Diamètre du volume d'échantillonnage pour les courantomètres
$Et$	: Ecart-type
$f_D$	: Fréquence d'échantillonnage
$f_N$	: Fréquence de Nyquist
$f_o$	: Fréquence d'opération de l'ADV
$f_{50}$	: Fréquence de demi-variance
$g$	: Accélération gravitationnelle
$h$	: Hauteur d'un obstacle
$H$	: Seuil de détection
$K$	: Seuil de détection
$k_s$	: Hauteur de rugosité effective
$L$	: Taille de structure turbulentes
$r$	: Corrélation
$R$	: Rayon hydraulique
$R$	: Nombre de Reynolds
$Re_*$	: Nombre de Reynolds de la rugosité effective
$Re_o$	: Nombre de Reynolds d'un obstacle
$S$	: Pente d'énergie
$t$	: Temps
$T_K$	: Énergie turbulente cinétique
$u^*$	: Vitesse de cisaillement
$U$	: Vitesse dans la composante longitudinale de l'écoulement

$u'$	: Fluctuation de vitesse longitudinale
$U_{max}, U_{\infty}$	: Vitesse de l'écoulement sans contrainte
$V$	: Vitesse dans la composante verticale de l'écoulement
$v'$	: Fluctuation de vitesse verticale
$V_o$	: Voltage
$W$	: Vitesse dans la composante latérale de l'écoulement
$w'$	: Fluctuation de vitesse latérale
$Y, y$	: Hauteur au-dessus du lit
$y_o$	: Hauteur au-dessus du lit où la vitesse est effectivement nulle
$\delta$	: Profondeur de la couche-limite
$\kappa$	: Constante de Von Karman
$\nu$	: Viscosité cinématique
$\rho$	: Densité de l'eau
$\sigma$	: Écart-type
$\tau_o$	: Force tractrice
$\tau_c$	: Force tractrice critique de Shields
$\varphi$	: Changement de phase
$\Pi$	: Constante de Coles
$\Psi$	: Densité du champ magnétique
$min, max$	: Dénote une valeur minimale, maximale
$i, j$	: Dénote une valeur individuelle
$SD$	: Dénote un écart-type
$\bar{\cdot}$	: Dénote une valeur normalisée
$\langle \rangle$	: Dénote une valeur moyenne

## REMERCIEMENTS

---

Mes dernières années combleraient largement les multiples extrémités du spectre des émotions. Sans un flot continu d'encouragements et d'appuis, ce litre d'encre sur papier blanc n'aurait pu voir le jour. Sachant bien qu'il est difficile de souligner l'insoulignable, j'aimerais quand même tenter de transmettre mes remerciements déferlants à tous ceux et celles qui de près ou de loin ont contribué à cette grande finalité académique. D'abord, je te remercie, **André**, pour cette stimulation dévorante et cette exigence sans cesse résurgente, pour ce soutien ubiquiste et cet encadrement académique hors de l'ordinaire, pour ces moments d'échappement – de l'urbanité vitrée de Charlotte aux matins pacifiques de Kaïkoura -, et pour la franchise et l'honnêteté de ton amitié. Ensuite, je te remercie, **Julie**, pour ta patience et tes encouragements au fil des instants de vie engloutis dans ce travail, pour ces jours et ces saisons qui se sont succédés sous la pluie, la neige et le soleil, pour ces moments de réalité et ces autres de montréalités, et surtout pour ta présence durant toutes ces années. Je vous remercie aussi, **parents**, Guy et Christiane, et **frères**, Papik et Gwen, pour votre soutien inébranlable et inconditionnel. Je te remercie, **Alistair**, pour *dubièrre* sur le coin d'un soir british où des événements se sont dessinés, pour ta supervision enthousiaste et tes commentaires illisibles, et avant tout pour ton amitié sans frontière. Je remercie abondamment le **groupe de recherche** et ses nombreuses générations : Pascale, pour tes commentaires de lecture critique, ton aide sur le terrain et pour ces moments de réflexions d'automne sur le chemin de Sawyerville; Jocelyn, Katia, Claudine et Suzanne pour le plaisir de vous voir aimer ce que vous faites et pour vos encouragements cohérents et périodiques; Nathalie, Mylène, Daniel, Nadine, Olivier, Gino et Mélissa pour ces moments de vie académique, turbulente de rires et de soupirs, et pour ces élans de vie fluviale; Hélène, Anne, Antoine et Eva pour un accompagnement vital dans le passage des derniers seuils. Je remercie les Départements de géographie de l'Université de Montréal et de Lancaster University qui m'ont permis d'apprendre et de comprendre et, plus particulièrement, le **CRSNG**, le **Fonds FCAR** et l'**Université de Montréal** qui, par leur soutien financier, ont contribué à la réalisation de cette thèse. Et, enfin, je témoigne ma gratitude à tous les autres, dont Alain, Harriet, Michel, Normand, François, Jacques, Pauline et j'en passe, qui, à un moment où l'autre, m'ont encouragé dans l'achèvement de ce projet.



*Hermann*

# CHAPITRE 1 : INTRODUCTION GÉNÉRALE

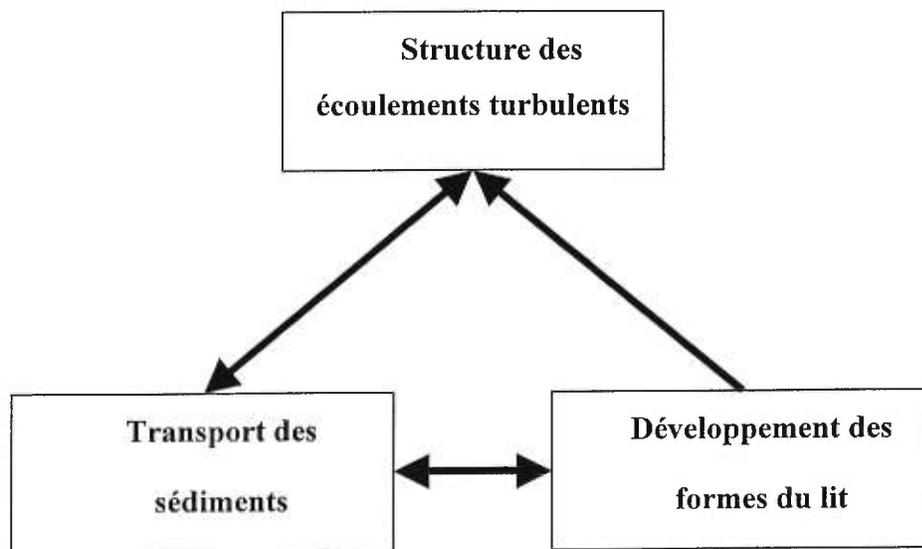
---

## 1.1 LA TURBULENCE EN RIVIÈRE

La turbulence des écoulements joue un rôle critique dans notre environnement. Grass *et al.* (1991) ont imaginé le monde où nous habiterions si les écoulements en rivière étaient laminaires plutôt que turbulents. Dans l'écoulement turbulent des rivières, les régions de faible vitesse situées à proximité du lit se mélangent aux portions plus rapides près de la surface et, *vice versa*. Ces échanges contribuent au ralentissement de l'écoulement près de la surface et à l'accélération de l'écoulement près du lit. En l'absence de tels échanges, Grass *et al.* (1991) concluent que les rivières seraient moins profondes, que les vitesses en surface seraient plus élevées et que les vitesses au lit seraient plus faibles que présentement. Pour l'Amazone, par exemple, la vitesse de surface atteindrait plusieurs centaines de kilomètres par heure : des vitesses plus rapides en surface compliqueraient passablement la pêche et la navigation; des vitesses plus lentes au lit modifieraient l'intensité du transport des sédiments et par le fait même le développement des formes du lit des rivières. Sans la turbulence, l'environnement fluvial serait sans aucun doute méconnaissable.

De manière plus concrète, la géomorphologie et la sédimentologie fluviale s'intéressent à la turbulence des écoulements parce qu'elle entretient des liens étroits avec les mécanismes de transport des sédiments et avec le développement des formes du lit (Leeder, 1983; Best, 1993, 1996; Williams, 1996). La dynamique fluviale abiotique se résume ainsi à trois composantes (Fig. 1.1). Les formes du lit influencent l'écoulement en offrant une résistance au mouvement et en contribuant à la formation d'échanges turbulents intenses. L'écoulement se compose d'une portion moyenne, le gradient de vitesse du lit vers la surface par exemple, et d'une portion turbulente associée aux échanges turbulents qui ont lieu dans l'écoulement. Ces deux portions jouent un rôle sur la mobilité des sédiments qui, en contrepartie, peuvent également les affecter. Finalement, les sédiments en se déplaçant et en s'accumulant contribuent au développement des formes du lit. Cette boucle dynamique se retrouve à des échelles variables dans l'ensemble des milieux fluviaux, autant les rivières à lit sablonneux que les rivières à lit de graviers.

Dans les cours d'eau à lit de graviers, la description de l'organisation du lit et du transport des sédiments demeure problématique. Hassan et Reid (1990) et De Jong et Ergenzinger (1995) ont suggéré une étroite relation entre l'organisation des amas de galets sur le lit des rivières et la structure de l'écoulement dans la dynamique générale d'une section de rivière. Les amas de galets sont des structures morphologiques prédominantes dans les cours d'eau à lit de graviers (Brayshaw, 1985). Dans cette optique, la caractérisation détaillée de la portion turbulente de l'écoulement pourrait élucider une partie de la problématique liée à l'organisation du lit. Selon Clifford *et al.* (1992a), les lacunes dans notre compréhension de la portion turbulente des écoulements en rivière ne permettent cependant pas encore d'apprécier réellement le rôle que joue la turbulence dans les processus de transport des sédiments de même que celui du développement des formes sur le lit. Par exemple, on connaît encore mal le rôle des structures turbulentes à grande échelle (Kirkbride et Ferguson, 1995) sur les contraintes impliquées dans le transport des sédiments. De même, l'effet des blocs et amas de galets protubérants sur la structure des écoulements ayant des nombres de Reynolds élevés est encore peu connu dans le contexte des lits de graviers. Pour déterminer clairement les interactions entre les composantes de la dynamique fluviale (Fig. 1.1), il apparaît nécessaire de comprendre de manière détaillée chacune des trois composantes, ce qui est présentement loin d'être le cas pour la structure des écoulements.



**Figure 1.1** Les trois composantes de la dynamique fluviale, d'après Leeder (1983). Les flèches représentent le sens des interactions entre ces trois composantes.

## 1.2 SUJET ET STRUCTURE DE LA THÈSE

Dans le contexte où nos connaissances sur la structure des écoulements en rivière sont encore très fragmentaires, cette thèse se penche sur le défi de décrire et d'expliquer la structure de la turbulence dans les cours d'eau à lit de graviers. Cette description constitue un défi au point de vue de la mise en œuvre des techniques nécessaires à sa caractérisation à un niveau adéquat de détails. Cette thèse ne prétend pas ajouter aux théories sur la turbulence, mais elle démontre clairement la présence de mécanismes et de processus qui permettent de mieux comprendre la structure turbulente des écoulements sur lit de graviers et d'évaluer son rôle dans la dynamique fluviale. On montre également qu'il est possible de décrire la turbulence en milieu naturel à partir d'une approche réductionniste et d'obtenir un niveau adéquat de détails analytiques. Pour approcher la description de la structure turbulente d'un écoulement sur lit de graviers, nous l'avons en effet décomposée en trois aspects distincts : la structure générale de l'écoulement sur un lit de graviers, l'effet d'un amas de galets sur cette structure et les interactions entre les conditions de l'écoulement (structure à grande échelle, profondeur et vitesse moyenne de l'écoulement) et les structures associées à la présence des amas de galets. En décomposant le problème de la sorte, les mécanismes et les processus physiques primaires sont mieux compris et il devient alors possible de les réintégrer dans un contexte plus large. De plus, les protocoles expérimentaux allient des mesures de fluctuations de vitesse à haute résolution spatiale et temporelle à des expériences de visualisation de l'écoulement en rivière, ce qui est novateur. Ces protocoles s'appuient sur des techniques éprouvées en laboratoire et qui ont contribué de manière remarquable à l'avancement de nos connaissances sur la couche-limite turbulente et sur les structures turbulentes. Cette stratégie mène à un niveau de détails permettant une caractérisation inégalée d'un écoulement turbulent en rivière.

La présentation des expériences et des résultats s'organise autour de cinq articles soumis à des revues scientifiques (Chapitres 3 à 7). Pour cerner la problématique et identifier les objectifs spécifiques de cette thèse, le deuxième chapitre présente d'abord une mise en contexte à partir de connaissances actuelles sur la structure des écoulements sur les lits rugueux. Des questions d'ordre méthodologique sont également abordées dans ce chapitre. Le troisième chapitre présente une caractérisation détaillée de la structure d'un écoulement turbulent sur un lit de gravier. Cette étape permet de décrire la structure de l'écoulement sans l'effet des amas de galets. Nos résultats confirment la présence de structures

turbulentes à grande échelle dans les écoulements sur lit de graviers. Le quatrième chapitre décrit l'effet d'un amas de galets sur la structure turbulente d'un écoulement en rivière. Nous avons privilégié la cartographie détaillée de plusieurs paramètres turbulents en amont et en aval d'un amas de galets. Les résultats sont synthétisés en un modèle où se retrouvent cinq régions dynamiques associées à l'effet d'un amas de galets. Le cinquième chapitre met en relief les dynamiques identifiées dans les chapitres précédents en tentant de les intégrer dans un tronçon de rivière. Les structures turbulentes et leurs interactions sont décrites à la lumière de nouvelles connaissances sur la turbulence des écoulements en rivière graveleuse. Certaines lacunes dans nos connaissances, particulièrement en ce qui concerne les interactions entre différentes structures turbulentes et l'effet de la variabilité des profondeurs et des vitesses dans un même tronçon de rivière, limitent cependant notre capacité d'intégration. Dans le but de combler ces lacunes, le sixième chapitre fait l'exercice de lier le passage des structures à grande échelle aux mouvements d'échappement à l'aval d'un amas de galets et le septième chapitre évalue les caractéristiques de la zone de séparation à l'aval d'un amas de galets pour différentes vitesses et profondeurs d'écoulement en laboratoire. Au chapitre 6, la visualisation de l'écoulement est jumelée à la quantification des fluctuations à l'aval d'un amas de galets en rivière. Cette approche nouvelle amène à un modèle dynamique où les manifestations de l'échappement sont dictées par le passage des structures à grande échelle. Au chapitre 7, la cartographie de paramètres turbulents révèle un ajustement complexe de la zone de recirculation à l'aval d'un amas de galets aux changements de la profondeur et de la vitesse d'un écoulement. Finalement, le huitième chapitre termine cette thèse par une conclusion générale.

# **CHAPITRE 2 : LA STRUCTURE DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS DANS LES COURS D'EAU À LIT DE GRAVIERS**

---

## **2.1 INTRODUCTION**

Cette thèse porte sur la structure des écoulements en rivière à lit de graviers et en particulier sur la portion turbulente de cette structure. En géomorphologie fluviale, la turbulence est liée aux processus du transport des sédiments et au développement des formes du lit des rivières. La structure de l'écoulement est également une réponse à la résistance qu'offre un lit au mouvement de l'eau: les formes du lit et leurs agencements entraînent des échanges turbulents qui ralentissent l'écoulement. Il importe de comprendre les processus à l'origine de la résistance à l'écoulement pour décrire et prédire adéquatement le transport des sédiments et pour mieux estimer les vitesses moyennes dans les sections de rivières.

Ce chapitre introduit le contexte de notre étude. Pour situer le lecteur, nous définissons tout d'abord les concepts de couche-limite turbulente, de profil de vitesse et de structures turbulentes. Nous passons ensuite en revue les principales études réalisées en chenal expérimental portant sur la structure des écoulements sur lits lisses et sur lits à rugosité homogène et hétérogène. Cette recension dresse un portrait sommaire de l'origine des connaissances actuelles sur la structure de l'écoulement turbulent dans les cours d'eau à lit de graviers. Elle sert également à identifier des lacunes dans notre compréhension de la structure des écoulements en rivière. Cela nous amènera à présenter les objectifs et l'approche de la recherche. Le chapitre se conclut en considérant des éléments de la méthodologie préconisée pour la réalisation des objectifs de la recherche.

## **2.2 CONTEXTE**

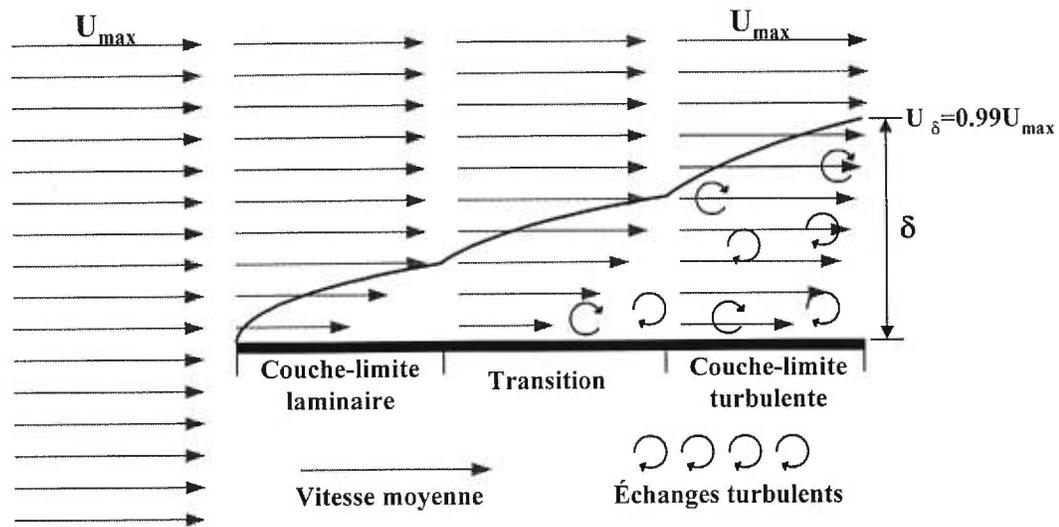
### **2.2.1 La couche-limite turbulente**

Le concept de couche-limite prend sa source dans les travaux de Ludwig Prandtl (1875-1953) (voir l'historique présentée par Tani(1977)). Les travaux de Prandtl ont mis en évidence qu'un écoulement sur une surface possède une région soumise à d'importantes

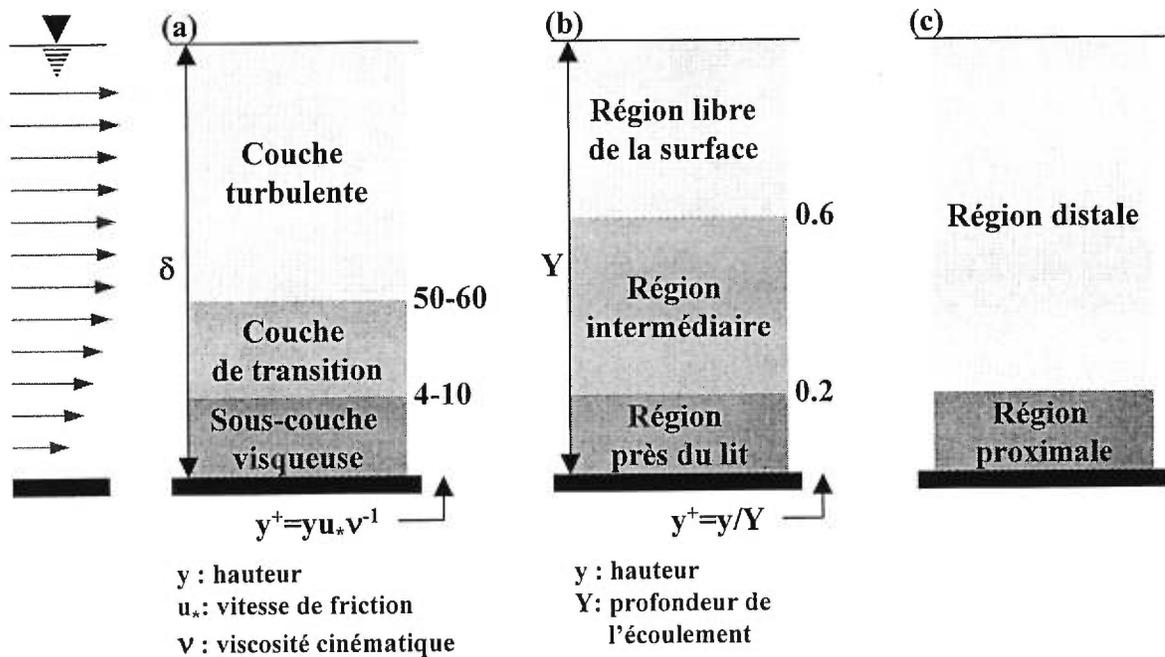
forces visqueuses et que ces forces résistent au mouvement du fluide sur une certaine profondeur par le biais d'échanges de quantité de mouvement. Dans ce cadre, la couche-limite définit l'interface entre la surface et le fluide en mouvement sans contrainte. La figure 2.1 illustre le développement d'une couche-limite dans un écoulement sans contrainte à la rencontre d'une surface parallèle à l'écoulement. Près de la surface, la vitesse est nulle parce que les molécules d'eau adhèrent à la paroi. C'est la condition de non-glissement de l'eau. La vitesse augmente avec la distance verticale à la paroi jusqu'à ce que l'effet de cette dernière s'estompe. Cette distance ( $\delta$ ) représente l'extension verticale maximale de la couche-limite. On distingue deux types de couche-limite en fonction du rapport des forces turbulentes et des forces visqueuses : la couche-limite laminaire, lorsque les forces visqueuses dominent et que les échanges de quantité de mouvement sont minimisés, et la couche-limite turbulente, lorsque les échanges turbulents dominent la structure de l'écoulement. En contact soudain avec la plaque (Fig. 2.1), une couche-limite laminaire très mince se développe tout d'abord dans l'écoulement puis, avec l'augmentation de  $\delta$  vers l'*aval*, les échanges verticaux deviennent plus importants et une couche-limite turbulente se développe.

On divise la couche-limite turbulente en trois régions: la sous-couche visqueuse, située près de la surface et où dominent les forces visqueuses, la couche de transition et la couche turbulente où survient la majorité des échanges turbulents (Fig. 2.2a). Des divisions similaires ont été proposées par les hydrauliciens pour distinguer différentes couches dans l'écoulement des rivières. Nezu et Nakagawa (1993), par exemple, divisent un écoulement en rivière en trois couches : la région près du lit, la région intermédiaire et la région de l'écoulement sans contrainte (Fig. 2.2b). On distingue cependant généralement deux grandes couches dans les écoulements : la région proximale (*inner layer*) et la région distale à la surface (*outer layer*) (Fig. 2.2c).

La reconnaissance des travaux de Prandtl s'est faite lentement parce que son premier article sur la couche-limite était court et complexe (Tani, 1977). Cependant, parce que les échanges turbulents entre les régions de la couche-limite sont étroitement reliés à la résistance à l'écoulement, ils sont plus tard devenus le centre d'intérêt d'importants efforts de recherche. Au milieu du XX<sup>ième</sup> siècle, le développement de l'aéronautique a particulièrement stimulé la recherche fondamentale sur la couche-limite turbulente et sur la structure des écoulements (Nezu et Nakagawa, 1993). À cette époque, les travaux portaient



**Figure 2.1** Développement de la couche-limite dans un écoulement sans contrainte à la rencontre d'une plaque mince parallèle aux lignes d'écoulement. La vitesse de l'écoulement à proximité de la plaque étant nulle (condition de non-glissement), un gradient de vitesse se développe verticalement dans le fluide en mouvement.  $\delta$  représente la hauteur de la couche-limite.



**Figure 2.2** Stratification utilisée pour décrire les couche-limite turbulentes (a) en laboratoire (Dingman, 1984) et (b) en rivière (Nezu et Nakagawa, 1993). (c) Stratification binaire fréquemment utilisée pour décrire les couches de l'écoulement. Notez les différentes façons de normaliser les hauteurs au-dessus du lit.

surtout sur l'interface air-solide étant donné qu'il s'avère plus facile d'effectuer des mesures de vitesse dans ce fluide. Puis, au début des années soixante, l'arrivée de nouvelles technologies et la reconnaissance de processus d'échanges semi-déterministes dans des écoulements que l'on croyait purement stochastiques ont encouragé les ingénieurs de la mécanique des fluides à pousser plus en profondeur la description et la quantification des processus impliqués dans les échanges turbulents des couches-limites (voir les recensions de Cantwell (1981) et Robinson (1991)). Ces connaissances de la mécanique des fluides permettent d'ailleurs aujourd'hui de penser à *contrôler* la turbulence et ses manifestations dans les écoulements (Lumley et Blossey, 1998; Gad-el-Hak, 2000). Pendant ce temps, la recherche sur les échanges turbulents et leurs implications dans les couches-limites géophysiques émergeait en sciences atmosphériques (Kaimal *et al.*, 1976), océanographiques (Gordon, 1974; Heathershaw, 1974) et en hydraulique fluviale (McQuivey, 1973; Jackson, 1976).

Géomorphologues et sédimentologues s'intéressent aux échanges turbulents des couches-limites avec l'idée qu'ils sont des éléments clefs de la dynamique fluviale. Les rivières constituent en effet des couches-limites où les échanges turbulents provenant des interactions de l'écoulement avec le lit sont intenses. Les importantes quantités de mouvement échangées dans le fluide en mouvement contribuent à la résistance à l'écoulement, d'une part, et jouent sur les particules au lit et dans la colonne d'eau, d'autre part. Dans cette perspective, une compréhension des échanges turbulents en rivière peut permettre d'expliquer et de quantifier les mécanismes de résistance à l'écoulement et les processus responsables du transport des sédiments.

Les couches-limites fluviales mettent cependant notre science au défi, et ce pour plusieurs raisons. La profondeur limitée des écoulements fluviaux implique tout d'abord que les rivières représentent des couches-limites turbulentes *tronquées*. L'effet du lit de la rivière se fait souvent sentir sur toute la profondeur de l'écoulement et aucune zone d'écoulement sans contrainte n'est présente. Cette constatation soulève la question de l'applicabilité des connaissances provenant des couches-limites turbulentes pleinement développées aux écoulements en rivières. Ensuite, la surface du lit des rivières est loin d'être lisse, comme c'est le cas pour plusieurs études en laboratoire d'où les connaissances sur les couches-limites ont été obtenues. La surface du lit des rivières est irrégulière ce qui reflète un agencement des particules de taille variable qui constituent le lit. Cette

irrégularité joue inévitablement sur le développement et la production des échanges turbulents dans la couche-limite fluviale. Finalement, les lits des rivières sont plus ou moins mobiles. Ils s'ajustent aux conditions hydrauliques (débits, vitesse) selon leurs caractéristiques morpho-sédimentologiques (tailles des sédiments). Il s'ensuit que le développement d'une couche-limite fluviale est compliqué par l'ajustement plus ou moins rapide de la surface d'écoulement et du développement des formes du lit lorsque les conditions d'écoulement changent. Ces trois facteurs de complexité impliquent qu'il peut être inadéquat d'appliquer directement aux rivières les connaissances acquises sur les couches-limites en laboratoires et dans d'autres domaines d'expertise. Pour comprendre la couche-limite fluviale et ses échanges turbulents, il est nécessaire de l'étudier en misant sur une description *in situ*.

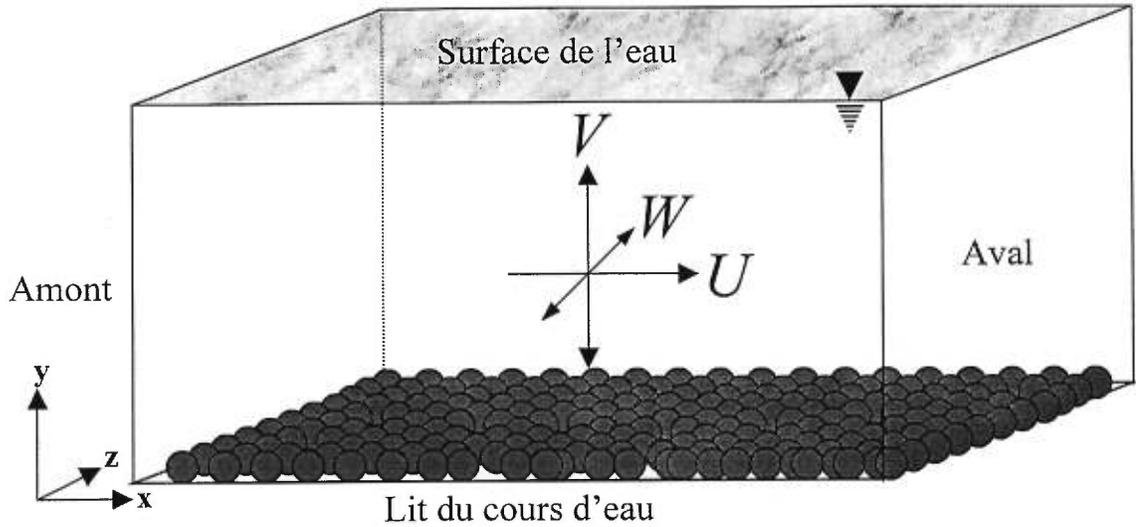
### 2.2.2 Le profil de vitesse et la force tractrice

Dans un chenal, l'écoulement se produit dans les trois dimensions de l'espace euclidien. On distingue ainsi les composantes longitudinale ( $U$ ), verticale ( $V$ ) et latérale ( $W$ ) de la vitesse de l'écoulement (Fig. 2.3). La distribution spatiale des vitesses moyennes de l'une ou l'autre de ces composantes de vitesse représente un profil de vitesse. On utilise le profil vertical de la vitesse longitudinale pour décrire et caractériser les couches-limites turbulentes. En rivière, le profil de vitesse est utilisé pour déterminer la vitesse moyenne d'une section transversale et pour estimer la magnitude de la force tractrice ou du cisaillement au lit ( $\tau_0$ ). La force tractrice représente une pression tangentielle au lit et est capitale dans le transport des sédiments. En principe, plus la force tractrice est élevée, plus la taille des sédiments pouvant être transportés sera grande. Cette relation est d'ailleurs à l'origine du diagramme légendaire de Shields (Buffington, 1999) liant la taille des particules à la magnitude de la force tractrice critique ( $\tau_c$ ) permettant de les mobiliser.

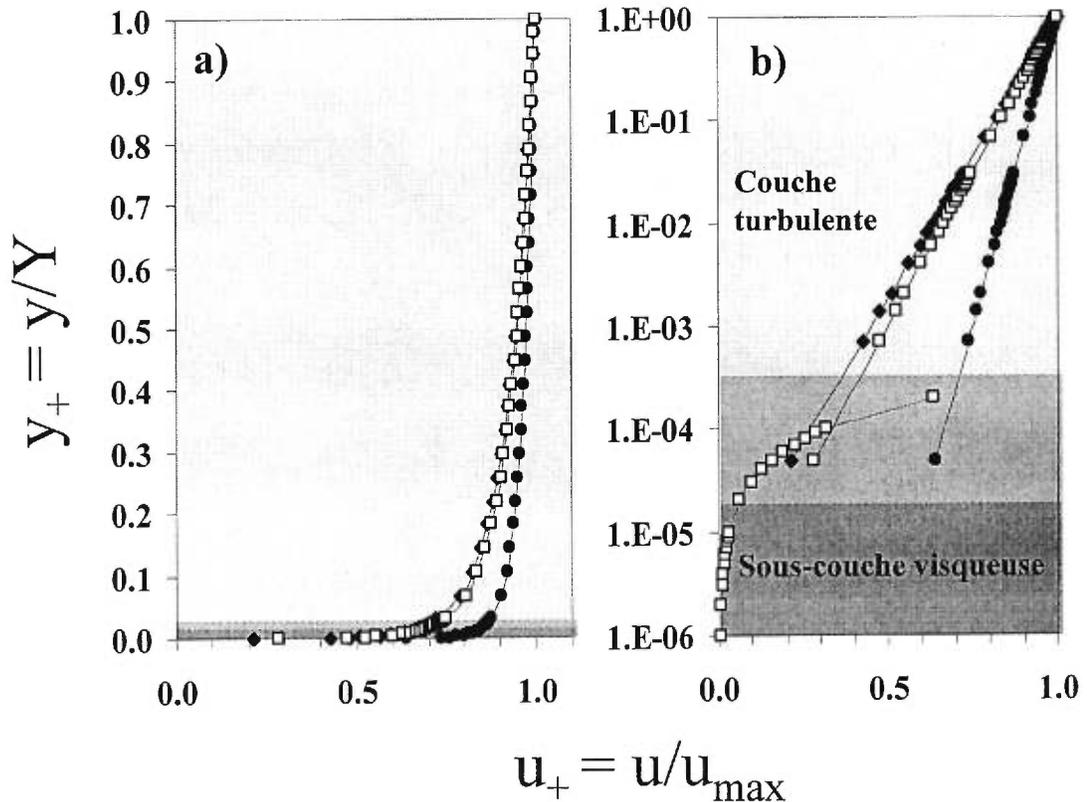
On peut estimer  $\tau_0$  de deux façons (Petit, 1989, 1990). La méthode classique, d'après la formule développée en 1879 par Du Boys, fait appel à la pente de la ligne d'énergie :

$$\tau_0 = \rho g R S \quad (2.1)$$

où  $\rho$  est la densité de l'eau;  $g$ , l'accélération gravitationnelle;  $R$ , le rayon hydraulique; et  $S$ , la pente de la surface de l'eau ou du profil d'énergie si l'écoulement est non-uniforme. La seconde méthode utilise le profil de vitesse de la composante longitudinale de l'écoulement selon la relation que  $\tau_0$  entretient avec la vitesse de friction ( $u_*$ ) :



**Figure 2.3** Les trois composantes de la vitesse d'un écoulement en rivière: longitudinale ( $U$ ), verticale ( $V$ ) et latérale ( $W$ ).



**Figure 2.4** Profils verticaux de la vitesse longitudinale selon une échelle (a) arithmétique et (b) logarithmique. Profil de vitesse d'une couche-limite turbulente selon l'équation de Prandtl-Von Karman ( $\square$ ), pour un lit hydrauliquement lisse ( $\bullet$ ) et hydrauliquement rugueux ( $\blacklozenge$ ). Les profils sont calculés pour un écoulement turbulent uniforme d'une profondeur ( $Y$ ) de 1 m, d'une pente d'énergie ( $S_0$ ) de 0.002 et d'une viscosité ( $\nu$ ) de  $1.3E-06 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ .

$$\tau_o = \rho u_*^2 \quad (2.2)$$

La vitesse de friction provient du profil de vitesse de la composante longitudinale: elle est directement proportionnelle au gradient vertical de la vitesse longitudinale ( $du/dy$ ). Puisque le gradient de vitesse est relié à  $u_*$ , qui elle permet de calculer  $\tau_o$  (Équation 2.2), il suffit, en principe, de déterminer ce gradient pour connaître l'intensité du cisaillement exercé sur le lit.

Pour un écoulement uniforme dans une couche limite turbulente, le profil vertical de la vitesse longitudinale se divise généralement en deux sections : une portion linéaire, située essentiellement dans la sous-couche visqueuse où les forces visqueuses dominent, et une portion logarithmique, occupant la partie supérieure de la couche-limite où les échanges turbulents dominent l'effet de la viscosité (Fig. 2.4). La portion laminaire du profil est donnée par :

$$u(y) = \frac{u_*^2 y}{\nu} \quad (2.3)$$

où  $u(y)$  est la fonction donnant la vitesse à la hauteur  $y$  au-dessus du lit;  $u_*$ , la vitesse de friction; et  $\nu$ , la viscosité cinématique du fluide. La portion logarithmique du profil est donnée par la loi de Prandtl-Von Karman sous la forme:

$$u(y) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{y_o}\right) \quad (2.4)$$

où  $u(y)$  est la fonction donnant la vitesse à la hauteur  $y$  au-dessus du lit;  $u_*$ , la vitesse de friction;  $\kappa$ , la constante empirique de Von Karman ( $\approx 0.4$ ); et  $y_o$ , une hauteur au-dessus du lit où la vitesse est *effectivement* nulle. Sur des lits lisses,  $y_o$  se retrouve bien à l'intérieur de la sous-couche visqueuse ( $y_o^+ = y_o u_* \cdot \nu^{-1} = 0.11$ ). Sur des lits rugueux, comme c'est le cas en rivière, les irrégularités du lit percent littéralement la sous-couche visqueuse. En conséquence,  $y_o$  peut se retrouver à l'extérieur de cette dernière. On redéfinit alors  $y_o$  à l'aide de la hauteur de rugosité effective ( $k_s$ ). Cette valeur représente une hauteur moyenne de rugosité des particules. Empiriquement, on l'associe au produit d'une constante par un diamètre représentatif des particules du lit ( $D_{50}$  ou  $D_{84}$  où  $D$  est le diamètre et 50 et 84 des percentiles). Exprimée sans dimension ( $k_s u_* \cdot \nu^{-1}$ ), cette hauteur donne un nombre de Reynolds ( $Re_*$ ) qui discrimine deux types d'écoulement (Fig. 2.4):

$$\text{hydrauliquement lisse } (Re_* < 4) \quad : \quad u(y) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(9.0 \frac{u_* y}{\nu}) \quad (2.5)$$

$$\text{et } \text{hydrauliquement rugueux } (Re_* > 4) \quad : \quad u(y) = \frac{u_*^2}{\kappa} \ln(30.0 \frac{y}{k_s}) \quad (2.6)$$

Lorsque la profondeur de l'écoulement est élevée, la portion logarithmique se fond vers le haut dans une fonction connue sous le nom de loi de la vitesse *par défaut* (*velocity defect law*) (Tachie *et al.*, 2000). Cette loi exprime la différence entre la vitesse de l'écoulement sans contrainte ( $U_\infty$ ) et la vitesse  $u(y)$  en fonction de la distance relative à la paroi ( $y/\delta$ ). Dans une couche-limite turbulente, cette loi s'exprime selon :

$$\frac{U_\infty}{u_*} - \frac{u(y)}{u_*} = \frac{2\Pi}{\kappa} \left[ w(1) - w\left(\frac{y}{\delta}\right) \right] - \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (2.7)$$

où  $\Pi$  est la constante de Coles;  $\delta$ , la profondeur de la couche limite; et  $w()$ , une fonction de sillage (*wake function*) (Tachie *et al.*, 2000). Cette loi permet ainsi de diviser le profil de vitesse des couches-limites de grande épaisseur en trois sections : linéaire, logarithmique et de la vitesse par défaut.

Ces différentes équations constituent l'abaque dictant la mesure des vitesses dans les couches-limites fluviales. On les utilise pour établir la vitesse moyenne à une section d'écoulement et pour estimer la vitesse de friction ( $u_*$ ), la hauteur où la vitesse est nulle ( $y_o$ ) et la force tractrice ( $\tau_o$ ), trois paramètres liés à l'étude du transport des sédiments (Petit, 1990).

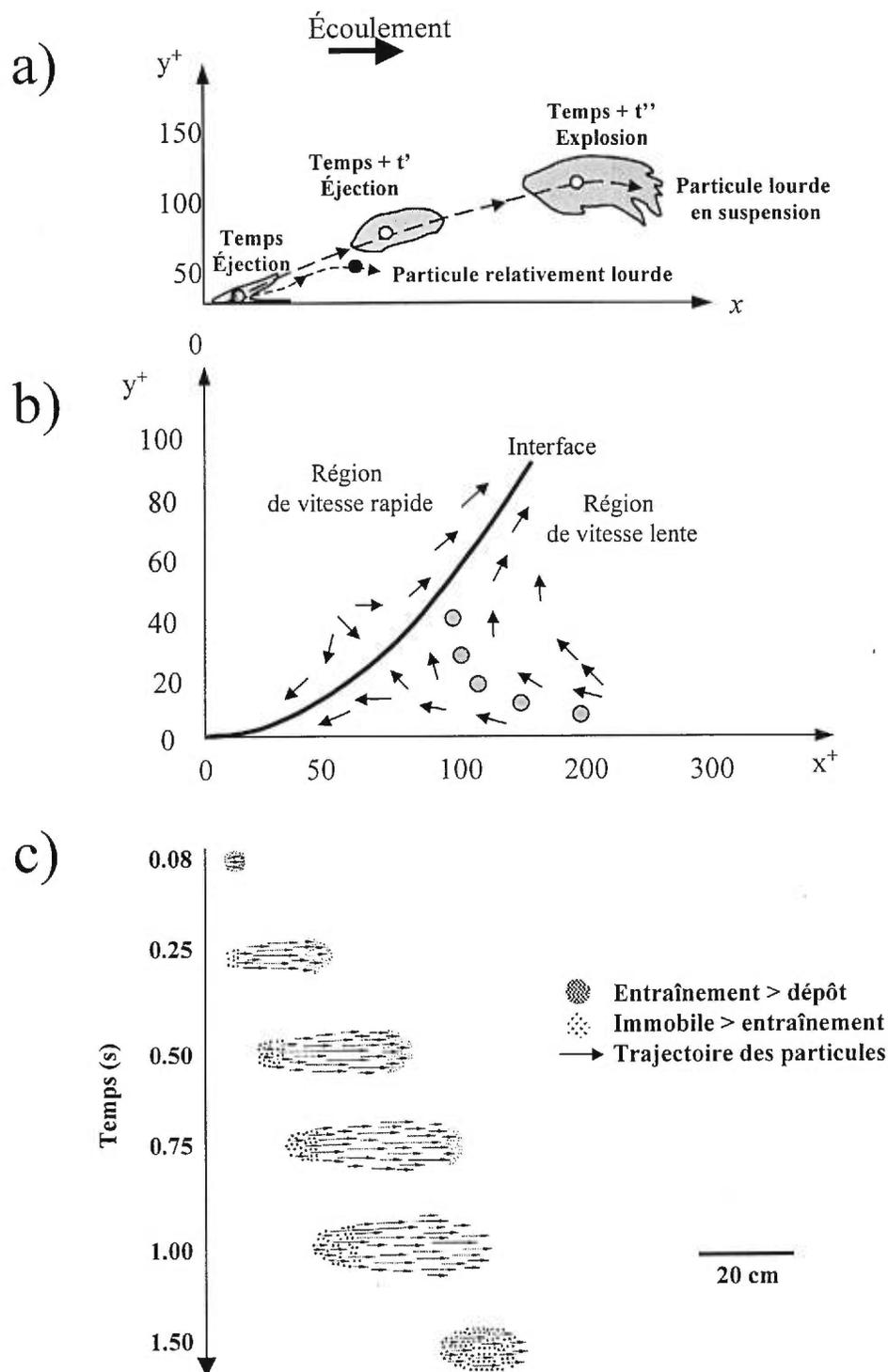
Plusieurs problèmes compliquent l'application de ces équations en rivière naturelle. Bauer *et al.* (1992) ont identifié trois sources d'erreur communes : les erreurs de mesure provenant des courantomètres et de leur mauvais déploiement, l'utilisation des équations dans des conditions d'écoulement pour lesquelles elles n'ont pas été développées et le mauvais choix de techniques statistiques pour obtenir les estimateurs  $u_*$  et  $y_o$ . D'abord, la résolution d'échantillonnage et la définition des régions significatives de l'écoulement constituent des problèmes classiques liés au déploiement des instruments. Par exemple, la portion couverte par le profil logarithmique ne fait pas encore l'unanimité: certains reconnaissent qu'il ne se retrouve que dans la région près du lit (20% de la profondeur de l'écoulement, voir Fig. 2.2b, Nezu et Nakagawa, 1993) alors que d'autres prétendent qu'il occupe toute la portion de l'écoulement (100% de la profondeur de l'écoulement selon

Smart, 1999). De tels imbroglios ont des conséquences sur l'estimation de  $y_o$  et  $\tau_o$ . Dans ce sens, Biron *et al.* (1998) ont montré que l'estimation de la force tractrice est dépendante de la proportion de la hauteur de l'écoulement retenue pour les mesures de vitesse ainsi que de la hauteur au-dessus du lit où la première mesure de vitesse est effectuée. Ensuite, pour palier aux problèmes de l'utilisation inadéquate des équations, il importe de mentionner que des équations incluant des mesures de résistance plus représentatives de l'hétérogénéité du lit des rivières graveleuses ont été développées (Bathurst, 1982; Wiberg et Smith, 1991) de même que des modèles non conventionnels pour le calculs de la variabilité des forces tractrices (Lamouroux *et al.*, 1992).

En plus de ces problèmes pratiques, il importe de souligner que l'utilisation habituelle du profil de vitesse pour estimer la vitesse de cisaillement et la force tractrice ne tient pas compte des fluctuations instantanées de vitesse produites par les échanges turbulents présents dans les écoulements. Ces fluctuations engendrent des valeurs instantanées élevées de la force tractrice qui peuvent générer du transport alors que la force tractrice moyenne, estimée par le gradient du profil de vitesse, ne peut le faire. Cet état de fait réduit l'efficacité du profil de vitesse à prédire et à expliquer les taux de transport. En conséquence, plusieurs chercheurs se sont penchés sur le rôle que joue les structures turbulentes dans la mécanique du transport des sédiments. Ainsi, plusieurs observations en laboratoire (Sumer et Oguz, 1978; Sumer et Deigaard, 1981; Kirkbride, 1993; Nelson *et al.* 1995; Kaftory *et al.*, 1995; Garcia *et al.*, 1996) et en rivières (Tricart, 1961; Jakson, 1976; Drake *et al.*, 1988; Lapointe, 1992; Kostachuck et Church, 1993) laissent croire que l'initiation du déplacement et le transport des sédiments sont produits par des structures turbulentes spécifiques dans le fluide (Fig. 2.5). Ces études ont mis de l'avant l'importance de connaître les échanges turbulents dans les couches-limites fluviales pour expliquer et décrire les processus et mécanismes propres au transport des sédiments que ne peut résoudre complètement le profil de vitesse.

### 2.2.3 Les structures turbulentes et la structure de l'écoulement

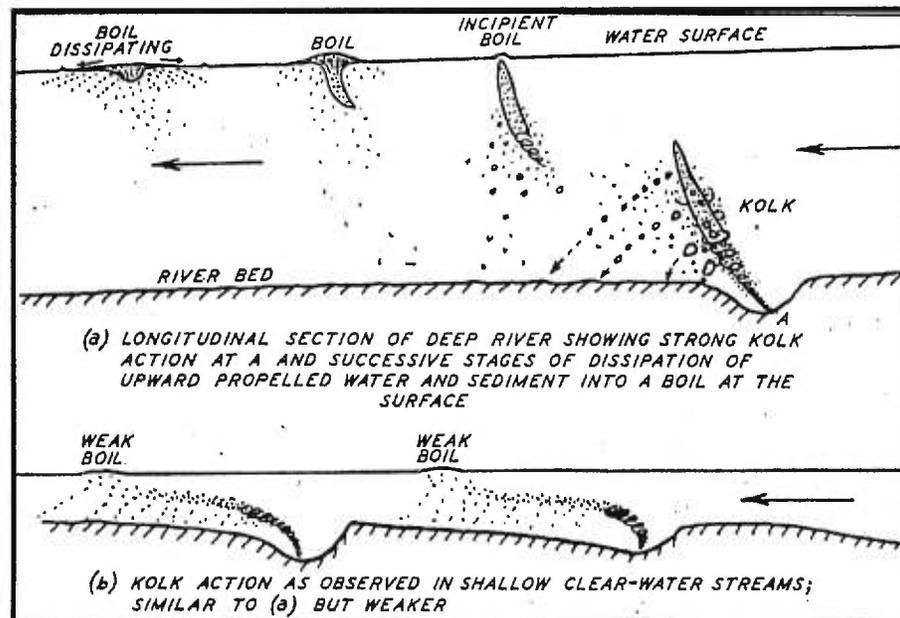
Dans les écoulements, les échanges turbulents prennent des formes multiples. Ces formes se définissent cependant toutes par un niveau de cohérence dans le temps et dans l'espace de quantités physiques, comme la vitesse et la température, et se produisent selon des processus qui se répètent de manière plus ou moins périodique (Fig. 2.6). On appelle



**Figure 2.5** (a) Vue latérale de la trajectoire de particules de différents poids suite à l'éjection d'une portion de fluide du lit vers la surface, d'après Sumer et Deigaard (1981). (b) Vue latérale de la trajectoire d'une particule à l'interface de régions de fortes et de faibles vitesses dans un écoulement, d'après Garcia *et al.* (1996). Les flèches représentent les vecteurs tels que perçus par un observateur se déplaçant à la vitesse moyenne de l'écoulement. (c) Vue en plan d'une séquence entraînement-dépôt observée par Drake *et al.* (1988) dans une section de rivière à lit de graviers suite au passage de vitesse rapide près du lit.



**Figure 2.6** Plan de mélange entre deux écoulements gazeux donnant naissance à des structures turbulentes qui se développent dans l'espace et se répètent dans le temps (Roshko et Brown, 1974).



**Figure 2.7** Les schémas de Matthes (1947) illustrant de quelle manière les tourbillons (*kolks*) contribuent au transport des sédiments et au développement des formes du lit dans des cours d'eau (a) de forte et (b) de faible profondeur.

ces formes *les structures turbulentes* ou *structures cohérentes turbulentes*. Plusieurs définitions ont été données pour décrire la notion de structures turbulentes. Le tableau 2.1 compile certaines de ces définitions selon un ordre chronologique qui fait ressortir la reconnaissance grandissante de la présence des structures cohérentes dans les couches-limites et le caractère de plus en plus *animé* qu'on leur associe. Les couches-limites comportent plusieurs types de structures turbulentes. Fielder (1988) les a d'ailleurs décrites comme étant des zoos de structures turbulentes. Dans un fluide en mouvement, l'ensemble des structures turbulentes et de leurs interactions constitue ce que l'on décrit comme étant *la structure turbulente de l'écoulement*.

**Table 2.1** Évolution de la notion de structures turbulentes depuis les années 70.

Référence	Description – définition
Kovasnay (1970)	<i>Eruptions [of slower fluid from near the wall out into the faster turbulent flow] are strongly three-dimensional and they occur at random.</i>
Laufer (1975)	<i>Turbulent flows of simple geometry are not as chaotic as has been previously assumed : there is some order in the motion with an observable chain of events reoccurring randomly with a statistically definable period.</i>
Bradshaw (1985)	<i>Turbulence is a three-dimensional time-dependent motion in which vortex stretching causes velocity fluctuations to spread to all wavelengths between a minimum determined by viscous forces and a maximum determined by the boundary conditions of the flow.</i>
Hussain (1983)	<i>A coherent structure may be defined as a large scale turbulent fluid mass with a phase-correlated vorticity over it spatial extent.</i>
Blackwelder (1987)	<i>A coherent eddy structure consist of a parcel of vortical fluid occupying a confined spatial region such that a distinct phase relationship is maintained between the flow variables associated with its constituent components as it evolves in space and time.</i>
Fielder (1988)	<i>Coherent structures are loosely defined as regions of concentrated vorticity, characteristic and flow specific organisation, recurrence, appreciable lifetime and scale.</i>
Robinson (1991)	<i>A coherent motion is defined as a three-dimensional region of the flow over which at least one fundamental flow variable (velocity component, density, temperature, etc.) exhibits significant correlation with itself or with another variable over a range of space and/or time that is significantly larger than the smallest locals scales of the flow.</i>
Yalin (1992)	<i>Turbulence is due to a multitude of eddies (fluid volumes with a sense of rotation) having various sizes. Eddies are not permanent – they are born, they live and they die.</i>
Nezu et Nakagawa (1993)	<i>In the strict sense, coherent structure of turbulence are identified with motions of fluid parcels that have a life cycle, i.e. organized motion or ordered motion.</i>

#### 2.2.4 L'étude de la structure de l'écoulement en rivière

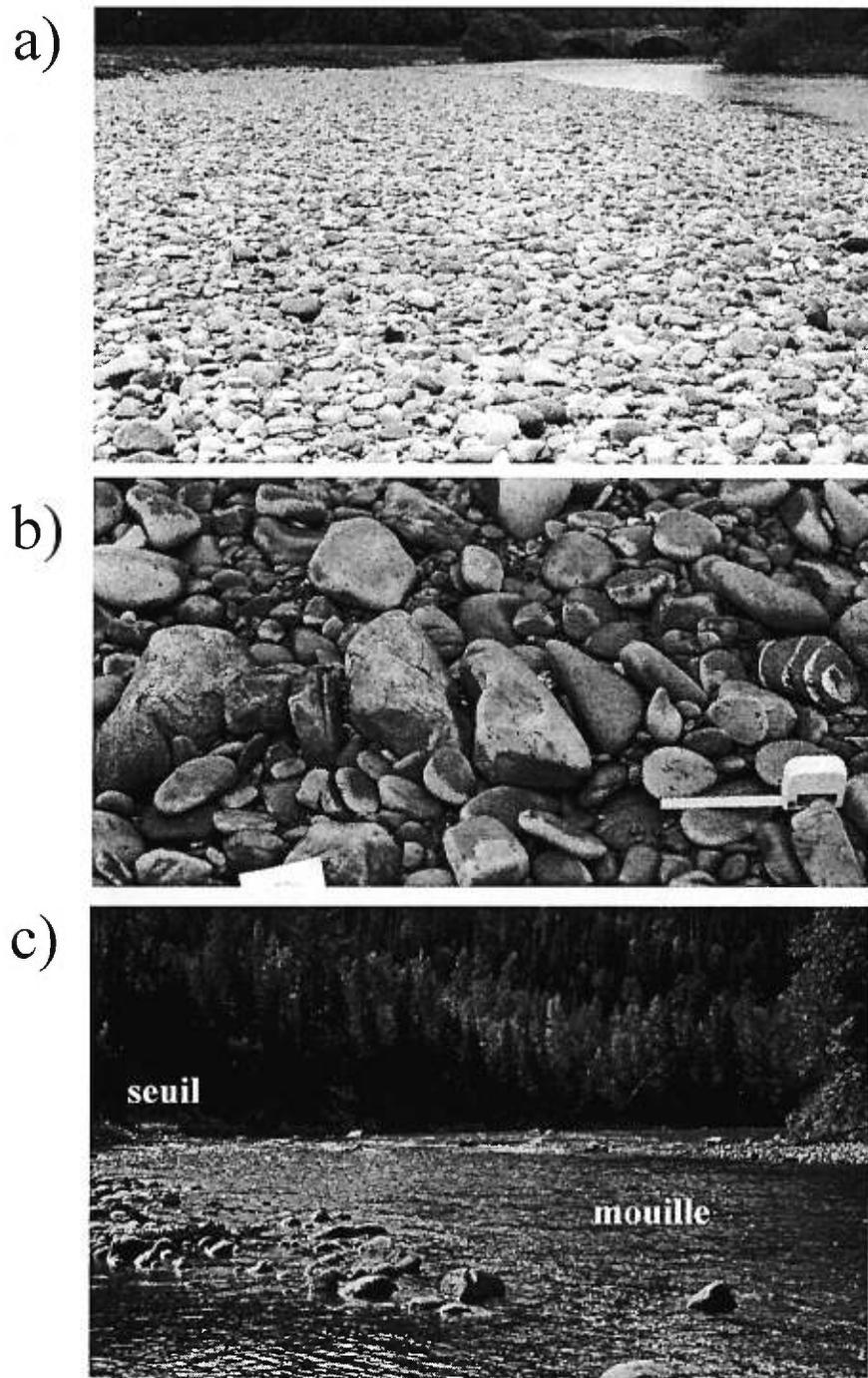
Jusqu'à tout récemment, les connaissances sur les échanges turbulents en rivière provenaient principalement d'un amalgame de résultats et de modèles issus des travaux en laboratoire. Plusieurs raisons peuvent être invoquées pour expliquer l'absence de résultats

significatifs provenant de travaux en rivière naturelle. La première provient du fait que la reconnaissance du rôle de la structure turbulente des écoulements sur la dynamique fluviale est relativement récente. Jusqu'au début des années soixante, la science géomorphologique s'intéressait principalement à la description des formes et, lorsque l'elle s'intéressait aux processus qui les mettaient en place, cela se faisait par le biais de l'inférence, i.e. en procédant de la description de la forme vers l'explication du processus de mise en place (Pitty, 1982, p. 41). Aujourd'hui, la mesure et la description des processus jouent un rôle de premier plan en géomorphologie (Allen, 1997). Ainsi, même si Leighly (1932, 1934) et Matthes (1947) avaient attiré l'attention sur les liens entre la turbulence, le transport des sédiments et le développement des formes du lit des rivières (Fig. 2.7), le rôle des structures turbulentes sur la dynamique fluviale n'est reconnu que depuis récemment en géomorphologie. Jackson (1976), reprenant les *kolks* de Matthes (1947), et Leeder (1983) ont fortement contribué à faire reconnaître la nécessité de comprendre la structure des écoulements pour décrire la dynamique du transport des sédiments et du développement des formes du lit. Récemment, les conférences « *Turbulence. Perspective on flow and sediment transport* » (Clifford *et al.*, 1993a) et « *Coherent flow structures in open channel flow* » (Ashworth *et al.*, 1996) ont attesté que la turbulence des écoulements joue un rôle crucial dans la compréhension de la dynamique fluviale. Dans le contexte plus spécifique des rivières graveleuses, cette reconnaissance fut soulignée par De Jong (1992), Ferguson (1998) et De Jong et Ergenzinger (1998) aux conférences internationales *Gravel-Bed Rivers* III et IV et appuyée par les travaux de Nelson *et al.* (sous presse) et Roy et Buffin-Bélanger (sous presse) à la conférence internationale *Gravel-Bed Rivers* V.

Une seconde raison provient du coût des appareils de mesure et de la difficulté de les déployer sur le terrain. La caractérisation de la turbulence en rivière s'est souvent faite à partir de données obtenues d'un seul courantomètre (Lapointe, 1992, 1996; Clifford et French, 1993c; Clifford, 1996; Robert 1997; Nikora et Smart, 1997; Smart, 1999). Il est reconnu que la mesure de vitesse en un point dans l'espace est inadéquate pour caractériser la variabilité spatiale des échanges turbulents dans une couche-limite (Offen et Kline, 1974; Laufer, 1975). Selon Offen et Kline (1974), on ne peut caractériser la dynamique spatiale des structures à l'aide d'une seule sonde parce que les structures possèdent des diamètres, des vorticités et des orientations qui sont très variables; les fluctuations de vitesse d'une structure peuvent être de même amplitude que celles de l'écoulement ambiant et le

mouvement des structures se trouve lui même imbriqué dans des fluctuations à plus grande échelle. Ainsi, alors que la visualisation et les techniques de corrélations spatio-temporelles, nécessitant l'utilisation de plusieurs courantomètres, sont fréquemment utilisées en laboratoire, il est flagrant de constater le peu d'expériences utilisant ces approches en rivière (Clifford, 1997). Ces méthodes, pourtant, sont à l'origine même des découvertes pionnières sur la structure de la turbulence dans la couche-limite (Cantwel, 1981). L'utilisation en rivières de plusieurs courantomètres à prix abordables (Robert *et al.*, 1992; Kirkbride et Ferguson, 1995) et de techniques de visualisation simples mais efficaces (Roy *et al.*, 1999) ouvrent aujourd'hui la voie à des analyses comportant un niveau de détail comparable à celui des analyses réalisées en laboratoire.

L'irrégularité de la surface du lit des rivières graveleuses, ses effets sur la couche-limite et la valeur élevée du nombre de Reynolds des écoulements contribuent également à expliquer l'absence de données détaillées provenant d'expériences en rivière. La rugosité du lit se décompose selon différentes échelles impliquées dans la résistance de l'écoulement. Robert (1990) a décomposé la rugosité des lits graveleux en trois échelles: les particules, les micro-formes et les grandes ondulations du lit (Fig. 2.8). Ces trois échelles de rugosité jouent sur la structure de la turbulence en rivière. L'effet de la rugosité de particules sur la structure des écoulements à faible nombre de Reynolds est relativement bien connu pour des lits constitués de particules homogènes (Grass, 1971; Grass et Mansour-Tehrani, 1996; Defina, 1996). On connaît également bien la forme des profils de vitesse et de l'intensité de la turbulence au-dessus de lit rugueux en laboratoire (Krogstad *et al.* 1992; Song *et al.*, 1994; Krogstad et Antonia, 1999) et en rivières (Robert *et al.*, 1992; Kirkbride, 1994; Nikora et Smart, 1997; Smart, 1999). Les micro-formes ont des effets généralement plus visibles sur la structure de l'écoulement. Plusieurs types de micro-forme ont été documentés en rivière (De Jong et Ergenzinger, 1995; Church *et al.*, 1998), l'amas de galets étant probablement la micro-forme la plus dominante sur les lits de graviers (Brayshaw, 1984) (Fig. 2.8b). Les amas de galets génèrent, entre autres, de fortes pressions au lit (Brayshaw *et al.*, 1983) et une intensité turbulente accrue dans l'écoulement (Robert *et al.*, 1996). L'effet des grandes ondulations, finalement, est moins bien connu. Clifford et French (1993c) et Robert (1997) ont documenté des différences dans la tailles et l'intensité turbulente des structures dans les seuils et les mouilles, ces différences étant liées aux variables morphométriques locales (pente, taille des grains). Clifford (1993) a proposé que



**Figure 2.8** Les échelles de rugosité de Robert (1990) : (a) particules, (b) micro-formes (amas de galets) et (c) grandes ondulations (seuil-mouille).

les seuils et les mouilles créent des structures turbulentes possédant des échelles comparables à leur espacement. Ces trois échelles de rugosité engendrent ainsi des échanges turbulents provenant d'une gamme de processus et donnent naissance à des structures turbulentes à plusieurs échelles. De plus, ces structures se développent et interagissent les unes avec les autres. Cela complique la description de la structure de ces écoulements et peut expliquer une partie de l'absence de données dans ces milieux.

### **2.2.5 Visualisation, quantification et modélisation**

L'étude de la structure turbulente des écoulements a recours à trois approches: l'analyse visuelle, la mesure quantitative et la modélisation. Il importe de distinguer ces approches puisqu'elles reviendront fréquemment dans la suite du texte. La visualisation consiste à décrire les caractéristiques observables des échanges turbulents se produisant dans un écoulement. La quantification repose sur la mesure de quantités associées à la turbulence, par exemple les changements de pression, de vitesses et de températures d'une parcelle de fluide. Les fluctuations de cette quantité dans le temps et l'espace permettent de caractériser les échanges turbulents selon leur intensité et leur périodicité. La modélisation consiste à résoudre les équations gouvernant le mouvement d'un fluide et à les mettre en oeuvre dans un algorithme de simulation. Ces trois approches ont permis des gains de connaissances considérables sur les échanges turbulents dans les couches-limites. Elles ont de plus orienté le sens des découvertes depuis plusieurs décennies. Selon Robinson (1991), les soixante-dix dernières années de recherche en mécanique des fluides se divisent en quatre ères révélatrices : l'ère des découvertes de 1932 à 59; l'ère de la visualisation de 1960 à 71; l'ère de l'échantillonnage conditionnel des vitesses de 1972 à 79 et l'ère de la simulation numérique de 1980 à l'actuel.

Cette thèse s'appuie fortement sur la quantification et la visualisation des écoulements. Ces deux approches sont complémentaires à plusieurs niveaux. D'abord, bien entendu, la visualisation donne une *image* aux structures turbulentes et aux processus que nous cherchons à quantifier. Cette image est essentielle puisqu'elle permet de guider l'interprétation des résultats obtenus de la quantification de la turbulence. Selon Praturi et Brodkey (1978), la visualisation permet de construire le squelette de notre compréhension de la turbulence pendant que la mesure quantitative fournit les muscles autour du squelette. Ensuite, la visualisation se fait difficilement en rivière et elle implique des analyses qui

peuvent être longues et fastidieuses. En rivière, la mesure des vitesses de l'écoulement est plus aisée et fait appel à des techniques d'analyses plus automatisées, ce qui permet de caractériser de manière plus exhaustive la structure d'un écoulement. Finalement, l'analyse visuelle constitue une approche lagrangienne alors que la quantification représente une approche eulérienne de l'étude de l'évolution des structures. L'approche lagrangienne consiste à observer et à décrire le développement temporel d'une structure turbulente dans un espace à plusieurs dimensions. Pour cela, l'observateur doit suivre la structure à sa vitesse de déplacement, c'est ce que l'on fait lorsque l'on regarde un tourbillon évoluer vers l'aval de la rivière. L'approche eulérienne consiste à observer en un point fixe de l'espace le passage d'une structure de manière à décrire son évolution à ce point. C'est ce qui se passe lorsque l'on fixe la surface de l'eau et que l'on regarde passer les tourbillons à ce même point. Il importe cependant de souligner qu'il est possible de réaliser des analyses lagrangiennes des structures turbulentes à partir de mesures de vitesses prises à au moins deux endroits dans l'écoulement et de convertir une visualisation en une analyse eulérienne en mettant l'accent sur une région spécifique de l'écoulement. La quantification et la visualisation amène ainsi à des informations complémentaires sur la dynamique des structures turbulentes.

### **2.3 VERS UNE COMPRÉHENSION DE LA STRUCTURE D'UN ÉCOULEMENT TURBULENT SUR LIT DE GRAVIERS**

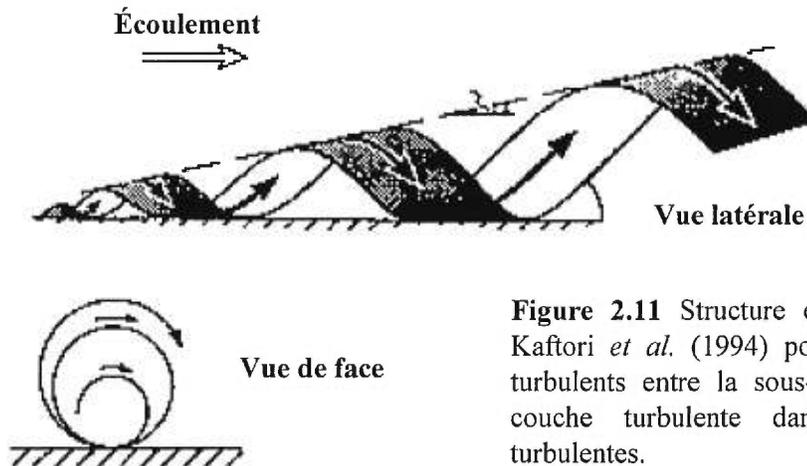
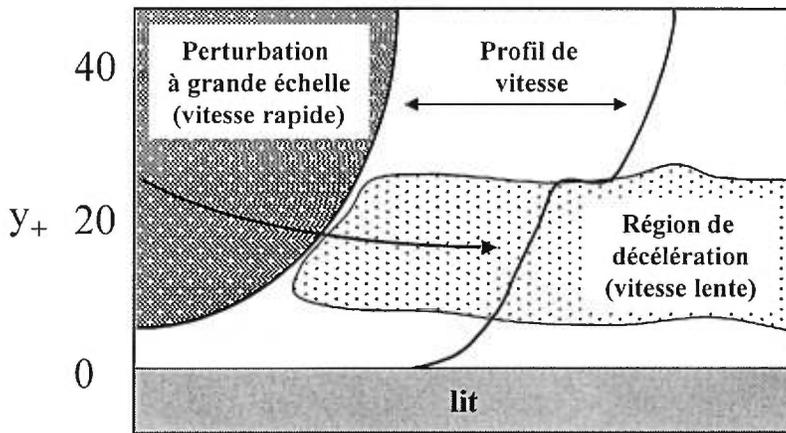
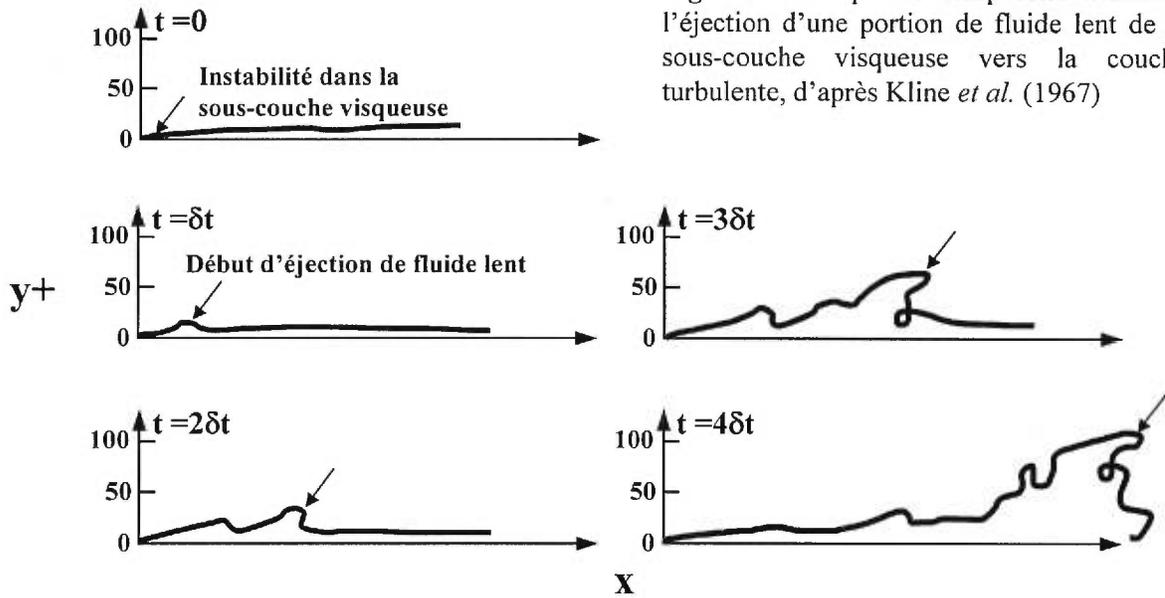
Depuis que les échanges de quantité de mouvement dans les couches-limites turbulentes sont perçus non plus comme des événements aléatoires et chaotiques mais plutôt comme des processus semi-déterministes qui organisent l'écoulement (Tab. 2.1), une quantité imposante de travaux a été réalisée en mécanique des fluides pour visualiser, quantifier et modéliser ces échanges. Il existe déjà de nombreuses recensions, dont l'exhaustivité dépasse largement l'objectif de cette section, en mécanique des fluides (Cantwell, 1981; Robinson, 1991; Smith, 1996) et en géomorphologie et sédimentologie fluviale (Clifford et French, 1993b; Best, 1993, 1996; Williams, 1996). Soulignons également la contribution remarquable des livres de Yalin (1992) et Nezu et Nagagawa (1993) qui intègrent un grand nombre de connaissances expérimentales dans le contexte des écoulements fluviaux. Dans cette section, nous nous contenterons de faire ressortir les principaux résultats en laboratoire et sur le terrain menant à la compréhension actuelle de la

structure turbulente des écoulements en rivières graveleuses. Nous examinerons les travaux portant sur les lits lisses, ceux portant sur les lits à rugosité homogène et hétérogène et, finalement, les travaux faits en rivière.

### 2.3.1 Écoulement sur lit lisse

À la fin des années soixante, deux équipes de recherche mettent au jour, par le biais de techniques de visualisation, la structure des échanges turbulents dans des écoulements sur lit lisse : l'équipe de Stanford University (Kline *et al.*, 1967; Kim *et al.*, 1971; Offen et Kline, 1974) et l'équipe de l'Ohio State University (Corino et Brodkey, 1969; Nychas *et al.*, 1973; Pratury et Brodkey, 1978). La contribution majeure de ces deux équipes est sans aucun doute celle de Kline *et al.* (1967) et Corino et Brodkey (1969). En injectant des bulles d'hydrogène dans une couche-limite turbulente sur lit lisse, Kline *et al.* (1967) ont pu observer et décrire pour l'une des premières fois des échanges de momentum structurés entre la sous-couche visqueuse et la couche turbulente de l'écoulement. Ils distinguent deux éléments jouant un rôle dominant dans la production de la turbulence: des traînées de faible vitesse se développant dans la sous-couche visqueuse et l'éjection de fluide lent des traînées vers la couche turbulente de l'écoulement (Fig. 2.9). En utilisant une technique de visualisation basée sur l'injection de fines particules dans l'écoulement, Corino et Brodkey (1969) ont confirmé la présence des éjections comme mécanisme dominant les échanges turbulents dans la couche-limite turbulente. Ils soulignent cependant de manière plus importante la présence d'incursions dans la sous-couche visqueuse de fluide de forte vitesse provenant de la couche turbulente de l'écoulement (Fig. 2.10). L'un des intérêts fondamentaux de ces événements provenait du fait qu'ils se reproduisaient de manière quasi-périodique dans le temps et l'espace. Aujourd'hui, ces événements constituent la base du modèle d'éjection-incursion devenu la clef de la description des structures turbulentes dans les couches-limites.

Plusieurs travaux ont complété et raffiné le modèle d'éjection-incursion. Ces travaux comprennent des expériences de visualisation des éjections et des incursions (Nychas *et al.*, 1973; Offen et Kline, 1974; Falco, 1977; Praturi et Brodkey, 1978), de quantification des fluctuations de vitesse et de cisaillement (Wallace *et al.*, 1971; Willmarth et Lu, 1972; Blakwelder et Kovasnay, 1972) et de combinaison des deux méthodes (Kim *et al.*, 1971; Talmon *et al.*, 1989; Lu et Smith, 1991). Bien que d'autres modèles aient été présentés (Fig.



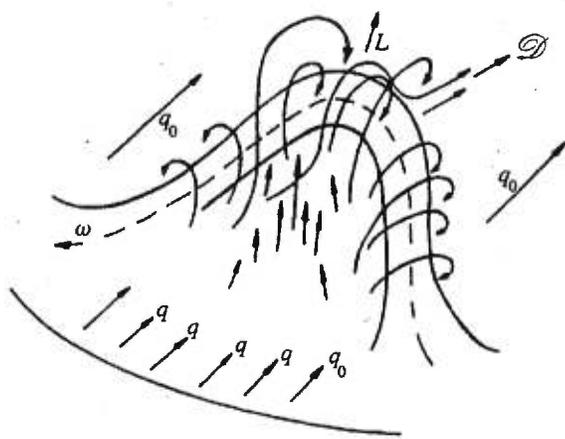
2.11), on s'entend généralement pour dire que la structure en boucle introduite par Theodorsen en 1952 (Fig. 2.12) représente la structure la plus adéquate pour expliquer les échanges de momentum entre la sous-couche visqueuse et la couche turbulente d'une couche-limite sur lit lisse (Robinson, 1991; Smith, 1996). La figure 2.13 illustre le modèle éjection-incursion présenté récemment par Smith (1996) et la relation que la structure en boucle entretient avec la variabilité du profil de vitesse à proximité du lit.

Le modèle éjection-incursion s'applique aux échanges turbulents à proximité de la paroi et est associé habituellement à des structures dont la taille est comparable à la hauteur de la sous-couche visqueuse. Des structures turbulentes de taille comparable à la hauteur de la couche-limite ont cependant également été observées dans les écoulements sur lit lisse. Ces structures à grande échelle<sup>1</sup> ont été documentées visuellement (Falco, 1977; Pratury et Brodkey, 1978) et inférées à l'aide de techniques de corrélation spatio-temporelle (Favre *et al.*, 1957; Brown et Thomas, 1977). Les structures à grande-échelle sont généralement décrites comme étant des portions de fluide de faible vitesse entrecoupées par des portions de fluide plus rapide occupant toute la tranche de l'écoulement (Fig. 2.14).

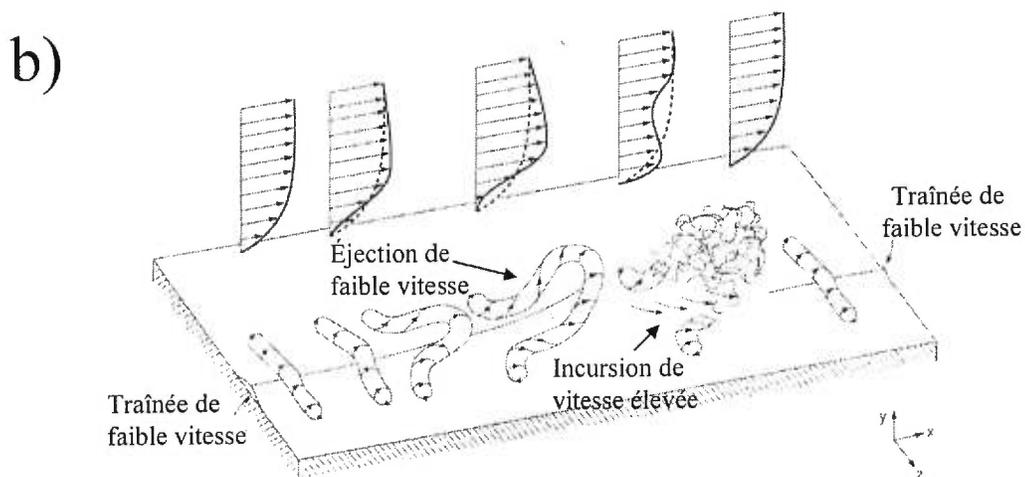
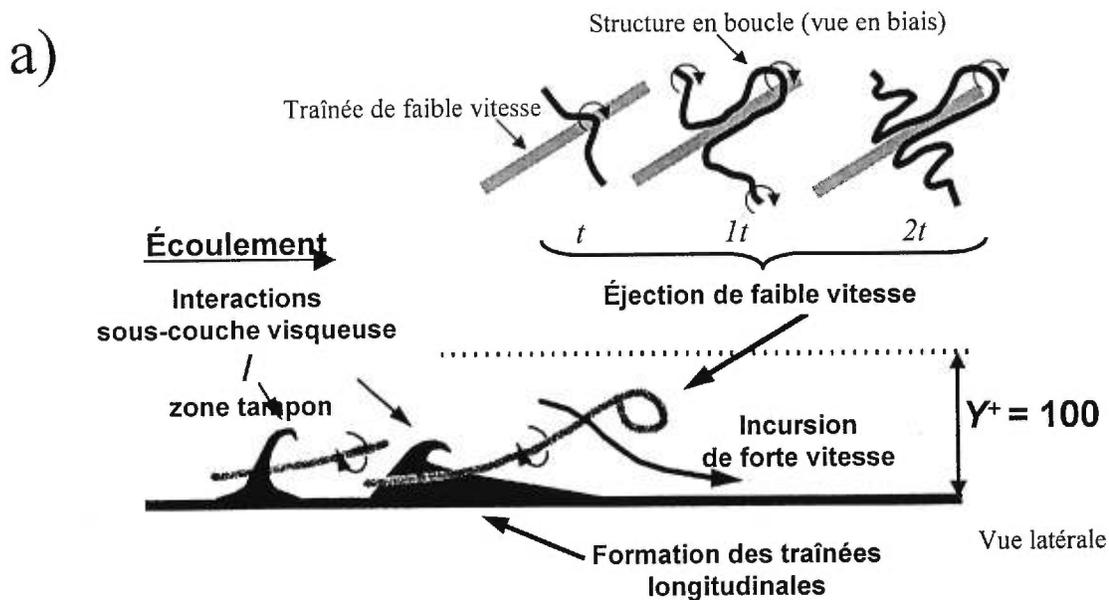
Les structures à grande échelle interagissent avec la sous-couche visqueuse. Il ne semble cependant pas exister à ce jour de consensus concernant le sens des interactions entre ces structures turbulentes de la couche turbulente et celles de la sous-couche visqueuse. Pour certains auteurs, la structure ambiante est le résultat de la croissance des structures d'éjection dans l'écoulement (Falco, 1977; Brown et Thomas, 1977; Komori *et al.*, 1989; Nezu et Nakagawa, 1993; Kim et Adrian, 1999). Kim et Adrian (1999), par exemple, ont décrit l'amalgame de structures d'éjection dans une couche-limite donnant naissance à des structures à plus grande-échelle (Fig. 2.15). Pour d'autres, il semble plutôt que les structures à grande échelle contrôlent l'éjection du fluide provenant de la sous-couche visqueuse (Laufer, 1975; Pratury et Brodkey, 1978; Yalin, 1992). Pratury et Brodkey (1978), par exemple, ont proposé un modèle où les structures à grande-échelle de la couche turbulente contribuent à la formation et au développement des structures d'éjection (Fig. 2.16). Il importe également de souligner la théorie de la cascade d'énergie de Kolmogorov. Cette théorie stipule que l'énergie contenue dans des structures turbulentes à grande échelle

---

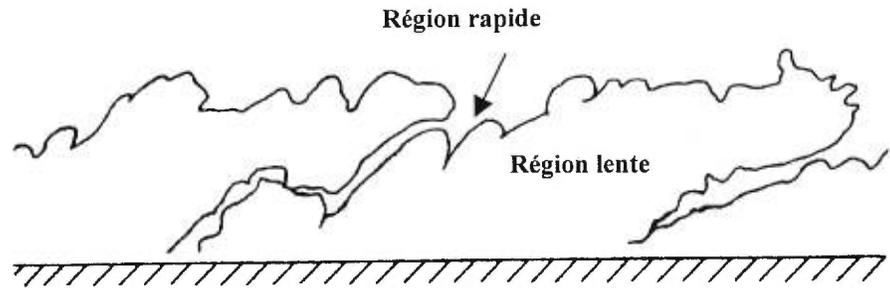
<sup>1</sup> Yalin (1992) suggère de nommer *structure turbulente à grande-échelle* les structures dont la taille est comparable à la hauteur de la couche-limite ( $\delta$ ).



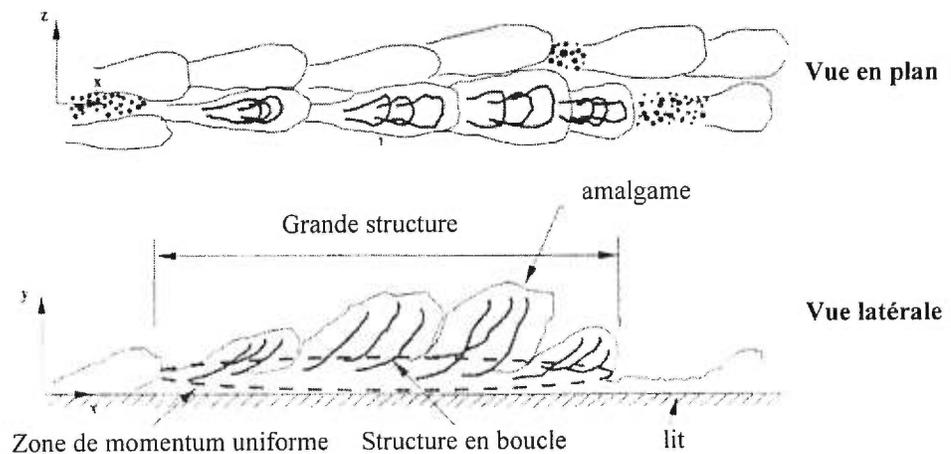
**Figure 2.12** La structure en boucle proposée par Theodorsen (1952) pour expliquer de manière déterministe le développement de la turbulence dans les écoulements.



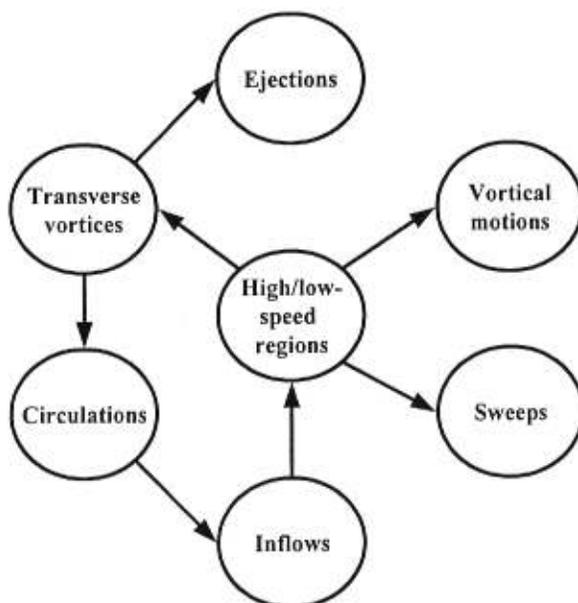
**Figure 2.13** (a) La structure en boucle et le modèle éjection-incursion sur lit lisse proposé par Smith (1996). (b) La relation entre le profil de vitesse et le passage d'une structure en boucle, d'après Allen (1997).



**Figure 2.14** Délimitation des structures à grande échelle visualisées par Falco (1977) dans la région distale d'une couche-limite turbulente. Ces structures se caractérisent par une alternance de régions de forte et de faible vitesse se propageant vers l'aval.



**Figure 2.15** Amalgame de structures d'éjection en boucle donnant naissance à des structures à plus grande échelle dans une couche-limite turbulente, d'après Kim et Adrian (1999).

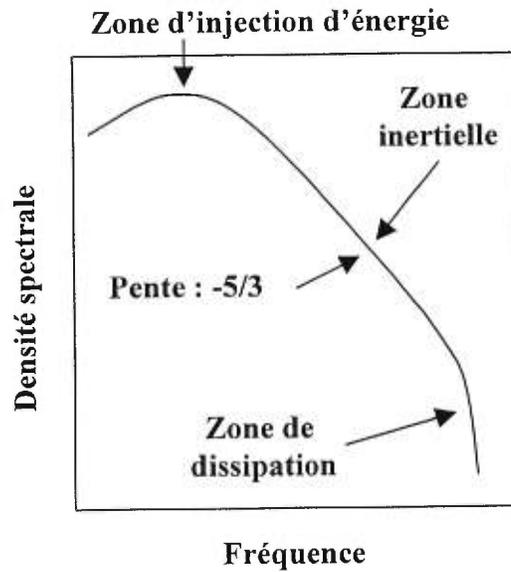


**Figure 2.16** Modèle proposé par Pratury et Brodkey (1978) pour expliquer la dynamique des échanges turbulents dans les couches-limites turbulentes. Les structures à grande échelle y jouent un rôle central.

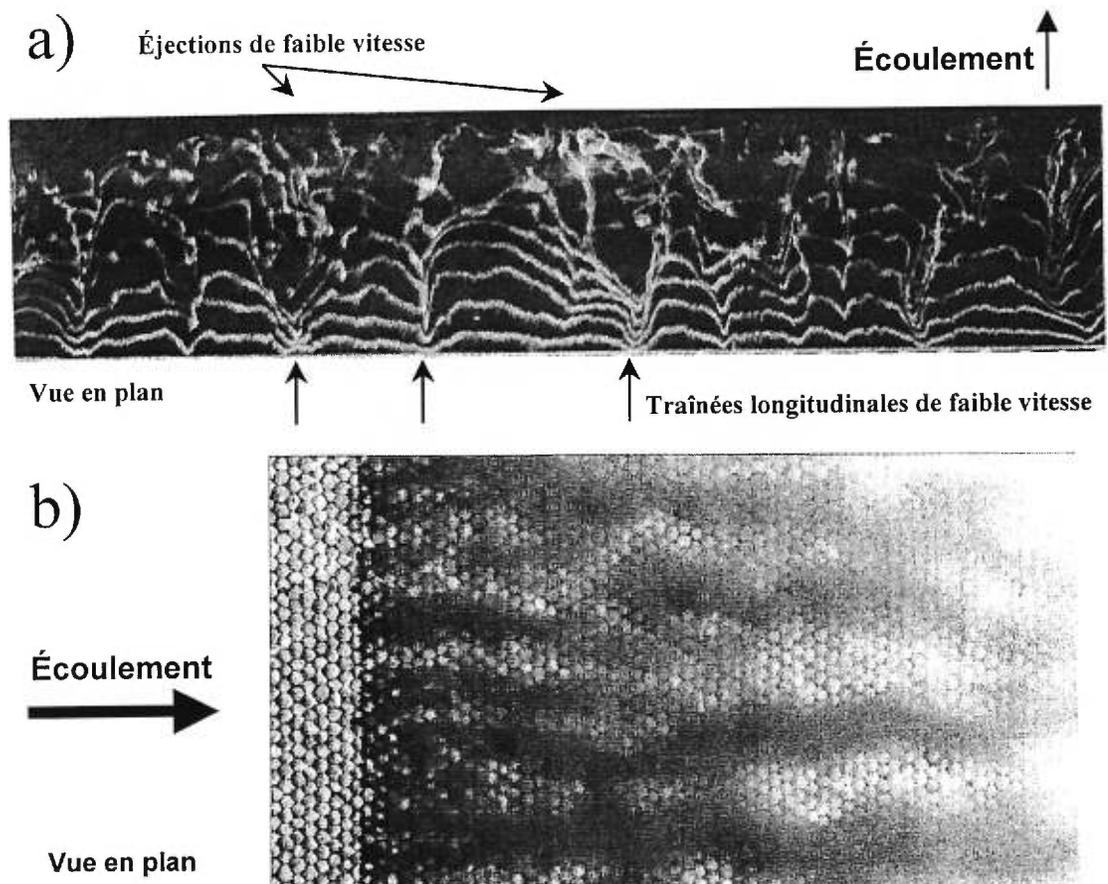
se dissipe *en cascade* dans les structures à plus petites échelles où elle est convertie en chaleur par la viscosité (Tritton, 1988). L'illustration classique de cette théorie passe par l'analyse spectrale des séries temporelles de vitesse. L'analyse spectrale met en relation selon des axes logarithmiques la proportion de la variance du signal (densité spectrale) avec les fréquences (longueurs d'onde) contenu dans ce dernier. La figure 2.17 schématise un spectre de puissance et identifie les zones d'injection d'énergie, inertielle et de dissipation associées à la cascade de Kolmogorov. Un des résultats fondamentaux de la théorie de la cascade d'énergie est que la pente du gradient de la zone inertielle est de  $-5/3$ . Nous le verrons plus bas, cette valeur est utilisée pour analyser les séries temporelles des vitesses de l'écoulement

### 2.3.2 Écoulement sur lit à rugosité homogène

L'identification du modèle d'éjection-incursion sur lits lisses a soulevé la question de l'existence d'un modèle similaire pour les écoulements sur lit rugueux. Grass (1971) est l'un des premiers à s'intéresser à l'effet d'une rugosité homogène sur la présence des éjections de fluide lent (Kline *et al.*, 1967) et des incursions de fluide rapide (Corino et Brodkey, 1969). En utilisant la technique de visualisation de Kline *et al.* (1967), Grass (1971) a observé et mesuré les patrons d'écoulement au-dessus de lits constitués de particules sphériques de même diamètre. Il a montré que des éjections de fluide lent provenant de la couche de fluide près du lit se produisent dans ces environnements où, en pratique, l'on s'attend à ce que les traînées formées dans la sous-couche visqueuse soient absentes parce que détruites par la rugosité (Fig. 2.18a). Cela lui a fait suggérer que les événements éjection-incursion observés au-dessus des lits rugueux sont identiques à ceux observés au-dessus des lits lisses et que, par conséquent, le mécanisme initiateur est similaire dans les deux milieux. Defina (1987, 1996) a réalisé une série de visualisations pour observer la structure de l'écoulement à proximité d'un lit de rugosité homogène. Il a également montré que des traînées de faible vitesse se forment sur ces surfaces (Fig. 2.18b). Grass *et al.* (1991) se sont penchés sur la dynamique tri-dimensionnelle des éjections. En analysant des lignes de vortex obtenues à l'aide d'une visualisation à bulles d'hydrogène, ils montrent que la structure de l'écoulement sur un lit à rugosité homogène est dominée par des structures en boucle, similaires à celles proposées par Theodorsen (1952). Ces structures provenaient de régions de faible vitesse à proximité du lit. Tous ces travaux



**Figure 2.17** Les zones d'injection d'énergie, inertielle et de dissipation de la cascade d'énergie de Kolmogorov. Le spectre de puissance montre que des structures à grande échelle (faible fréquence) dissipent leur énergie en cascade dans des structures de plus petites tailles (haute fréquence).



**Figure 2.18** (a) Trainées et éjections observées sur des lits à rugosité homogène à l'aide de la technique des bulles d'hydrogène (Grass, 1971). (b) Trainées de faible vitesse observées à l'aide d'un traceur lacté dans une couche-limite turbulente sur un lit ayant une rugosité homogène (Defina, 1996).

suggèrent la présence des traînées de faible vitesse et des structures en boucle dans les couches-limites turbulentes sur lit à rugosité homogène.

L'auteur de cette thèse ne connaît aucun article portant sur la caractérisation des structures à grande échelle sur des lits à rugosité homogène. De plus, les données portant sur ce type de structure dans les écoulements sur lits rugueux proviennent d'études faites en rivière - où le lit est loin d'être d'une rugosité homogène - plutôt qu'en laboratoire. Ceci est particulièrement surprenant étant donné l'importance de ces structures dans la dynamique des échanges turbulents dans les couches-limites (Pratury et Brodkey, 1978).

### **2.3.3 Écoulement sur lit à rugosité hétérogène**

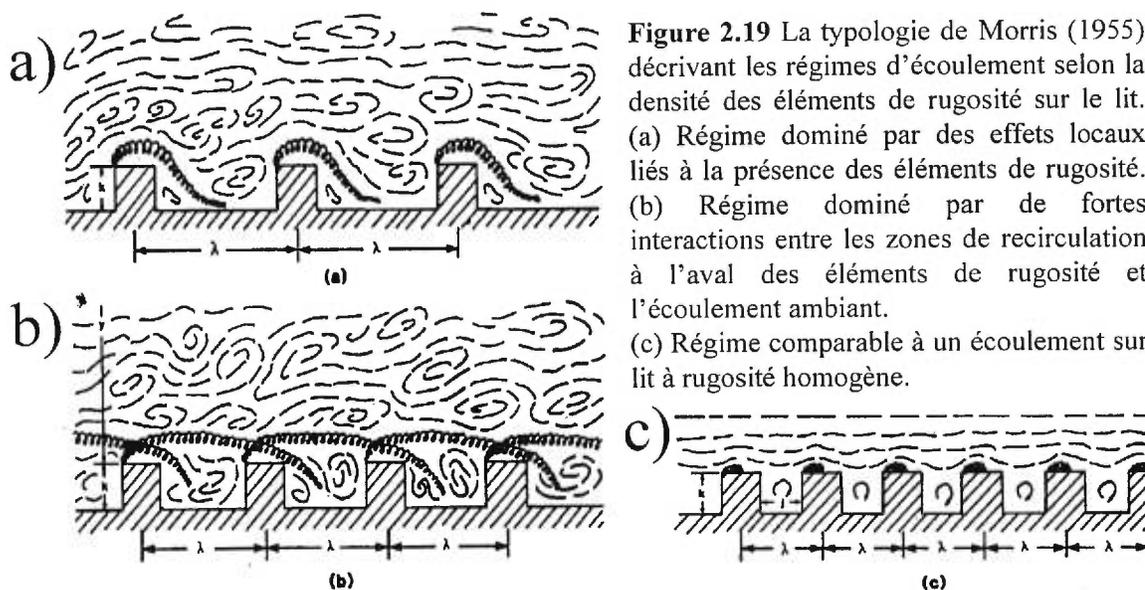
Kirkbride (1993) a critiqué l'application du modèle des structures en boucle pour expliquer la structure des échanges turbulents en rivières graveleuses. Ce modèle se base sur la présence d'une sous-couche visqueuse dont la taille est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à la taille des particules présentes sur le lit de ces rivières. En conséquence, soit que la sous-couche visqueuse ne se développe pas ou soit qu'elle est de trop faible épaisseur pour jouer un rôle significatif dans les échanges turbulents. Grass et Mansour-Tehrani (1996) ont avancé que si la sous-couche visqueuse n'existe pas comme tel, la portion de l'écoulement à proximité d'un lit rugueux agit *effectivement* comme une sous-couche visqueuse. Il est alors possible que les traînées de fluide à faible vitesse et les éjections qui les accompagnent se forment en absence de sous-couche visqueuse. Bien que les expériences de Grass et Mansour-Tehrani (1991) et les visualisations de Defina (1996) illustrent cela pour un lit de rugosité homogène (Fig. 2.18), on ne peut conclure que cette hypothèse s'applique aussi aux écoulements sur lit à rugosité hétérogène. Clifford *et al.* (1992b) et Kirkbride (1993, 1994) ont proposé que la structure des écoulements dans ces milieux soit contrôlée par les mécanismes d'échappement à l'aval des particules protubérantes que l'on retrouve sur le lit. Pour comprendre la structure turbulente d'un écoulement sur lit de graviers, il importe ainsi de tenir compte de l'effet des éléments de rugosité du lit et de l'effet plus spécifique de la présence d'un obstacle à l'écoulement.

#### **2.3.3.1 Effet général de la présence d'obstacles à l'écoulement**

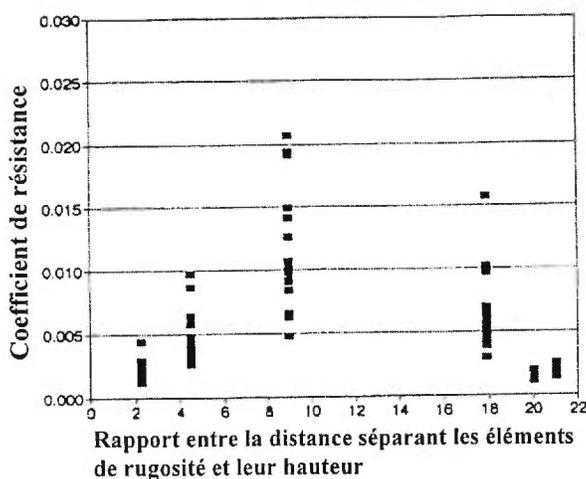
L'effet général de la présence d'obstacles à l'écoulement peut être évalué à partir des nombreuses expériences ayant porté sur l'effet de la densité d'éléments de rugosité sur la

résistance à l'écoulement (Morris, 1955; O'Loughlin et McDonald, 1964; Nowell et Church, 1979). Morris (1955) a suggéré une typologie distinguant trois régimes d'écoulement selon l'effet de la densité des éléments de rugosité sur le lit (Fig. 2.19). Lorsque la densité des éléments de rugosité est faible, la surface peut être considérée comme lisse et l'effet des obstacles se fait sentir localement. Nous verrons plus loin la description de l'effet individuel d'un obstacle. Considérons pour l'instant qu'à l'aval d'un obstacle, l'écoulement se sépare pour donner naissance à une région proximale à l'obstacle où l'écoulement recircule. Dans cette première situation, l'écoulement retrouve sa structure initiale avant d'atteindre un nouvel obstacle. Avec l'augmentation de la densité des éléments de rugosité, l'effet d'un obstacle sur l'écoulement ne se dissipe plus complètement avant que celui-ci n'atteigne le prochain élément de rugosité. Les régions de recirculation de l'écoulement qui se développent en aval de l'obstacle couvrent des portions importantes de la surface du lit et les interactions entre ces régions et l'écoulement ambiant donnent naissance à des échanges turbulents intenses qui occupent une grande partie de l'écoulement. En augmentant encore la densité des éléments de rugosité, les régions de recirculation ne peuvent plus vraiment se développer entre les obstacles. L'interaction entre ces zones et l'écoulement ambiant est alors limitée et l'écoulement semble se faire sur une surface ayant une rugosité homogène. Il ressort de ces observations que la relation entre la résistance à l'écoulement et la densité des éléments de rugosité sur le lit n'est pas linéaire mais parabolique (Fig. 2.20) (Morris, 1955; O'Loughlin et MacDonald, 1964; Nowell et Church, 1979; Wohl et Ikeda, 1998). Une résistance maximale est ainsi atteinte pour une densité d'éléments de rugosité donnée.

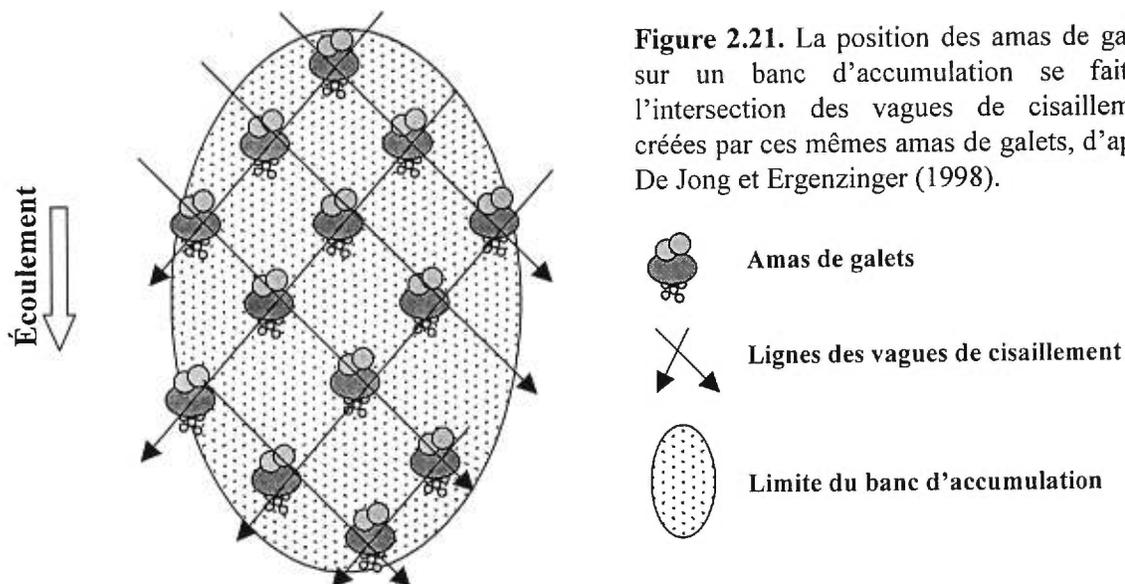
Cette constatation a des implications certaines pour les processus de la dynamique fluviale. Nowell et Church (1978) ont montré que les écoulements où prédominent les interactions entre les régions de séparation et l'écoulement ambiant maximisent les coefficients de résistance. Ils suggèrent que la distribution des éléments de rugosité sur le lit des rivières graveleuses suit cette tendance et que, par conséquent, leur morphologie n'est ni plus ni moins que le résultat d'une condition d'équilibre entre la résistance à l'écoulement et la distribution des éléments de rugosité. Hassan et Reid (1990), en établissant une relation entre le taux de transport de sédiments et la résistance à l'écoulement en laboratoire ont proposé que la distribution des éléments de rugosité influence le transport solide. Cette relation s'expliquerait par le fait que l'énergie disponible



**Figure 2.19** La typologie de Morris (1955) décrivant les régimes d'écoulement selon la densité des éléments de rugosité sur le lit. (a) Régime dominé par des effets locaux liés à la présence des éléments de rugosité. (b) Régime dominé par de fortes interactions entre les zones de recirculation à l'aval des éléments de rugosité et l'écoulement ambiant. (c) Régime comparable à un écoulement sur lit à rugosité homogène.



**Figure 2.20** Relation entre la densité des éléments de rugosité et un coefficient de résistance à l'écoulement (Wohl et Ikeda, 1998)



**Figure 2.21.** La position des amas de galets sur un banc d'accumulation se fait à l'intersection des vagues de cisaillement créées par ces mêmes amas de galets, d'après De Jong et Ergenzinger (1998).

pour le transport des sédiments diminue avec l'augmentation de la résistance et que les éléments protubérants génèrent des zones de protection où s'accumulent les sédiments. Les travaux de Hassan et Reid (1990) incorporent directement l'idée d'interaction entre la structure de l'écoulement, le transport des sédiments et les formes se développant sur le lit. De Jong et Ergenzinger (1995) ont repris cette idée pour expliquer les configurations en losange dans les rivières à lit de graviers (Fig. 2.21). D'une certaine manière, ces travaux font ressortir le rôle clef de la structure de l'écoulement dans la compréhension de la résistance à l'écoulement mais également dans le développement de la configuration des lits de rivières.

Il demeure cependant délicat de tirer des conclusions définitives à partir de ces observations. On connaît tout d'abord mal l'effet de la forme et de l'agencement des éléments de rugosité en rivière. O'Loughlin et MacDonald (1964) ont souligné que, pour une même densité de rugosité, l'agencement et la forme des éléments jouent sur la résistance à l'écoulement et, par conséquent, la structure de l'écoulement. Ces auteurs ont ainsi montré que des grains de sables collés sur un lit perturbent beaucoup plus l'écoulement que ne le font des éléments cubiques pour une densité comparable. De plus, la structure fine des écoulements en périphérie d'obstacles protubérants est encore mal connue, et cela particulièrement en rivière où le nombre de Reynolds de l'écoulement est élevé (Clifford *et al.*, 1992a; De Jong et Ergenzinger, 1998). Ces travaux pointent vers la nécessité de comprendre les échanges turbulents en périphérie d'obstacles protubérants pour mieux décrire le rôle que joue l'organisation des écoulements sur la résistance à l'écoulement mais aussi sur la dynamique fluviale liant le transport des sédiments et le développement des formes sur le lit.

### ***2.3.3.2 Effet d'un obstacle individuel sur la structure d'un écoulement***

L'effet d'un obstacle sur l'écoulement suscite l'intérêt depuis longtemps en mécanique des fluides. En conséquence, il existe une vaste littérature portant sur l'effet d'innombrables types d'obstacle, dont particulièrement des cylindres et des sphères. Nous résumons ici les principaux résultats et modèles provenant de travaux faits à partir d'obstacles hémisphériques, ces formes se rapprochant le plus de la configuration des galets et cailloux constituant le lit des cours d'eau. Le tableau 2.2 présente la liste de travaux recensés, leur principal objectif ainsi que les caractéristiques de l'écoulement et de l'obstacle étudiés.

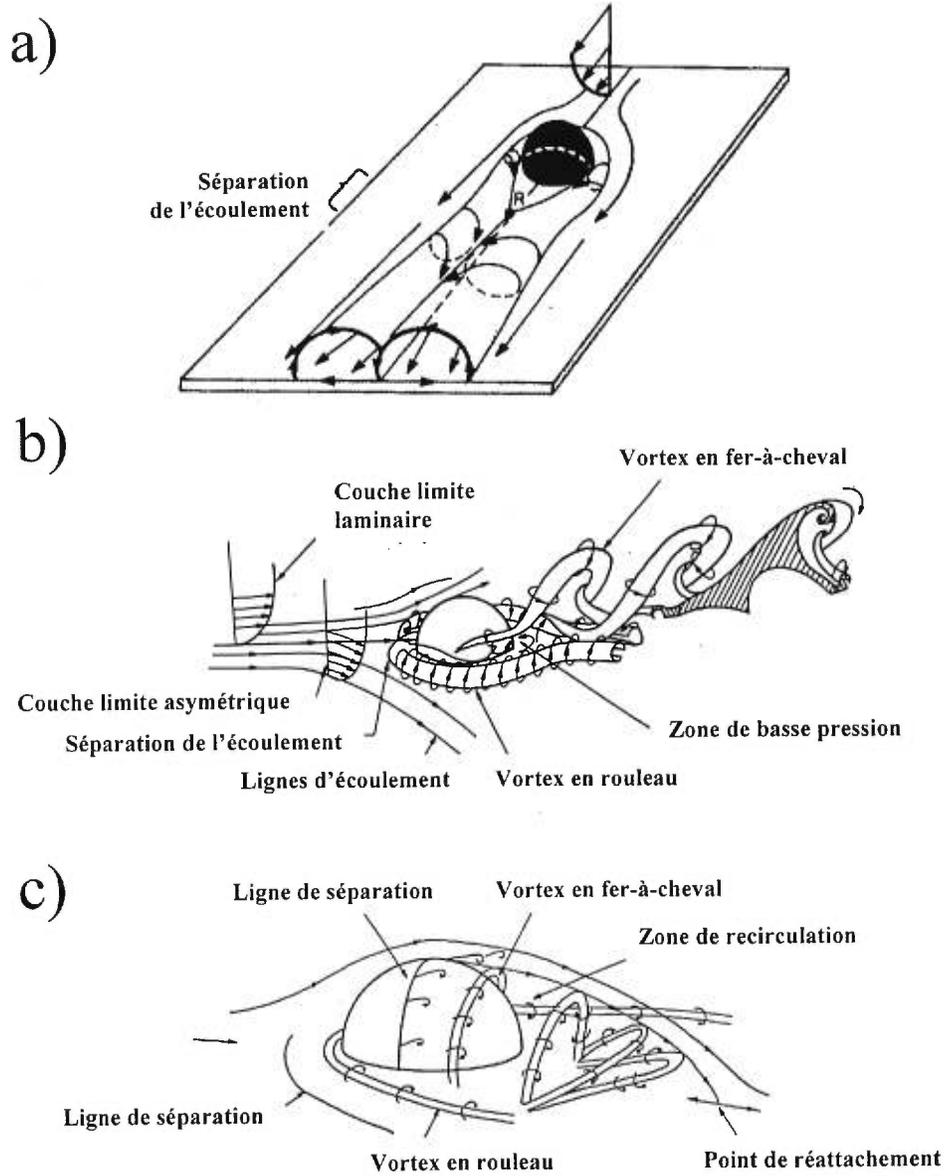
**Tableau 2.2** Travaux portant sur l'effet d'obstacle hémisphérique sur la structure d'écoulements en chenal expérimental.

Objectif de la recherche	Références	Nombre de Reynolds	$h$ (cm)	$Y$ (cm)	$Y/h$
Identifier un coefficient de résistance à l'écoulement	Flammer <i>et al.</i> (1970)		6.8-12.7	6.0-43.0	1-8
Identifier les patrons d'érosion et d'accumulation et les contraintes de cisaillement au lit	Werner <i>et al.</i> (1980) Brayshaw <i>et al.</i> (1983)* Paola <i>et al.</i> (1986) Shamloo <i>et al.</i> (1995)	5000-150000 52000** 13000-27000 3300 et plus	1.0-12.2 11.5 2.5 6.5	6.0-31.7 - 10.0 12.0	2-10 - 4 2
Étudier la formation et la propagation des structures fer-à-cheval	Acarlar et Smith (1987) Kawanisi <i>et al.</i> (1993)	30 – 3400** 12000	0.3-1.8 5.3	35 15.2	117-19 3

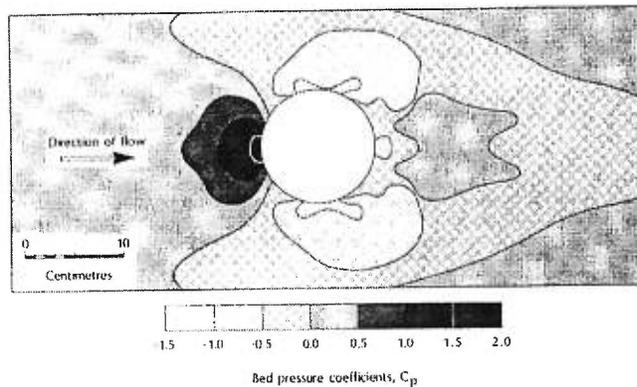
Werner *et al.* (1980) ont également travaillé avec des sphères et des blocs.  $h$ =hauteur de l'hémisphère.  $Y$ =profondeur de l'écoulement. (\*) en soufflerie. (\*\*) Nombre de Reynolds de l'obstacle :  $hU/\nu$  où  $h$  est la hauteur d'obstacle;  $U$ , la vitesse de l'écoulement et  $\nu$ , la viscosité.

Flammer *et al.* (1970) ont observé l'effet d'hémisphères de différents diamètres dans six écoulements selon plusieurs combinaisons de vitesses et de profondeurs pour déterminer la résistance qu'elles offrent à l'écoulement. À l'aide de profils verticaux de vitesse et de profils longitudinaux de la surface de l'eau, ils ont défini trois régimes basés sur la profondeur relative ( $Y/h$  où  $h$  représente la hauteur de l'hémisphère et  $Y$  la profondeur de l'écoulement) : le régime d'effets prononcés ( $Y/h \leq 1.6$ ), le régime d'effets modérés ( $1.6 < Y/h < 4$ ) et le régime d'effets négligeables ( $4 \leq Y/h$ ). Ces travaux, bien que loin de la description des échanges turbulents, ont le souci de caractériser l'effet d'un obstacle dans différentes conditions d'écoulement. De plus, ils soulignent l'importance de la profondeur relative dans l'analyse de l'effet d'un obstacle sur la tranche de l'écoulement. Cette approche n'a été que trop peu mise en valeur dans les études qui ont suivi.

Paola *et al.* (1986) se sont intéressés aux formes développées sur les lits mobiles en périphérie d'obstacles immobiles. Dans le but de lier la structure de l'écoulement aux patrons d'accumulation et d'érosion des sédiments, ils ont proposé un modèle de la structure moyenne de l'écoulement en périphérie d'un obstacle hémisphérique (Fig. 2.22a). Leur modèle se base largement sur les observations de Werner *et al.* (1980) et de Brayshaw



**Figure 2.22** Modèle de l'effet d'un obstacle hémisphérique sur la structure de l'écoulement (a) d'après Paola *et al.* (1986), (b) d'après Acarlar et Smith (1987) et (c) d'après Shamloo *et al.* (1995).



**Figure 2.23** Distribution des pressions au lit entourant un obstacle hémisphérique, d'après Brayshaw *et al.* (1983)

*et al.* (1983). Werner *et al.* (1980) ont observé les patrons d'érosion en périphérie d'obstacles sphériques et hémisphériques sur des lits sous-marins et en laboratoire. Ils soulignent notamment la présence de zones d'érosion à la marge amont et sur les flancs des obstacles. Brayshaw *et al.* (1983) ont mesuré la pression au lit en périphérie d'un obstacle hémisphérique. Ils ont identifié trois zones en périphérie de l'obstacle : une zone de forte pression à l'amont proximal de l'obstacle, une zone de faible pression sur les flancs de l'obstacle et une zone de pression relativement élevée au point de rattachement (Fig. 2.23). Ces zones sont associées à un transport différentiel des particules. Le modèle de Paola *et al.* (1986) suggère que l'écoulement à la rencontre de la portion amont de l'obstacle subit un gradient de pression qui le pousse vers le lit, puis vers l'amont. Ce mouvement donne naissance à un vortex qui, sous le cisaillement de la vitesse sur les flancs de l'hémisphère, se déroule vers l'aval le long de l'obstacle. Les extrémités aval de ce vortex en rouleau se rejoignent au point de rattachement situé à l'aval de l'obstacle à une distance mesurant de deux à quatre fois la hauteur de l'obstacle. Comme l'ont souligné Paola *et al.* (1986), ce modèle représente la structure moyenne de l'écoulement lorsque la profondeur est beaucoup plus grande que la hauteur du système de vortex développé à l'aval de l'obstacle. Dans des écoulements où la profondeur est moins grande, comme les cours d'eau à lit de graviers, ils proposent que les mouvements horizontaux risquent d'être remplacés par des mouvements verticaux. Le modèle de Paola *et al.* (1986) n'illustre pas la dynamique de la zone située immédiatement à l'aval de l'obstacle d'où s'échappent de manière plus ou moins périodique des parcelles de fluide.

Acarlar et Smith (1987) ont observé l'effet d'un hémisphère sur un écoulement laminaire en utilisant des techniques de visualisation. À notre connaissance, aucune autre publication n'a égalé la qualité et l'exhaustivité des travaux de visualisation de Acarlar et Smith (1987). La figure 2.22b présente le modèle qu'ils ont proposé pour décrire l'écoulement en périphérie de l'obstacle. Ce modèle repose sur deux structures d'écoulement : un vortex en rouleau qui se développe au pied amont de l'obstacle et un vortex en fer-à-cheval qui s'échappe de la zone de recirculation. Ce dernier était absent des travaux antérieurs de Werner *et al.* (1980), Brayshaw *et al.* (1983) et Paola *et al.* (1986). On observe en aval de l'obstacle trois zones importantes dans le développement des structures d'échappement qui prennent la forme d'un vortex en fer-à-chenal. En allant vers l'aval, on retrouve la zone proximale, où *naissent* les structures d'échappement, la zone intermédiaire,

où se développent les structures d'échappement, et la zone distale, où surviennent les interactions entre les structures d'échappement et l'écoulement ambiant. Sans toutefois identifier spécifiquement l'origine des mouvements vorticiels, les auteurs rapportent que le mécanisme de formation des vortex en fer-à-cheval est lié à la formation et au relâchement de mouvements vorticiels présents dans la zone de basse pression à l'aval de l'hémisphère. De plus, ils notent que la longueur de ces zones diminue lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement augmente.

Acarlar et Smith (1987) s'intéressaient aux vortex en fer-à-cheval avec l'objectif de mieux comprendre l'évolution de la structure en boucle, responsable des échanges turbulents dans les couches-limites turbulentes. La forme des vortex en fer-à-cheval (Fig. 2.22b) rappelle en effet celle des structures en boucle (Figs. 2.12 et 2.13). Pour mieux caractériser le vortex, ils ont travaillé dans des écoulements dont les nombres de Reynolds étaient de un à deux ordres de grandeur inférieurs à ceux que l'on retrouve en rivière. On ne peut donc directement appliquer leur modèle pour expliquer la structure des échanges turbulents à l'aval des cailloux en rivière sans valider l'existence des zones et mécanismes dans des écoulements ayant des nombres de Reynolds plus élevés.

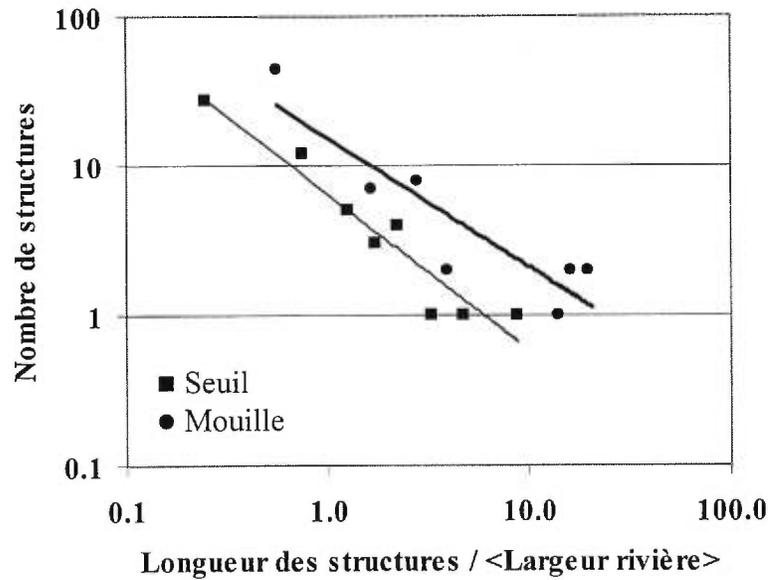
Quelques expériences moins détaillées ont été réalisées dans des écoulements ayant des nombres de Reynolds plus élevés. Kawanisi *et al.* (1993) ont présenté des vecteurs de vitesse en périphérie d'un obstacle hémisphérique. Ces vecteurs sont obtenus à l'aide d'une technique de visualisation permettant d'extraire du mouvement de particules de flottabilité neutre de l'information quantitative sur les composantes de vitesse de l'écoulement. Les changements temporels de la magnitude des vecteurs leur ont permis d'identifier des structures d'échappement à l'aval de l'obstacle. Dans ces écoulements à nombre de Reynolds élevé, les structures semblent moins bien développées que celles rapportées par Acarlar et Smith (1987). Par exemple, Kawanisi *et al.* (1993) ont montré que l'extension vers le bas de ces structures est inexistante, ce qui se traduit par une absence de pattes. Shamloo *et al.* (1995) ont également présenté un modèle de l'effet d'un obstacle sur la structure d'un écoulement ayant un nombre de Reynolds plus élevé (Fig. 2.22c). Ce modèle diffère aussi de celui de Acarlar et Smith (1987). La principale différence provient notamment de l'évolution de la structure d'échappement. Dans le modèle de Shamloo *et al.* (1995), cette structure est rapidement rabattue vers le lit et elle n'interagit pratiquement pas avec l'écoulement ambiant. Ces auteurs ont également observé que si la profondeur relative

( $Y/h$ ) est plus grande que 4, la surface de l'eau ne présente aucun effet relatif à la présence de l'obstacle, et qu'entre 1.5 et 4, la surface de l'eau présente des oscillations attribuables à la présence de l'obstacle. Ces résultats corroborent les observations faites par Flammer *et al.* (1970).

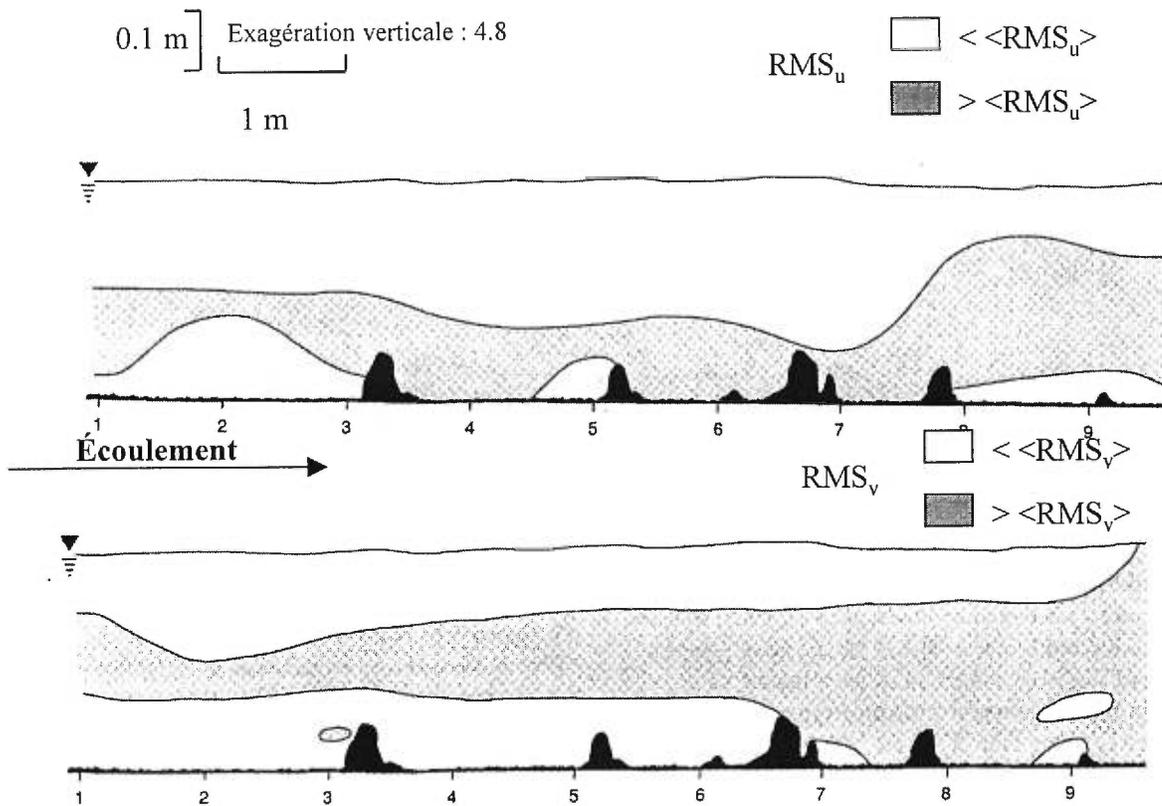
#### 2.3.4 Les écoulements sur lit de graviers

Trois groupes de recherche ont contribué de manière importante au développement des connaissances sur la structure des écoulements dans les rivières à lit de graviers. Étant donné la difficulté de mettre en oeuvre des expériences de visualisation en rivière, les travaux de ces groupes de recherche sont surtout basés sur l'analyse de séries temporelles de vitesse échantillonnées à haute résolution spatiale et temporelle. L'analyse des séries temporelles permet d'extraire des informations sur l'intensité turbulente de l'écoulement et, éventuellement, d'inférer des mécanismes à partir des caractéristiques et modèles développés en laboratoire.

Clifford *et al.* (1992b) ont suggéré que les zones de recirculation à l'aval des éléments de rugosité du lit des rivières graveleuses sont la source la plus probable de formation de structures turbulentes dans les cours d'eau à lit de graviers. Ils ont de plus proposé que ces structures et leur coalescence expliquent physiquement les valeurs empiriques observées pour relier la hauteur de rugosité relative du profil de vitesse aux diamètres des particules constituant le lit ( $k_s = 3.5D_{84}$  par exemple). À partir de mesure de vitesse à haute résolution spatiale et temporelle, ils ont d'ailleurs établi un lien entre la fréquence de passage de structures turbulentes et la taille des particules du lit (Clifford *et al.*, 1992b; Clifford et French, 1993). Ces travaux laissent supposer que la structure des écoulements sur lit graveleux est davantage contrôlée par l'échappement à l'aval des particules que par tout autre type de structure, dont les structures en boucle identifiées sur les lits lisses et les lits à rugosité homogène (Grass et Mansour-Tehrani, 1971; Grass, 1991). Clifford *et al.* (1992b) ont également identifié des structures dont l'échelle spatiale est commensurable à la largeur du chenal. Ils supposent que ces structures sont liées à la coalescence de structures à plus petite échelle. Dans ce contexte, Clifford (1993) a proposé un modèle morphogénétique entre les structures turbulentes de grande taille (Fig. 2.24) et la formation des successions seuils-mouilles dans les rivières à lit de graviers. Ce modèle suggère que les seuils-mouilles peuvent être créés par des structures turbulentes de taille comparable à la largeur du cours



**Figure 2.24** La taille relative des structures turbulentes d'après une analyse spectrale de séries de vitesse échantillonnées dans des seuils et des mouilles respectivement, données de Clifford (1993). Notez la grande taille relative des structures et la différence entre la taille des structures retrouvées dans les seuils comparativement à celle des structures retrouvées dans les mouilles.



**Figure 2.25** Distributions spatiales des écarts-types (RMS) de séries temporelles de vitesse dans les composantes longitudinale ( $U$ ) et verticale ( $V$ ) à une transition de rugosité en rivière, d'après Robert *et al.* (1996). Ces cartes montrent le lien étroit entre les zones de forte intensité turbulente et les obstacles présents sur le lit de la rivière.

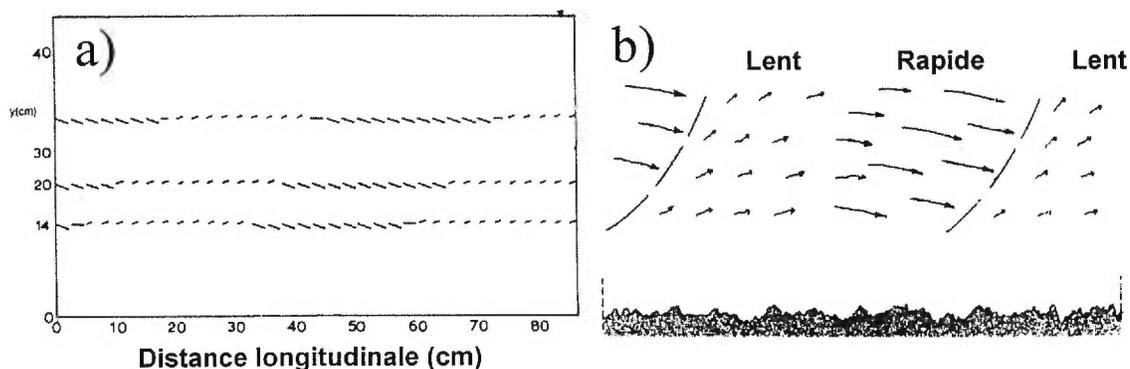
d'eau et maintenus par les interactions entre la structure de l'écoulement et les formes du lit à plus petite échelle. Les données qu'il présente se limitent cependant à un faible niveau d'eau et l'auteur suggère que, pour valider un tel modèle, des données à plus haut niveau et dans différents cours d'eau sont nécessaires. À partir d'une banque de données contenant des mesures de vitesse échantillonnées dans plusieurs rivières graveleuses et selon différents niveaux d'eau, Clifford (1996,1997) a finalement décrit des relations entre les caractéristiques turbulentes de l'écoulement et les variations dans le niveau d'eau pour différentes échelles de rugosité du lit. Il a par exemple montré une association marquée entre la vitesse moyenne de l'écoulement et la périodicité des structures turbulentes mesurée à l'aide d'un modèle autorégressif. Ces derniers travaux révèlent le besoin évident de relier les caractéristiques de la turbulence à l'échelle de la dynamique générale d'un écoulement dans un tronçon de rivière.

En déployant simultanément des courantomètres électromagnétiques à quatre profondeurs sur une verticale dans un cours d'eau à lit de graviers, Robert *et al.* (1992) ont pu échantillonner des vitesses à une densité spatiale rarement atteinte en rivière. Cela leur a permis d'éclaircir plusieurs aspects de la structure turbulente des écoulements dans ces milieux. Ils ont montré que l'augmentation de la rugosité modifie la forme des profils de vitesse ce qui résulte en une augmentation de la force de cisaillement au lit (Robert *et al.*, 1992). Cette augmentation du cisaillement s'expliquerait par la présence de deux couches distinctes dans l'écoulement (Robert *et al.*, 1993), la couche proximale au lit étant contrôlée par la hauteur des particules protubérantes et par la dynamique de l'écoulement à l'aval de ces dernières (Robert *et al.*, 1996). Ces auteurs ont également documenté des périodes moyennes de récurrence de structures de l'ordre de 1.5 sec (Robert *et al.*, 1993). En considérant la profondeur et la vitesse moyenne de leur écoulement, cette observation mène à des longueurs de structures de près de deux fois la profondeur de l'écoulement. Cela, combiné au fait qu'ils observent sur toute la tranche de l'écoulement des structures dont les caractéristiques sont similaires, les amène à supposer que les vortex s'échappant de la zone de recirculation ne sont pas responsables de toutes les structures de l'écoulement. Ils suggèrent alors la présence de vortex qui ne soient pas nécessairement liés à la présence d'obstacle protubérant dans l'écoulement ambiant (Robert *et al.* 1993). La forte densité d'échantillonnage permet à Robert *et al.* (1996) de présenter des cartes de la distribution spatiale de variables statistiques liées à la turbulence (Fig. 2.25). Cette approche, déjà

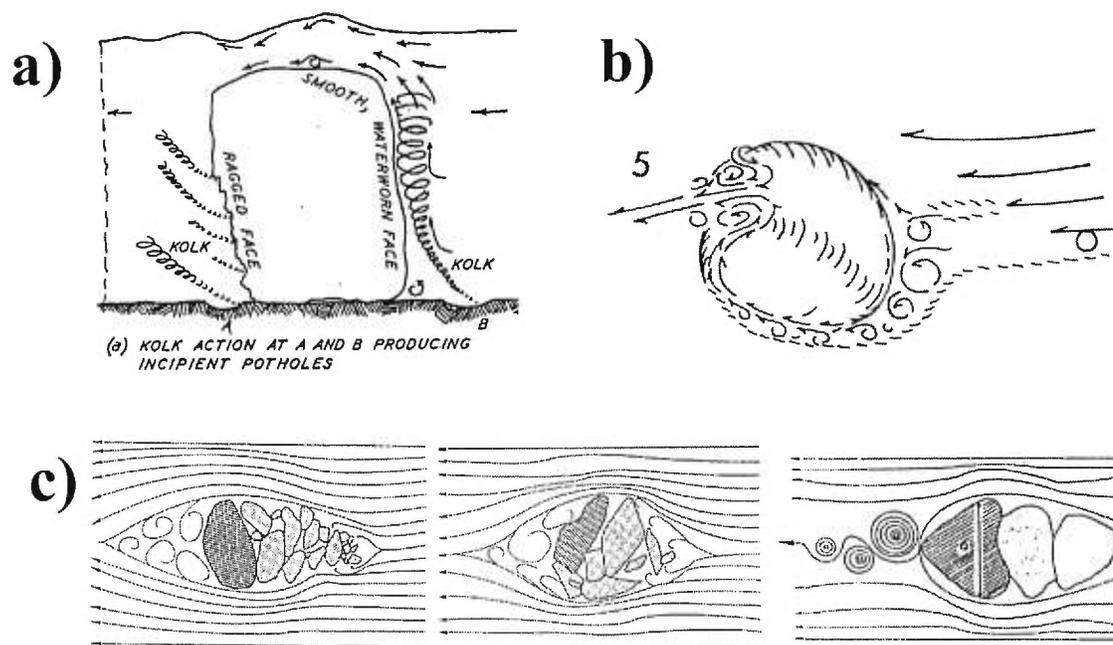
utilisée en laboratoire (Bennett et Best, 1995), fait ressortir clairement la variabilité spatiale de la structure de l'écoulement en relation avec la topographie du lit. Les auteurs associent notamment les fortes valeurs des intensités turbulentes à la présence des zones de recirculation et au développement de structures d'échappement au sommet des obstacles protubérants (Fig. 2.25). Curieusement cependant, ils ne reviennent pas sur la présence des structures à grande échelles identifiées ultérieurement pour décrire la variabilité temporelle (Robert *et al.*, 1993).

À partir d'une série d'expériences de visualisation en laboratoire et de mesures de vitesse échantillonnées dans différents cours d'eau à lit de graviers, Kirkbride (1994) a proposé un modèle qui rejoint et complète les observations faites par Clifford *et al.* (1992b, 1993) et Robert *et al.* (1992, 1993, 1996). Ce modèle se base sur deux mécanismes importants pour expliquer la structure des écoulements sur lit de graviers : la coalescence des structures d'échappement à l'aval d'obstacles protubérants et les interactions entre deux couches de l'écoulement s'inspirant du modèle d'interaction entre la sous-couche visqueuse et la couche turbulente. Selon Kirkbride, l'assemblage d'éléments de rugosité variés donne naissance à des structures d'échappement dont l'échelle spatiale est tout aussi variable. Ces structures interagissent et s'amalgament pour former des structures dont l'échelle spatiale est supérieure aux échelles individuelles. Kirkbride suggère que l'écoulement se divise en deux couches : l'une près du lit n'étant pas plus haute que la hauteur maximale des obstacles protubérants, l'autre représentant la couche supérieure de l'écoulement. Il souligne alors que la dynamique entre ces deux couches s'apparente, dans une certaine mesure, à la dynamique entre la couche visqueuse et la couche supérieure de l'écoulement des lits lisses.

Les travaux de Kirkbride ont également mené à l'une des premières caractérisations de structures à grande échelle dans un écoulement en rivière. L'observation de structures à grande échelle n'est pas nouvelle en rivières (Matthes, 1947; Jackson, 1976), mais Kirkbride (1994) a renouvelé leur observation en analysant des signatures de vitesse longitudinale mesurées en simultanément à différentes hauteurs au-dessus du lit d'une rivière. Cette approche a permis de faire ressortir l'alternance de régions de forte et de faible vitesse occupant toute la profondeur de l'écoulement (Fig. 2.26). Clifford (1993) et Robert *et al.* (1993) avaient également documentés des structures à grande échelle à partir de l'analyse des échelles temporelles dans des séries de vitesse, mais une utilisation plus



**Figure 2.26** (a) Vecteurs de vitesse échantillonnés en simultanément à trois hauteurs au-dessus du lit par Kirkbride et Ferguson (1995) (b) Interprétation des auteurs suggérant la présence de régions de forte et de faible vitesse occupant toute la profondeur de l'écoulement sur un lit de graviers.



**Figure 2.27** Structure de l'écoulement en périphérie de blocs protubérants et d'amas de galets: (a) Les *kolks* de Matthes (1947); (b) les zones d'érosion et de recirculation de Johansson (1963); (c) l'effet de la forme et de la symétrie des amas de galets sur les tourbillons générés par un amas de galets, d'après De Jong (1992)

approfondie de plusieurs courantomètres en simultané a permis de mieux illustrer la forme pulsatives de régions de forte et de faible vitesse (Kirkbride et McLelland, 1994). D'autres travaux ont depuis aidé à mieux comprendre la dynamique de ces structures. Roy *et al.* (1996), en comparant l'échelle des structures turbulentes mesurées dans les couches proximale et distale au lit, ont également conclu à la présence de structures occupant l'ensemble de la tranche de l'écoulement. Ferguson *et al.* (1996) ont proposé, à l'aide de la technique des quadrants (voir plus bas), que des transitions horaire était plus fréquente que des transitions antihoraire, ce qui traduit une organisation préférentielle des événements turbulents à l'intérieur des pulsations de vitesse. Finalement, Dinehart (1999) a décrit la relation qui existe entre les pulsations de vitesse et le déplacement de dunes de graviers dans une rivière en forte crue. Ces travaux ne nous permettent cependant pas de comprendre de manière satisfaisante la dynamique et la forme de ces structures dans la dynamique fluviale. De plus, même si plusieurs courantomètres ont été utilisés, les analyses réalisées sont loin d'être aussi détaillées que celles faites en laboratoire sur des lits lisses, notamment en ce qui concerne les corrélations spatio-temporelles et les expériences de visualisation.

Il ressort de tous ces travaux que les éléments protubérants sur le lit des rivières graveleuses jouent un rôle critique sur la structure de l'écoulement turbulent. Il appert cependant que ces travaux, et d'autres portant plus spécifiquement sur la nature turbulente des écoulements (Nikora et Smart, 1997; Smart, 1999), n'ont pas donné naissance à un modèle conceptuel probant de la structure turbulente en périphérie d'un élément protubérant. Bien que quelques croquis aient été présentés (Fig. 2.27), il existe peu de modèles de l'effet d'un amas de galets qui soient basés sur des quantifications et visualisations détaillées dans des couches-limites turbulentes de la complexité de celles que l'on retrouve en rivière graveleuse. Il existe encore moins de modèles décrivant l'interaction entre cet effet et l'écoulement structuré à la rencontre de l'amas de galets.

## **2.4 OBJECTIFS ET APPROCHE DE LA RECHERCHE**

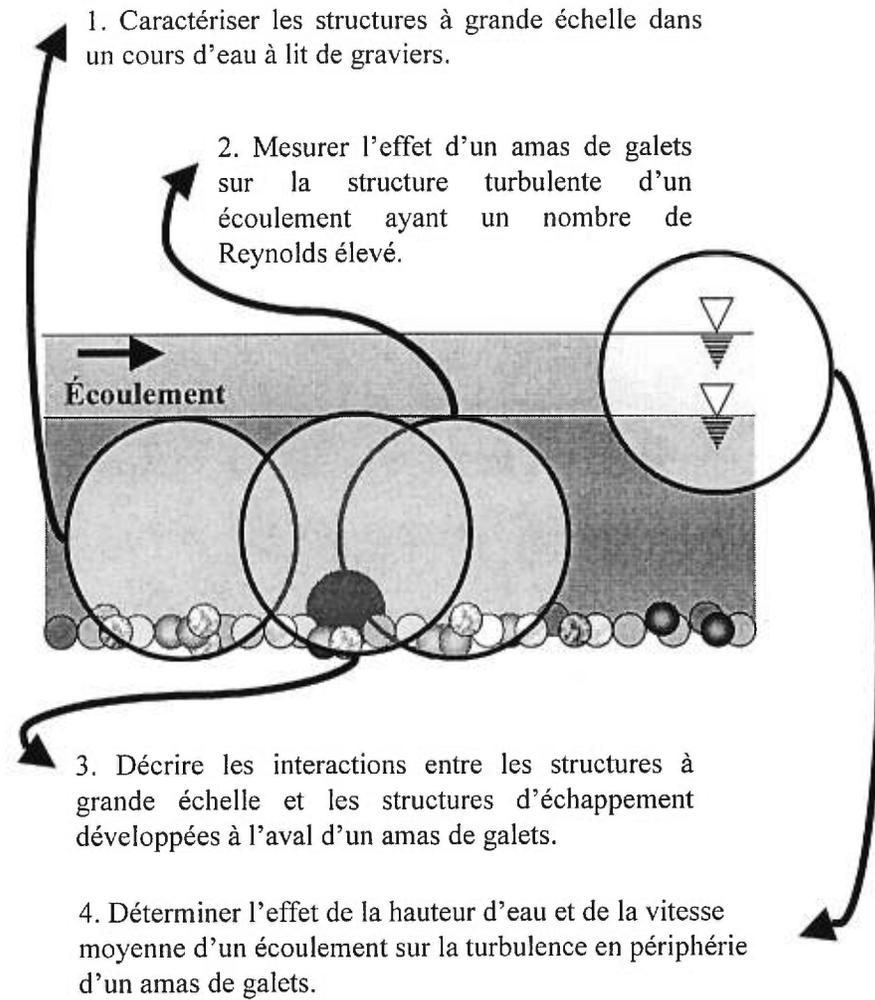
Le but de cette thèse est de caractériser la structure d'un écoulement turbulent en rivière à lit de graviers en présence d'amas de galets. Les travaux présentés précédemment permettent d'entrevoir la nature des échanges turbulents qui structurent l'écoulement des cours d'eau à lit de graviers. Cette recension permet aussi de souligner des lacunes dans nos

connaissances sur : la dynamique et les caractéristiques des structures à grande échelle; l'effet d'un amas de galets dans des écoulements à nombre de Reynolds élevé; les interactions entre les structures turbulentes en rivière; et l'effet de la profondeur et de la vitesse moyenne sur la turbulence à l'aval d'un amas de galets. Ces lacunes limitent fortement l'intégration des connaissances actuelles à l'échelle d'un tronçon de rivière.

Les objectifs spécifiques de la thèse reposent sur le constat que les lacunes dans nos connaissances trouvent leur origine dans le manque d'analyses spatio-temporelles de l'écoulement des rivières naturelles et sur une approche réductionniste menant à une décomposition de la complexité de l'écoulement en milieu naturel. La figure 2.28 positionne les objectifs de cette thèse qui sont de :

1. Caractériser les structures à grande échelle dans un cours d'eau à lit de graviers ;
2. Mesurer l'effet d'un amas de galets sur la structure turbulente d'un écoulement ayant un nombre de Reynolds élevé ;
3. Décrire les interactions entre les structures à grande échelle et les structures d'échappement développées à l'aval d'un amas de galets ;
4. Déterminer l'effet de la hauteur d'eau et de la vitesse moyenne d'un écoulement sur la turbulence en périphérie d'un amas de galets.

Chaque objectif mène dans cet ordre à un chapitre-article. Ces articles présentent des résultats originaux sur des processus et caractéristiques de la structure de l'écoulement dans les rivières à lit de graviers. Un chapitre-essai divise cependant en deux groupes les quatre articles. L'essai vise à réintroduire dans un contexte plus large les connaissances acquises par les biais de l'approche réductionniste. Selon cette approche, les deux premiers articles isolent pour mieux les décrire les structures et mécanismes mal connus dans les rivières à lit de graviers, à savoir les structures à grande échelle et l'effet d'un amas de galets sur la structure turbulente de l'écoulement. Dans une discussion approfondie, l'essai reprend les connaissances émergentes de ces deux premiers articles et tente de les intégrer dans la description de la structure de l'écoulement à l'échelle d'un tronçon de rivière. Cet exercice soulève de nouvelles questions sur les interactions entre structures turbulentes et sur l'effet des conditions de l'écoulement dans la dynamique à l'aval d'un amas de galets. Pour répondre à ces questions, l'approche réductionniste est de nouveau invoquée et mène aux deux derniers articles. Les quatre articles et l'essai constituent le corps de la thèse.



**Figure 2.28** Position relative des objectifs de recherche dans un cours d'eau à lit de graviers.

Trois des chapitres-articles se basent sur l'analyse de données échantillonnées dans des cours d'eau à lit de graviers; le quatrième se base sur des mesures faites en laboratoire. Les expériences en laboratoire ont utilisé des écoulements dont les caractéristiques se rapprochaient de celles des écoulements observés en milieu naturel. De plus, ces conditions étaient répliquables d'une journée à l'autre. Les expériences en laboratoire permettent ainsi un meilleur contrôle expérimental sur les conditions de l'écoulement. Dans le contexte de l'approche réductionniste, cela nous a permis de mieux isoler les effets de la vitesse et de la profondeur de l'écoulement sur la dynamique turbulente à l'aval de l'obstacle. Dans cette perspective, cette thèse combine aussi l'intérêt des informations provenant des études *in situ* à celui des informations provenant du contrôle et de la réplicabilité des travaux en laboratoire.

Dans chacun des chapitres-articles, les objectifs sont atteints par le biais d'une analyse de la variabilité spatiale et temporelle de la turbulence. Notre approche repose sur la quantification détaillée des fluctuations de vitesse et sur la visualisation de l'écoulement. Nous l'avons vu, l'analyse des échanges turbulents à partir d'un seul courantomètre a joué un rôle important dans la caractérisation des écoulements en milieu naturel. Or, elle ne permet pas de décrire adéquatement le comportement spatial des structures de l'écoulement. On peut caractériser la dynamique spatiale d'un écoulement turbulent de plusieurs façons. La technique la plus évidente consiste à visualiser l'écoulement pour suivre l'évolution des structures turbulentes dans le temps et dans l'espace (Kline *et al.* 1967; Corino et Brodkey, 1969; Acarlar et Smith, 1987; Kirkbride, 1993). Une seconde technique consiste à réaliser un échantillonnage de séries temporelles de vitesse dans l'écoulement selon une forte densité de points de mesure (Bennett et Best, 1995; Biron *et al.* 1996; Robert *et al.*, 1996). La distribution dans l'espace des paramètres de la turbulence permet alors de décrire le champ de vitesse. Des régions possédant des valeurs similaires peuvent ainsi être associées à des mécanismes et processus présents dans le fluide. Une troisième technique consiste à utiliser les corrélations spatio-temporelles entre des fluctuations de vitesse échantillonnées en simultané à différentes positions dans un écoulement (Favre, 1957; Nakagawa et Nezu, 1981; Robert *et al.*, 1993). Cette méthode nécessite l'utilisation de plusieurs courantomètres. Elle permet de décrire la cohérence structurale de fluide en mouvement par le biais des coefficients de corrélation. La quintessence de l'analyse spatio-temporelle de la turbulence est la combinaison de

visualisation et de quantification de l'écoulement (Bogard et Tiederman, 1986; Talmon *et al.*, 1989; Lu et Smith, 1991). Cette dernière approche permet une interprétation moins ambiguë des fluctuations de vitesse en même temps qu'une quantification des observations qualitatives provenant de la visualisation. Ces techniques ont été utilisées principalement en laboratoire où elles ont donné naissance à des découvertes majeures sur la structure des écoulements turbulents. L'approche d'analyse préconisée dans cette thèse consiste à mettre en œuvre ces techniques en rivière, ceci, avec la ferme conviction que le gain de connaissances en milieu naturel sera de la même ampleur que celui obtenu par les études en laboratoire.

## 2.5 CONSIDÉRATIONS MÉTHODOLOGIQUES

Cette section présente les instruments et les techniques d'analyse utilisés pour rencontrer les objectifs de la thèse. Il importe, ici, de considérer globalement les instruments et les techniques et d'élaborer sur la stratégie expérimentale d'ensemble de cette recherche. Chaque chapitre reviendra sur les aspects méthodologiques particuliers. Pour caractériser la structure de l'écoulement, cette thèse s'appuie en grande partie sur des expériences de quantification et sur quelques expériences de visualisation de l'écoulement. En conséquence, cette section décrit d'abord les techniques de quantification préconisées puis la technique de visualisation retenue.

### 2.5.1 L'analyse quantitative des vitesses de l'écoulement

#### 2.5.1.1 Les fluctuations de vitesse

Les fluctuations de vitesse représentent la quantité la plus utilisée pour décrire la turbulence en rivière. Chacune des trois composantes de vitesse (Fig. 2.3) peut être décomposée selon une partie moyenne et une partie fluctuante (Fig. 2.29) :

$$U_i = \langle u \rangle + u_i' \quad [ u_i' = U_i - \langle u \rangle ] \quad (2.8)$$

$$V_i = \langle v \rangle + v_i' \quad [ v_i' = V_i - \langle v \rangle ] \quad (2.9)$$

$$W_i = \langle w \rangle + w_i' \quad [ w_i' = W_i - \langle w \rangle ] \quad (2.10)$$

où  $U$ ,  $V$  et  $W$  sont des vitesses instantanées au temps  $i$ ;  $\langle u \rangle$ ,  $\langle v \rangle$  et  $\langle w \rangle$ , des vitesses moyennes pour une période de temps donné;  $u_i'$ ,  $v_i'$  et  $w_i'$ , des fluctuations instantanées de

vitesse au temps  $i$ . La portion fluctuante est à la base de toute analyse sur la turbulence d'un écoulement (Bradshaw, 1985).

### 2.5.1.2 La mesure des fluctuations de vitesse

On utilise des courantomètres (ou vélocimètres) pour mesurer les fluctuations de vitesse. Il existe plusieurs types de courantomètre (Clifford et French, 1993; Lane *et al.*, 1993, 1998; Nezu et Nakagawa, 1993). Selon les besoins de l'étude, l'instrument choisi doit rencontrer plusieurs critères pratiques et techniques (Kraus *et al.*, 1994) : type de déploiement, robustesse à l'environnement de mesure, interférence avec l'écoulement, résolution spatiale et temporelle, facilité d'entretien et fréquence de calibration. Les instruments doivent également être utilisés adéquatement et leur données gérées de manière efficace (Bauer *et al.*, 1992). Les mesures de vitesse dans cette recherche proviennent de deux types de courantomètre : des courantomètres électromagnétiques (ECM) de Marsh-McBirney<sup>2</sup>, pendant les campagnes de terrain, et un courantomètre acoustique (ADV) de Sontek<sup>3</sup>, pendant les expériences en laboratoire.

#### *Courantomètre électromagnétique*

Les courantomètres électromagnétiques bidirectionnels Marsh-McBirney fonctionnent selon le principe de Faraday (Fig. 2.30). D'après ce principe, un fluide conducteur s'écoulant dans un champ magnétique génère une force électromagnétique proportionnelle à la vitesse du fluide et perpendiculaire au mouvement. Dans la sonde des ECMs, un aimant est activé par un courant alternatif et génère un champ magnétique. Deux paires d'électrodes, disposées orthogonalement dans un plan normal à la tige de la sonde, mesurent le voltage induit par la force électromagnétique selon:

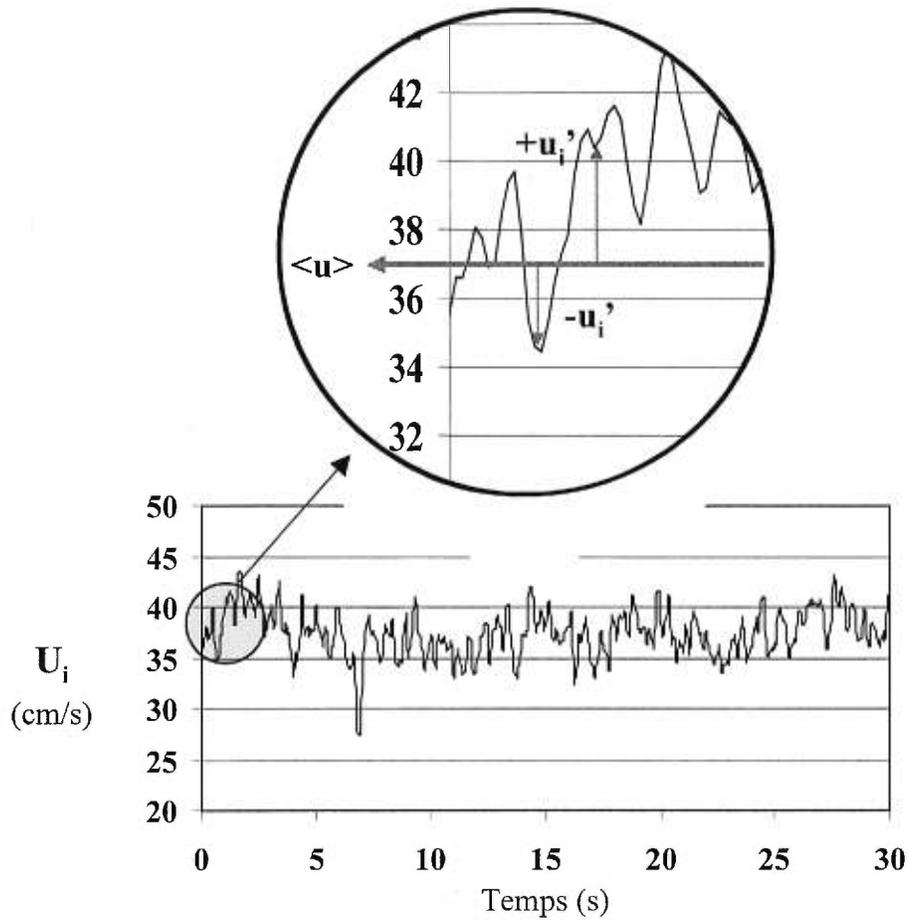
$$V_o = V\Psi d \cdot 10^{-8} \quad (2.11)$$

où  $V_o$  est le voltage induit;  $V$ , la vitesse du fluide;  $\Psi$ , la densité du champ magnétique; et  $d$ , la distance entre les électrodes (Lane *et al.*, 1993). Ce voltage est amplifié, filtré puis multiplié par une constante de proportion pour obtenir la vitesse de l'écoulement. Chaque paire d'électrodes mesure le voltage de l'écoulement dans l'axe parallèle à leur orientation, ce qui permet de mesurer la vitesse de l'écoulement selon deux composantes à la fois.

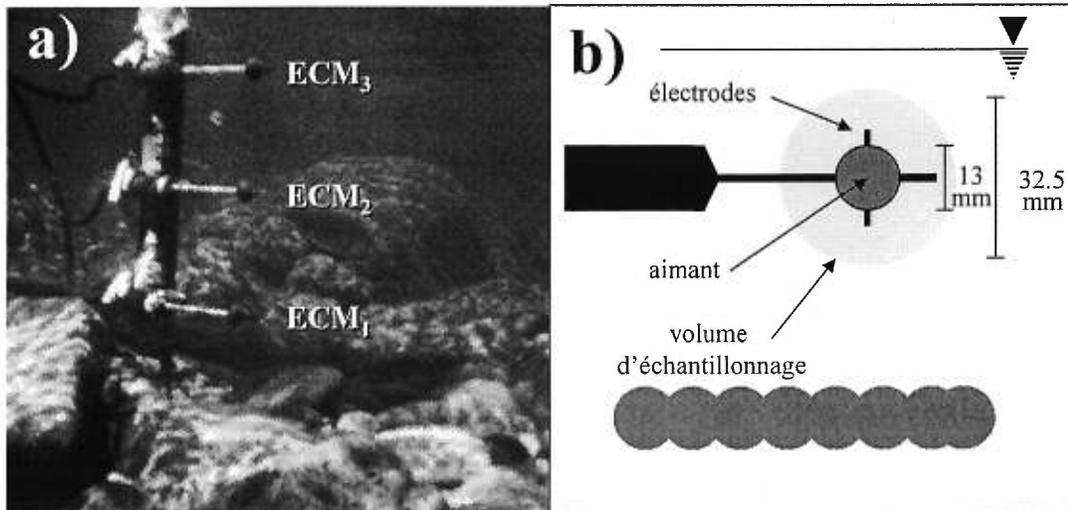
---

<sup>2</sup> [www.marshmcbirney.com](http://www.marshmcbirney.com)

<sup>3</sup> [www.sontek.com](http://www.sontek.com)

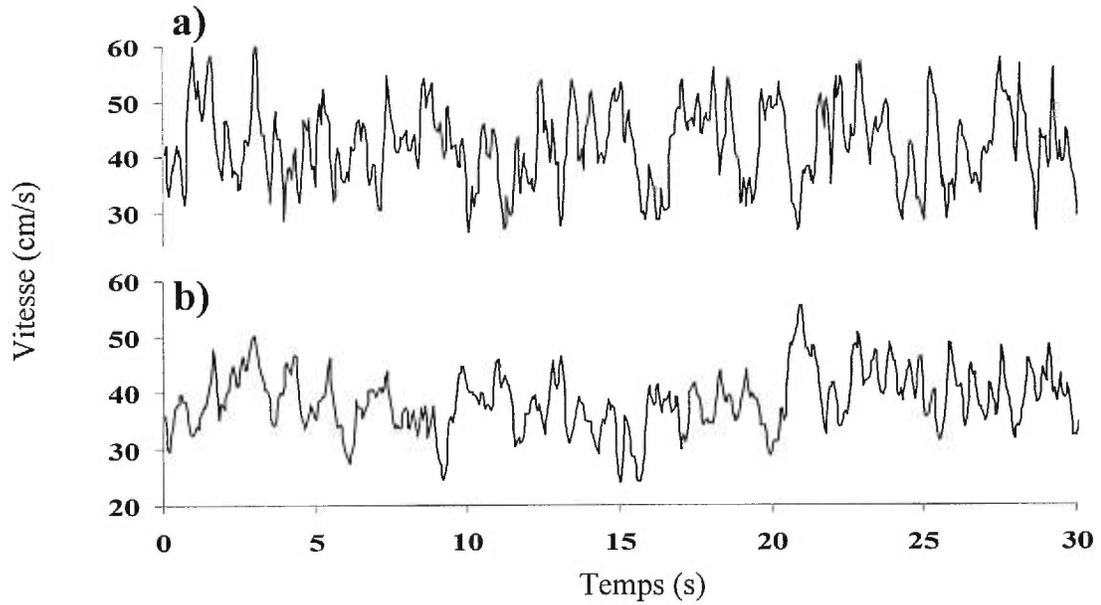


**Figure 2.29** Une partie fluctuante ( $\pm u_i'$ ) et une partie moyenne ( $\langle u \rangle$ ) composent la vitesse instantanée ( $U_i$ ) dans une série temporelle de vitesse de la composante longitudinale.

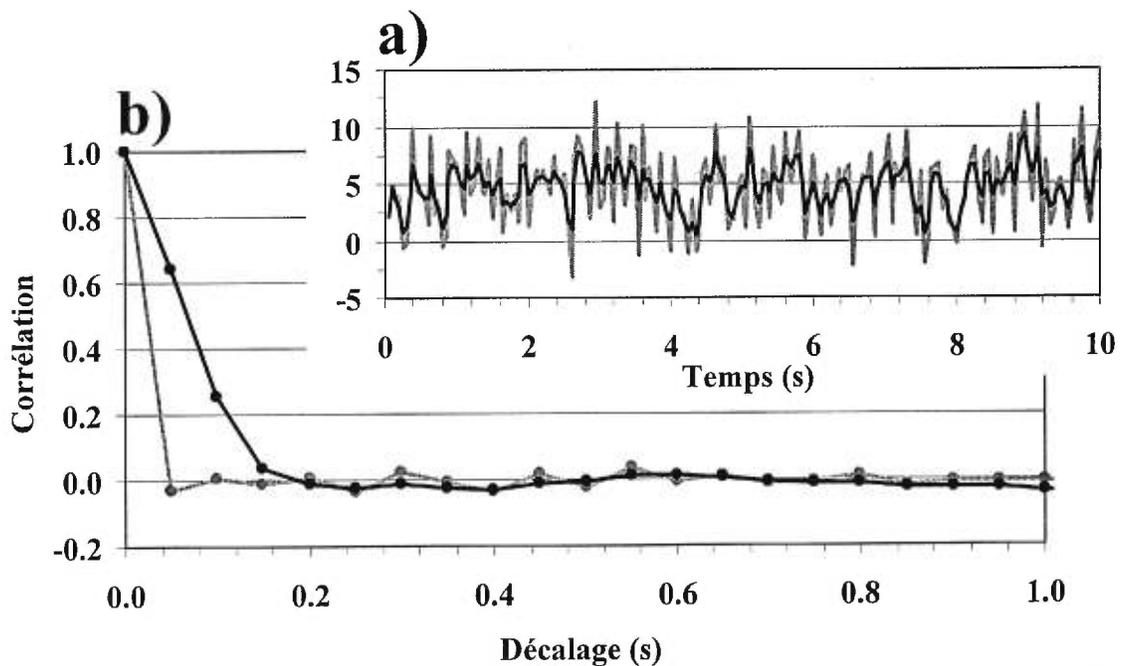


**Figure 2.30** (a) Trois courantmètres électromagnétiques bidirectionnels de Marsh-McBirney fixés sur une tige normale au lit d'une rivière graveleuse. (b) Composantes du ECM de Marsh-McBirney.

Les ECMs utilisés (modèle 523) possèdent l'une des combinaisons de résolution spatiale et temporelle les plus élevées sur le marché pour ce type de courantomètre. La résolution spatiale est contrôlée par la taille et la forme des ECMs. Les sondes sphériques des ECMs ont un diamètre de 13 mm et un volume d'échantillonnage de 2.5 à 3 fois ce diamètre. D'un côté, ces dimensions limitent les possibilités de déploiement des instruments. En effet, comme un corps solide plongé dans le volume d'échantillonnage contamine les signaux de vitesse, ces dimensions impliquent que les sondes ne peuvent s'approcher à plus de 1.5 cm du lit (bien que ceci soit déconseillé puisqu'une zone d'accélération entre la sonde et le lit risque de biaiser les vitesses mesurées) et qu'elles ne peuvent être à moins de trois centimètres l'une de l'autre. D'un autre côté, la taille et la forme des ECMs affectent la réponse des courantomètres (Soulsby, 1980; Lane *et al.*, 1993; Roy *et al.*, 1996b). La variance des fluctuations de vitesse associées à des structures turbulentes dont la taille est inférieure à celle du volume d'échantillonnage est inhibée dans l'amalgame des fluctuations enregistrées par la sonde (Roy *et al.*, 1996b). La figure 2.31 montre deux séries temporelles de la vitesse longitudinale échantillonnées dans les mêmes conditions mais à l'aide de ECMs Marsh-McBirney de diamètres différents, 13 et 38 mm respectivement. À l'allure des signaux, on constate qu'il y a perte de variance dans les hautes fréquences pour le plus gros courantomètre. Le volume d'échantillonnage dicte ainsi directement la taille minimale des structures mesurées. Soulsby (1980) a suggéré que des structures dont la longueur d'onde est inférieure à  $1.4D_v$ , où  $D_v$  est le diamètre du volume d'échantillonnage, seront complètement perdues dans le signal résultant (Tab. 2.3). Pour ce qui est de la forme de la sonde, Lane *et al.* (1993) ont montré qu'un ECM sphérique (diamètre = 38mm) est moins sensible aux fluctuations de vitesse qu'un ECM discoïdale (diamètre = 55mm) et que, par conséquent, le premier est plus adéquat pour la mesure de vitesse moyenne et le second pour les mesures de la turbulence. Cette conclusion a cependant été confrontée par Roy *et al.* (1997). Ces auteurs ont souligné que, même si la taille et la forme des instruments sont importantes pour la caractérisation des structures turbulentes, il ne faut pas omettre l'effet dominant du filtre analogue des courantomètres électromagnétiques.



**Figure 2.31** Séries temporelles de vitesse longitudinale échantillonnées à une fréquence de 10 Hz par des ECMs Marsh-McBirney de (a) 13 mm et (b) 38 mm de diamètre (Données de Roy *et al.* (1996)). Ces signaux montrent l'effet de la taille du volume d'échantillonnage sur la présence des fluctuations dans les hautes fréquences.



**Figure 2.32** (a) Séries temporelles aéatoires normales avant (gris) et après (noir) l'application d'un filtre Butterworth d'ordre 1. (b) Autocorrélogrammes des deux séries temporelles. Le filtre génère un niveau d'autocorrélation dans les premiers décalages qui n'appartient aucunement aux données originales.

**Tableau 2.3** Longueur (cm) des structures turbulentes détectées par des courantomètres électromagnétiques Marsh-McBirney de deux tailles différentes selon la durée de détection et la vitesse de l'écoulement pour une fréquence d'échantillonnage de 20Hz. Les limitations de la détection dues à la résolution spatiale et temporelle des instruments sont indiquées.

Durée (s)	Vitesse de l'écoulement (cm/s)						
	5	10	20	30	40	50	60
0.05	0.3 **	0.5 **	1.0 **	1.5 **	2.0 **	2.5 **	3.0 **
0.10	0.5 **	1.0 **	2.0 **	3.0 **	4.0 **	5.0 *	6.0 *
0.15	0.8 **	1.5 **	3.0 **	4.5 **	6.0 *	7.5 *	9.0 *
0.20	1.0 **	2.0 **	4.0 **	6.0 *	8.0 *	10.0 *	12.0 *
0.25	1.3 **	2.5 **	5.0 *	7.5 *	10.0 *	12.5 *	15.0
0.30	1.5 **	3.0 **	6.0 *	9.0 *	12.0 *	15.0	18.0
0.35	1.8 **	3.5 **	7.0 *	10.5 *	14.0	17.5	21.0
0.50	2.5 **	5.0 *	10.0 *	15.0	20.0	25.0	30.0
0.75	3.8 **	7.5 *	15.0	22.5	30.0	37.5	45.0
1.00	5.0 *	10.0 *	20.0	30.0	40.0	50.0	60.0
$f_{Dmax}$	2	4	9	13	17	22	26

La longueur des structures est déterminée selon l'hypothèse de Taylor :  $L = \langle u \rangle \cdot t$ , où  $\langle u \rangle$  est la vitesse moyenne et  $t$  la durée du passage de la structure. (\*\*): Longueur de structures non détectées selon  $L_{min} = 1.4D_v$ , où  $D_v$  est le diamètre du volume d'échantillonnage, par les ECMs avec  $D_v = 33$  mm et  $D_v = 95$  mm (Soulsby, 1980). (\*): Longueur de structures non détectées par le ECMs avec  $D = 95$  mm. : Longueur de structures dont 50% de la contribution à la variance est perdue à cause du filtre Butterworth d'ordre 1 (Roy *et al.*, 1997).  $f_{Dmax}$  représente la fréquence d'échantillonnage au-delà de laquelle aucun gain d'information significatif n'est généré, selon Soulsby (1980) :  $f_{Dmax} = 1.4\langle u \rangle / D_v$ .

La résolution temporelle des ECMs est contrôlée par le temps de réponse et par le filtre analogue. Les ECMs possèdent un temps de réponse de 0.05 sec. Pour minimiser le bruit électronique, les ECMs contiennent un filtre Butterworth d'ordre 1 qui correspond à un filtre résistance-capaciteur (RC) (Roy *et al.*, 1997). Numériquement, ce filtre pondère les mesures instantanées selon :

$$[U]_i = \sum_{j=0}^m w_j U_{i-j} \quad (2.12)$$

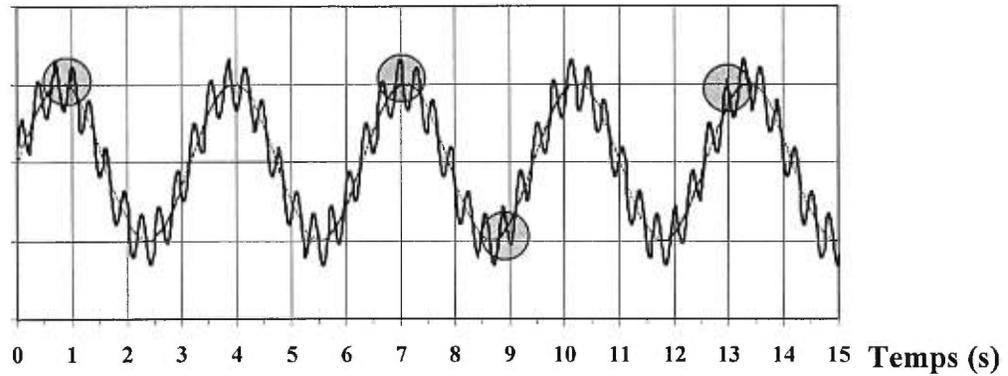
où  $[U]$  est la valeur filtrée au temps  $i$ ;  $w_j$ , une valeur de pondération;  $U_{i-j}$ , la valeur de vitesse non-filtrée mesurée au temps  $i-j$ ; et  $m$ , le nombre de mesures consécutives sur lesquelles s'applique le filtre. Dans un filtre RC, la valeur de pondération est déterminée selon une distribution exponentielle:

$$w_j = \frac{e^{-\lambda \Delta t} - 1}{-j \Delta t} e^{\lambda} \quad (2.13)$$

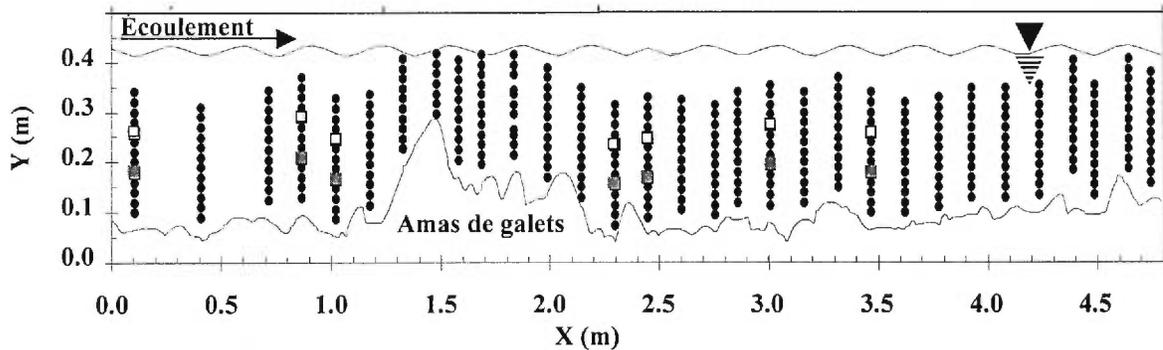
où  $\Delta t$  est l'intervalle de temps entre deux mesures consécutives et  $\lambda$ , la constante de temps du filtre. Ce filtre est relativement sévère. D'abord, la fréquence à laquelle la moitié de la variance du signal est inhibée par le filtre (fréquence de demi-variance :  $f_{50}$ ) est de 3.18 Hz. Ceci implique que la variance dans les fluctuations de vitesse dues aux passages de structures turbulentes dont la durée est inférieure à 0.3 s sera en grande partie perdue. Cette fréquence de demi-variance devient plus critique lorsque la vitesse de l'écoulement augmente puisque, à ces vitesses, des longueurs de structures potentiellement détectées par les ECMs sont perdues (Tab. 2.3). Ensuite, le filtre a des conséquences directes sur les caractéristiques du signal de vitesse. Il réduit la variance du signal dans les hautes fréquences et induit des valeurs d'autocorrélation plus élevées (Roy *et al.*, 1997). La figure 2.32 montre l'autocorrélogramme d'une série temporelle aléatoire normale et celui de la même série filtrée par un filtre Butterworth identique à celui des ECMs 523. Il appert clairement que le filtre rehausse les valeurs d'autocorrélation pour les premiers décalages. L'effet de ce filtre sur les calculs de corrélations croisées et de leurs erreurs types sera étudié plus en détails au chapitre 6.

Les ECMs sont raccordées à un accumulateur de données (*datalogger*) 21x de Campbell<sup>4</sup> qui peut aussi influencer leur réponse. La fréquence d'enregistrement maximal de l'accumulateur de données est de 20 Hz. Cette fréquence d'échantillonnage correspond au temps de réponse des courantomètres et a toujours été utilisée pour minimiser les chances d'obtenir des problèmes de variance superflue (*aliasing*). La variance superflue survient lorsque des proportions de variance appartenant à des fréquences plus hautes que la fréquence de Nyquist se retrouvent dans des fréquences plus basses. La fréquence de Nyquist ( $f_N = 0.5f_D$ ) représente la plus haute fréquence détectable dans un signal par la fréquence d'échantillonnage ( $f_D$ ). La figure 2.33 illustre la contribution de fluctuations à haute fréquence (2.5Hz) à la variance mesurée de fluctuations à plus faible fréquence (0.3 Hz) lorsque le signal est échantillonné à une fréquence de 1 Hz ( $f_N=0.5\text{Hz}$ ). Ce problème peut survenir si l'accumulateur de données échantillonne à une fréquence inférieure au temps de réponse des courantomètres.

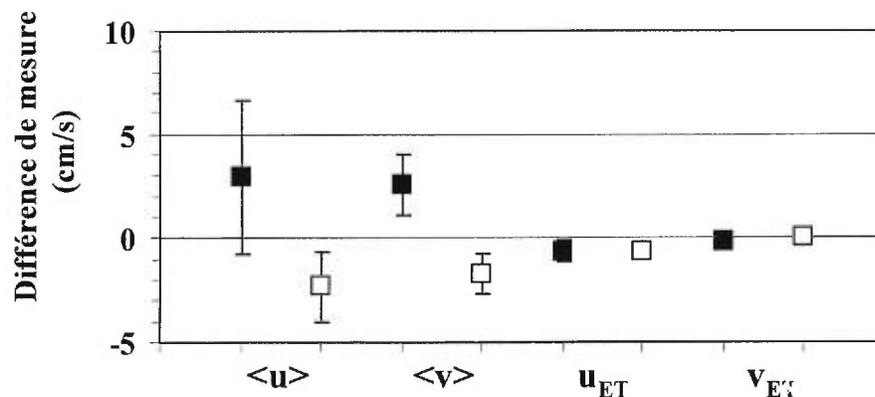
Les courantomètres électromagnétiques ont le désavantage d'être intrusifs, c'est-à-dire que les sondes se trouvent directement dans le volume d'échantillonnage, et de



**Figure 2.33** Les variances superflues surviennent lorsque des fluctuations à haute fréquence contaminent la variance associée à des fluctuations à plus faible fréquence. Ici, des fluctuations sinusoïdales à fréquence de 2.5 Hz contaminent les variances de fluctuations sinusoïdales à 0.3 Hz de plus grande amplitude lorsque l'on échantillonne le signal à une fréquence de 1 Hz. La variance associée à la plus haute fréquence sera attribuée à un signal d'au plus 0.5 Hz ( $f_N$ ), d'où le problème de variance superflue.



**Figure 2.34** Distribution spatiale de points d'échantillonnage des vitesses en amont et en aval d'un amas de galets d'une densité de 225 points  $m^{-2}$ . Les carrés situent des répliques obtenues pour assurer une bonne correspondance entre les signaux de vitesse obtenus par les trois courantomètres : (■)  $ECM_1-ECM_2$  ; (□)  $ECM_2-ECM_3$ .



**Figure 2.35** Différences de mesures pour les répliques provenant du déplacement des courantomètres électromagnétiques. (■):  $ECM_1-ECM_2$ . (□):  $ECM_2-ECM_3$ . Les moustaches représentent l'erreur-type.

n'échantillonner que deux composantes de vitesse à la fois (Clifford et French, 1993; Lane *et al.*, 1998). Immergé dans un écoulement, le ECM crée sa propre dynamique turbulente : des zones d'accélération se développent à l'amont périphérique de la sphère alors qu'une zone de recirculation, dont la position est contrôlée par l'orientation des électrodes, se développe lorsque l'écoulement se détache en aval de la sonde (Lane *et al.*, 1993). Cette dynamique est fortement dépendante du nombre de Reynolds de l'écoulement et peut contribuer de manière significative à la variance dans les hautes fréquences. Bien que les ECMs soient calibrés pour tenir compte de cette dynamique lors des mesures de vitesse moyenne, il est très difficile, sinon impossible, d'évaluer l'effet direct de cette dynamique sur les fluctuations de vitesse obtenues pour les analyses de la turbulence. On peut cependant supposer que ces effets produisent des structures de tailles et de fréquences qui font partie de la zone de non-détection établie par le filtre analogue et la taille du volume d'échantillonnage de l'instrument (Tab. 2.3). Pour ce qui est de l'échantillonnage des composantes de l'écoulement, il est possible de configurer deux ECMs de manière à ce que les trois composantes soient échantillonnées en même temps à des points relativement rapprochés dans l'espace (Champoux, 2000). Une telle technique, cependant, augmente les risques d'interférence des sondes sur la structure de l'écoulement, car deux sondes se retrouvent alors à proximité l'une de l'autre, et accroît la taille du volume d'échantillonnage.

Plusieurs problèmes peuvent survenir lors de l'utilisation des ECMs en rivière. Kirkbride (1994) a présenté une gamme de problèmes dont : la mauvaise orientation de la sonde menant à des contaminations des composantes de vitesse (voir aussi Roy *et al.*, 1996a), la vibration de câbles trop tendus pouvant créer des fluctuations et périodicités douteuses, la présence d'objets flottant non-identifiés (*OFNI*) provoquant des valeurs aberrantes ponctuelles et l'épuisement de la source d'alimentation causant une non-stationnarité dans les séries de vitesse. Pour éviter toute contamination des données par ces différents problèmes, nous avons suivi les recommandations faites par Kirkbride (1994) et Roy *et al.* (1996a) concernant l'utilisation des courantomètres électromagnétiques. Globalement, les séries ont été inspectées visuellement pour assurer leur intégrité, les valeurs aberrantes ont été remplacées par la vitesse moyenne de la série, les tendances

---

<sup>4</sup> [www.campbellsci.com](http://www.campbellsci.com)

linéaires ont été extraites et aucune rotation des données n'a été réalisée étant donnée que la complexité du champ de vitesse ne pouvait nous assurer que la vitesse verticale soit nulle (Roy *et al.*, 1996a). Les séries de vitesse les plus problématiques ont été retirées des banques de données ou tronqués de manière à conserver uniquement la partie satisfaisante de la série.

Le protocole expérimental mise fortement sur le fait que les mesures de vitesse instantanée par les trois courantomètres sont synchrones. La simultanéité des signaux est assurée par une configuration *master-slave*. Selon cette configuration, l'électronique de l'une des sondes enclenche la prise de mesure des trois sondes à la fraction de seconde près. Cette particularité a le double avantage de permettre l'analyse de corrélation spatio-temporelle des fluctuations de vitesse et de diminuer le temps d'échantillonnage lorsque l'on désire obtenir une densité élevée de points de mesure. D'un côté, les analyses de corrélation spatio-temporelle permettent de caractériser des structures turbulentes à plus grande échelle en comparant des signaux de vitesse obtenus en simultanément à différentes positions dans l'écoulement. Dans ce sens, bien que nous désirions caractériser la turbulence à partir de paramètres classiques, nous misions également fortement sur la capacité de capter et de décrire les structures à grande échelle à partir de l'analyse spatio-temporelle des corrélations croisées (voir plus bas et Robert *et al.*, 1993). De l'autre côté, une forte densité d'échantillonnage spatiale permettra la cartographie détaillée des variables statistiques décrivant la turbulence. Les cartes sont construites en interpolant entre les mesures de vitesse échantillonnées en différents points de l'espace (Fig. 2.34). Deux conditions doivent être respectées pour assurer la validité des informations obtenues à partir de ces cartes. Tout d'abord, étant donné l'utilisation de trois courantomètres, il était crucial que leur réponse à l'écoulement soit similaire. Pour nous en assurer, la stratégie d'échantillonnage incluait une prise systématique de répliques (Fig. 2.35). Cette figure montre que la moyenne des différences de mesure entre deux courantomètres est plus petite que 3 cm/s pour la vitesse moyenne ( $\approx 10\%$  de  $\langle u \rangle$ ) et inférieure à 0.6 cm/s pour l'écart type ( $\approx 15\%$  de l'écart type moyen) des distributions. Ensuite, pour obtenir une densité d'échantillonnage élevée en une journée de mesure, la durée d'échantillonnage a été limitée à une minute par échantillon de vitesse. Pour que les cartes représentent la variabilité spatiale plutôt que la variabilité temporelle aux points d'échantillonnage, les variables dérivées de séries de vitesse de une minute ne doivent pas varier de manière significative

d'une minute à l'autre pour un même point dans l'espace. Pour vérifier la représentativité des échantillons de une minute, de plus longues séries (20 minutes) ont également été mesurées. Ces échantillons peuvent être fragmentés pour obtenir la sensibilité des statistiques turbulentes en fonction de la durée d'échantillonnage. La figure 2.36 présente l'évolution des trois premiers moments des distributions des fluctuations de vitesse pour les composantes longitudinale et verticale en fonction de la taille de l'échantillon pour deux hauteurs au-dessus du lit. Dans tous les cas, excepté pour la vitesse moyenne de la composante verticale du courantomètre le plus élevé dans l'écoulement, une rupture de pente apparaît à environ 60 sec. La variable estimée change fortement pour les durées d'échantillonnage inférieures à une minute puis se stabilise pour des durées de plus de une minute. Les échantillons de une minute semblent ainsi suffisamment représentatifs puisqu'au delà d'une soixantaine de secondes d'échantillonnage peu d'information nouvelle est obtenue. Ceci est également vrai pour le coefficient de corrélation  $UV$  (Fig. 2.36g). Les figures 2.35 et 2.36 confirment que les trois courantomètres réagissent de manière similaire et que les échantillons de une minute génèrent des statistiques suffisamment stables, deux conditions cruciales pour la réalisation de la cartographie spatiale des paramètres de la turbulence.

Les courantomètres ont été utilisés dans des sections rectilignes de la rivière Eaton-Nord et Nicolet, deux rivières situées à une centaine de kilomètres à l'est de Montréal (Fig. 2.37). Ces sites ont été retenus pour des questions pratiques et parce qu'ils sont représentatifs des cours d'eau à lit de graviers que l'on retrouve dans le sud du Québec. Plusieurs travaux de l'équipe de recherche ont porté sur ces rivières et leurs caractéristiques morphologiques et granulométriques sont aujourd'hui bien connues. Pendant les périodes d'échantillonnage, il était également connu que les niveaux d'eau ne changeaient pas pendant une même journée en absence de précipitation. La densité d'échantillonnage désirée ne pouvait se faire en moins d'une journée. La stabilité du niveau d'eau était donc critique pour assurer un écoulement constant et pour permettre une comparaison des statistiques turbulentes mesurées à tous les points d'échantillonnage. Ces sites sont décrits plus en détails dans les articles respectifs.

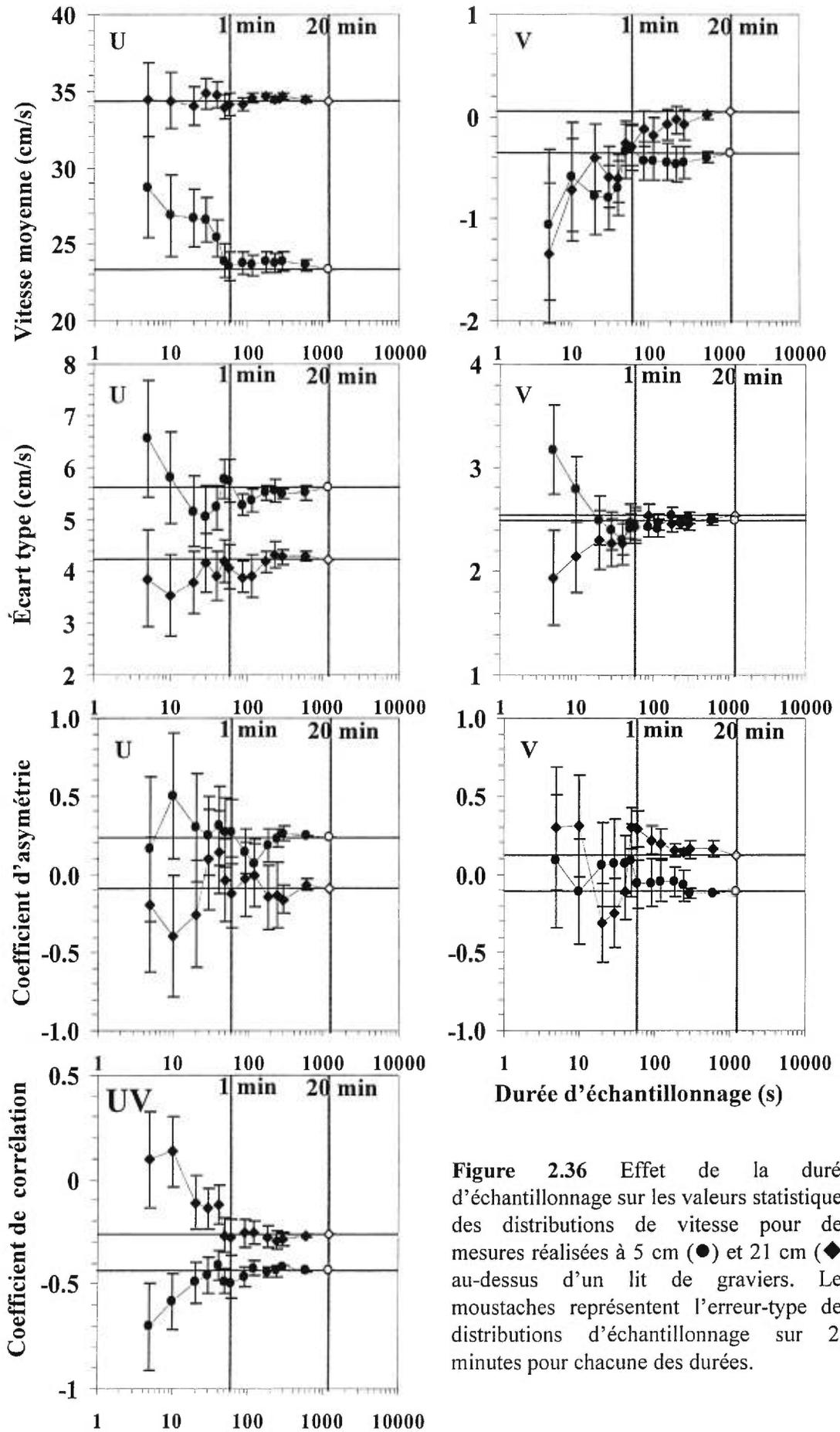
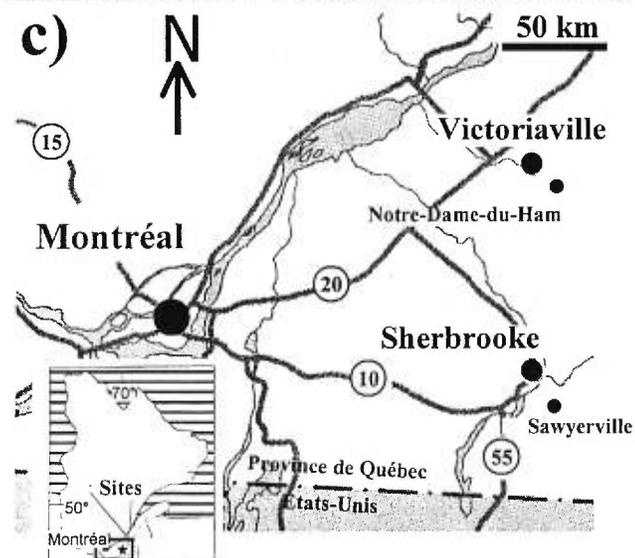
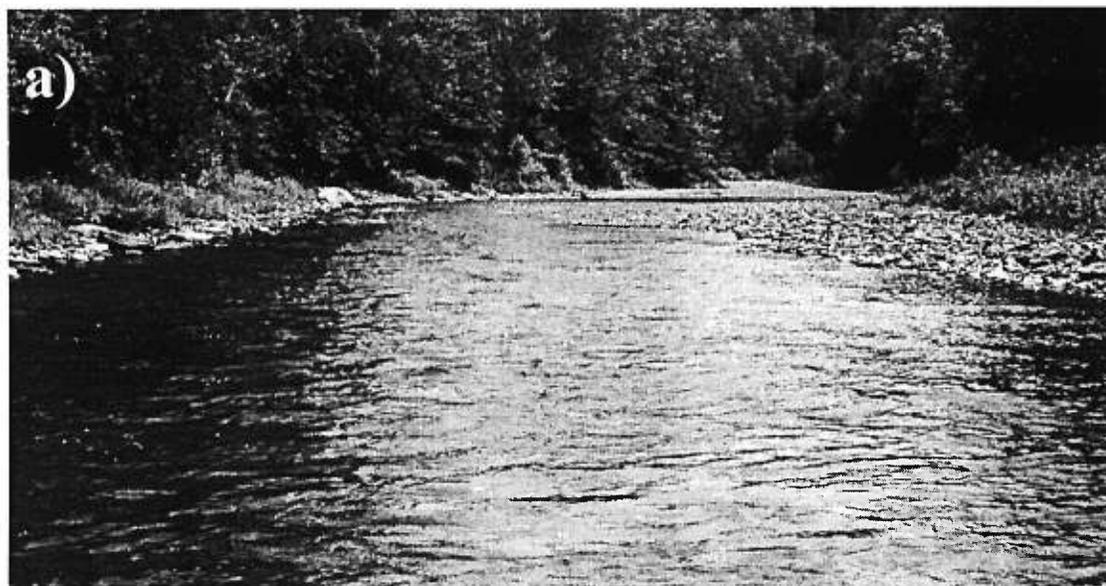


Figure 2.36 Effet de la durée d'échantillonnage sur les valeurs statistiques des distributions de vitesse pour des mesures réalisées à 5 cm (●) et 21 cm (◆) au-dessus d'un lit de graviers. Les moustaches représentent l'erreur-type des distributions d'échantillonnage sur 20 minutes pour chacune des durées.



**Figure 2.37** Sites d'échantillonnage: (a) la rivière Eaton Nord près de Sawyerville et (b) la rivière Nicolet près de Notre-Dame-du-Ham. (c) Les deux sites sont situés à une centaine de kilomètres à l'est de Montréal.

### Courantomètre acoustique

Le courantomètre acoustique de Sontek fonctionne selon le principe de l'effet Doppler (Fig. 2.38). Selon ce principe, un son émis à une fréquence donnée par un émetteur en mouvement sera perçu à une autre fréquence par un récepteur immobile. La vitesse de l'émetteur est proportionnelle à la différence de fréquence entre le son émis par l'émetteur et le son reçu par le récepteur. La sonde possède trois récepteurs disposés sur les pointes d'un triangle équilatéral et un émetteur situé en son centre. L'émetteur génère un son d'une fréquence connue en direction d'un volume d'échantillonnage. Lorsque qu'il rencontre une particule (sédiment, bulle d'air), le son est réfléchi dans toutes les directions. Une partie de cette réflexion est captée par chacun des trois récepteurs. Selon l'effet Doppler, ce son possèdera une fréquence différente du son initial. Connaissant la fréquence du son d'origine et la fréquence du son réfléchi, il devient possible de déterminer la vitesse de la particule en direction de chacun des récepteurs. Pour l'ADV, cette relation peut s'exprimer en fonction d'un changement de phase selon:

$$U = \frac{c}{4\pi f_o} \frac{1}{\tau} \frac{1}{a \tan} \left( \frac{\sin \varphi_t \cos \varphi_{t+\tau} - \sin \varphi_{t+\pi} \cos \varphi_t}{\sin \varphi_t \sin \varphi_{t+\tau} - \cos \varphi_{t+\pi} \cos \varphi_t} \right) \quad (2.14)$$

où  $U$  est la vitesse de la particule;  $c$ , la vitesse du son dans l'eau;  $f_o$ , la fréquence d'opération de l'ADV;  $\tau$ , le temps de transmission entre deux pulsations;  $t$ , le temps; et  $\varphi$ , le changement de phase (Lane *et al.*, 1998). On suppose alors que la vitesse de la particule est similaire à la vitesse du fluide. La vitesse maximale que peut mesurer l'ADV est inversement proportionnelle au changement de phase entre le son émis et reçu. D'après l'équation 2.14, un changement de phase de  $181^\circ$  détermine une vitesse identique à un changement de phase de  $-179^\circ$ , ce qui donne naissance à des problèmes de *débordement* de vitesse. Pour éviter les débordements, il faut que l'étendue de vitesse mesurée génère des changements de phase contenus dans l'étendue déterminée par  $\pm 180^\circ$ . L'étendue de vitesse est déterminée par l'opérateur (*velocity range*). Finalement, l'instrument calcule, à partir des vitesses obtenues dans l'axe de chacun des récepteurs, les vitesses des trois composantes de l'écoulement dans trois plans orthogonaux.

Le courantomètre acoustique utilisé (modèle ADV-Field) possède une résolution spatiale et temporelle plus élevée que les courantomètres électromagnétiques. Même si dans les faits la position et l'orientation du volume d'échantillonnage sont légèrement différents

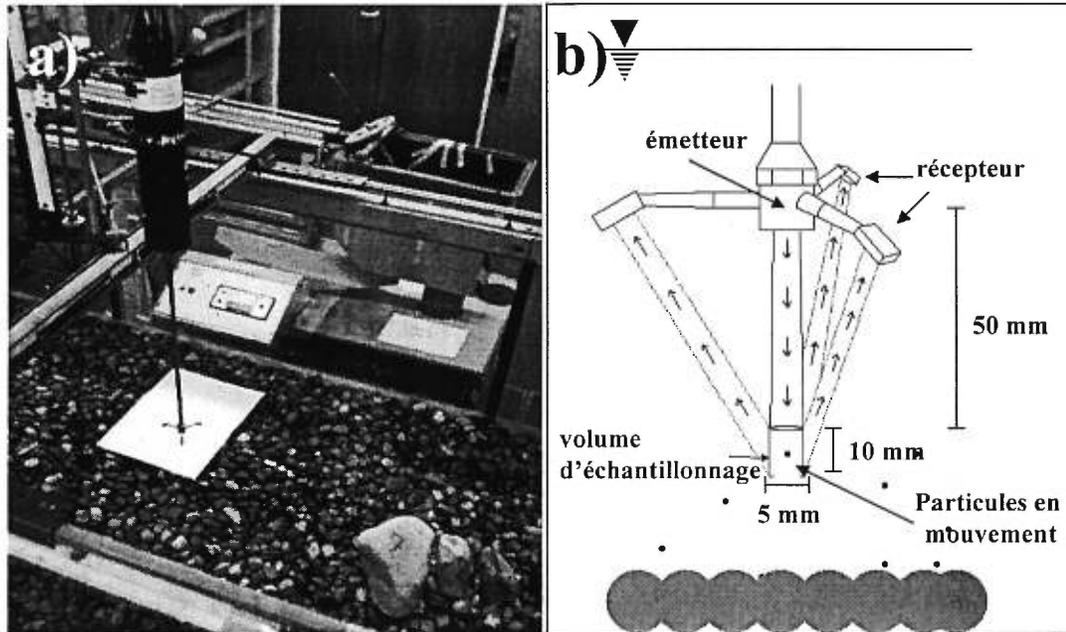


Figure 2.38 (a) Le courantomètre acoustique à effet Doppler de Sontek positionné pour la mesure des vitesses à l'aval d'un amas de galets dans un chenal expérimental. (b) Composantes et fonctionnement de l'ADV de Sontek.

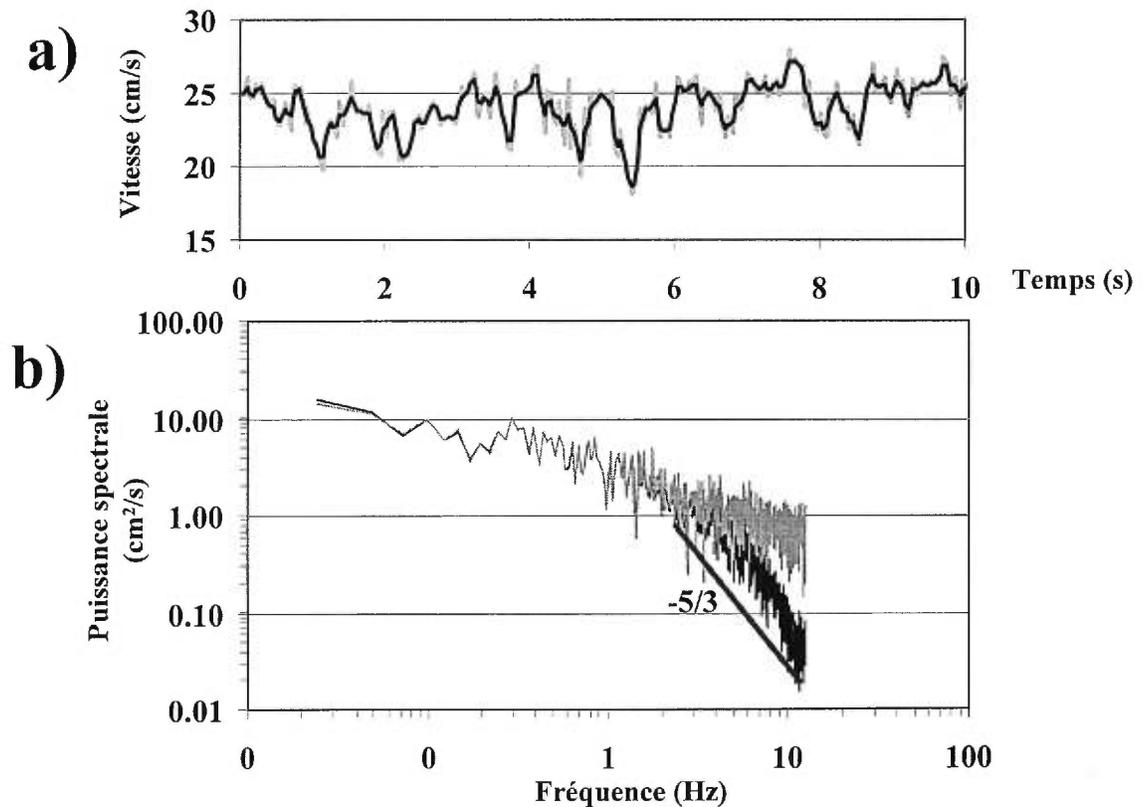


Figure 2.39 (a) Séries temporelles de l'ADV : (gris) non filtrée et (noir) filtrée à l'aide d'un filtre gaussien (Biron *et al.*, 1995). (b) Analyse spectrale des deux séries temporelles. Une contribution à la puissance plus importante qu'anticipée (pente de  $-5/3$ ) est observée dans les hautes fréquences du signal non filtré, ce qui traduit un phénomène de variance superflue.

pour chacun des récepteurs (McLelland et Nicholas, 2000), on assume habituellement que le volume d'échantillonnage occupe  $0.25 \text{ cm}^3$  (Sontek, 1997) correspondant à un cylindre d'une hauteur de 10 mm et d'un diamètre de 5 mm. Ce volume fournit des informations sur des structures turbulentes de plus petite taille que celle détectée par les ECMs (Tab. 2.4). De plus, la taille du volume d'échantillonnage et la configuration de la sonde permettent d'effectuer des mesures jusqu'à près de 5 mm de la surface du lit (Carbonneau et Bergeron, 2000).

**Tableau 2.4** Longueur (cm) des structures turbulentes détectées par le courantomètre acoustique de Sontek selon la durée de détection et la vitesse de l'écoulement pour une fréquence d'échantillonnage de 25Hz. Les limitations de la détection dues à la résolution spatiale et temporelle de l'instrument sont indiquées.

Durée (s)	Vitesse de l'écoulement (cm/s)						
	5	10	20	30	40	50	60
0.04	0.2 *	0.4 *	0.8	1.2	1.6	2.0	2.4
0.08	0.4 *	0.8	1.6	2.4	3.2	4.0	4.8
0.12	0.6 *	1.2	2.4	3.6	4.8	6.0	7.2
0.16	0.8	1.6	3.2	4.8	6.4	8.0	9.6
0.20	1.0	2.0	4.0	6.0	8.0	10.0	12.0
0.24	1.2	2.4	4.8	7.2	9.6	12.0	14.4
0.28	1.4	2.8	5.6	8.4	11.2	14.0	16.8
0.52	2.6	5.2	10.4	15.6	20.8	26.0	31.2
0.76	3.8	7.6	15.2	22.8	30.4	38.0	45.6
1.00	5.0	10.0	20.0	30.0	40.0	50.0	60.0
$f_{Dmax}$	2	4	9	13	17	22	26

La longueur des structures est déterminée selon l'hypothèse de Taylor :  $L = \langle u \rangle \cdot t$ , où  $\langle u \rangle$  est la vitesse moyenne et  $t$  la durée du passage de la structure. (\*) Longueur de structures non détectées selon  $L_{min} = 1.4D_v$ , où  $D_v$  est le diamètre du volume d'échantillonnage ( $D_v = 5 \text{ mm}$ ) (Soulsby, 1980). □ Longueur de structures dont 50% de la contribution à la variance est perdue à cause du filtre gaussien 1 (Biron *et al.*, 1995).  $f_{Dmax}$  représente la fréquence d'échantillonnage au-delà de laquelle aucun gain d'information significatif n'est généré, selon Soulsby (1980) :  $f_{Dmax} = 1.4\langle u \rangle / D$

L'ADV possède un temps de réponse inférieur à 0.01 sec. Au moment de l'utilisation, l'instrument ne permettait cependant pas d'échantillonner à une fréquence ( $f_D$ ) supérieure à 25 Hz (McLelland et Nicholas, 2000). Pour minimiser le bruit associé à une seule lecture, la sonde échantillonne un grand nombre de valeurs de vitesse (fréquence entre 144 et 264 Hz, (Sontek, 1997)) dans un période de temps de 0.04 sec. La valeur de sortie à 25 Hz provient alors de la moyenne des valeurs mesurées pendant cette période. Cette procédure implique que le signal peut être corrompu par des bruits associés à des fréquences plus hautes que la fréquence de Nyquist ( $f_N$ ). Pour minimiser ce problème de variance superflue (Fig. 2.33),

Lane *et al.* (1998) suggèrent l'application d'un filtre gaussien développé par Biron *et al.* (1995) pour des vitesses mesurées par un courantomètre utilisant l'effet Doppler sur le laser (LDA). La fonction du filtre gaussien  $g(t)$  se définit par :

$$g(t) = 2\pi\sigma^2 \exp\left(\frac{-t^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.15)$$

où  $\sigma$  est l'écart type (en s) de la courbe normale et  $t$ , le décalage temporel. L'écart type de la courbe normale se calcule selon :

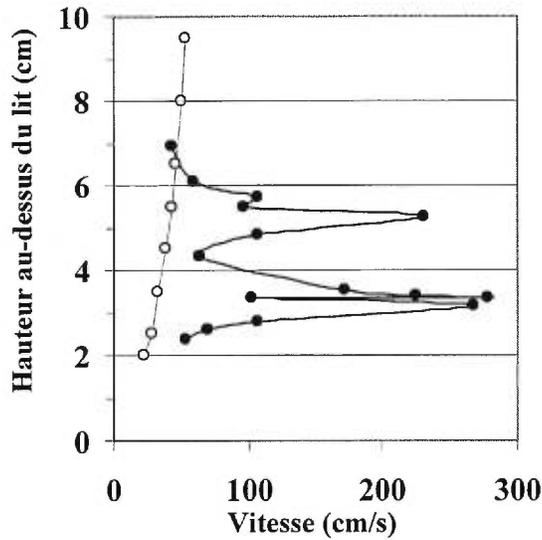
$$\sigma = \sqrt{\frac{\ln\sqrt{0.5}}{-2\pi^2\left(\frac{f_D}{6}\right)^2}} \quad (2.16)$$

où  $f_D$  est la fréquence d'échantillonnage (25 Hz). Ce calcul impose une fréquence de demi-variance ( $f_{50} = f_D/6 = 4.14$  Hz) comparable à celle imposée par le filtre Butterworth des courantomètres Marsh-McBirney (Biron *et al.*, 1995), ce qui facilite la comparaison entre les signaux obtenus par les deux instruments. Le filtre gaussien élimine plus de 99% de la variance superflue au-delà de la fréquence de Nyquist ( $f_N$ ). Il altère ainsi l'allure du signal et affecte les analyses du domaine temporel (Fig. 2.39). Pour éviter les problèmes de variance superflue et pour mieux comparer les résultats obtenus par les deux courantomètres, le filtre gaussien a été appliqué à toutes les séries de vitesse provenant de l'ADV.

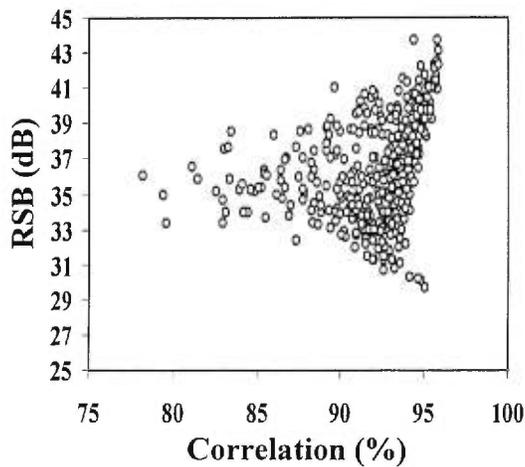
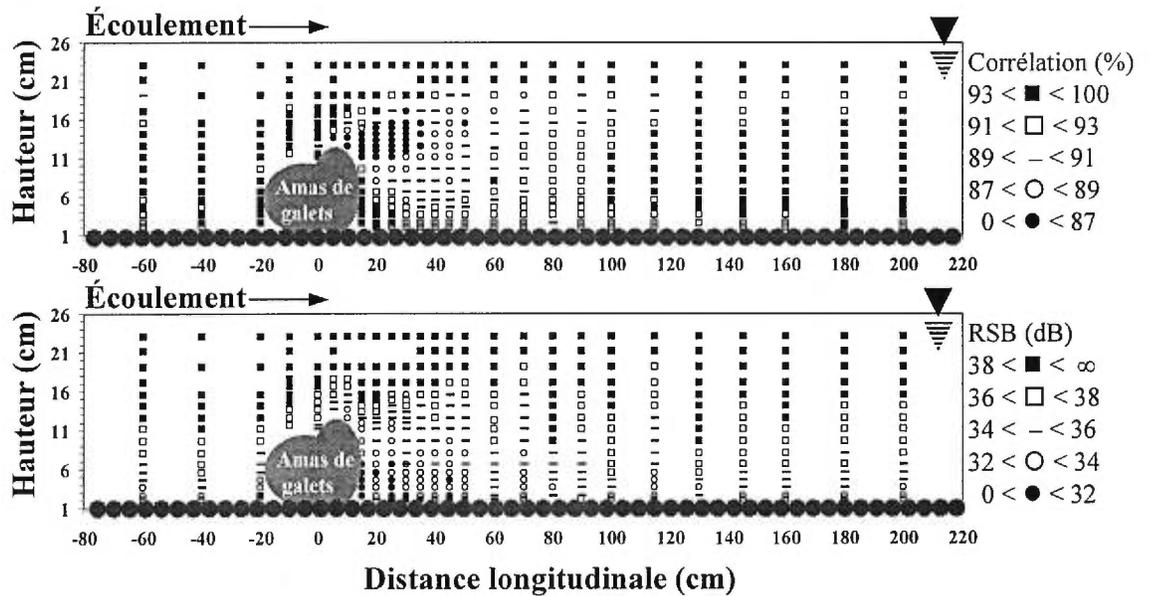
D'autres problèmes peuvent survenir lors de l'utilisation de l'ADV (Lane *et al.*, 1998; Snyder et Castro, 1999; McLelland et Nicholas, 2000). Tout d'abord, bien que l'ADV soit reconnu comme étant un courantomètre non intrusif, il semble que sa configuration puisse affecter l'écoulement mesuré. Snyder et Castro (1999) ont observé un biais systématique dans la composante verticale mesurée à l'aide d'un ADV. Ils suggèrent que ce biais (2% de  $\langle u \rangle$ ) provienne de la déformation du champ de vitesse créée par la sonde. Malheureusement, cet effet n'avait pas encore été documenté au moment de l'échantillonnage et de l'analyse des données. En conséquence, aucune correction n'a été apportée pour corriger ce problème. Ensuite, un problème de résonance peut survenir lorsque l'on effectue des mesures de vitesse près d'une surface. Ce problème se produit lorsque le temps de déplacement du son réfléchi sur la surface est le même que celui réfléchi sur la particule en mouvement (Lane *et al.*, 1998) et génère des vitesses aberrantes à différentes hauteurs au-dessus du lit (Snyder et Castro, 1999; Carbonneau et Bergeron,

2000). Ce problème survient de manière plus marquée sur des surfaces lisses et tend à s'estomper sur des surfaces plus rugueuses (Fig. 2.40). Finalement, dans une analyse exhaustive du comportement de l'ADV pour l'étude de la turbulence, McLelland et Nicolas (2000) ont montré que, pour des mêmes conditions d'écoulement, la variance des vitesses radiales (vitesses en direction des récepteurs) augmentait avec l'étendue de vitesse déterminée par l'utilisateur. Ainsi, des problèmes de variance superflue peuvent survenir suite à un mauvais choix de l'étendue de vitesse lors de l'échantillonnage. Si le choix de l'étendue de vitesse est trop faible pour les vitesses mesurées, il survient des problèmes de *débordement* alors que si le choix de l'étendue de vitesse est trop élevée une partie significative de la variance du signal pourra être associée au bruit Doppler. Le bruit Doppler représente une fraction de l'étendue délimitée par  $\pm 180^\circ$ . Sa contribution à la variance du signal est par conséquent directement proportionnelle à l'étendue de vitesse choisie. Ces derniers éléments impliquent que l'étendue de vitesse soit déterminée de telle sorte qu'elle se rapproche le plus de l'étendue réelle des vitesses dans une condition d'écoulement et qu'elle ne soit pas changée durant une expérimentation de manière à permettre une meilleure comparaison entre les paramètres de la turbulence.

D'un point de vue plus pratique, le courantomètre acoustique est simple à utiliser et comporte plusieurs indicateurs et outils d'analyse pour assurer la qualité des données. Le logiciel de gestion de l'ADV permet de vérifier au moment même de l'échantillonnage la corrélation du signal et le rapport signal-bruit (RSB). La corrélation du signal (0-100 en %) mesure la cohérence des fluctuations de vitesse mesurées pendant une période d'échantillonnage (0.04s). Des faibles corrélations surviennent lorsque (Sontek, 1997; Lane *et al.*, 1998) : l'instrument mesure dans des écoulements très turbulents, un important gradient de vitesse se retrouve dans le volume d'échantillonnage, une interférence avec une surface où un grand *OFNI* survient ; ou encore l'instrument est endommagé. Pour assurer la qualité d'une série de vitesse, bien que McLelland et Nicholas ont récemment proposé une valeur de 60%, il est généralement recommandé que la corrélation d'un signal ne soit jamais inférieure à 70% (Sontek, 1997). La figure 2.41a montre la distribution spatiale des valeurs de corrélation à partir d'un des échantillonnages de vitesse réalisés en laboratoire. Dans cet exemple, les valeurs de corrélation les plus faibles se trouvent essentiellement dans la zone de séparation de l'écoulement à l'aval de l'amas de galets. Cette région est la région où l'intensité de la turbulence est la plus élevée (Chapitre 7). Ceci implique que les



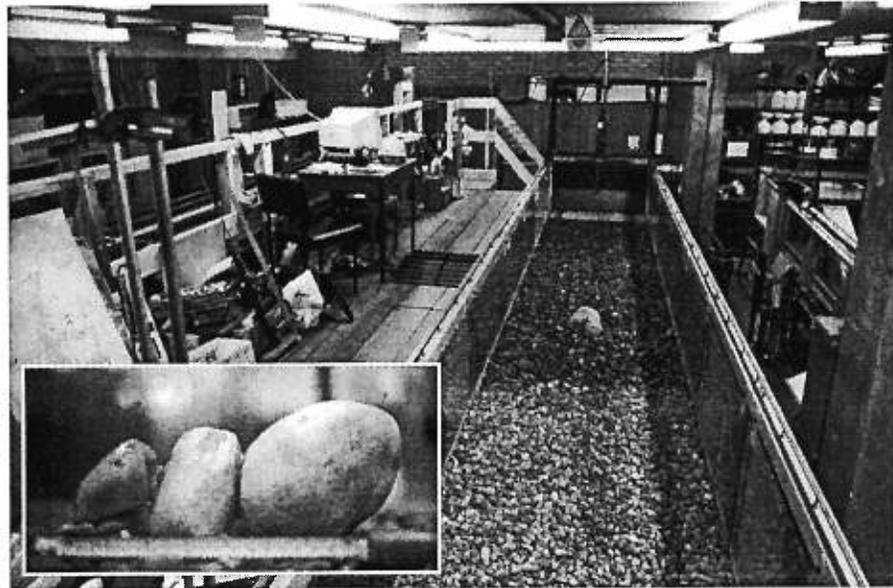
**Figure 2.40** Deux profils verticaux de vitesse longitudinale mesurée à l'aide d'un ADV. (●) Données de Snyder et Castro (1999) provenant d'un écoulement sur une surface lisse (verre). Les deux hauteurs où les vitesses moyennes mesurées sont aberrantes illustrent clairement le problème d'interférence de l'ADV causé par la réflexion sur le lit. (○) Données de l'auteur provenant d'un écoulement sur une surface composée de graviers ( $D_{50}=19$  mm).



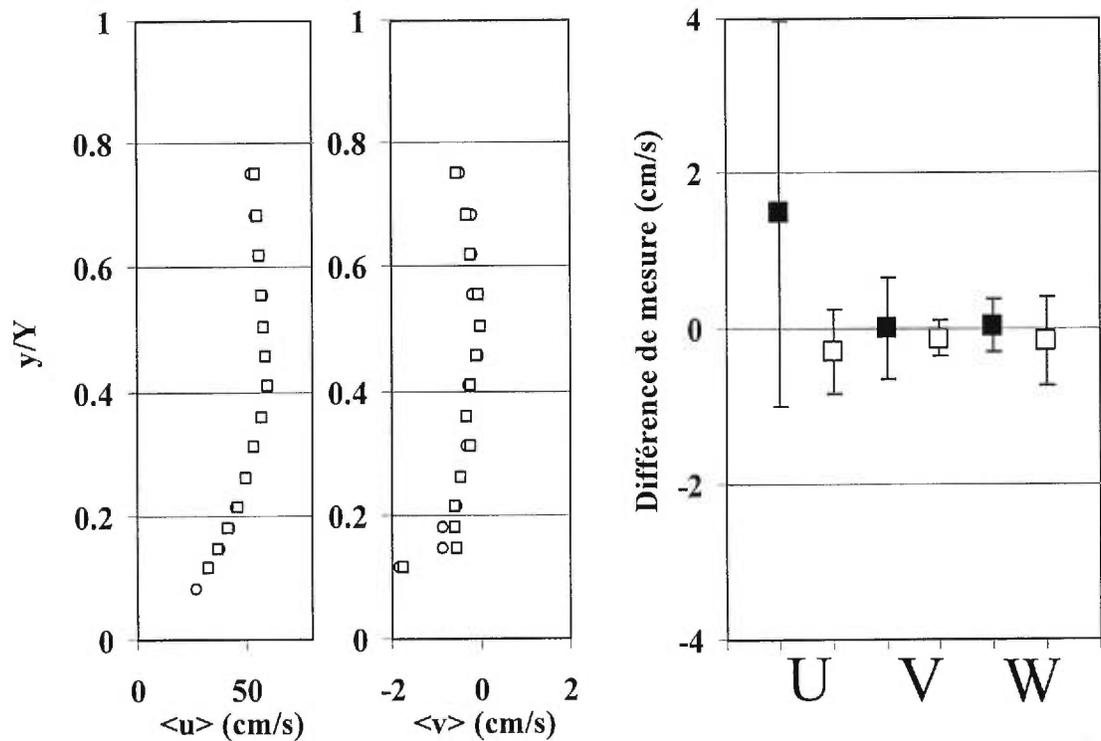
**Figure 2.41** (a) Distribution spatiale des corrélations de l'ADV pour des mesures de vitesse échantillonnées en laboratoire en périphérie d'un amas de galets. Les valeurs de corrélation les plus faibles se trouvent dans les régions de forte intensité turbulente. (b) Distribution spatiale du RSB pour les mêmes séries de vitesse. Les plus faibles RSB se trouvent dans les régions de faible vitesse. (c) Diagramme de dispersion des corrélations et des RSB.

faibles corrélations obtenues résultent des caractéristiques de l'écoulement plutôt que de tout autre problème. Le rapport signal-bruit (RSB > 0 en dB) met en relation la quantité d'information provenant de la réflexion du son par une particule en mouvement dans le volume d'échantillonnage et le bruit inhérent au fonctionnement de l'instrument. Ce rapport est étroitement lié au nombre de particules présentes dans l'écoulement : un faible RSB est généralement associé à un trop petit nombre de particules pouvant générer des réflexions. Il est recommandé que ce rapport demeure supérieur à 15dB pour assurer la qualité des fluctuations de vitesse (Sontek, 1997). La figure 2.41b montre la distribution spatiale des RSB à partir d'un des échantillonnages réalisés en laboratoire. Les valeurs obtenues sont toutes bien supérieures à la valeur recommandée de 15 dB, et ce même dans les régions où les valeurs de corrélation sont faibles. Ceci confirme la robustesse des signaux de vitesse mesurés dans toutes les régions de l'écoulement pour cette condition d'écoulement. Le gradient vertical des RSB en amont de l'amas de galets s'explique par le gradient vertical de la vitesse longitudinale de l'écoulement. En effet, pour une même densité de particules, un fluide passant à une vitesse  $U$  dans le volume d'échantillonnage présentera deux fois moins de particules qu'une vitesse passant à une vitesse  $2U$  dans ce même volume d'échantillonnage pour un temps donné. Or, comme le RSB est relié directement à la quantité de particules passant dans le volume d'échantillonnage, il est normal d'observer la relation entre le RSB et la vitesse moyenne de l'écoulement. La figure 2.41c montre finalement une étrange relation entre la corrélation et le RSB : pourquoi ne peut-on obtenir une RSB de 32 dB lorsque la corrélation est de 95 % ? Cette relation est liée au fonctionnement intrinsèque de l'instrument (Jerry Mullison, Sontek, communication personnelle).

Le courantomètre acoustique a été utilisé dans le chenal expérimental du Laboratoire de Sédimentologie et d'hydrodynamique à Lancaster University, R.-U, pour mesurer l'effet d'un amas de galets dans différentes conditions d'écoulement (Fig. 2.42). Nous avons utilisé l'ADV pour sa résolution spatiale et temporelle et parce qu'il échantillonne les trois composantes de l'écoulement. La caractérisation de la composante latérale devenait cruciale suite aux travaux faits sur le terrain. L'ADV a été utilisé pour mesurer les vitesses de l'écoulement dans un plan longitudinal et normal au lit (voir Fig. 2.41 pour comprendre la position du plan d'échantillonnage) selon quatre conditions d'écoulement. Ces conditions et les densités d'échantillonnage seront discutées plus en détails au chapitre 7 (voir Fig.



**Figure 2.42** Vue vers l'aval du chenal expérimental au laboratoire de sédimentologie et d'hydrodynamique du Département de géographie à Lancaster University, R.-U. L'amas de galets (vue latérale en médaillon) est placé au centre du chenal et à 5 mètres à l'aval de l'entrée du chenal. Le chenal fait plus de 8 m de long, 0.9 m de large et 0.45 m de haut.



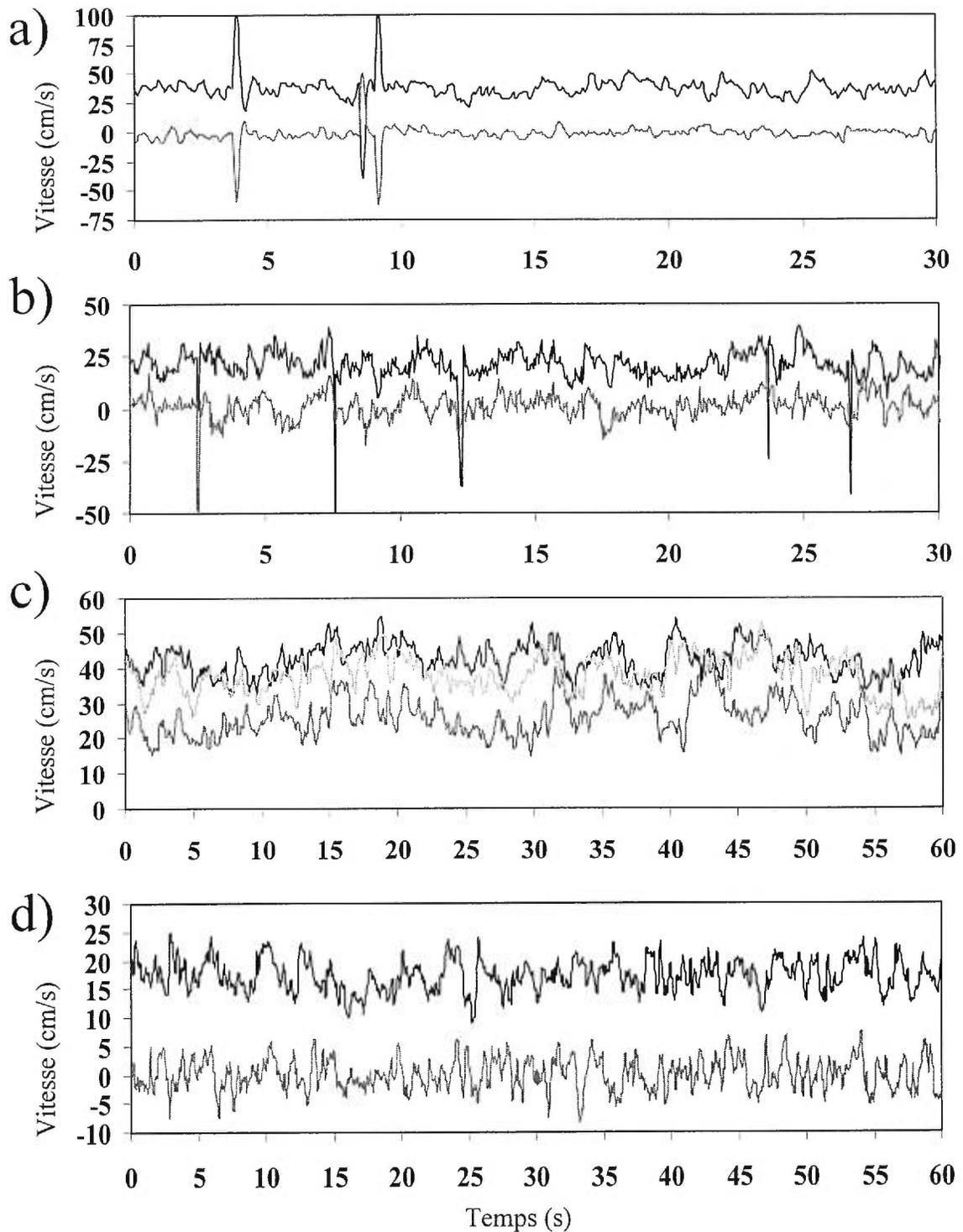
**Figure 2.43** (a) Profils répliqués de la vitesse longitudinale entre deux journées d'échantillonnage. (b) Profils répliqués de la vitesse verticale. (c) Différences des vitesses moyennes (■) et des écart-types (□) mesurées pour les trois composantes de l'écoulement calculées à partir du profil répliqué. Les moustaches représentent l'erreur-type.

2.41 pour un exemple de densité d'échantillonnage en laboratoire). Il n'était pas possible de réaliser un échantillonnage complet des vitesses pour une condition d'écoulement en une seule journée. D'une journée à l'autre, l'expérience devait ainsi être interrompue et l'écoulement dans le chenal immobilisé. Il était essentiel de retrouver d'une journée à l'autre les mêmes conditions d'écoulement pour que la correspondance des mesures de vitesse ne soit pas altérée. Pour nous assurer de cela, nous avons à l'occasion répliqué des mesures de profils complets entre deux journées pour une même condition d'écoulement et à la même position dans l'écoulement. La figure 2.43 montre qu'un profil vertical de vitesse répliqué au même endroit ne diffère pas de manière significative entre deux moments d'échantillonnage.

### *2.5.1.3 Analyses des fluctuations de vitesse*

Il est difficile de quantifier la turbulence de manière adéquate, notamment parce que plusieurs variables sont nécessaires pour pleinement caractériser les échanges turbulents à partir de séries temporelles de vitesse. Pour assurer une analyse exhaustive de séries temporelles de vitesse, Clifford et French (1993a) ont proposé de suivre quatre étapes: (1) observation visuelle des séries; (2) calcul de statistiques moyennes; (3) caractérisation ponctuelle des événements turbulents; et (4) description des échelles spatiale et temporelle émergentes dans les séries de vitesse. Les prochains paragraphes expliquent succinctement les analyses utilisées et envisagées dans cette thèse selon chacune de ces étapes. Les chapitres reprendront et décriront plus en détails ces analyses lorsque cela sera nécessaire.

Les séries temporelles de vitesse obtenues par les ECMs et l'ADV ont pratiquement toutes été inspectées visuellement pour confirmer l'intégrité des données. Cette inspection a révélé la présence de séries comportant, par exemple, des valeurs aberrantes (Fig. 2.44a) et des effets de débordement (Fig. 2.44b). Le problème des valeurs aberrantes a été réglé en utilisant un filtre de détection qui les remplaçait par une moyenne représentative de la série ou d'une période de temps plus petite. Les séries empreintes de problèmes de débordement ont été rééchantillonnées en ajustant l'étendue de vitesse. L'inspection n'a pas uniquement fait ressortir la présence de problèmes, elle a aussi fait miroiter la présence des fluctuations cohérentes de vitesse à différentes échelles spatiale et temporelle (Fig. 2.44c et d), ce qui, inévitablement, a suscité une fascination et une motivation dévorantes.



**Figure 2.44** (a) Valeurs aberrantes dans les séries temporelles d'un ECM : vitesses longitudinale (noir) et verticale (gris). (b) Effet de débordement dans les données de l'ADV: (noir) vitesse longitudinale, (gris) vitesse verticale. Les vitesses excédant la valeur maximum de l'étendue deviennent négatives. (c) Séries temporelles synchrones mesurées à trois hauteurs au-dessus d'un lit graveleux par des ECMs. (d) Séries temporelles de vitesses longitudinale (noir) et verticale (gris) échantillonnées à l'aval d'un amas de galets à l'aide de l'ADV en laboratoire.

Le tableau 2.5 classe, d'après les étapes proposées par Clifford et French (1992a), des analyses statistiques classiques complétant l'observation visuelle des séries chronologiques. Ces analyses sont également classées selon que l'on mesure à partir de un ou de plusieurs courantomètres.

**Tableau 2.5** Classification d'analyses de la turbulence à partir de séries temporelles de vitesse selon que l'on utilise un ou plus d'un courantomètres

	<b>Un courantomètre</b>	<b>Deux courantomètres ou plus</b>
<b>Statistiques moyennes</b>	Moments des distributions Intensité turbulente Cisaillements de Reynolds Énergie cinétique turbulente	Vorticité
<b>Analyses de détection ponctuelle</b>	Quadrant U-level, MU-level Vita, Vita avec pente	Wag
<b>Analyse spatiale et temporelle</b>	Autocorrélation Corrélations croisées Autorégression Analyse spectrale	Corrélations spatio-temporelles

Les statistiques moyennes comprennent l'ensemble des mesures statistiques pouvant être obtenues à partir d'une distribution de valeurs. Ces statistiques ne tiennent pas compte de la chronologie d'acquisition des données. Parmi les statistiques les plus utilisées, la moyenne des vitesses renseigne sur la magnitude de la vitesse; l'écart-type, sur l'amplitude moyenne des fluctuations; l'asymétrie, sur la présence de fortes fluctuations peu fréquentes d'un côté ou de l'autre de la moyenne; et l'aplatissement, sur la concentration ou non des fluctuations par rapport à une distribution normale. Ces statistiques primaires peuvent être calculées pour chacune des composantes de vitesse échantillonnées. Une combinaison de statistiques primaires donne des statistiques de proportions. L'intensité turbulente, par exemple, correspond au rapport de l'écart-type d'une des trois composantes sur la vitesse longitudinale moyenne. On peut aussi calculer des statistiques moyennes à partir de la distribution de valeurs combinant plus d'une composante à la fois. Les cisaillements instantanés de Reynolds sont obtenus en multipliant le produit de deux fluctuations de vitesse par la densité de l'eau ( $\rho$ ). Comme il existe trois composantes, six cisaillements de Reynolds moyens peuvent être calculés :

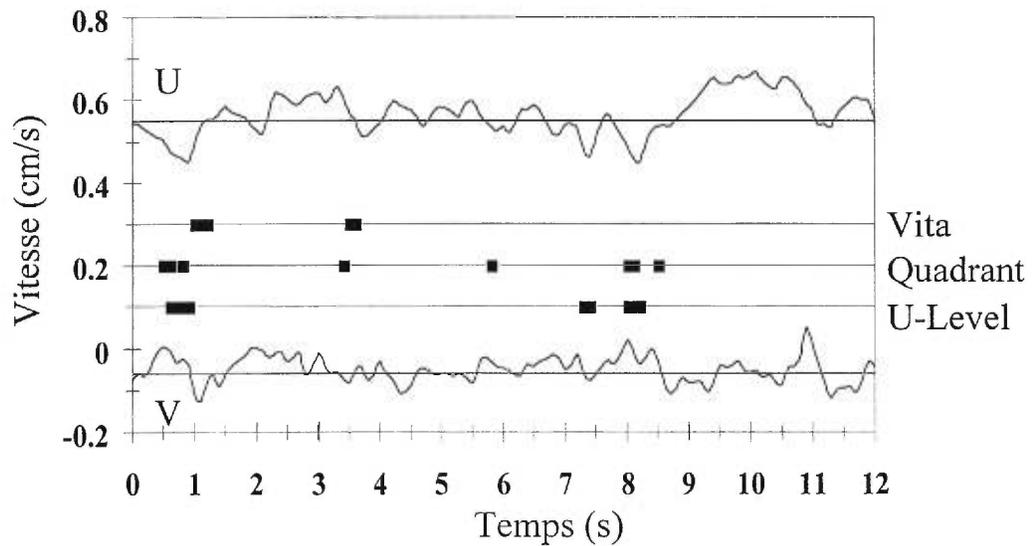
$$-\rho \begin{vmatrix} \langle u'^2 \rangle & \langle u'v' \rangle & \langle u'w' \rangle \\ \langle v'^2 \rangle & \langle v'w' \rangle & \\ \langle w'^2 \rangle & & \end{vmatrix} \quad (2.17)$$

où  $u'$ ,  $v'$  et  $w'$  représentent les fluctuations de vitesse pour les trois composantes de l'écoulement et  $\langle \rangle$  dénote une moyenne pour une période de temps donnée. Les cisaillements de Reynolds sont associés à l'intensité des échanges turbulents. Dans les couches-limites turbulentes, et plus particulièrement à proximité de la surface du lit, même si la moyenne des fluctuations pour une composante est zéro, les cisaillements de Reynolds diffèrent de zéro. Ceci implique que les mouvements du fluide sont corrélés dans les axes respectifs (vertical, latéral et/ou longitudinal). Le cisaillement de Reynolds  $-\rho\langle u'v' \rangle$  joue un rôle important en géomorphologie fluviale puisqu'il a été associé au transport des sédiments (Drake *et al.*, 1988; Lapointe, 1992). L'énergie cinétique turbulente instantanée est obtenue par :

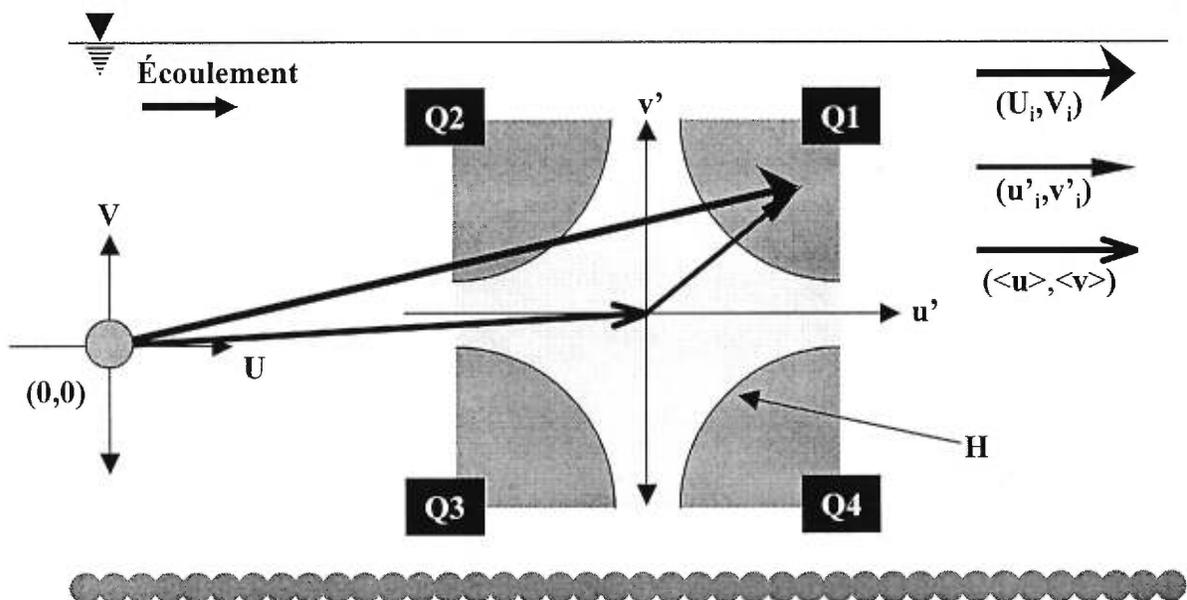
$$T_{ki} = 0.5\rho(u_i'^2 + v_i'^2 + w_i'^2) \quad (2.18)$$

où  $\rho$  est la densité de l'eau;  $u_i'$ ,  $v_i'$  et  $w_i'$  représentent les fluctuations instantanées de vitesse selon les trois composantes (Bradshaw, 1985). L'énergie cinétique turbulente moyenne ( $\langle T_k \rangle$ ) est liée à l'intensité du mélange selon les trois composantes de l'écoulement en un point donné. Elle exprime, en fait, la quantité d'énergie extraite de la vitesse moyenne par les structures turbulentes de l'écoulement.

Les analyses ponctuelles se basent sur l'identification dans une série chronologique des instants précis où se produisent des *événements turbulents*. Pour situer ces événements dans les séries de vitesses, ces méthodes ont recours à trois éléments (Bogard et Tiederman, 1986): le critère, le seuil et la fenêtre de détection. Le tableau 2.6 compile les techniques classiques de détection des éjections (mouvement lent vers la surface) et identifie les éléments de détection. La figure 2.45 montre où, dans une série temporelle de vitesse, s'effectue la détection de structures d'éjection définies par les trois techniques présentées au tableau 2.6. En isolant les événements dans le temps, ces techniques permettent d'estimer la fréquence de passage, de calculer la durée moyenne et de construire une signature *représentative* de l'événement (*conditional sampling*). L'une des limites des analyses ponctuelles provient de la relation entre l'*événement turbulent détecté* et la *structure turbulente observée* dans l'écoulement. Bogard et Tiederman (1986) ont identifié



**Figure 2.45** Identification dans le temps de la position et de la durée d'éjection selon trois techniques de détection, d'après Roy et al. (1996b)



**Figure 2.46** Définition des quadrants d'après les vitesses moyennes  $\langle u \rangle$ ,  $\langle v \rangle$ , instantanées  $(U_i, V_i)$  et les fluctuations de vitesse  $(u'_i, v'_i)$ . La région centrale (grise pâle) délimite une zone où les combinaisons de détection d'événements présentant un cisaillement de Reynolds  $(-uv)$  ne dépassant pas le seuil  $H$ .

des seuils et des fenêtres de détection qui maximisent la correspondance entre l'observation visuelle des structures d'éjection et la détection des événements d'éjection.

**Tableau 2.6** Trois techniques de détection des éjections dans des séries temporelles de vitesse.

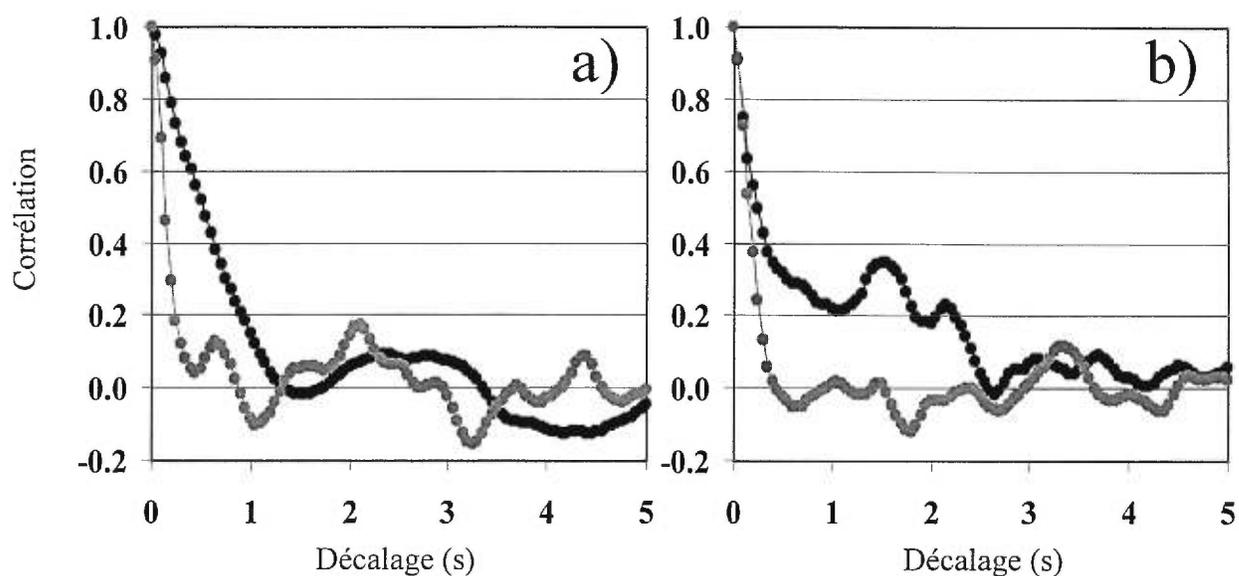
Technique	Critère de détection positive d'une éjection
Quadrant	$u_i' < 0$ et $v_i' > 0$ $-u_i'v_i' > -K\langle u'v' \rangle$
U-Level	$u_i' < -K\langle u \rangle$
VITA	$\langle u_i'^2 \rangle_F > K \langle u'^2 \rangle$

K représente le seuil de détection; F, la taille en unité de temps d'une fenêtre d'échantillonnage. Pour la technique des quadrants et U-level, F=1.

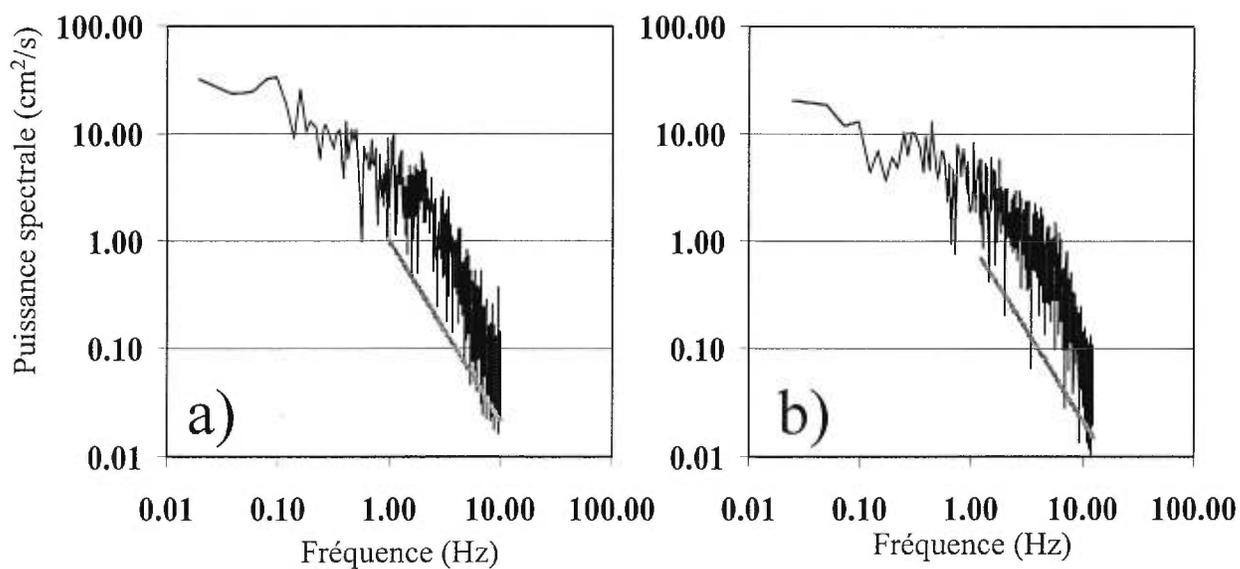
Parmi ces techniques (Tab. 2.6), celle des quadrants (Lu et Willmarth, 1973) a été utilisée abondamment puisqu'elle est directement liée au cisaillement de Reynolds -  $\rho\langle u'v' \rangle$ . La figure 2.46 identifie les quatre quadrants émergeant du diagramme de dispersion des vitesses longitudinale et verticale instantanées. Les quadrants Q2 et Q4 sont respectivement associés aux mouvements d'éjection et d'incursion. Ils représentent les portions du diagramme où le fluide monte lentement vers la surface (Q2) et plonge rapidement vers le lit (Q4). Les quadrants sont utilisés pour quantifier des événements dont le cisaillement instantané ( $-u_i'v_i'$ ) excède le seuil  $H$  (Fig. 2.46). La valeur de ce seuil, comme celle de l'ensemble des seuils de détection, a habituellement une base empirique (Bogard et Tiederman, 1986). Lutchik et Tiederman (1987) ont proposé l'utilisation de deux seuils pour la technique U-level : un seuil pour le début de la détection et un seuil plus faible que le premier (25% du premier seuil) pour la fin de la détection. Ceci minimise la détection multiple d'un même événement. Pour les quadrants, Lu et Willmarth (1973) ont suggéré l'emploi d'un seuil normalisé sous la forme  $H = \langle u'v' \rangle / \langle u'^2 \rangle^{0.5} \langle v'^2 \rangle^{0.5}$ . L'analyse des quadrants a été raffinée de plusieurs façons. Ferguson *et al.* (1996), par exemple, ont utilisé l'ordre de transition d'un quadrant à l'autre dans le temps (changement d'état dans une série de Markov) pour identifier des rotations préférentielles suites au passage de structures turbulentes. Ils ont montré que, près du lit d'une rivière graveleuse, la transition horaire  $Q1 \rightarrow Q4 \rightarrow Q3 \rightarrow Q2 \rightarrow Q1$  était significativement plus fréquente que la transition antihoraire  $Q1 \rightarrow Q2 \rightarrow Q3 \rightarrow Q4 \rightarrow Q1$ .

Peu d'analyses ponctuelles ont été spécifiquement développées pour identifier le passage de structures à grande échelle à partir d'une série de courantomètres. Blackwelder (1977) a proposé une méthode basée sur la comparaison de signatures moyennes d'un événement obtenues à deux positions dans l'espace, une sonde placée en amont d'une autre par exemple. Cette méthode peut renseigner sur la vitesse de déplacement des structures et sur l'évolution de leur taille et de leur forme dans l'espace. Antonia *et al.* (1990) ont développé la technique WAG (*window average gradient*) basée sur l'intensité de l'accélération de la composante longitudinale. À l'image de la technique VITA (Tab. 2.6), leur technique localise dans le temps une accélération dépassant un seuil donné. En comparant les moments de détection à partir de huit courantomètres à *fil chaud* (*hot wire*) disposés verticalement, ces auteurs sont en mesure d'identifier la présence d'une structure se produisant sur toute la profondeur de l'écoulement. Aucune technique connue par l'auteur ne combine en une seule série temporelle les informations contenues dans plusieurs séries. Nous avons développé une technique utilisant cette approche. Cette technique est présentée au chapitre 3.

Les analyses spatio-temporelles considèrent la totalité d'une série chronologique des fluctuations de vitesse. Ces analyses se basent sur l'idée que les structures cohérentes d'un écoulement vont imprégner la série temporelle de vitesse d'une cohérence perceptible et mesurable. Pour des séries temporelles constituées d'une seule composante, ces analyses incluent la technique d'autocorrélation, les modèles autorégressifs et les analyses spectrales. Pour commencer, l'autocorrélation temporelle, en mesurant la corrélation entre les observations d'un même signal mais à différents intervalles de temps, fournit des informations importantes sur les propriétés d'une série temporelle (Chatfield, 1989). La persistance d'une corrélation positive dans les premiers décalages implique, pour une série temporelle de vitesse, qu'une vitesse plus grande que la moyenne aura tendance à être suivie par une vitesse également plus grande que la moyenne, et il en va de même pour les vitesses plus petites que la moyenne (Fig. 2.47). Pour les premiers décalages, la période de corrélation positive informe ainsi sur la durée moyenne du passage d'une structure cohérente. Il est possible de transformer cette information temporelle en information spatiale par le biais de la substitution de Taylor. Selon Taylor, dans un écoulement dont l'intensité turbulente n'est pas trop élevée, une mesure de temps multipliée par une vitesse moyenne donne une mesure de longueur. Cette substitution a été utilisée notamment par



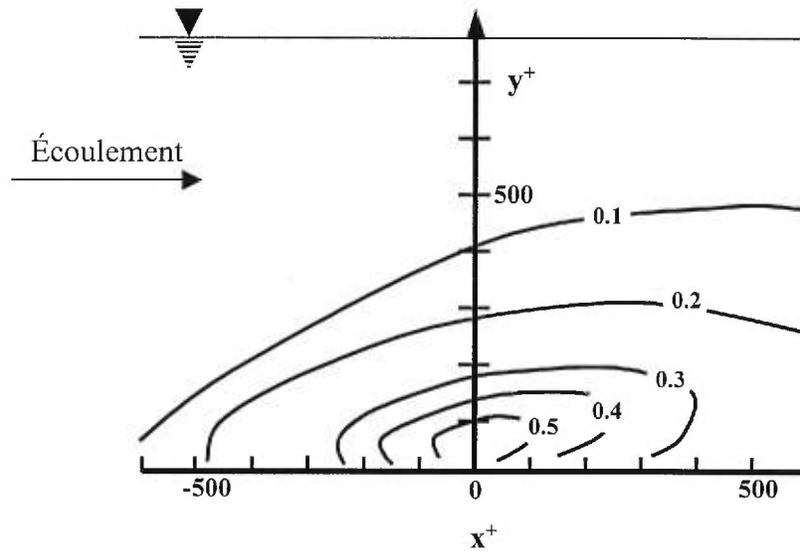
**Figure 2.47** Analyse d'autocorrelation pour des séries temporelles de 1 minute des composantes longitudinale (noir) et vertical (gris) échantillonnées par (a) un ECM et (b) l'ADV



**Figure 2.48** Analyse spectrale de séries temporelles de la composante longitudinale provenant de (a) un ECM et (b) l'ADV. La ligne grise représente la pente de  $-5/3$  associée à la cascade d'énergie de Kolmogorov.

Roy *et al.* (1996b) pour identifier les échelles spatiales et temporelles des structures turbulentes dans un cours d'eau à lit de graviers. Ils ont montré que ces échelles ne variaient pas selon la profondeur d'échantillonnage et que, par conséquent, des structures similaires se retrouvaient sur toute la hauteur de l'écoulement. Ensuite, les modèles autorégressifs servent à construire une équation de prédiction du comportement des fluctuations de vitesses dans l'écoulement. Clifford et French (1993) et Robert *et al.* (1993), par exemple, ont montré que les fluctuations de vitesse dans la composante longitudinale et verticale d'un écoulement sur lit de graviers suivait un modèle pseudo-périodique AR2. Les analyses spectrales, finalement, visent à décomposer une série temporelle selon des fréquences d'oscillation qui peuvent le composer et à déterminer la contribution de chacune de ces fréquences à la variance totale de la série de données (Chatfield, 1989). Ces informations donnent naissance au spectre de puissance (Fig. 2.48). Si une large proportion de la variance est associée à une fréquence donnée, on associe cette fréquence à la présence de structures turbulentes d'une taille définie dans l'écoulement. En invoquant la substitution de Taylor, cette fréquence peut être transformée en longueur d'onde en multipliant sa période par la vitesse moyenne de l'écoulement (Clifford et French, 1993b). Les analyses spectrales ont été utilisées pour décrire la longueur d'onde des structures turbulentes sur lit de graviers (Kirkbride, 1994), pour valider la présence d'une cascade d'énergie de Kolmogorov dans les écoulements en rivière (Nikora et Smart, 1997) ou encore pour détecter la présence de bruit électronique dans les séries chronologiques de vitesse (Lapointe *et al.*, 1996) ou de problème liée à la variance superflue (Lane *et al.*, 1998) (Fig. 2.39b).

L'analyse des corrélations croisées fait partie des analyses spatio-temporelle et est utilisée lorsqu'au moins deux séries temporelles sont mesurées en simultanément. Généralement, un courantomètre est laissé fixe et un autre est déployé dans les différents plans en périphérie du premier (Nakagawa et Nezu, 1981). On calcule alors les corrélations croisées selon des décalages temporels entre les séries de vitesse échantillonnées aux deux points de l'espace. Une fois les corrélations croisées calculées pour toutes les positions dans l'espace, trois mesures sont d'intérêt : la corrélation maximale, son décalage dans le temps et la corrélation à un décalage de zéro. Ces valeurs permettent d'extraire des informations sur la forme et la taille des structures turbulentes (Fig. 2.49). Les chapitres 3 et 6 décrivent plus en détails ce type d'analyse.



**Figure 2.49** Isolignes de corrélation maximale entre des séries temporelles de la vitesse longitudinale provenant du déploiement de deux courantomètres, l'un mobile l'autre fixe, dans un plan en chenal expérimental, d'après Nakagawa et Nezu (1981).

## 2.5.2 L'analyse visuelle de la structure d'un l'écoulement

### 2.5.2.1 Choix d'une méthode de visualisation

Plusieurs méthodes de visualisation ont été développées (Merzkirch, 1974). Les expériences de visualisation consistent souvent à injecter un traceur dans l'écoulement. Ce traceur permet d'observer et de décrire l'évolution des structures dans le mouvement du fluide. Une caméra, positionnée au-dessus et/ou sur le flanc d'un chenal expérimental dont les parois sont transparentes, filme l'évolution du traceur. La caméra peut être fixe (Kline *et al.*, 1967; Grass, 1971; Kirkbride, 1993) ou mobile (Nychas *et al.*, 1973; Pratury et Brodkey, 1978), ce qui permet de suivre sur une plus grande distance le traceur dans l'écoulement (Pratury et Brodkey, 1978).

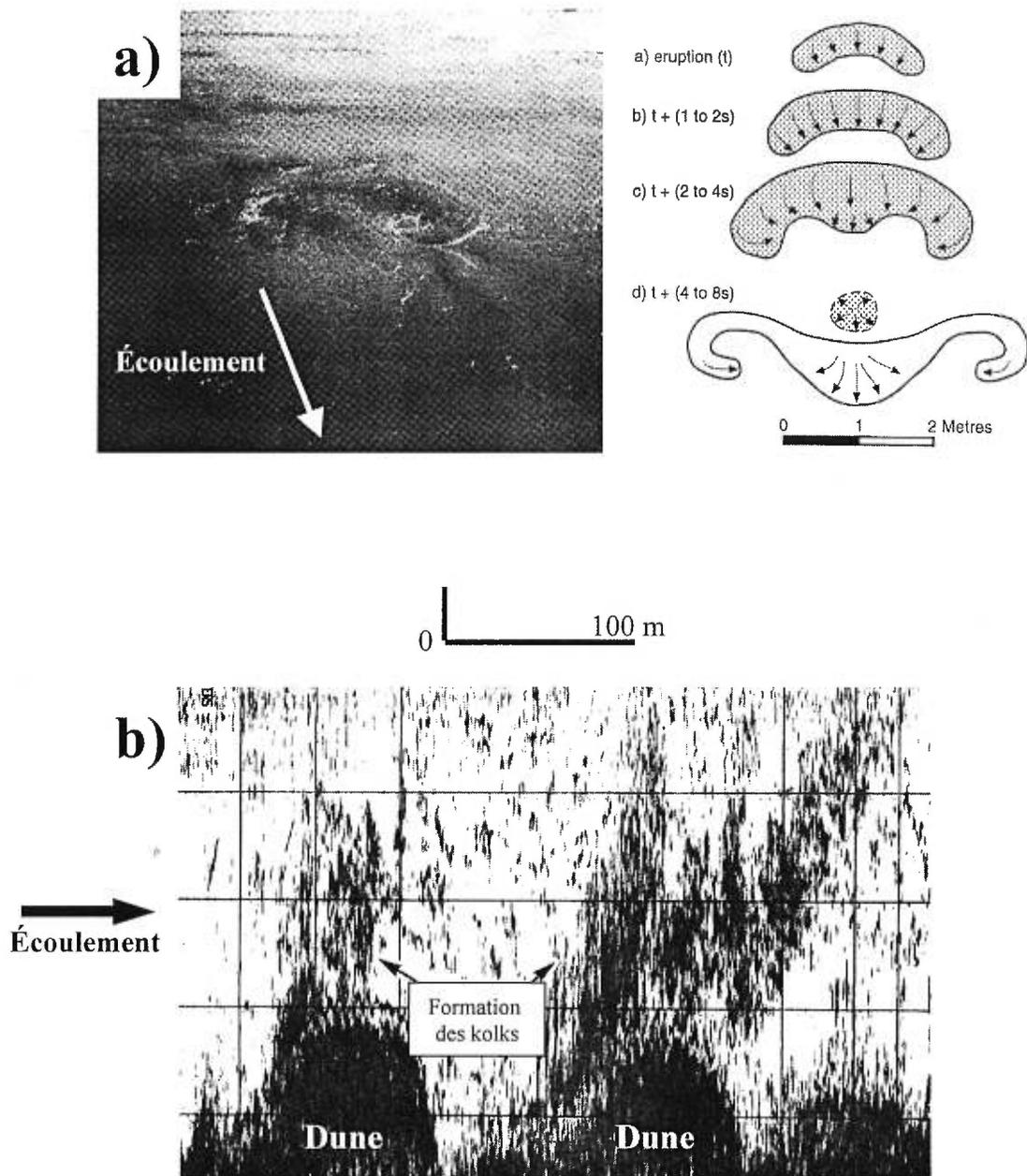
En laboratoire, trois types de traceurs ont été fréquemment utilisés. Kline *et al.* (1967) ont utilisé une technique consistant à injecter des bulles d'hydrogène dans l'écoulement. Les bulles sont formées par électrolyse sur une tige de platine électrifiée à intervalle régulier. Les bulles ont une forme carrée ou rectangulaire et elles sont émises durant la période où la tige est sous tension. La tige est placée le long de l'axe désiré (verticalement ou latéralement) et la fréquence de mise sous tension de la tige est déterminée selon, entre autres, la vitesse de l'écoulement. Les bulles se détachent de la tige selon une ligne de propagation qui se déforme dans l'écoulement. Ces déformations traduisent les échanges turbulents et permettent de décrire les structures turbulentes. Cette technique a été utilisée par Grass (1971) au-dessus de lits rugueux et par Lu et Smith (1991) pour extraire des informations sur la vitesse de l'écoulement.

Une seconde technique (Corino et Brodkey, 1969) consiste à introduire dans l'écoulement de fines particules de flottabilité neutre qui n'altèrent pas la structure de l'écoulement. Pour déterminer une zone d'observation, on oriente un faisceau lumineux en direction de l'écoulement. Les particules passant dans le faisceau sont plus visibles que celles passant à l'extérieur du faisceau, ce qui permet de suivre leur évolution et d'inférer le mouvement des structures de l'écoulement. Bien que la difficulté d'avoir des particules de flottabilité neutre et l'inertie même des particules peuvent avoir des effets indésirables (Cimbala *et al.*, 1988), cette technique a l'avantage de n'influencer l'écoulement ni par l'injection d'un traceur ni par l'introduction d'une tige (Nychas *et al.*, 1973). Cette technique a été utilisée par Pratury et Brodkey (1978) à l'aide d'un système de

stéréoscamera pour déterminer la structure tri-dimensionnelle des échanges de momentum entre la couche visqueuse et la couche supérieure de l'écoulement. Kirkbride (1993) a aussi utilisé cette technique pour évaluer la dynamique des structures d'échappement à l'aval de galets protubérants. Ce type de visualisation sert aujourd'hui au développement des systèmes de *Particule Image Velocimetry* d'où sont extraites des fluctuations de vitesse (Boucher et Kanala, 1992; Tait *et al.*, 1996).

Une troisième technique consiste tout simplement à injecter dans l'écoulement un fluide coloré dont la densité et la viscosité sont similaires à celles du fluide ambiant. Le fluide injecté se déforme et se développe alors selon les contraintes imposées par l'écoulement ambiant. Cette technique a été utilisée entre autres par: Falco (1977), pour mettre en évidence la dynamique des structures à grande échelle présentes dans la couche supérieure de l'écoulement; par Acarlar et Smith (1987), pour visualiser la dynamique de structures en fer-à-cheval se développant à l'aval d'un obstacle hémisphérique; et par Defina (1996), pour observer la dynamique d'évolution des traînées de faible vitesse dans les écoulements sur lits rugueux.

En rivières naturelles, des observations visuelles ont été faites à partir des manifestations en surface des structures turbulentes, les observations visuelles de Matthes (1947) et les bouillons de surface de Babakaiff et Hickin (1996) en sont de bons exemples (Fig 2.50a). On a aussi eu recours à des traceurs naturels dans l'écoulement, comme la technique sonore de Kostachuk et Church (1993) (Fig. 2.50b) et les structures observées dans le plan de cisaillement à la confluence de deux cours d'eau de turbidité différente (Roy *et al.*, 1999). Peu d'expériences de visualisation ont cependant été réalisées à partir de l'injection d'un traceur artificiel. Pour compléter les mesures quantitatives et pour éclairer leur interprétation, le groupe de recherche en géomorphologie fluviale a mis au point une technique de visualisation en rivière à l'aide d'un traceur artificiel (Roy *et al.*, 1999). Des trois techniques de visualisation présentées ci-haut, celle utilisant un fluide coloré semblait la plus simple à réaliser. La technique des bulles d'hydrogène est en effet inefficace dans des écoulements possédant un nombre de Reynolds élevé. Les bulles d'hydrogène sont trop rapidement dispersées et il devient extrêmement difficile de suivre l'évolution de la ligne de propagation. De plus, bien que la technique utilisant en rivière des particules peut être prometteuse, elle nécessite l'utilisation d'une grande quantité de particules qu'il est difficile d'injecter de manière constante et uniforme dans l'écoulement.

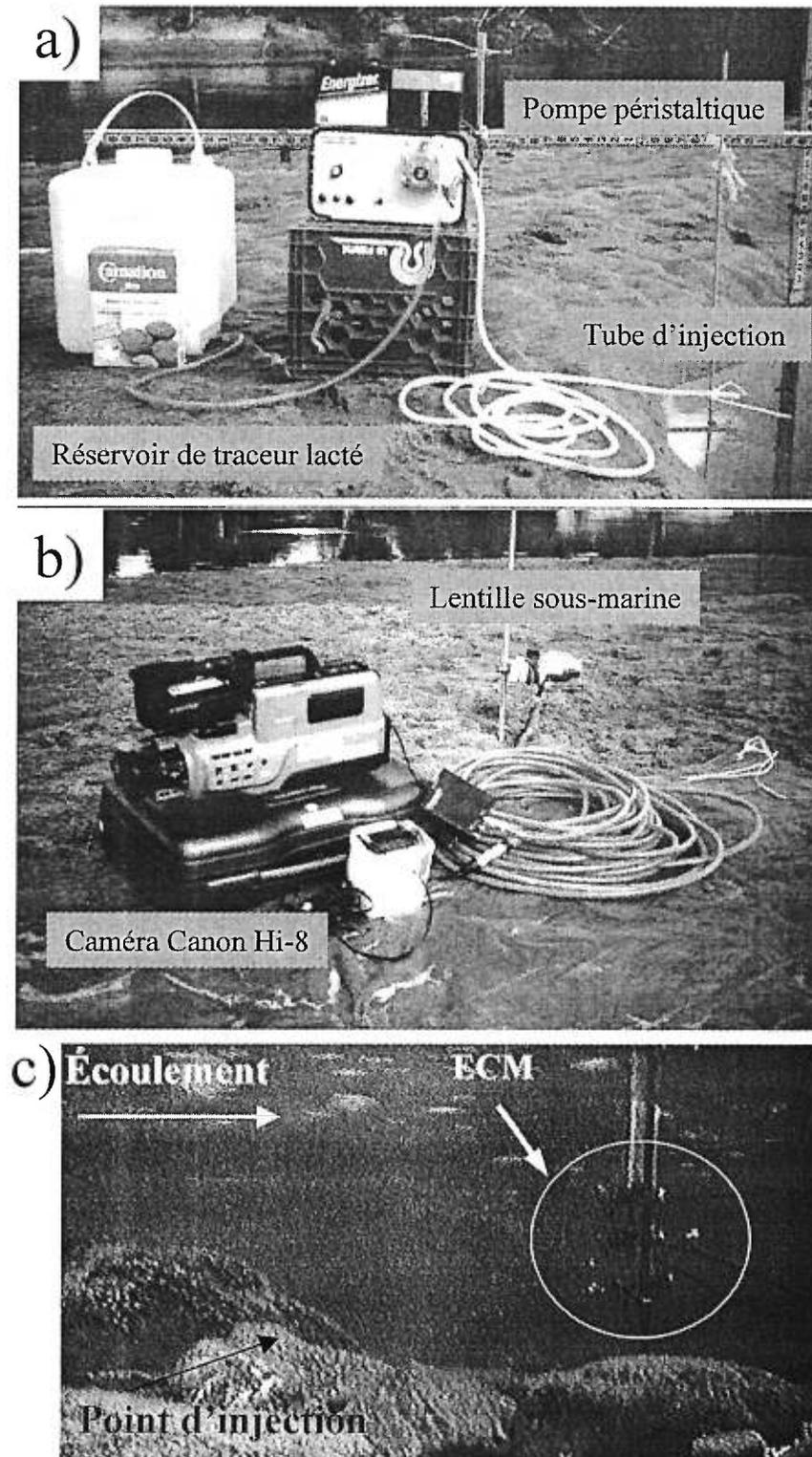


**Figure 2.50** Visualisation en rivières : (a) les bouillons de surface observés par Babakaïff et Hickin (1996); (b) le développement des *kolks* observées par Kostachuck et Church (1993) à l'aide d'une technique acoustique.

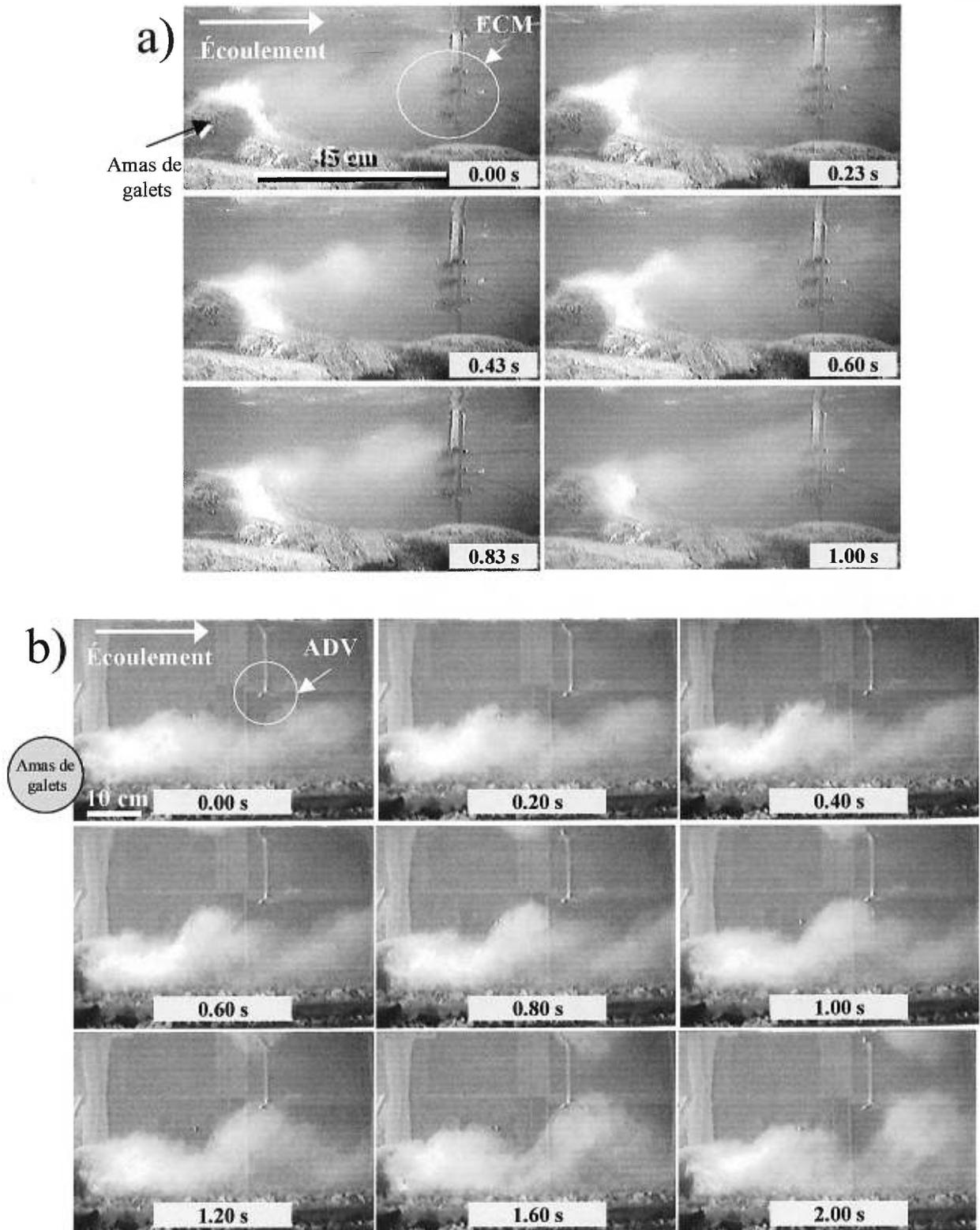
La technique développée par Roy *et al.* (1999) consiste à filmer la propagation d'un traceur lacté injecté localement dans l'écoulement. Des traceurs lactés ont déjà été utilisés en laboratoire parce que la faible quantité de gras qu'ils contiennent améliore grandement la qualité de la visualisation (Defina, 1996). De plus, ce traceur est blanc, ce qui a l'avantage de permettre un meilleur rehaussement des contrastes lors de l'analyse des séquences vidéo. Pour que la densité et la température du traceur soient comparables à celles du fluide ambiant, le lait en poudre est dilué dans un réservoir contenant de l'eau de la rivière. Un tube de plastique, prenant sa source dans ce réservoir, traverse une pompe péristaltique qui assure une injection à débit constant du traceur (Fig. 2.51a). L'extrémité aval du tube de plastique peut être positionnée à l'endroit désiré pour la visualisation de l'écoulement. À l'aide d'une caméra noir et blanc, les manifestations de la turbulence sont alors filmées et enregistrées sur une bande vidéo (Fig. 2.51b). Pour permettre une analyse plus approfondie des images vidéo, des courantomètres sont déployés dans le champ de la caméra (Fig. 2.51c). Ceci rend ainsi possible la simultanéité des mesures de vitesse et des enregistrements vidéo. Nous avons réalisé plusieurs séquences vidéo sur le terrain et en laboratoire en variant le point d'injection en périphérie d'un amas de galets et la position des courantomètres. Les meilleures images ont été obtenues lorsque le traceur était injecté au pied aval de l'obstacle ou encore directement dans le lit de la rivière (Roy et Buffin-Bélanger, sous presse). La figure 2.52 montre deux séquences d'images permettant d'observer les structures d'échappement à l'aval d'un amas de galets lorsque le traceur est injecté dans la zone de recirculation.

### ***2.5.2.2 Analyse des images vidéo***

L'observation des images vidéo permet d'extraire de manière qualitative une grande quantité d'informations sur les mécanismes et les manifestations de la turbulence. Kline *et al.* (1967), Corino et Brodkey (1969), Head et Bandyopadhyay (1981) et Acarlar et Smith (1987) ont tous, à partir de l'observation détaillée et répétée d'images vidéo, présenté des modèles conceptuels et des descriptions qualitatives de mécanismes et structures turbulentes qui ont fortement contribué à notre compréhension de la turbulence des écoulements. C'est dans cette optique première que les visualisations sur le terrain et en laboratoire ont été réalisées et observées.



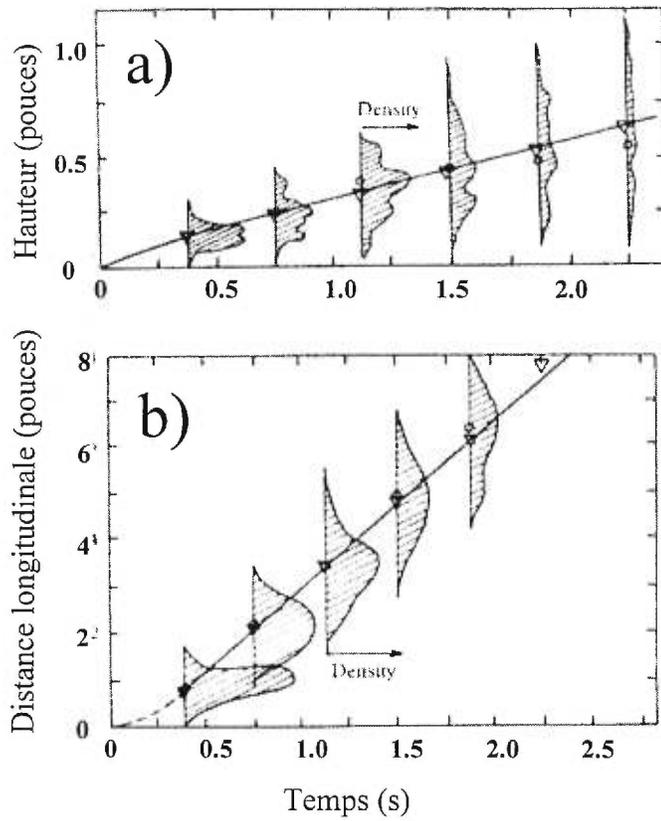
**Figure 2.51** (a) Système d'injection. (b) Système vidéo. (Photo: Mylène Levasseur) (c) Exemple de champ de vision par la caméra sous-marine dans la rivière Nicolet.



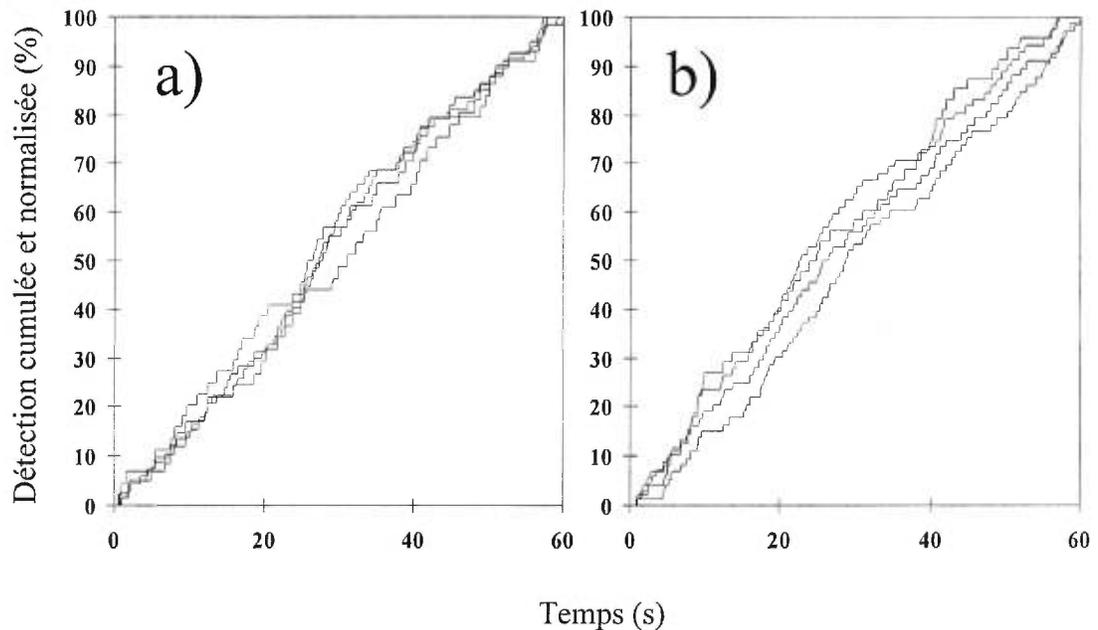
**Figure 2.52** Séquences d'images vidéo extraites d'une visualisation des structures d'échappement à l'aval d'un amas de galets (a) dans la rivière Nicolet et (b) dans le chenal expérimental du Département de géographie de Lancaster University.

Il est cependant également possible d'extraire de la visualisation des informations quantitatives sur la dispersion, la fréquence et la taille de structures turbulentes (Kline *et al.*, 1967; Bogard et Tiederman, 1986; Tardu *et al.*, 1994; Defina, 1996). Kline *et al.* (1967), par exemple, ont noté la hauteur et la distance parcourue par plusieurs structures d'éjection à différents intervalles de temps. La figure 2.53 montre la distribution de ces deux paramètres dans le temps. Ce type d'analyse permet de décrire la trajectoire moyenne des structures d'éjection mais également de calculer la vitesse de propagation des structures. Au chapitre 6, nous utilisons une technique d'analyse comparable pour extraire des informations sur les structures d'échappement à l'aval d'un amas de galets.

Ces analyses quantitatives comportent certaines difficultés. D'abord, elles sont habituellement longues et fastidieuses, ce qui limite le nombre d'événements caractérisés ou encore la longueur du film analysé. Les analyses vidéo de Grass (1971), par exemple, se limitaient à 12 et 18 secondes pour les lits lisses et rugueux respectivement. Ensuite, ce type d'analyse repose sur un fort potentiel de subjectivité. Il importe, en effet, que le nombre de structures détectées ainsi que leurs caractéristiques soient indépendants de l'observateur. Pour évaluer l'effet des observateurs, Buffin-Bélanger et Roy (1997) ont demandé à huit personnes de caractériser les structures d'échappement à l'aval d'un amas de galets dans deux séquences vidéo de une minute. Ces séquences vidéo provenaient d'une visualisation utilisant la technique du traceur lacté (Fig. 2.52a). Quatre des huit observateurs étaient familiers avec l'analyse de la turbulence alors que les quatre autres ne l'étaient pas. Tous avaient cependant reçu au préalable une base de connaissances nécessaire à l'interprétation des images vidéo, dont une définition opérationnelle de ce qu'est une structure d'échappement. Les observateurs devaient identifier avec précision le passage des structures d'échappement à une position définie sur l'écran et, pour chacune des structures identifiées, déterminer la clarté du mécanisme d'échappement selon une échelle qualitative de 1 à 3 (1=le mécanisme est très clair; 2=le mécanisme est clair; et 3=le mécanisme n'est pas clair). Plusieurs éléments émergent de cette étude. Il ressort premièrement que le nombre d'événements détectés varie selon le type d'observateur pour la même minute d'échantillonnage et entre les deux minutes d'échantillonnage pour le même type d'observateur (Tab. 2.7). Les quatre observateurs familiers à l'étude de la turbulence ont dénombré systématiquement moins d'échappement que les quatre autres observateurs. Ces différences peuvent être dues à un plus grand nombre d'échappements



**Figure 2.53** Trajectoire des structures d'éjection d'après la distribution des positions (a) verticales et (b) longitudinales à différents intervalles de temps, d'après Kline *et al.* (1967).



**Figure 2.54** Courbes cumulées de détection pour (a) les quatre observateurs familiers et (b) les quatre observateurs non-familiers à l'étude de la turbulence, d'après Buffin-Bélanger et Roy (1997). Ces courbes de détection sont construites à partir de séries temporelles binaires (30 Hz) où 0 correspond à une absence de détection et 1, à une détection de structure d'échappement.

dont le mécanisme n'est pas clair détectés par les observateurs non-familiers à l'étude de la turbulence. Ces auteurs ont également présenté des courbes de détection cumulées et normalisées (Fig. 2.54). Ces courbes présentent la cohérence inter-observateurs en tenant compte du moment de détection et du nombre de structures détectées selon chacun des observateurs. Pour un observateur donné : les plateaux indiquent des absences de détection; les fortes pentes révèlent des détections multiples rapprochées dans le temps et les changements brusque de pente peuvent suggérer une inconsistance dans la détection. Ainsi, plus les courbes se superposent, plus la cohérence inter-observateurs est forte. Les courbes de détection (Fig. 2.54) révèlent une cohérence plus grande dans la détection des événements pour les observateurs familiers à la turbulence que pour les observateurs non-familiers. Buffin-Bélanger et Roy (1997) montrent finalement que, même si plusieurs événements sont détectés en même temps par les huit observateurs, une proportion importante d'échappements de clarté 1 et 2 est détectée par un seul observateur (Tab. 2.8). Par contre, plus d'un événement sur trois est généralement détecté par plus de 5 observateurs. Ces résultats révèlent une partie de la subjectivité liée à l'observation visuelle.

**Tableau 2.7** Nombre moyen d'échappements détectés et proportion d'échappements classés selon l'échelle de clarté en fonction du type d'observateur pour les deux minutes de visualisation.

Observateur	N	Minute 1			Minute 2			
		Clarté (%)			Clarté (%)			
		1	2	3	1	2	3	
Familiers	65 (16)	33 (6)	50 (12)	17 (15)	51 (18)	31 (30)	51 (29)	18 (20)
Non-familiers	93 (17)	28 (7)	43 (11)	29 (14)	77 (9)	24 (13)	40 (19)	36 (24)

N : Nombre d'échappements détectés; ( ) : écart-type

**Tableau 2.8** Proportion des échappements de clarté 1 et 2 détectés au même moment par un nombre donné d'observateurs.

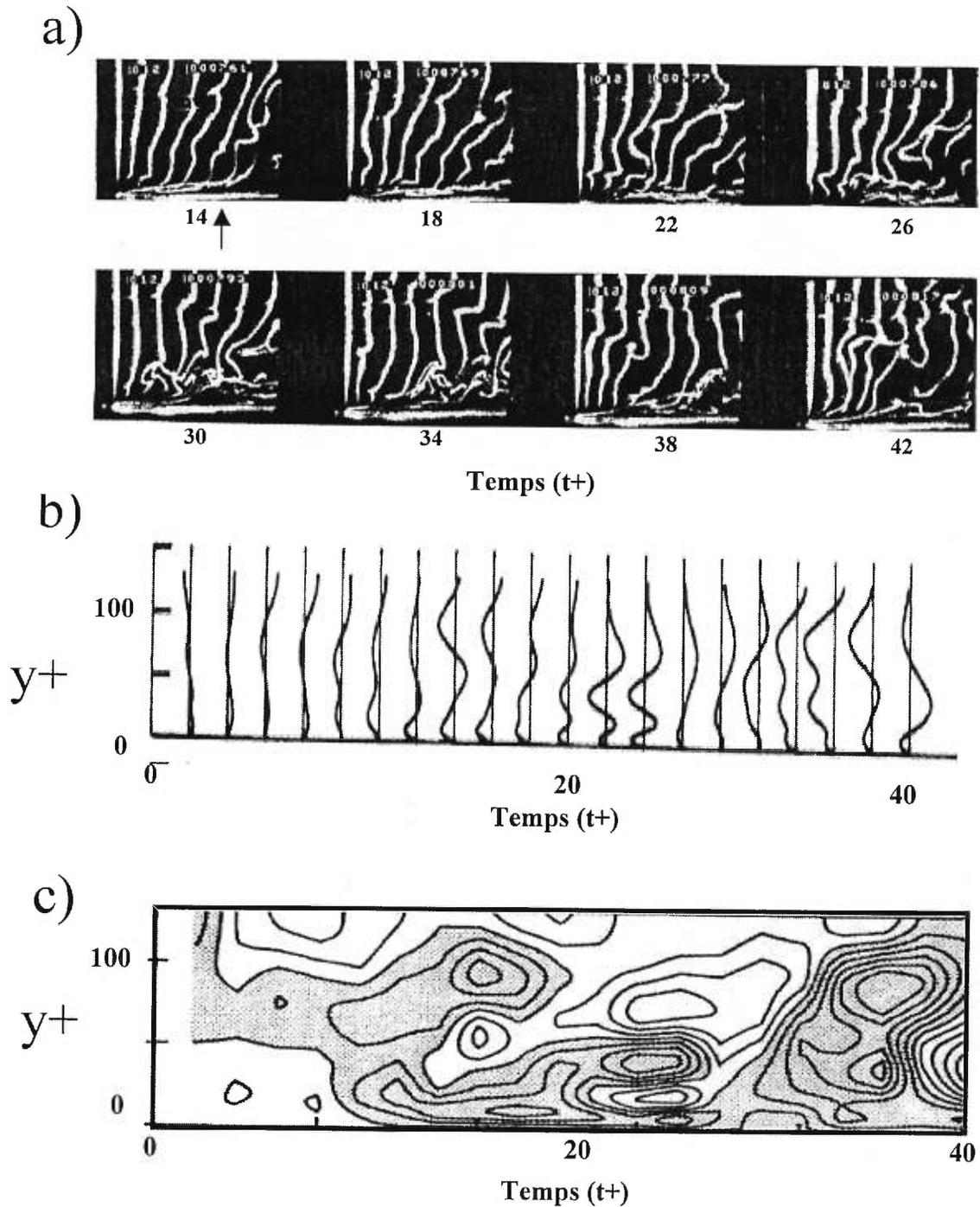
	N	Proportion (%) d'événements détectés par							
		1 obs.	2 obs.	3 obs.	4 obs.	5 obs.	6 obs.	7 obs.	8 obs.
Min 1	154	18 [100]	14 [82]	15 [68]	12 [53]	17 [41]	10 [24]	5 [14]	8 [8]
Min 2	111	23 [100]	18 [77]	15 [59]	16 [43]	6 [27]	6 [21]	8 [14]	6 [6]

N : Nombre d'échappements distincts; [ ] proportion d'événements détectés par x observateurs ou plus.

On peut minimiser l'effet subjectif de l'observateur sur l'analyse d'images vidéo de plusieurs façons. Une première méthode consiste à répéter les observations un certain nombre de fois de manière à calibrer l'observateur et à vérifier la cohérence de ses observations (Levasseur, 2000). Une seconde méthode repose sur la détection des événements turbulents à partir de plusieurs observateurs (Bogard et Tiederman, 1986; Buffin-Bélanger et Roy, 1997; Tardu *et al.*, 1994). À la lumière de leurs résultats, Buffin-Bélanger et Roy (1997) ont proposé que l'analyse plus approfondie des échappements se fasse uniquement à partir des événements détectés par plus de la moitié des observateurs. Une troisième méthode consiste à déterminer les structures à analyser en utilisant des mesures de vitesse échantillonnées en simultané (Talmon *et al.*, 1986; Roy *et al.*, 1999). Cette approche fut retenue pour l'analyse des structures d'échappement au chapitre 6. Il importe finalement de mentionner que le développement des algorithmes et des logiciels d'analyse d'images numériques permet de diminuer fortement la subjectivité des analyses visuelles. Lu et Smith (1991) ont par exemple développé une méthode d'extraction des vitesses de l'écoulement à partir de la technique de visualisation par bulles d'hydrogène. La figure 2.55 illustre des profils verticaux de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse de la vitesse dans le sens de l'écoulement vitesse longitudinale et d'écart type et des matrices spatio-temporelles de ces mêmes variables qu'ils ont extrait à partir de leur technique d'analyse.

## 2.6 CONCLUSION

L'étude de la structure des écoulements turbulents en rivière contribue à l'évolution de nos connaissances sur la dynamique du transport des sédiments et du développement des formes du lit. La description des mécanismes produisant les échanges turbulents dans les couches-limites fluviales a été au centre des études sur la structure des écoulements turbulents en laboratoire. Dans les rivières graveleuses, plusieurs lacunes demeurent quant à notre capacité à décrire et à quantifier ces processus. Ces lacunes peuvent s'expliquer par l'absence de données et d'expériences en rivières comparables à celles provenant des études faites en laboratoire. Cette thèse vise à combler ces lacunes par la mise en oeuvre d'expérience de visualisation et de quantification de la structure turbulente des couches-limites fluviales se développant sur des lits graveleux et, plus spécifiquement, à caractériser l'effet des amas de galets sur la structure turbulente de ces écoulements.



**Figure 2.55** (a) Séquence de visualisation à l'aide de la technique des bulles d'hydrogène. (b) Profils verticaux des fluctuations de vitesse extraites de l'analyse numérique de la séquence vidéo. (c) Matrice spatio-temporelle des fluctuations de vitesse (le grisé dénote les fluctuations négatives). D'après Lu et Smith (1991).

## PARAGRAPHE DE LIAISON A

Des études sur la turbulence des écoulements sur lit de graviers ont suggéré la présence de pulsations de forte et de faible vitesse occupant toute la profondeur de l'écoulement. Des structures similaires documentées en laboratoire jouent un rôle primordial dans la dynamique des échanges turbulents dans les couches-limites. Ces pulsations de vitesse inhérentes à la structure de l'écoulement en rivière contribuent aux échanges turbulents qu'on y retrouve. Pourtant, peu d'études se sont attardé à les documenter. Cet article<sup>1</sup> vise à combler nos lacunes dans la connaissance de l'écoulement des rivières à lit de graviers, et plus particulièrement celles concernant les structures à grande échelle. Nous présentons une quantification d'un écoulement sur lit de graviers à partir du déploiement de trois courantomètres électromagnétiques positionnés à différentes hauteurs au-dessus du lit. Ces déploiements mènent à des illustrations originales de la propagation des structures turbulentes à grande échelle, à des analyses spatio-temporelles de corrélations croisées entre les signaux de vitesse et à une analyse nouvelle permettant de détecter le passage de structures à grande échelle à partir du déploiement de plusieurs courantomètres. Les résultats de ces analyses révèlent clairement la présence de ces structures dans un écoulement sur lit de graviers mais permettent en plus de caractériser leurs propriétés moyennes et individuelles. Ces structures risquent de jouer un rôle dans les processus de transport des sédiments car elles sont liées à des fluctuations importantes du cisaillement au lit. Dans le cadre de la thèse, cet article est un premier pas vers la caractérisation de l'organisation d'un écoulement sur lit de graviers. Il donne un aperçu des structures turbulentes dans ces écoulements en l'absence de protubérances marquées, ce qui permet de mieux caractériser l'écoulement qui rencontre ces obstacles. De plus, l'article met l'accent sur des structures à grande échelle pour comprendre la dynamique fluviale alors que les études sur la turbulence en rivières se sont souvent concentré sur des structures à plus petite échelle.

---

<sup>1</sup> Buffin-Bélanger, T., Roy, A.G. et Kirkbride, A.D. (2000). On large-scale flow structures in a gravel-bed river. *Geomorphology* 32: 417-435.

## CHAPITRE 3 : ON LARGE-SCALE FLOW STRUCTURES IN A GRAVEL-BED RIVER

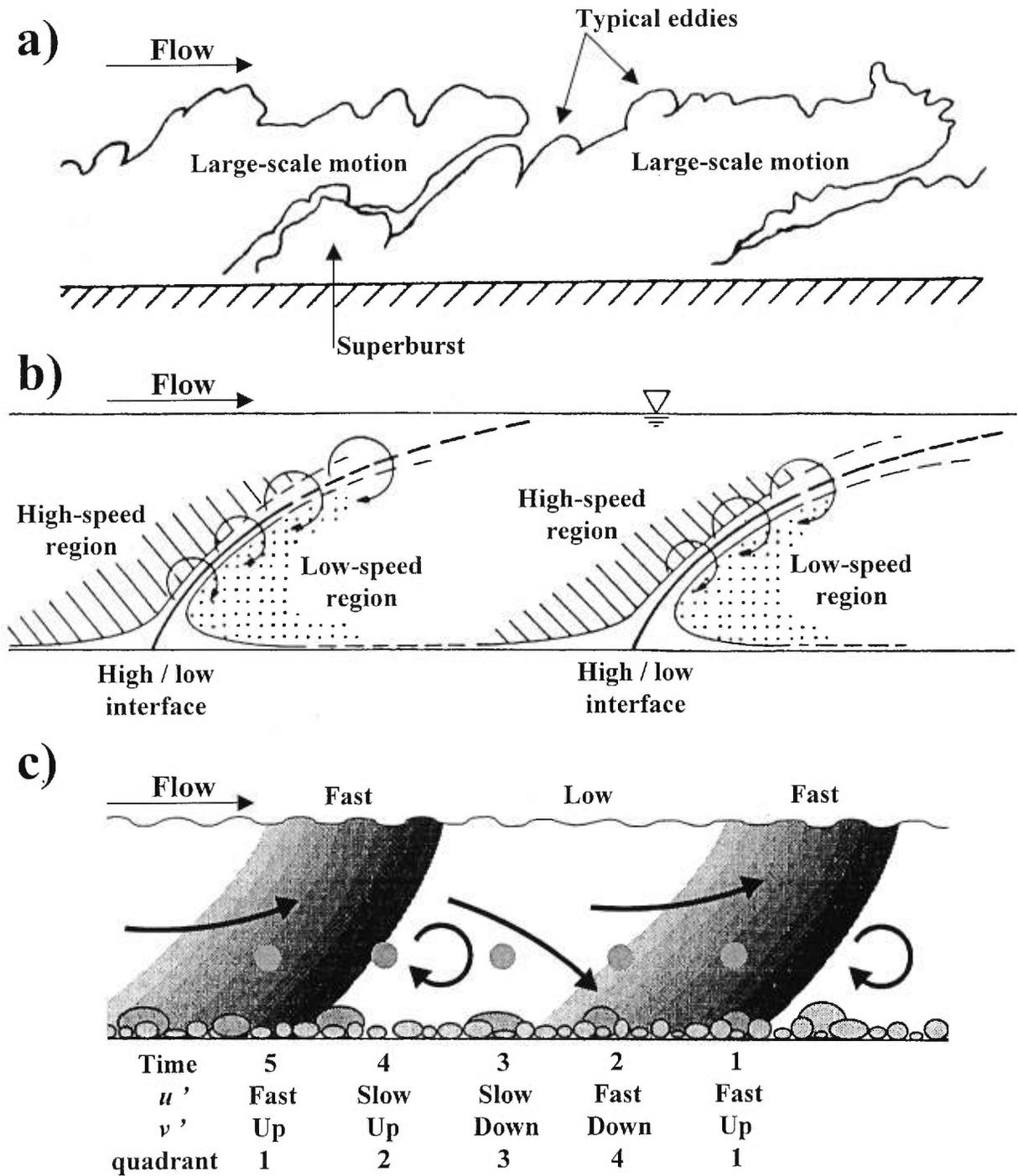
---

### 3.1 INTRODUCTION

The presence of large-scale flow structures in rough gravel-bed rivers has been reported recently in the literature. They have been described as recurrent patterns of high-speed fluid wedges interconnected by low-speed flow regions. Until now, such flow structures were mostly investigated theoretically (Yalin, 1992; Nezu and Nakagawa, 1993) or through laboratory experiments (Falco, 1977; Brown and Thomas, 1977; Nakagawa and Nezu, 1981).

Based on a combination of flow visualisation and quantitative measurements in a turbulent boundary layer, Falco (1977) proposed a model linking small-scale eddies with the presence of large-scale motions. These large-scale flow structures are advecting regions where one observes velocities that are both higher and lower than the time-averaged velocity. They occupy a large portion of the flow depth and extend into the outer layer of the flow (Fig. 3.1a). Using cross-correlation analysis between velocity measurements obtained from an array of hot wires combined with an analysis of wall shear stress measurements, Brown and Thomas (1977) presented a similar model relating the growth of a horseshoe vortex in the inner layer of a turbulent boundary layer to large-scale flow structures in the outer region. Nakagawa and Nezu (1981) have also used cross-correlations between velocity measurements taken from two probes to generate iso-correlation maps based on the maximum correlation values. From these maps, they presented a model showing the propagation of high-speed fluid regions separated by low-speed flow regions (Fig. 3.1b).

These models present very consistent features. The interface between high-and low-speed regions plays an important role. It is in the vicinity of this interface that vortices are likely to form. They also present some differences. For example, the angle between the front of the structures and the wall has been subject to debate. Brown and Thomas (1977)



**Figure 3.1** (a) Representation of advecting large-scale motions as visualised by Falco (1977). These flow motions were described with the presence of a superburst occurring at the bed and of typical eddies at their boundaries. (b) Representation of the high- and low-speed flow regions and their interface as documented by Nakagawa and Nezu (1981). These interfaces generate zones of high shearing within the flow. (c) Representation of a sequence of quadrant events associated with the passage of high- and low-speed wedges as suggested by Ferguson *et al.* (1996). The typical succession goes from time 1 to 5. The relative streamwise ( $u'$ ) and vertical ( $v'$ ) velocity fluctuations are characterised as well as the quadrant event to which they are related.

reported an angle of  $18^\circ$ , while Falco (1979) using results from his previous flow visualisation documented an averaged angle of  $33^\circ$ . In the model proposed by Nakagawa and Nezu (1981), these regions have a front concave towards the downstream direction (Fig. 3.1b). Recently, Nezu and Nakagawa (1993) have put forward a different model where the angle between the high- and low-speed regions is  $20^\circ$ . These differences in the angular value of the fronts of the structures may reflect the different techniques used to measure it (Falco, 1979). It may also be related to the flow characteristics. Antonia *et al.* (1990) documented the presence of large-scale structures in wind tunnel flows having different Reynolds number and investigated their possible links with the bursting process. They have used a technique based on the acceleration intensity of the longitudinal velocity component to detect the propagation of large-scale flow structures. Although their technique requires only one velocity signal to infer the presence of the large-scale flow structures, they presented original pictures of the propagation of large-scale structures. Their figures revealed that the shape of the front rises more sharply from the wall at low than at high Reynolds number. The angle between the front of the structures and the wall can thus be closely related to the Reynolds number since, for the flows they investigated, it decreases as the Reynolds number increases.

From these experiments, it is apparent that large-scale flow structures are better characterised by some combination of flow visualisation with techniques relying on multiple velocity signals obtained from sensors that are deployed simultaneously. In the natural environment, the use of flow visualisation techniques is in its infancy. At the moment, flow visualisation has been restricted to very specific situations (e.g. dunes, pebble clusters, river junctions) where distinct features of the turbulent flow are highlighted (Roy *et al.*, 1999). It is premature to rely on flow visualisation to detect large-scale flow structures in gravel-bed rivers. A few studies have used multiple sensors. For example, Robert *et al.* (1993) deployed an array of four electromagnetic current meters in a gravel-bed river flow and conducted cross-correlation analysis, or space-time correlation analysis (STCA), on the streamwise velocity component. They have characterised the spatial and temporal coherence of the flow in the near-bed and outer regions, but they did not use the STCA to detect the presence of large-scale flow structures as suggested by Nakagawa and Nezu (1981).

Kirkbride and Ferguson (1995) and Ferguson *et al.* (1996) have provided initial evidence of large-scale flow structures in natural gravel-bed rivers. They performed Markov chain analysis on concomitant velocity signals sampled at three different heights in flows above gravel-beds. Two extreme states were defined for the analysis: the first state occurs when all three instantaneous velocity measurements are higher than their respective average velocity and the second when all are lower than the average value. From a probability analysis of the possible paths followed to travel from one extreme state to the other, they were able to infer that changes occurred in a way that is consistent with the passage of high-speed and low-speed regions. Changes occurred from top to bottom over the flow depth thus indicating that the fronts of the wedges are inclined in a downstream direction. They also identified a preferred sequence of events going from high-speed fluid with an upward motion through a high-speed but downward motion followed by a low-speed region with a downward motion to a low-speed region with an upward motion (Fig. 3.1c). Using single-probe burst detection techniques, Roy *et al.* (1996) showed the similarity of the scales of flow structures in the near-bed and outer regions. This pattern is consistent with the presence of large structures extending vertically over the whole flow depth with lengths of two to three times the flow depth. They suggested that high-speed wedges are dominated by a downward sweeping motion.

Although these investigations provide initial evidence for large-scale flow structures in gravel-bed rivers, limited information is available on the size, shape and overall spacing of these structures. Their ubiquity in time and space is also largely unknown. This paper extends the observations made by Kirkbride and Ferguson (1995), Ferguson *et al.* (1996) and Roy *et al.* (1996) on large-scale flow structures over rough natural beds. The paper does so: (1) by developing a novel method of picturing simultaneous velocity measurements that allows their visual capture, and (2) by characterising the flow structures using space-time correlation analysis and a detection technique that takes into account multiple velocity signals. A detailed quadrant analysis of high-speed flow regions is also presented. The results provide the strongest evidence presented to date on the presence of large-scale flow structures in gravel-bed rivers. Moreover, the results also show that these structures can develop in the absence of initial perturbations associated with pebble clusters.

## 3.2 EXPERIMENTAL SET-UP AND DATA ANALYSIS

### 3.2.1 Field work

Experiments were carried out at relatively low flow in a straight section of the Eaton North river, Québec, Canada. Along the measurement section, the average depth of flow was between 0.35 and 0.40 m and the mean velocity of flow was  $0.36 \text{ m s}^{-1}$ . The river has a poorly sorted gravel-bed with a  $D_{50}$  of 33 mm and a sorting coefficient of 2.9. The sampling section was chosen so that no pebble clusters or large protruding clasts would have an immediate effect on the flow structure. Close to the centre of the river reach, a beam was fixed on vertical rods which were anchored into the bed. The beam was above the water surface and parallel to the downstream flow line. A support arm, that could slide upstream and downstream along the beam, was used to hold a wading rod. Three Marsh McBirney bi-directional electromagnetic current meters (ECM) were fixed 8 cm apart on the wading rod. The probes are 1.3 cm in diameter and have a sensing volume 2.5 to 3 times this value. The ECMs have a low-pass RC filter and a time constant of 0.05 s. The instruments had a Master/slave design between the sensors to allow three simultaneous measurements of both streamwise and vertical velocity components. This was essential for space-time correlation analysis of velocity fluctuations. The velocity measurements were first recorded as time series in a Campbell datalogger and then downloaded to a portable computer.

The movable wading rod allowed sampling of 23 combinations of three simultaneous velocity measurements along five vertical profiles. The profiles were located along a 1.3 metre transect that is parallel to the average streamline of the flow. For each profile, a first combination of three velocity measurements was obtained at elevations above the bed of 3.5, 11.5, and 19.5 cm. The rod was then lifted up by 2 cm at elevations above the bed of 5.5, 13.5, and 21.5 cm, and another set of velocity measurement was sampled. This was done until the sensor at the top reached 25.5 cm for two profiles and 27.5 cm for the others. The sampling design led to vertical profiles comprising 12 or 13 different elevations above the bed and 69 points of velocity measurements in total. At all points, streamwise ( $U$ ) and vertical ( $V$ ) velocity components were sampled for 60 seconds at a frequency of 20 Hz. These data allow us to document the flow structures at different heights above the bed, from the near-bed region to close to the water surface. To investigate the scales of the flow structures and to assess their variability over time, we also sampled a triplet lasting 20

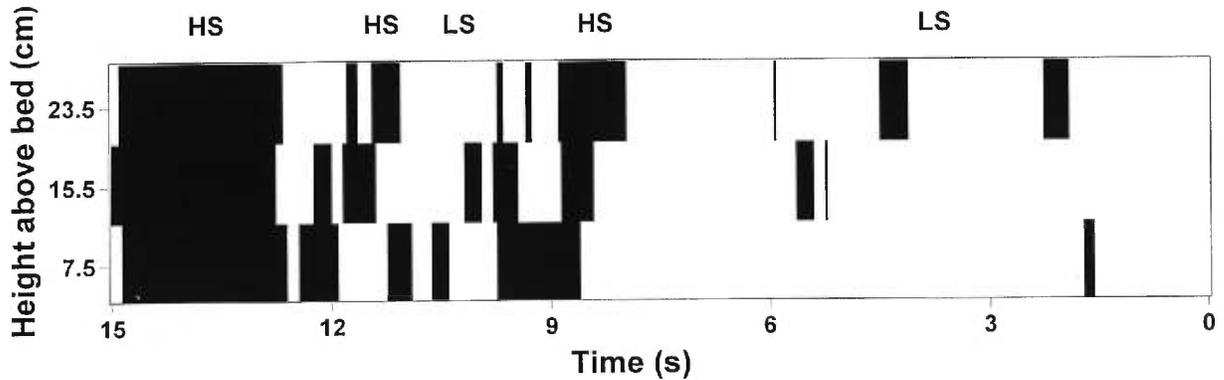
minutes at a frequency of 20 Hz. For these simultaneous time series, measurements were made at elevations above the bed of 5.5 cm, 13.5 cm, and 19.5 cm. All velocity measurements were taken when flow was steady and there was no sediment transport.

Validation of the velocity measurements is presented in Buffin-Bélanger and Roy (1998). Trends in the velocity signals were removed using ordinary least-squares linear regression. The analysis of turbulence statistics such as the average, the standard deviation, the skewness coefficient and the Reynolds shear stress for all time series showed that the flow is typical of those found in the turbulent boundary layer of a gravel-bed river (see Fig. 5 in Buffin-Bélanger and Roy, 1998).

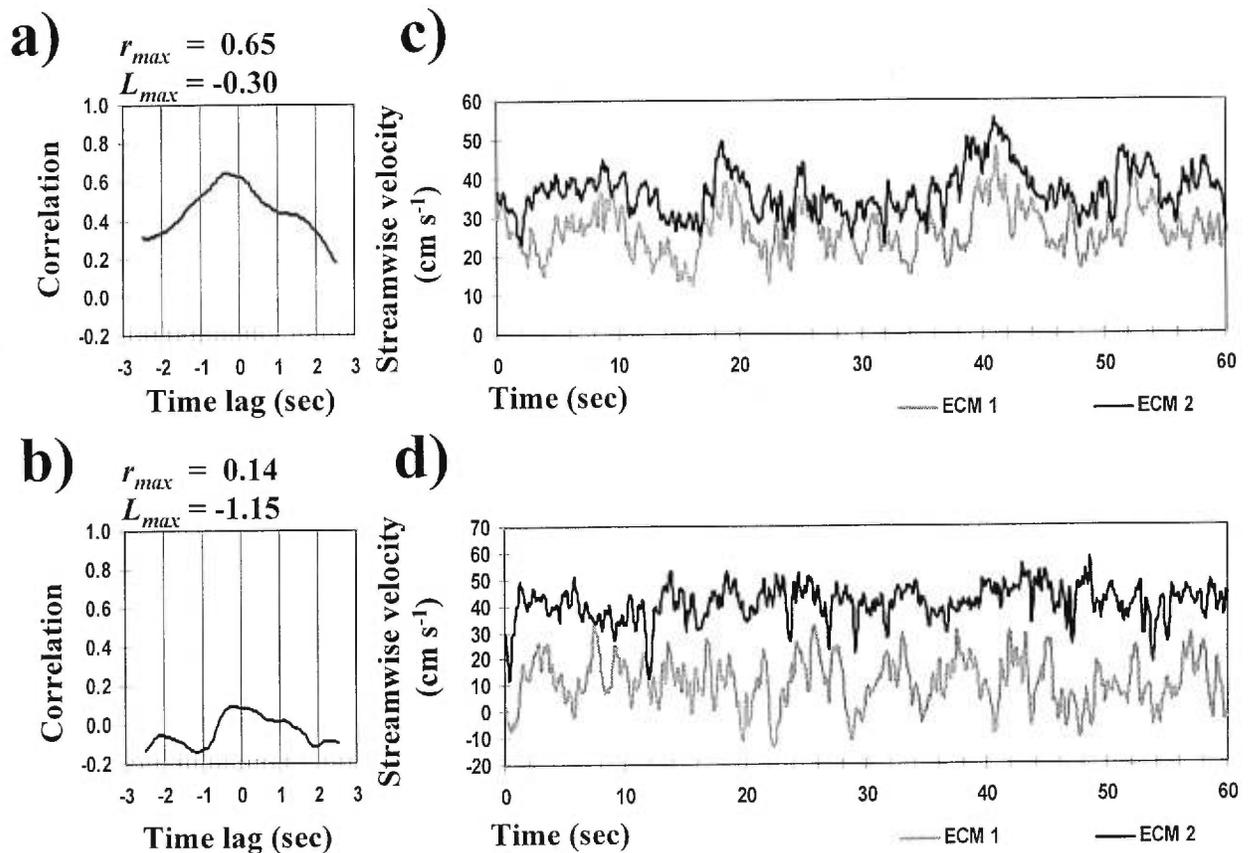
### 3.2.2 Data analysis

In this paper, we present a simple method for picturing velocity fluctuations over time and space. The method uses the velocities measured simultaneously at three points over a vertical to construct a shaded matrix of velocity fluctuations in time on the horizontal axis and height of the sensors above the bed on the vertical axis. Velocity fluctuations are defined as deviations of the instantaneous velocity from the time series average velocity. In its simplest form, the matrix is a row containing black and white cells where black represents positive fluctuations and white represents negative fluctuations. There is one row for each of the three points to produce a rectangular matrix. The matrix is like an unrolled film showing at its right edge the beginning of the time period and at its left edge the final seconds of the time period. Figure 3.2 presents an example showing the fluctuations of the streamwise velocity over a period of 15 seconds. This time-space velocity matrix allows qualitative assessment of patterns within the flow. For example, for the streamwise velocity component large patches of white and black are associated with wedges of slower and faster moving fluid respectively.

In a more refined version of this analysis, thresholds are imposed on the fluctuations in order to qualify a cell as black or white. In the analysis of velocity time series, such as in the quadrant technique, thresholds are often used to assess the characteristics of events of increasing magnitudes. The imposition of a threshold shows only the velocity fluctuations that deviate significantly from the average. In this case, each pixel is shaded according to the magnitude of fluctuations with respect to the time series standard deviation such that



**Figure 3.2** Example of a 15 second time-space velocity matrix for the streamwise velocity component ( $U$ ) where the horizontal axis represents the time since the beginning of the sampling period and the vertical axis refers to the location of the sensors above the bed. The black cells correspond to velocity higher than the time series average velocity whereas the white cells are zones where the velocity is lower than the average. High-speed (HS) and low-speed (LS) velocity regions suggest the passage of wedges in the flow.



**Figure 3.3** Examples of correlograms (a and b) of the space-time correlation analysis conducted on two velocity time series (c and d). In (a) the high coherence between the velocity signals shown in (c) is characterised by a high maximum correlation value (near 0.7) whereas in (b) the low coherence between the velocity signals presented in (d) is reflected in the low maximum correlation value (around 0.1).

$$C_{ij} = \begin{cases} \text{white} & \text{if}(u'_{ij} < -Hu_{SD,j}) \\ \text{grey} & \text{if}(-Hu_{SD,j} < u'_{ij} < Hu_{SD,j}) \\ \text{black} & \text{if}(Hu_{SD,j} < u'_{ij}) \end{cases} \quad (3.1)$$

where  $C_{ij}$  is the colour value of the cell at time  $i$  and at the vertical position  $j$ ;  $u'_{ij}$ , the instantaneous velocity fluctuation at time  $i$  and at the vertical position  $j$ ;  $u_{SD,j}$ , the standard deviation of the time series located at  $j$ ; and  $H$ , a threshold value. The threshold, initially set at 0, is gradually increased to explore the spatial and temporal structures of more intense events. This procedure thins the high- and low- speed wedges in such a way to reveal the core of the highest velocity fluctuations.

To complement the qualitative information seen in the matrices, we have used space-time correlation analysis (STCA) and a new multi-signal detection technique. These techniques seek to characterise the high-speed and low-speed regions observed on the images of the streamwise velocity component. STCA is based on the calculation of correlation values between two simultaneous velocity signals sampled at different locations in space and for different time lags (Robert *et al.*, 1993). For the present analysis, a negative lag relates values of the velocity signal from the sensor closest to the bed to values of the velocity signal from the sensor closest to the surface at a specific number of lags earlier in time. The important quantities extracted from the STCA are the maximum correlation value ( $r_{max}$ ) and the time lag where it occurs ( $L_{max}$ ). The maximum correlation value indicates the intensity of the spatial coherence between two signals whereas the lag relates to the time separation between the two signals at the maximum correlation value (Fig. 3.3).

The multi-signal detection technique is based on the computation of a joint time-series by averaging instantaneous velocity fluctuations for the three signals over a window of time :

$$\langle u_i \rangle' = \frac{\sum_{j=1}^k \left[ \left( \sum_{l=i-W/2}^{l=i+W/2} u'_{lj} \right) / (W+1) \right]}{k} \quad (3.2)$$

where  $\langle u_i \rangle'$  is an instantaneous value of the joint time series at time  $i$ ;  $k$ , the number of time series to join (in this case  $k=3$ );  $W$ , the size of window in time lags over which averaging is performed;  $u'_{ij}$ , the velocity fluctuation at time  $i$  and position  $j$ . The joint time

series will be defined between  $i = W/2$  and  $i = (n - W/2)$  where  $n$  is the number of time lags (1200). In the present study, a time window of one second ( $W = 20$ ) is used. The joint time series describes the concomitant spatial and temporal coherence of the flow (Fig. 3.4). To detect the presence of flow structures, the U-level technique (Bogard and Tiederman, 1986) is applied to the joint time series. The U-level technique is based on the magnitude of the deviation, in standard deviation units, of an instantaneous value from the average value of the time-series. According to this technique, a high-speed region occurs at time  $i$  when

$$\langle u_i \rangle' > H \langle u \rangle_{SD} \quad (3.3)$$

whereas a low-speed region occurs when :

$$\langle u_i \rangle' < -H \langle u \rangle_{SD} \quad (3.4)$$

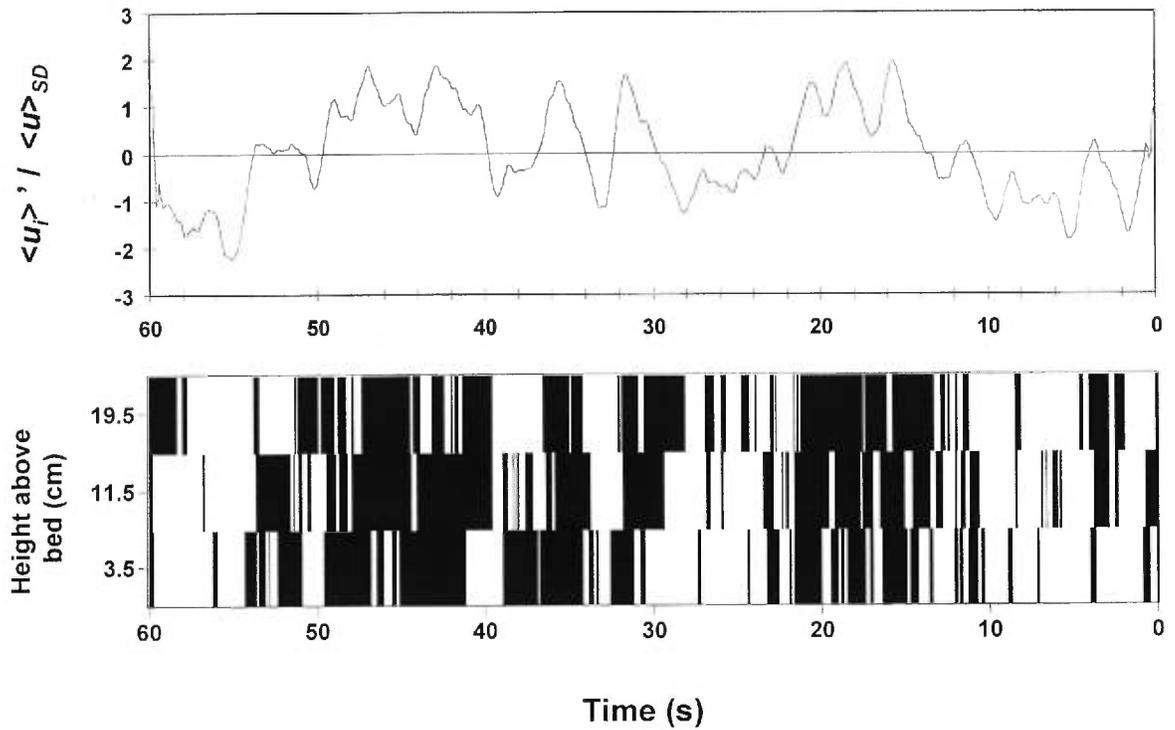
where  $\langle u_i \rangle'$  is the instantaneous fluctuation of the joint streamwise time series;  $H$ , a threshold value; and  $\langle u \rangle_{SD}$ , the standard deviation for the joint time series. The detection technique identifies the number and mean duration of individual structures passing the probes. In this paper, we examine the effect of increasing the threshold on the number and duration of high- and low-speed wedges.

A more detailed analysis of the observed flow structures uses the quadrant technique which is based upon the joint distribution of velocity fluctuations in the streamwise and vertical components. In a quadrant diagram, four regions corresponding to distinct fluid motion with respect to the mean flow are identified (Fig. 3.5). In the turbulent boundary layer, it has been shown that quadrant 2 where slow moving fluid is ejected towards the surface, and quadrant 4 where high-speed fluid is directed at the bed, will dominate the flow structure.

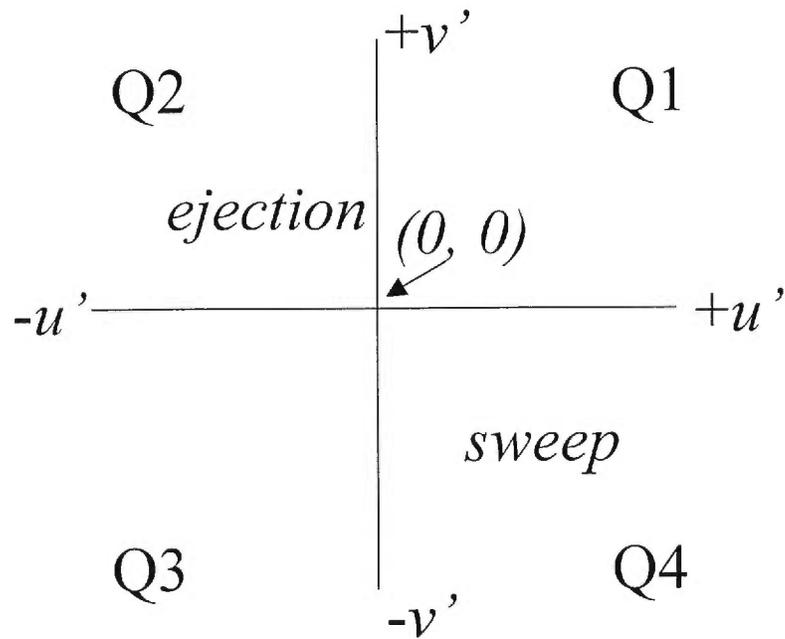
### 3.3 RESULTS

#### 3.3.1 Images of flow structures

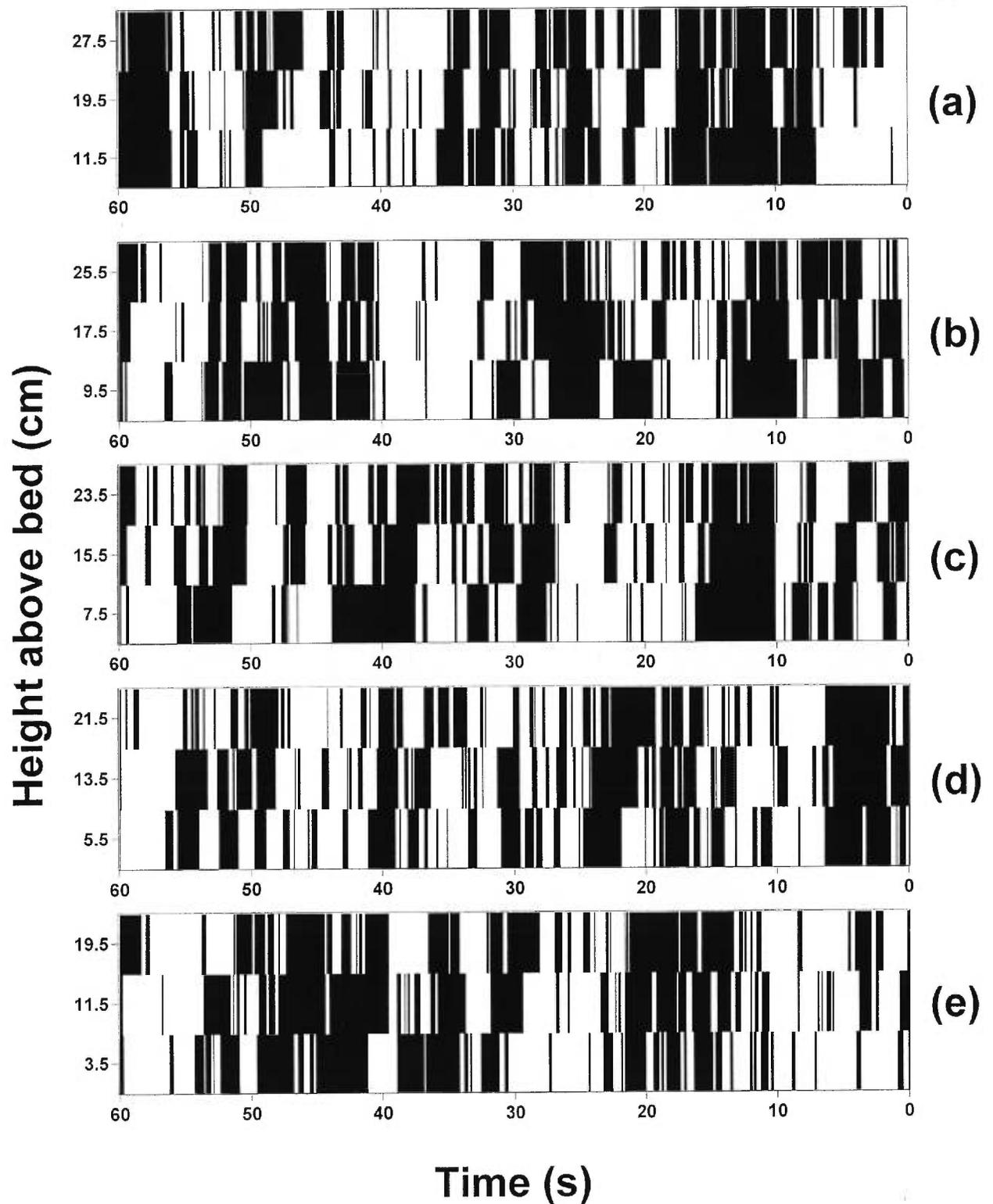
Figure 3.6 shows five 60 second time-space velocity matrices for the streamwise velocity component ( $U$ ) sampled at different heights above the bed. These images are typical of what is observed in the whole data set. For this component, a simple black and white classification of the velocity fluctuations shows clear patches of high-speed and low-speed regions. This pattern appears well organised and structured. Most large black or white regions extend over the three heights above the bed. Since the distance between the



**Figure 3.4** Relationship between the time series of the standardised velocity averaged over three heights and the time-space velocity matrix. Peaks and troughs in the series correspond to large-scale flow structures.



**Figure 3.5** The quadrant diagram corresponding to the joint distribution of streamwise ( $u'$ ) and vertical ( $v'$ ) velocity fluctuations.



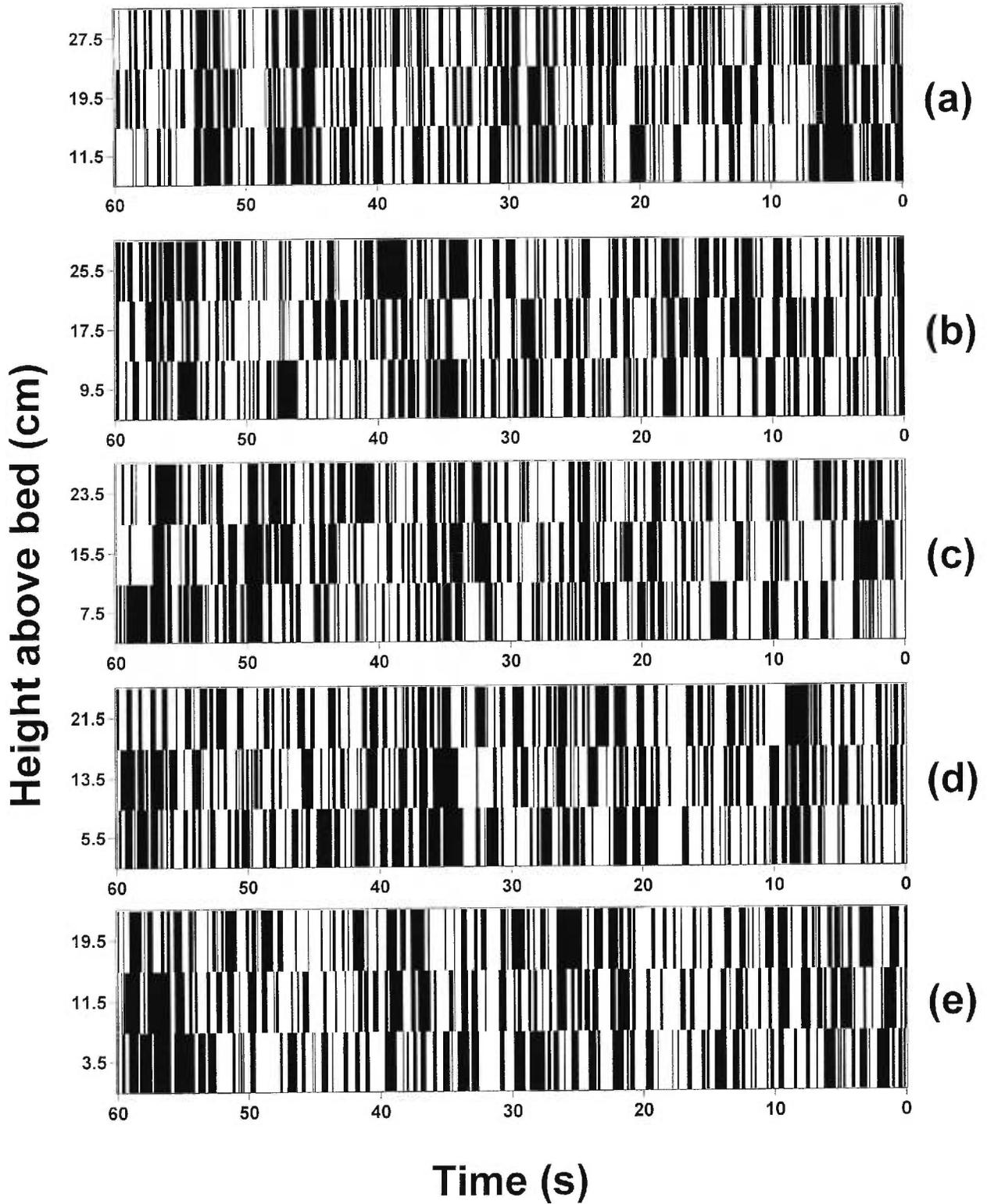
**Figure 3.6** Time-space velocity matrices for five one-minute series of three velocity signals for the streamwise component ( $U$ ). Each matrix represents different positions of the sensors above the bed ranging from 11.5 to 27.5 cm above the bed in (a) to 3.5 to 19.5 cm above the bed in (e). The combinations comprise elevations from 3.5-19.5 to 11.5-27.5 cm above the bed. All measurements were taken on the same vertical profile.

sensors is 8 cm, the vertical coherence of the structure is at least 16 cm, which is half the flow depth. The presence of this pattern is independent of the height of the sensors above the bed. It is reasonable to assume that the structures occupy the entire flow depth. It is the first time that such coherence has been visualised in a natural gravel-bed flow.

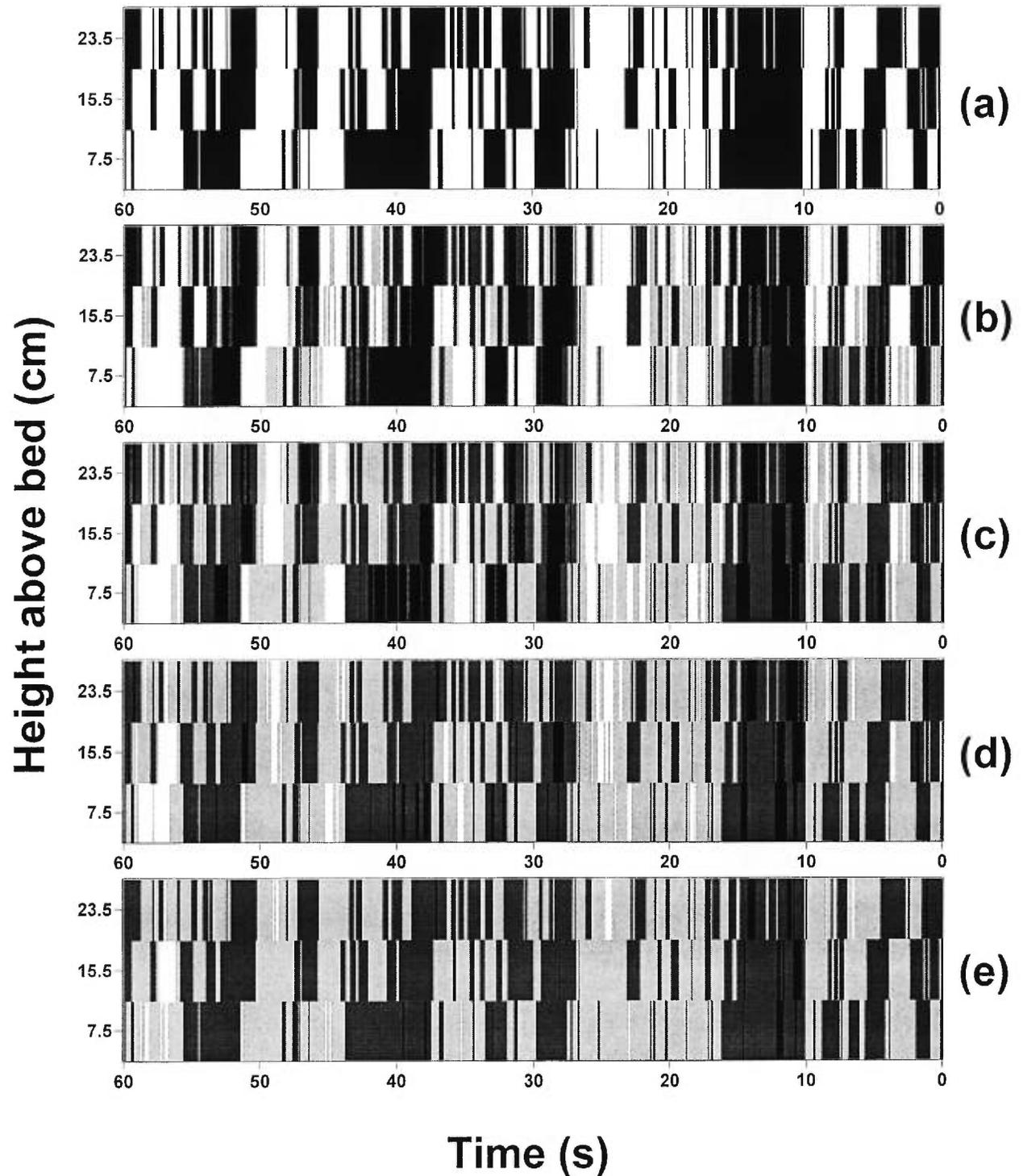
Although the patterns of alternating black and white regions are clear, the size, orientation, and frequency of individual structures are strongly variable. For both high-speed and low-speed regions, narrow structures lasting less than 2 seconds (Fig. 3.6e) and large structures lasting at least 5 seconds (Fig. 3.6d) are observed. Some clusters of structures are clearly visible (Fig. 3.6a, at 10-20 s). The angle and orientation of the front of the structure is variable. Some high-speed and low-speed regions present strong oblique angle towards the downstream direction (Fig. 3.6e), others are inclined upstream (Fig. 3.6b), while a few are normal to the bed (Fig. 3.6c). Finally, the period between high-speed or low-speed regions is not constant so that their frequency will also be variable for a time period of 60 seconds. A visual examination of the five matrices shown in figure 3.6 would suggest that there are never more than 5 to 6 well defined high-speed regions and never fewer than 2 or 3 in a one-minute sample. However, as will be shown later, the assessment of the frequency of events is a function of the threshold used in the analysis.

Figure 3.7 shows the corresponding images for the vertical velocity component ( $V$ ). On these images, black regions correspond to an upward motion and white regions to a downward motion. Because the vertical velocity component is characterised by fluctuations at a higher frequency than the streamwise velocity component, it exhibits spatial and temporal patterns that are less structured. Despite this variability, some regions present clear motions that last a few seconds at all three heights above the bed. Although it appears that the high-speed regions observed on figure 3.6 are more often related to downward velocity whereas low-speed regions are mostly related with upward vertical velocity, a clear association between the two sets of maps does not emerge. The combination of the two maps will correspond to the distribution of the velocity fluctuations within the four quadrants of fluid motion (Fig. 3.5).

The characteristics of the observed structures will depend on the threshold value used to generate the images. To evaluate the threshold dependency, figure 3.8 presents five representations generated using different threshold values ( $H$ ) for the same velocity signal



**Figure 3.7** Time-space velocity matrices for five one-minute series of three velocity signals for the vertical component ( $V$ ). Same positions of the sensors as in figure 3.6.



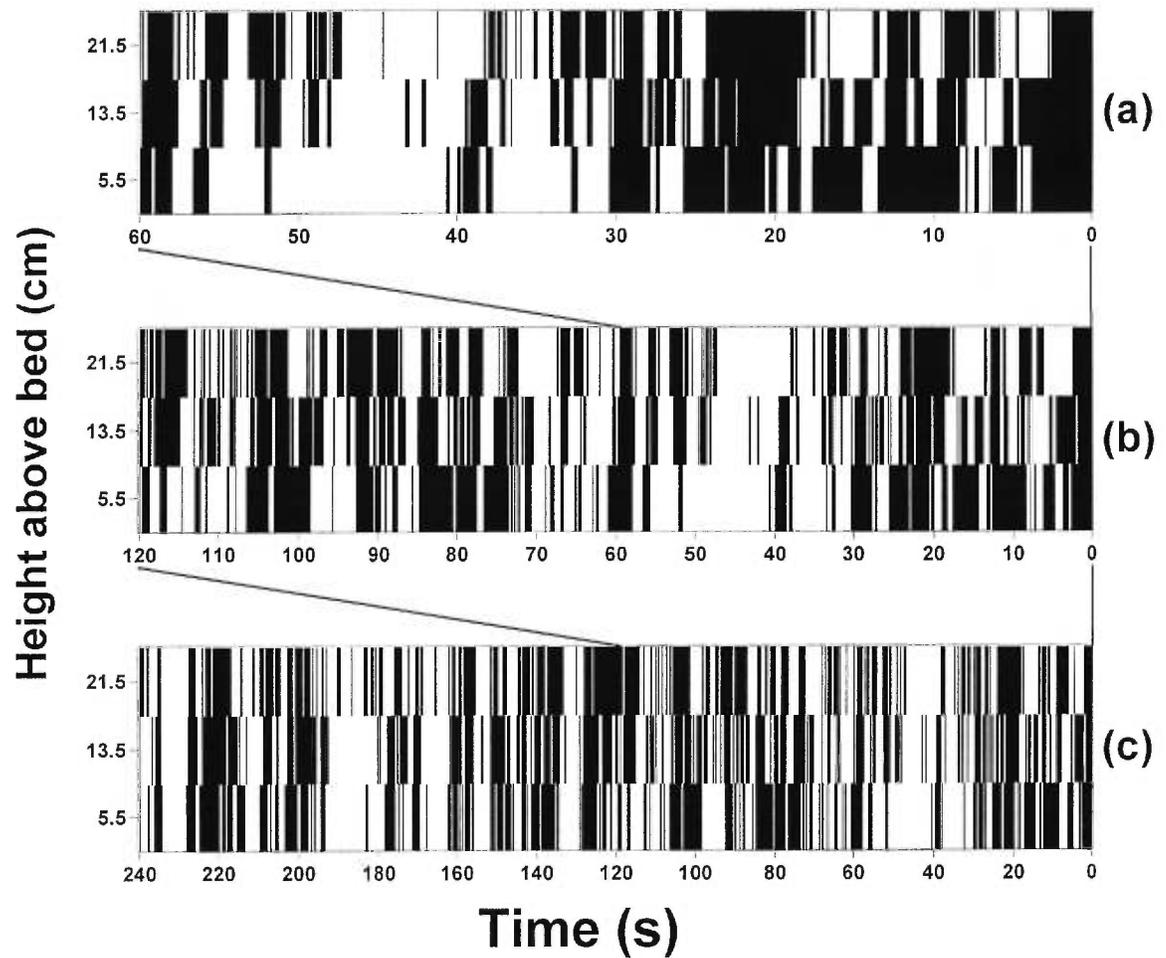
**Figure 3.8** Time-space velocity matrices for the streamwise velocity component ( $U$ ) obtained from increasing the threshold value from 0 to 2.0 : (a)  $H=0.0$  ; (b)  $H=0.5$  ; (c)  $H=1.0$  ; (d)  $H=1.5$  ; and (e)  $H=2.0$ . The grey areas correspond to periods when the velocity fluctuations do not exceed the threshold but that are either lower (light grey) or higher (dark grey) than the average velocity of the respective time series.

(Fig. 3.6c). Although their size is necessarily reduced, the spatial and temporal coherence of large-scale regions is maintained at all threshold values. The use of different threshold values allows identification of the core and vertical extent of the dominant structures. For example, as the threshold value increases, the high-speed region located at 12 seconds actually comprises two distinct coherent parts. This illustrates the fact that some large regions may be generated by the clustering of smaller patches of fluid. Supporting this hypothesis is also the suggestion that high-speed wedges may not advect at the same speed as each other. The front located at 12 seconds on figure 3.8a, for example, advects at a higher velocity than all the other high-speed regions since it is still visible at  $H=2.0$  while the others have disappeared. In figure 3.8, we can also see that, as the threshold increases, the persistent cores are within the largest structures suggesting there is a relationship between duration and intensity of the event.

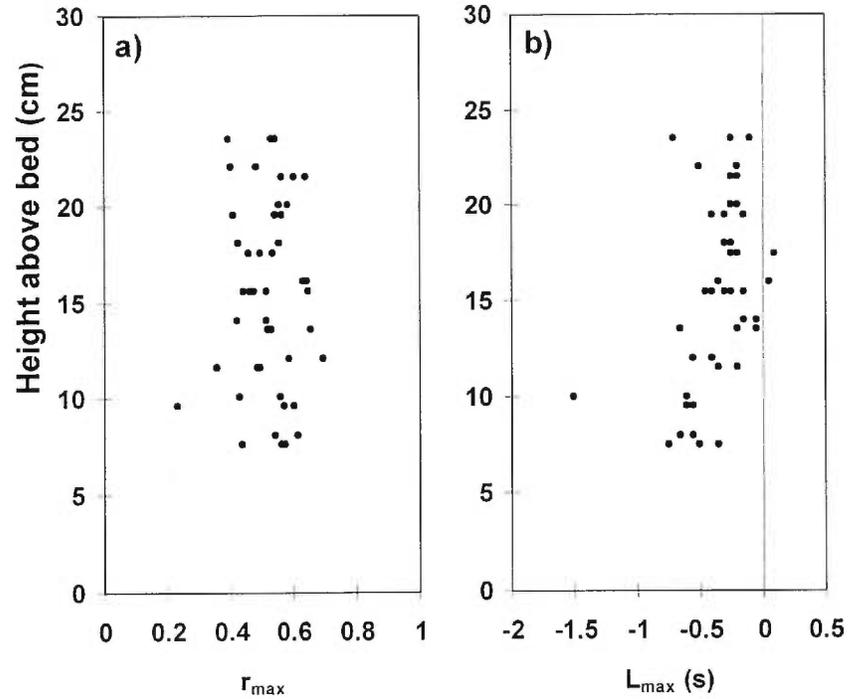
The record length used to visualise the flow structures may also influence their visual characteristics. This is explored by considering the longer twenty-minute sample. In figure 3.9, high- and low-speed regions observed on the one-minute image are also visible on the four-minute image. This comparison suggests the persistence in time of the patterns observed at shorter time scales.

### 3.3.2 Space-time correlation analysis

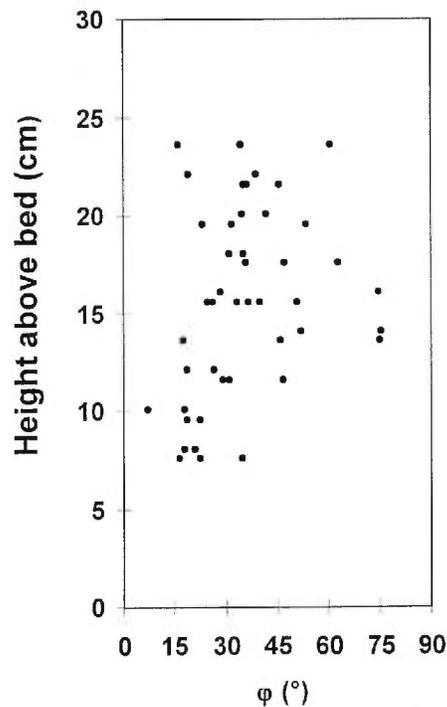
Figure 3.10 presents the distributions of maximum correlation values ( $r_{max}$ ) and their time lag of occurrence ( $L_{max}$ ) computed from STCA performed on the data from the velocity profiles. Two characteristics related to the presence of large-scale flow structures become clear: the maximum correlation is independent of the height above the bed (Fig. 3.10a) and negative lag values persist over the whole flow depth (Fig. 3.10b). The average value of maximum correlation within the flow is 0.5 indicating a high coherence between the velocity signals (see Fig. 3.3). This high coherence remains roughly the same at all flow depths (Fig. 3.10a). The absence of a trend between the maximum correlation values and the height above the bed suggests that the flow structures have similar characteristics over the measured flow depth. A negative lag represents a packet of fluid which passes a sensor in the upper part of flow  $n$  time lags prior to passing the lower sensor. Physically, this can be interpreted as an element of coherent flow structure with a “front” of fluid that overhangs in the downstream direction. The persistence of negative lags (Fig. 3.10b) shows



**Figure 3.9** Time-space velocity matrices for the streamwise velocity component ( $U$ ) for imbricated time series : (a) 1 minute; (b) 2 minutes; and (c) 4 minutes. These matrices were standardised using the average and standard deviation estimated over the period of sampling.



**Figure 3.10** Vertical distribution of (a) the maximum correlation values and (b) the lags where the maximum correlation value occurs. The data represent 46 space-time correlation analyses performed on the 23 possible paired time series from sensors separated along the vertical by 8 cm. The height above bed represents the average height of the two sensors locations.



**Figure 3.11** Relationship between the angles of the fronts of the structures ( $\varphi$ ) and the mean height of two sensors above the bed. The angle is calculated from the lag of the maximum correlation and the average flow velocity of the streamwise component ( $U$ ).

that the orientation of the propagation angle is similar throughout the flow. The weak trend from negative to near positive values with height above the bed relates to straightening upward of the fronts of the structures. Despite the variability seen on the images (Fig. 3.6), these results indicate a predominance of wedges inclined towards the downstream direction (e.g. Fig. 3.1).

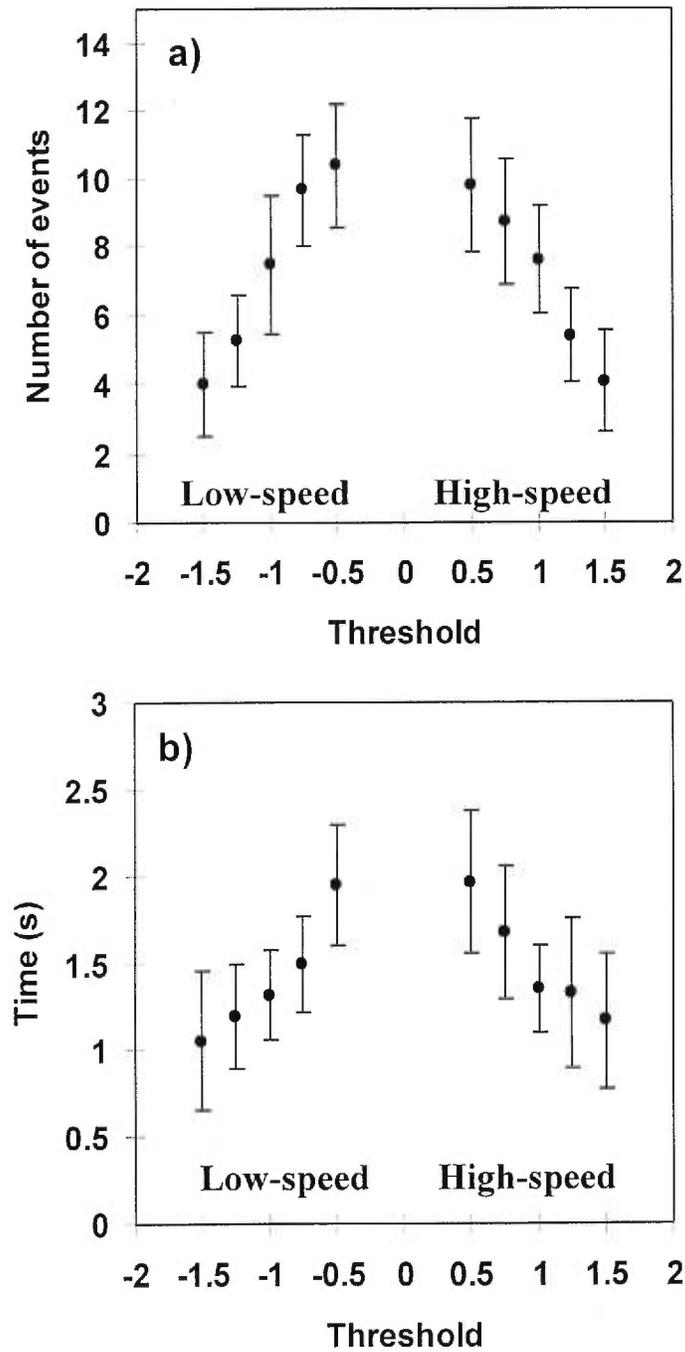
The mean angle of the wedges can be derived using the time lag and the mean velocity of the uppermost of the sensor pair. The product of the lag and the mean velocity transforms an offset in time to a distance in space. This distance is parallel to the bed and measures the longitudinal extension of the structure at the time it is passing the lower and upper probes. Using the distance between the probes (8 cm) and the longitudinal extension of the structure, the angle is obtained by:

$$\tan(\varphi) = \left( \frac{d}{L_{max} * \langle u \rangle} \right) \quad (3.5)$$

where  $\varphi$  is the angle of inclination of the front of the structure;  $d$ , the distance between the sensors;  $L_{max}$ , is the time lag of the maximum correlation value; and  $\langle u \rangle$ , the average velocity at the sensor closest to the water surface. Although the overall average angle is  $36^\circ$ , angles increase with distance from the bed, passing from an average value of  $15^\circ$  near the bed to  $40^\circ$  towards the surface (Fig. 3.11). This suggests that the mean flow structure has a convex downstream front.

### 3.3.3 Multi-signal detection technique

Although the average characteristics of the large flow structures are well described by the STCA, individual structures need to be detected and quantified. Figure 3.12 shows the results of the U-Level detection technique performed on the joint time series for the 20 minutes time series. For the analysis, the time series was fragmented into 20 one-minute samples. Five threshold values were used to count the number of events and to identify their mean duration. As expected for both high- and low-speed regions, increasing the threshold results in a decreasing number of events and a decreasing duration. Small differences are seen between the two types of regions. At a low threshold value ( $H=0.5$ ), slightly more high-speed than low-speed regions seem to occur, whereas at a high threshold value ( $H=1.5$ ) the same number of high-speed and low-speed regions is detected. At low



**Figure 3.12** Distribution of (a) the average number per minute of high- and low-speed flow regions detected and (b) the mean time duration of the flow regions for different thresholds. Error bars are the standard deviations obtained from the analysis of the twenty one-minute consecutive series.

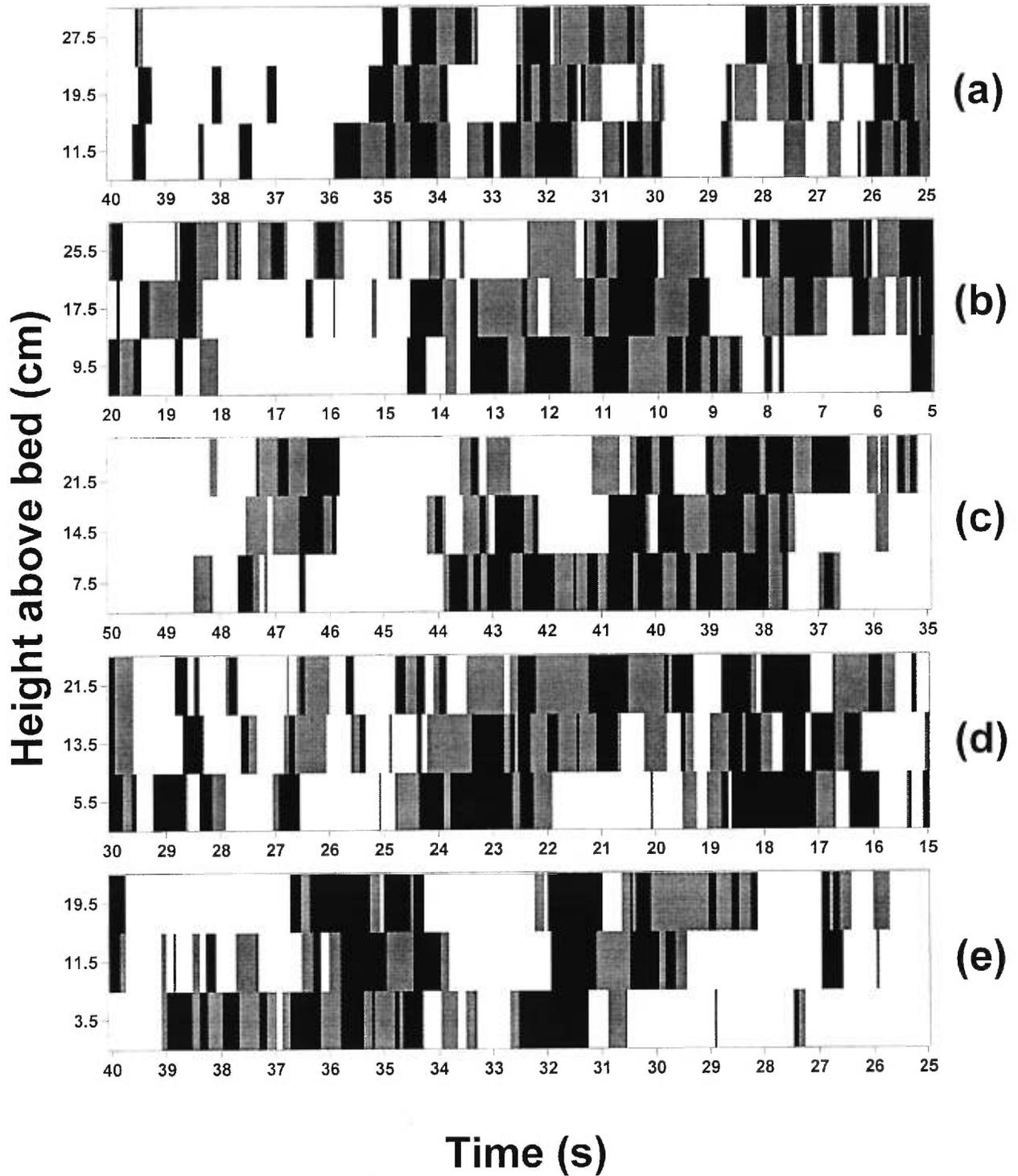
threshold values, high-speed regions are shorter than low-speed regions, while at high threshold values, high-speed regions last longer than low-speed regions. These differences are however not statistically significant using a bilateral  $t$ -test at  $\alpha = 0.05$ .

### 3.3.4 The composition of individual high-speed regions

High-speed flow regions detected from the streamwise velocity fluctuations correspond to events in quadrant 1 and 4. Nelson *et al.* (1995) have shown that these events dominate bed load sediment transport downstream from a step. Furthermore, as shown in figure 3.1c, Ferguson *et al.* (1996) have reported that changes between quadrants tend to follow a clockwise sequence. There is a predominance of changes from quadrant 1 to quadrant 4 to 3 and 2 with respect to the opposite set of transitions. This indicates that there exists a predominant organisation in both low-speed and high-speed wedges. In high-speed wedges, quadrant 1 motion should more often precede quadrant 4, and in low-speed wedges, quadrant 3 events precede quadrant 2 events. Because they may play an important role in sediment transport, the composition and patterns within high-speed regions need to be examined in closer detail.

The presence of well developed high-speed wedges suggests that quadrant 1 and 4 events should occur in groups. A study of all quadrant 1 and 4 events in the data reveals that only 10 % of quadrant 1 events occur in isolation from quadrant 4, and 15 % of quadrant 4 events in isolation of quadrant 1. These events are not independent from one another and they occur in groups as could be postulated from the large black flow regions seen on the images.

However, our data do not support a dominant clockwise sequence. We have examined 36 well-defined high-speed wedges and registered the quadrant motion initiating the wedge at the front and the quadrant motion terminating the wedge. Only 19% of these wedges began with a quadrant 1 event and ended with a quadrant 4 as postulated by Ferguson *et al.* (1996). The most frequent pattern (30 % of the events) was a quadrant 4 beginning and quadrant 1 ending, indicating an anticlockwise transition in the quadrants. This detailed study of the high-speed wedges also revealed an intricate alternating pattern between quadrants within a single wedge (Fig. 3.13) Oscillations from one quadrant to another are frequent and variable in duration. High-speed wedges are depicted as complex entities



**Figure 3.13** Time-space matrices of the quadrant decomposition of high-speed flow regions: black cells represent quadrant 4 events; grey cells, quadrant 1 events; and white cells are events in quadrant 2 and 3. The series used here are portions extracted from figures 3.6 and 3.7 for similar locations.

composed of an unstructured amalgamation of smaller events belonging to quadrants 1 and 4.

### 3.4 DISCUSSION

#### 3.4.1 Large-scale flow structures

This paper presents the strongest evidence to date that there are large structures that can occupy the entire depth of a depth-limited natural flow in a gravel-bed river. Using a simple representation of velocity fluctuations as black and white images, this study highlights a cyclic and alternating pattern of large regions of faster and slower moving wedges of fluid in a rough-bed environment. These structures have a relatively low frequency of occurrence (mean frequency: 9 events/min) and long duration (mean duration: 2 seconds). Although there is much variability in their inclination, the fronts of the wedges lean towards the downstream direction at an average angle of  $36^\circ$ . This value is very similar to that obtained by Falco (1979) in a flow with a much lower Reynolds number over a smooth bed. The evidence also suggests that the fronts of high-speed and low-speed regions are concave relative to the upstream direction, but the structures exhibit great variability in their size, shape and orientation. A more detailed analysis of high-speed flow regions using quadrant analysis shows the absence of a dominant clockwise pattern from quadrant 1 to quadrant 4 as the one suggested earlier by Ferguson *et al.* (1996). This result clearly demonstrates the turbulent nature of the large flow structures. It also raises questions about their generating mechanisms.

Smith (1996) has suggested that large flow structures in the outer region of a turbulent boundary layer are the result of an amalgamation of smaller vortices in various states of decay and extension. He referred to the outer layer as the “graveyard” of vortices. The smaller vortices are mainly related to the deformation of hairpin-vortices that develop near the bed during the bursting cycle. Grass (1971) and Grass *et al.* (1991) showed that the initial process by which hairpin vortices are formed can occur in a flow over a homogeneous rough bed. This could provide the initiating mechanism for the large-scale flow structures (Smith, 1996). Links between small scale processes and the development of large-scale flow structures were also considered by Falco (1977), Brown and Thomas (1977) and Nezu and Nakagawa (1993). The quadrant composition of the high-speed

wedges reported here reveals a complex flow pattern where various turbulent events seem to occur as the structures advect downstream. These patterns tend to corroborate the hypothesis that large-scale flow structures result from the amalgamation of smaller vortices as suggested by Smith (1996).

As pointed out by Kirkbride (1993), the sublayer necessary to explain the bursting process is not likely to be present in gravel-bed rivers where the bed is highly heterogeneous. He proposed a conceptual model describing interactions between the region of separation behind protruding clasts on the bed and the presence of large-scale flow structures. The model focuses on the role of vortex shedding from the lee of a protruding particle in producing pockets of low-speed fluid that eject into the flow. Buffin-Bélanger and Roy (1998) quantified the effect of a pebble cluster on the turbulent flow field of a gravel-bed river. They showed the presence of strong sweeping events downstream from the cluster. These sweeping events are intermittent with low-speed regions shedding from the separation zone downstream from the cluster. Thus, pebble clusters may enhance the presence of large-scale flow structures.

In this study the development of large-scale structures is independent of the presence of significant protruding clasts. It seems therefore possible that wedges develop as emergent properties of the small-scale turbulent features. This is important because it means that large-scale flow structures should be ubiquitous in gravel-bed rivers even with homogeneous rough substrate. The development of wedges may result from the instability generated between the slow moving fluid near the bed and the fast moving fluid at the surface. This would cause vorticity to develop: high-speed wedges with a dominant motion towards the bed and low-speed with motion towards the surface. The development of wedges may thus be viewed as a self-organisation mechanism of river flows over gravel river beds.

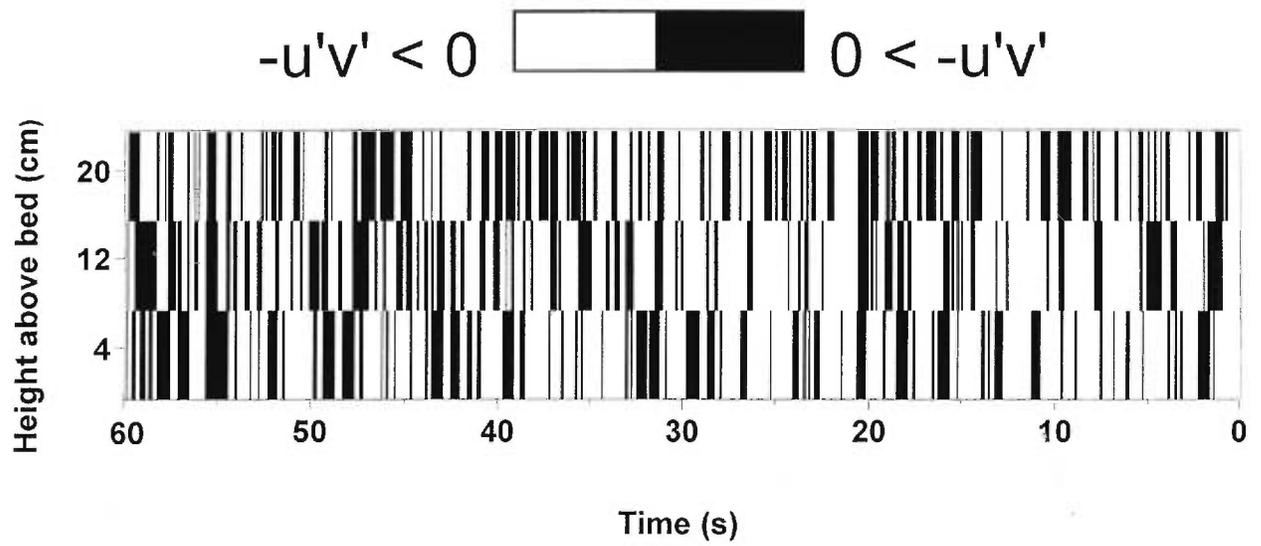
### **3.4.2 Potential implications for sediment transport**

The presence of large-scale flow structures is of considerable importance for the understanding of sediment transport in rivers. In the investigation of the role of turbulence in sediment transport the tendency has been to measure velocity fluctuations with instruments that have high temporal and spatial resolutions. This allows evaluation of the instantaneous Reynolds shear stress as close to the bed as possible in order to identify

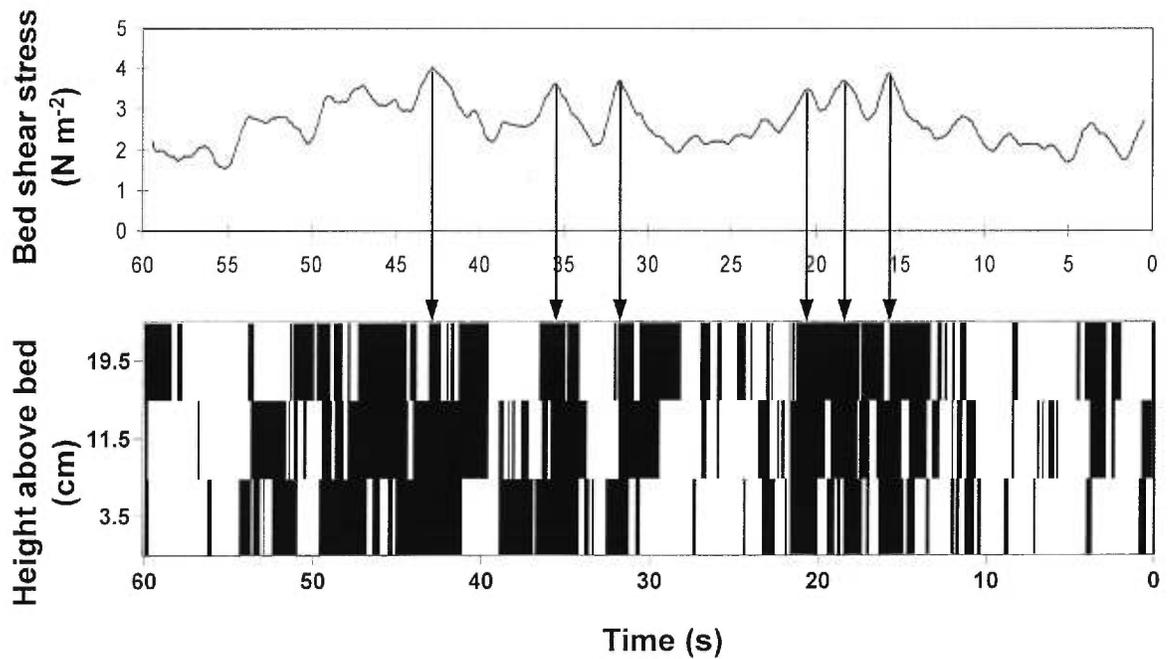
specific events that could be related to the initiation of sediment transport. From such investigations, it has been shown that fluid ejections (quadrant 2 events) are positively correlated with suspended sediment transport (Lapointe, 1992) and sweeps (quadrant 4 events) are related to bedload sediment transport (Drake *et al.*, 1988). However, there remains much work to be done in order to generalise these findings to various fluvial contexts. To examine the possible relationships between large-scale flow structures and sediment transport dynamics, a space-time matrix of the Reynolds shear stress is presented (Fig. 3.14). Black cells are indicative of Reynolds shear stress related to quadrant 2 and quadrant 4 events. The results show the high temporal variability of events traditionally related to sediment transport. Events related to sediment transport occur frequently but do not last a long period of time. This would even be more the case if one considers only the high magnitude events.

The notion that bedload sediment transport is mainly related to quadrant 4 events has recently been challenged by Nelson *et al.* (1995). Although they have examined the specific context of bedload transport downstream of a backward facing step, they have shown that bedload sediment transport was mainly related to streamwise velocity fluctuations. They reported that more than 70 % of the bedload transport rate occurred when streamwise velocities were greater than the average velocity. Therefore, most bedload sediment transport was caused by quadrant 1 and 4 events which form the high-speed wedges. They also argued that events of longer duration would be more effective in the entrainment of sediments than several events of short duration. From that perspective, high-speed wedges could play a key role in bedload sediment transport dynamics. The fact that events from quadrant 1 and 4 tend to occur as large clusters over time and space is of great importance in this respect.

The dominant role of the streamwise velocity component and of high-speed wedges on sediment transport dynamics can be investigated using instantaneous velocity profiles made of average velocities over short periods of time. From these velocity profiles, bed shear stress can be estimated using the law of the wall. Figure 3.15 shows a time series of estimated bed shear stresses from instantaneous velocity profiles using a 1 second time window. This analysis reveals a close relationship between the passage of high-speed



**Figure 3.14** Time-space matrix of instantaneous Reynolds shear stress ( $-u'v'$ ) for a one-minute time series.



**Figure 3.15** Time series of bed shear stress fluctuations estimated from velocity profiles averaged over a one second sample.

regions and high bed shear stress values. Events with high transport capacity are not frequent but may last a relatively long time period as suggested by Nelson *et al.* (1995).

### 3.5 CONCLUSION

Large-scale structures in the form of high- and low-speed wedges are a dominant feature of turbulent flows over gravel river beds. Therefore, flows on irregular river beds appear to be well structured. This research has shown using a novel visual approach combined with more classical quantitative analyses that the wedges are generally inclined towards the downstream with a convex-downstream front and that they occupy the full depth of the water column. Although they vary greatly in shape and duration, wedges are inclined at an average angle of  $36^\circ$  and they are intermittent, typically lasting for two to three seconds. The presence of these structures may be very important in explaining the initiation of particle motion at the bed. Well developed high-speed wedges are clearly associated with large peaks in bed shear stress.

Despite the strong evidence leading to the conclusion that wedges are definitely present and well-developed in gravel-bed rivers, their origin, development and interactions are still not well understood. The dominant hypothesis for their formation required the presence of larger protruding clasts that induce eddy shedding and the ejection of low-speed fluid into the flow from the separation zone in the lee of the clast. Although this hypothesis may remain valid, this study has shown that wedges may develop in the absence of large protruding clasts. This suggests that wedges may result from several mechanisms, one of them being a tendency for the flow to self-organise itself. Wedges will also interact with larger features on the bed such as pebble clusters. Roy *et al.* (1999) have shown the interactions and enhancement of the high-speed wedges as they pass a pebble cluster. However, how are they first generated? There remain several important features of the wedges that need to be studied further.

## PARAGRAPHE DE LIAISON B

Le chapitre précédent a décrit une caractéristique structurale inhérente aux écoulements sur lit de graviers : des structures à grande échelle sous la forme de pulsation de vitesse rapide et lente. Dans les rivières graveleuses, les blocs et les amas de galets protubérants sont ubiquistes et ils créent des zones de séparation de l'écoulement d'où s'échappent des structures turbulentes. Ces structures d'échappement modifient la structure ambiante de l'écoulement par le biais d'échanges turbulents intenses. Ces obstacles contribuent ainsi à générer une autre caractéristique structurale qu'on ne peut omettre pour décrire l'organisation de l'écoulement à l'échelle d'une section de rivière. L'effet d'obstacles sur la structure de l'écoulement est bien documenté en laboratoire où les mesures peuvent être faites à des hauts niveaux de détails et où les écoulements ont des nombres de Reynolds plus faibles que ceux des écoulements en rivières. Peu d'études détaillées ont été réalisées en rivière naturelle. Cet article<sup>1</sup> vise à caractériser l'effet d'un amas de galets sur la structure turbulente d'un écoulement en rivière avec un niveau de détail similaire à celui rencontré dans les études en laboratoire. Près de 300 séries temporelles de vitesse de une minute sont obtenues en amont et en aval d'un amas de galets à partir du déploiement systématique de trois courantomètres électromagnétiques. Jamais une quantification aussi détaillée que celle présentée dans ce chapitre n'avait été réalisée en rivière naturelle. Le niveau de détails atteint permet une cartographie des paramètres de la turbulence dans l'espace entourant l'amas de galets. Les cartes font ressortir des régions comportant des signatures turbulentes que l'on peut interpréter en relation avec la dynamique de l'écoulement. Elles mènent à la présentation d'un modèle de l'effet d'un amas de galets sur la structure d'un écoulement turbulent en rivière. Dans le cadre de la thèse, cet article est crucial parce qu'il identifie et quantifie les principaux mécanismes associés aux échanges turbulents dans les rivières à lit de graviers, à savoir les structures d'échappement provenant de la zone de recirculation de l'écoulement et le rattachement vertical et latéral de l'écoulement donnant naissance à la zone de résurgence.

---

<sup>1</sup> Buffin-Bélanger, T. et Roy, A.G. (1998). Effects of a pebble cluster on the turbulent structure of a depth-limited flow in a gravel-bed river. *Geomorphology* 25: 249-267.

# CHAPITRE 4 : EFFECTS OF A PEBBLE CLUSTER ON THE TURBULENT STRUCTURE OF A DEPTH-LIMITED FLOW IN A GRAVEL-BED RIVER

## 4.1 INTRODUCTION

In gravel-bed rivers, bed surfaces are irregular because of the presence of morphological features occurring at different spatial scales: the grain scale (size and shape), the microtopographic scale, and the large-scale bed undulations (Robert, 1993). In a river section, pebble clusters are the most prevalent microtopographic features. Brayshaw (1984) has reported that pebble clusters can cover between 10 to 20% of the bed surface. Hassan and Reid (1990) have suggested that the spatial distribution of clusters is adjusted to induce a maximum resistance to the flow while Clifford *et al.* (1992a) have speculated that it responds to the complex field of turbulent flow that develops in the wake region of a pebble cluster. To examine these hypotheses, the effects of a pebble cluster on the flow structure need to be investigated and quantified.

Most work on the flow structure over rough boundaries has been restricted to well sorted beds composed of homogeneous particles over which a skimming flow developed (Grass, 1971; Grass *et al.*, 1991; Krogstad *et al.*, 1992). In this case, the most important mechanism of momentum exchange within the turbulent boundary layer presents strong similarities with the bursting process observed over smooth surfaces (Smith, 1996; Grass *et al.*, 1996). In poorly sorted gravel-bed rivers, the most important mechanism of momentum exchange is rather related to the wakes downstream from protruding elements and to the shedding of vortices from the lee of pebble clusters (Robert *et al.*, 1992, 1993; Kirkbride, 1993). Also, Kirkbride and Ferguson (1995) and Ferguson *et al.* (1996) have recently documented the presence of large-scale flow structures in gravel-bed rivers. These structures take the form of high- and low-speed wedges which develop in the outer layer of the flow. To understand flow structure in a gravel-bed river, the effects of pebble clusters on the flow must be examined.

A few flume experiments have investigated the effects of protuberant roughness elements on the flow dynamics (Brayshaw *et al.*, 1983; Paola *et al.*, 1986; Acarlar and Smith, 1987; Kawanisi *et al.*, 1993; Kirkbride, 1993; Shamloo *et al.*, 1995). Paola *et al.* (1986) have proposed a model based on measurements of bed shear stresses around an hemispherical protuberance over a flat bed. Their model centers on a vortex filament that wraps around the hemisphere and reattaches downstream to form a pair of counter-rotating vortices (Fig. 2 in Paola *et al.*, 1986). This model agrees well with previous visualisation of flow by Werner *et al.* (1980). Its applicability to natural gravel-bed rivers, however, seems limited. The model assumes that the depth of the flow is more than the height of the wake vortex, a condition which may not be prevalent in gravel-bed rivers, where flow is often shallow with respect to the height of the cluster. The relative height of the obstacle into the flow is crucial because it controls the vertical expansion and development of turbulent flow structures.

Acarlar and Smith (1987) have developed a more complex model of flow structures generated over an hemispherical protuberance but in the case of laminar flow. The model is supported by extensive flow visualisations and is based upon the interactions between two types of vortices: a standing vortex, which seems to be similar to the vortex filament previously identified by Paola *et al.* (1986), and a hairpin vortex which is associated with periodical flow structures shedding from the lee of the protruding hemisphere. They distinguished three regions in the wake of the hemisphere: the near-wake region, where the hairpin vortex forms, the growth-region, where the vortex develops fully, and the far-wake region, where interactions between the hairpin vortex and the ingoing flow become chaotic. Because flow was laminar and quantification of the flow structure in each region is lacking, it is particularly delicate to infer that Acarlar and Smith's model can be applied to a fully turbulent flow over a natural rough surface.

More recently, Kirkbride (1993, 1994) has visualised flow in a flume experiment where the natural aspect of a gravel-bed river was preserved. Flow visualisation revealed the presence of shedding motions from the lee of protruding particles. Kirkbride (1993, 1994) proposed mechanisms of vortex coalescence and sublayer/buffer layer interactions between the wake interference region and the turbulent flow field. These mechanisms could be linked to the presence of large-scale turbulent flow structures in gravel-bed rivers. He did

not present, however, sufficient quantitative measurements to clearly support this hypothesis.

These various models and mechanisms have not yet been properly tested in natural rivers. A few studies have investigated the turbulent flow structure in gravel-bed rivers. Clifford *et al.* (1992b) and Clifford and French (1993) showed that coherent eddies in the near-bed region of the flow in gravel-bed rivers could be scaled with respect to grain size. Their results are consistent with Kirkbride's (1993) observations on vortex shedding from protuberant clasts and on vortex coalescence. Robert *et al.* (1992, 1993, 1996) have quantified turbulence and flow structure at a smooth-to-rough transition in a gravel-bed river. The effects of protuberant pebbles on the flow structure are clearly revealed by an increase of turbulence intensity, momentum exchange, and shear stress downstream from the protuberant clasts. The low spatial density of their sampling grid (10 seven-point velocity profiles within a 10 m long section), however, did not allow the characterization of the individual effect of a cluster on the turbulent flow structure. Kirkbride and Ferguson (1995), Ferguson *et al.* (1996) and Roy *et al.* (1996b) have documented the presence of large-scale flow structures in several gravel-bed rivers. The origin of these large-scale flow structures is, however, not clear, neither are their interactions with morphological features present on the bed.

The objective of this paper is to present a detailed characterization of the effects of a pebble cluster on the turbulent flow field in a natural gravel-bed river. These effects will be assessed from velocity measurements taken at a high spatial and temporal resolution along a section covering the flow upstream and downstream from a pebble cluster. To our knowledge, this study is based on the highest spatial and temporal resolution of turbulent velocity measurements ever collected in a gravel-bed river. This approach is necessary if the complexity of the flow field and processes is to be understood. It allows us to delineate and to refine the various regions of the flow field upstream and downstream from the cluster and to compare these observations with existing models.

## 4.2 EXPERIMENTAL SET-UP AND DATA ANALYSIS

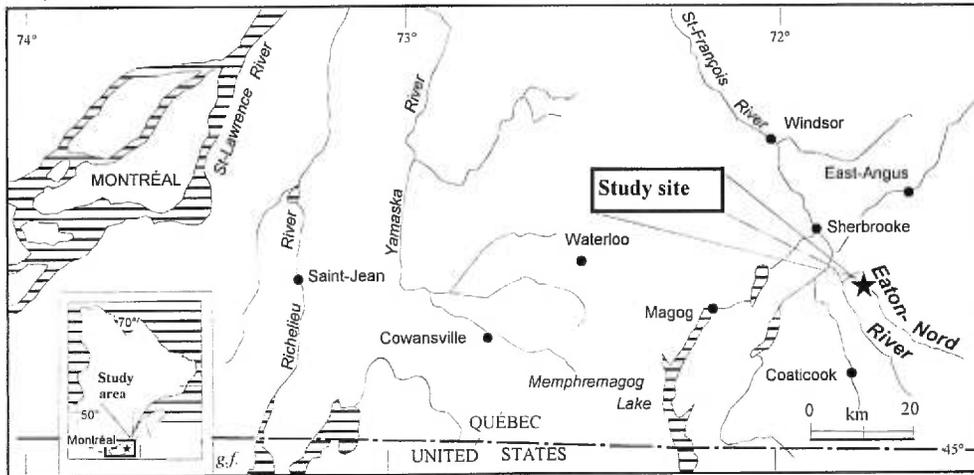
### 4.2.1 Field work

The study was conducted at low flow in a straight pool section of the Eaton-North River in the Eastern Townships, Québec, Canada (Fig. 4.1a). At the measuring section (Fig. 4.1b), the river was 10 m wide with an average depth of flow ranging between 0.35 and 0.40 m, a slope of 0.005 and a mean flow velocity around  $0.36 \text{ m s}^{-1}$ . The sediments of the river are poorly sorted. Distribution of the intermediate axis of the superficial particles has a  $D_{50}$  of 0.033 m, an interval  $D_{84}-D_{16}$  of 0.050 m, and a sorting coefficient of 2.9. Some large clasts (more than 0.20 m in diameter) dispersed onto the bed anchored several prominent pebble clusters. To conduct the experiment, a pebble cluster was selected close to the centre of the reach (Fig. 4.2a). The entire cluster was 0.20 m high, 0.30 m wide and 1 m long. The bed upstream from the selected cluster was armoured with well imbricated pebbles such that no clearly protruding particles interfered with the incoming flow.

Figure 4.2 presents the set-up used to measure velocities of the flow upstream and downstream from the pebble cluster. Near the cluster and parallel to the mean direction of flow, a 5 m long wooden beam was attached above the water surface to vertical metal rods anchored into the river bed. An horizontal movable arm, perpendicular to the beam, could be positioned at every 0.05 m. The movable arm held a wading rod that could slide up and down. The rod supported an array of three Marsh-McBirney bi-directional electromagnetic current meters (ECM) positioned 0.08 m apart. The diameter of the sensor head of the ECM is 0.013 m. Velocity could be measured as close as 0.03 m above the river bed. The sensors have a response time of 0.05 s. A lowpass R/C filter with a half power frequency of 3.18 Hz is applied to the output signals which are then stored in a Campbell 21X data logger. They are subsequently downloaded into a portable computer.

Figure 4.3 presents the sampling portion where thirty one velocity profiles, of 7 to 13 points, were sampled along the 5 m long beam during a single day. Six profiles were taken upstream from the cluster, seven in the proximal section from the cluster and eighteen in the distal downstream section. The sampling density corresponds to 225 points/m<sup>2</sup>. At each sampling point, longitudinal ( $U$ ) and vertical ( $V$ ) components of the velocity of flow were sampled at 20 Hz during at least 70 s. The sampling frequency was equal to the response frequency of the sensors which caused minimal aliasing because of the severe R/C filter

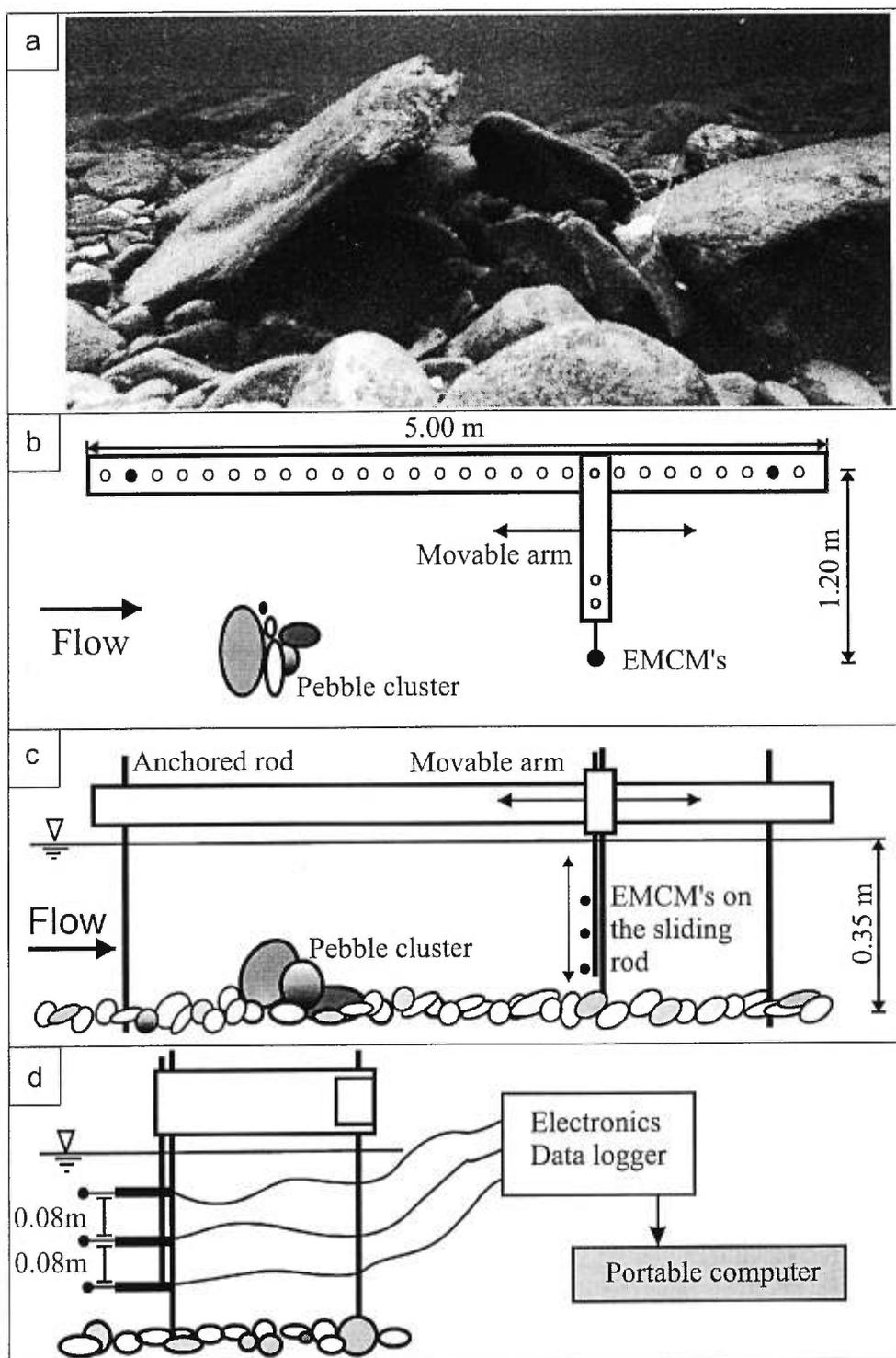
a)



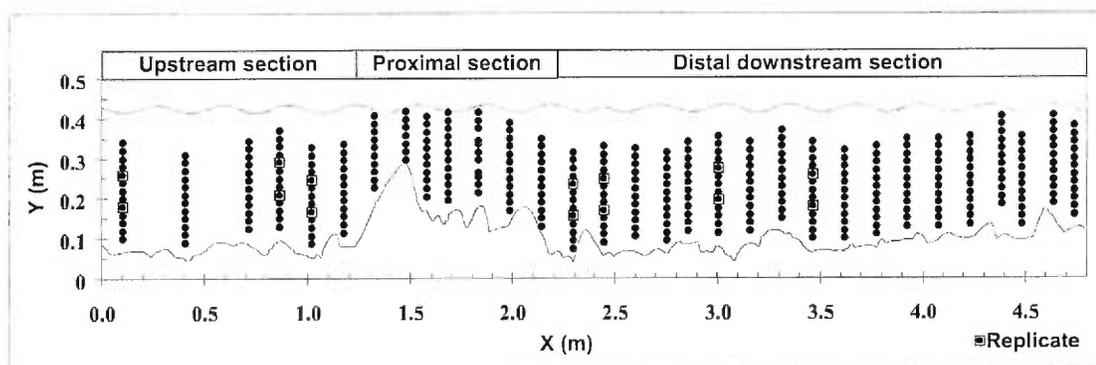
b)



**Figure 4.1** (a) Location of the Eaton-North River in the Eastern Townships, Québec, Canada. (b) Downstream view of the study reach of the Eaton-North river.



**Figure 4.2** (a) Underwater photograph of the selected pebble cluster, flow is from left to right. Deployment of the experimental support in the vicinity of the cluster: (b) plan view, (c) side view, (d) end view from downstream.



**Figure 4.3** Sampling grid of the 370 points where  $U$  and  $V$  velocity components have been sampled. Upstream, proximal and distal downstream sections are identified.

(Roy *et al.*, 1997). To check for the similarity of the velocity measurements taken from different ECMs, replicates were obtained by measuring on several occasions at the same position with different sensors. The absolute relative differences in percent were generally smaller than 3% for the mean velocity of flow and always smaller than 1% for the standard deviation values. This confirmed that data obtained from different sensors could be used together to characterize the whole section of flow. Water level, measured at regular intervals during the experiment, did not vary by more than 0.007 m during the 6.8 hours of the measuring period. Hydraulic conditions are, therefore, assumed to be constant and the flow is steady and uniform.

#### 4.2.2 Data analysis

Before processing the data, all velocity time series were visually scrutinised. Four percent of the 381 series presented spurious velocity signals and odd spikes associated most probably with the contact of leaves with the sensors or with a slight displacement of the wading rod during measurements. These discrete noises rarely lasted more than five successive time steps (0.25 s). Because we kept only 60 seconds of the signals for analysis, velocity signals could usually be truncated at one end or the other in order to eliminate the discrete noises. In order to identify more subtle noises (Lapointe *et al.*, 1996), ten percent of the velocity signals were chosen at random to be submitted to spectral analysis. Spectral density functions of those velocity signals did not present suspicious forms that could be associated with noises or aliasing effects. Finally, trends in velocity time series were systematically removed using conventional linear regression analysis. Following the guidelines proposed by Roy *et al.* (1996a), no rotation has been applied to correct the data for a non null mean vertical velocity. This is based on flow in the wake of the cluster being highly complex. Table 4.1 presents the fractional error of the Reynolds shear stress associated with local deviation of the streamline with respect to the mean streamline (see Roy *et al.* (1996a) for the equations). In this table, the fractional error is on average less than 10% for negative angles (towards the bed) and less than 20% for positive angles (towards the surface). The highest value for positive angles results from smaller correlation values between the longitudinal ( $U$ ) and vertical ( $V$ ) velocity components. Also, extreme values of the fractional error are mainly located downstream from the cluster where correlations between the two velocity components are close to zero.

**Table 4.1** Fractional errors in Reynolds shear stress estimates associated with a possible misalignment of ECMs with local streamlines.

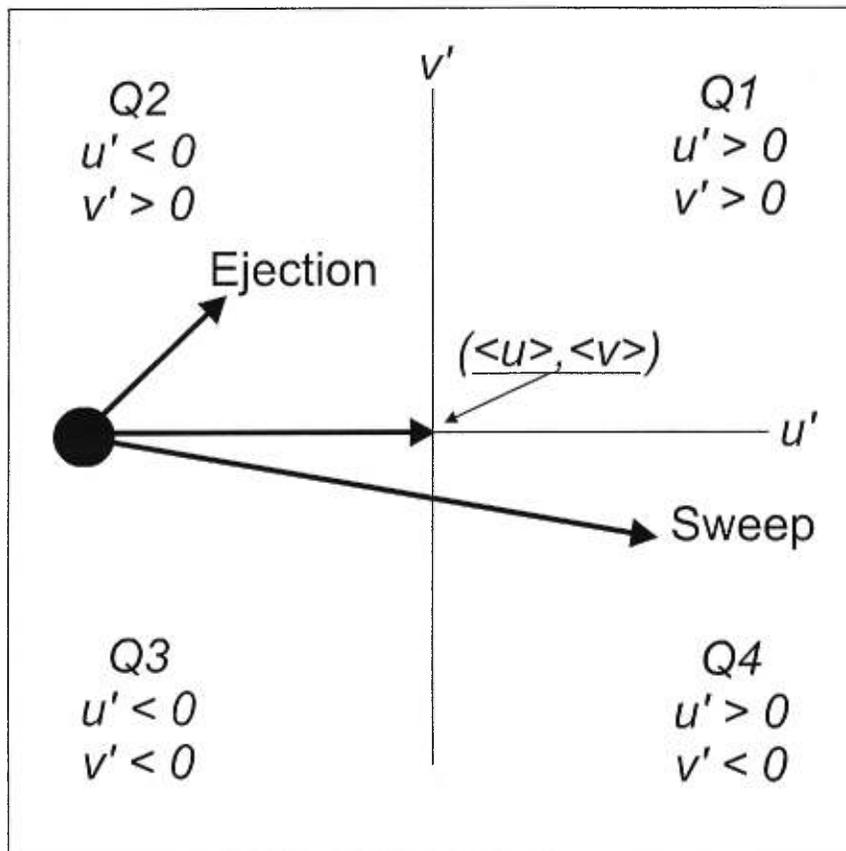
	Min	Max	Number of cases		Mean		Standard deviation	
			< 0	>= 0	< 0	>= 0	< 0	>= 0
$S_U / S_V$	0,80	2,76	0	381	<i>n.a.</i>	1,52	<i>n.a.</i>	0,38
$r_{UV}$	-0,62	0,20	355	26	-0,28	0,07	0,14	0,06
$\theta$ (deg.)	-86,70	39,91	232	149	-3,79	2,63	6,96	5,05
Fractional error	-2,47	3,02	166	215	-0,21	0,19	0,34	0,35
Fractional error / degre	-0,82	1,63	329	52	-0,09	0,19	0,10	0,37

Notes.  $\theta$  is the deviation angle of the mean flow vector from a streamline parallel to the bed and *n.a.* indicates cases where negative values are not possible.

The flow field is quantified using the first three moments of the velocity signals, average Reynolds shear stress, quadrant analysis, and autocorrelation functions. Quadrant analysis was preferred to other event detection techniques because of its proven reliability to document flow characteristics (Bennett and Best, 1995, 1996; Roy *et al.*, 1996b) and wide use in the literature (Clifford and French, 1993; Biron *et al.*, 1996). Also, it has been shown by Roy *et al.* (1996b) that most techniques yield similar results for velocity series measured with ECMs in flows over natural rough boundaries. Quadrant analysis is based on the joint distribution of the velocity fluctuations from the mean on both the longitudinal ( $u'$ ) and vertical ( $v'$ ) components (Lu and Willmarth, 1973). As shown on figure 4.4, four distinct quadrants can be defined:  $Q1$  ( $u' > 0$  and  $v' > 0$ ),  $Q2$  ( $u' < 0$  and  $v' > 0$ ),  $Q3$  ( $u' < 0$  and  $v' < 0$ ) and  $Q4$  ( $u' > 0$  and  $v' < 0$ ). In a turbulent boundary layer,  $Q2$  and  $Q4$ , respectively, have been associated with 'ejection' and 'sweep' events and  $Q1$  and  $Q3$  with 'outward' and 'inward' interactions (Lu and Willmarth, 1973; Best, 1993). Quadrant contributions to the entire velocity signal can be evaluated in terms of the percent of time spent in each quadrant. Time contribution of a quadrant is defined in percent by

$$T_{Q_i} = \frac{100}{N} \int_{j=1}^{j=N} t_{Q_i}(j) dt \quad \text{where} \quad \begin{cases} t_{Q_i}(j) = 1 \text{ when } u' \text{ and } v' \text{ are in } Q_i \\ t_{Q_i}(j) = 0 \text{ in other cases} \end{cases} \quad (4.1)$$

where  $i$  is the quadrant number and  $N$ , the total record length in time steps (here 1200). Quadrant events can also be characterized by frequency. A quadrant event is made of successive time steps detected within a unique quadrant. Thus, each time the signal enters



**Figure 4.4** The quadrants are defined by the joint distribution of the velocity fluctuations from the mean on both the longitudinal ( $u'$ ) and vertical ( $v'$ ) components.

and exits quadrant  $i$ , a  $Qi$ -event occurs. In this analysis, we did not discriminate single events from multiple detection of a singular event. Frequency of quadrant events is calculated by dividing the number of detected events in a quadrant by the total sampling time in second. Quadrant contributions and time scale of quadrant events can be evaluated for various threshold values. Threshold values are defined by the hole size ( $H$ ) :

$$H = \frac{|u' v'|}{S_U S_V} \quad (4.2)$$

where  $S_U$  and  $S_V$  are the standard deviations of the  $U$  and  $V$  velocity components, respectively. In order to characterize low and high-magnitude events, arbitrary threshold values of 0 and 2 are used. A threshold value of 0 means that all events within a quadrant are considered whereas a value of 2 implies that only high-magnitude events in terms of shear stress production are considered. The value of 2 has been used frequently in other quadrant analysis studies (Bennett and Best, 1995, 1996; Biron *et al.*, 1996) and it was chosen in order to facilitate comparison with previous studies.

Autocorrelation functions have been estimated for all velocity time series. The integral time scale ( $ITS$ ) is derived from the correlation coefficients of these functions and is defined as

$$ITS = \int_{t=0}^{t=T} r_{xx}(t) dt \quad (4.3)$$

where  $r_{xx}(t)$  is the autocorrelation coefficient between two velocity measurements for a time lag  $t$ ; and  $T$ , the time lag where  $r_{xx}(t)$  is no longer significantly different from zero. The value of  $ITS$  is related to the length of time for which the velocity signals present strong autocorrelation. This means that a high value of  $ITS$  indicates a strong temporal coherence of the flow passing the probe. Because the analysis is based on the entire length of velocity signal, the value of  $ITS$  gives an average temporal scale of the structured flow.

### 4.2.3 Spatial distribution

Given the density of the sampling grid, contour maps are constructed for all turbulence statistics using simple linear interpolation. Contour maps reveal the spatial variation of each variable in the vertical and streamwise plane of the measuring section. They show a frozen image of the mean flow structure upstream and downstream from the cluster. To highlight

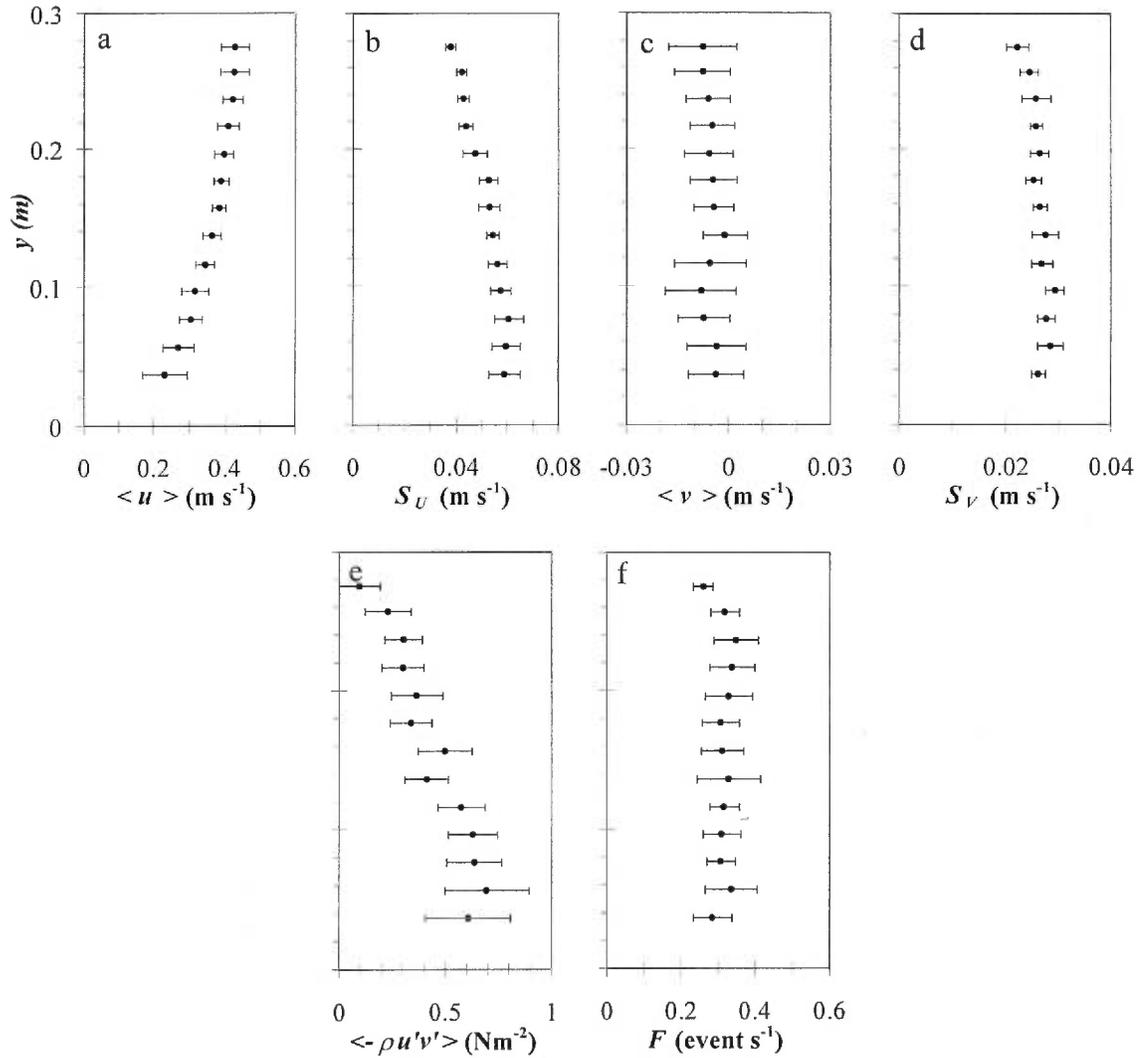
significant regions of the flow field, only five class intervals are used for the interpolation. Intervals are centred either on the ensemble mean of the variable or on a significant value (e.g. zero for the mean vertical velocity), and they are scaled on the standard deviation of the variable ( $\pm 0.5$  and  $\pm 1.5$  standard deviation distances were used to determine class boundaries). The description of turbulence statistics will focus on the upstream ( $X=0.0 - 1.4$  m), proximal downstream ( $X=1.4 - 2.2$  m) and distal downstream ( $X=2.2 - 4.8$  m) portions of the studied section (Fig. 4.3).

## 4.3 RESULTS

### 4.3.1 Turbulence characteristics of the flow upstream from the pebble cluster

A detailed description of the incoming flow is necessary in order to assess the adjustments of the flow field to the presence of the cluster. Average values obtained for the six velocity profiles of the upstream section are shown on figure 4.5. These profiles reveal that the flow upstream from the pebble cluster is typical of flows reported for rough natural boundaries (Robert *et al.* 1992; Kirkbride, 1994; Roy *et al.*, 1996b).  $\langle u \rangle$  increases as height above bed increases and  $\langle v \rangle$  is generally negative, except in the near bed region where some positive mean vertical velocity are present (Fig. 4.5a and c). As expected,  $S_U$ ,  $S_V$ , and Reynolds shear stress in the  $UV$  plane decrease slowly with distance from the bed (Fig. 4.5b, d and e). These gradients are consistent with a highest turbulence production in the near bed region and with a tendency towards a less anisotropic turbulence away from the bed (Robert *et al.*, 1992; Roy *et al.*, 1996b).

An important feature that has been documented in flows over rough natural surfaces is the presence of large-scale flow structures (Kirkbride and Ferguson, 1995; Ferguson *et al.*, 1996; Roy *et al.*, 1996b). These structures correspond to a sequence of high and low speed wedges. The time scale of flow estimated from ejection frequency measurements may indicate the presence of such large-scale structures if frequency is low and independent of position above the bed (Roy *et al.*, 1996b). Figure 4.5f presents the distribution of ejection frequencies obtained from quadrant analysis with a threshold  $H = 1.2$ . Using the same threshold, Roy *et al.* (1996b) reported an overall mean ejection frequency of 0.33 event/s in a similar environment. This is in excellent agreement with the overall mean ejection frequency obtained for the present quadrant analysis  $\langle F \rangle = 0.32$  event/s. Also, the vertical



**Figure 4.5** Mean turbulence statistics for the six profiles of the upstream section. Points represent the overall mean and bars are the standard errors of a variable for measurements made at a similar height above the bed: (a) mean streamwise velocity; (b) standard deviation for the streamwise component; (c) mean vertical velocity; (d) standard deviations for the vertical component; (e) mean Reynolds shear stress; (f) ejection frequency from quadrant analysis for  $H=1.2$ .

distribution of ejection frequency does not show any definite trend. Time scale of flow structure seems to be similar over the entire flow depth, a result that is consistent with the presence of large-scale flow structures.

#### 4.3.2 Effects of a pebble cluster on the turbulent flow structure

Figure 4.6 shows the spatial distribution of  $UV$  velocity vectors. Upstream from the cluster, the streamwise velocities increase with distance above the bed and the vertical velocities present mainly downward motion. On top of the cluster, the flow is accelerated as water depth is reduced, along with a significant upward motion. In the proximal downstream section where flow expands, the streamwise velocities are highly reduced and flow is recirculating in the lee of the cluster where a small flow separation zone is present. For the distal downstream section, low streamwise velocities are associated with a large zone of upward motion ( $X = 2.5-3.0$  m) revealing a region of upwelling flow. At the end of the distal downstream section, the streamwise velocities are similar to the upstream section, although maximum velocity is not as high. The flow pattern observed at  $X=4.0-4.5$  m reveals that the vertical component of velocity recovers less rapidly from the presence of the cluster than does the downstream component of velocity.

The spatial distribution of standard deviation values for both components of velocity ( $S_U$  and  $S_V$ ) is shown in figure 4.7. Upstream from the cluster,  $S_U$  tends to decrease with distance from the bed. The maximum value of 0.07 m/s in the near-bed region corresponds to a  $S_U/\langle u \rangle$  ratio of 40%.  $S_V$  is nearly constant over the entire depth of flow. On top of the cluster, the zone of strong fluid acceleration is characterized by the lowest  $S_U$  values of the sampling section. In the proximal downstream section, a large band of strong fluctuations of velocity develops for both components of velocity. In comparison with the upstream section,  $S_U$  is on average increased by 50% and  $S_V$  by almost 100%. For both components of velocity, this zone of intense turbulence activity is attached to the prominent clast of the cluster and it extends up to the water surface. For the  $V$  component, however, the region of high turbulence activity extends further in the downstream direction. It coincides with the zone of strong upward motion shown on figure 4.6. At the distal downstream section,  $S_U$  values are similar to those observed in the upstream section and a clear negative vertical gradient reappears. Values of  $S_V$  remain generally higher in the distal downstream section

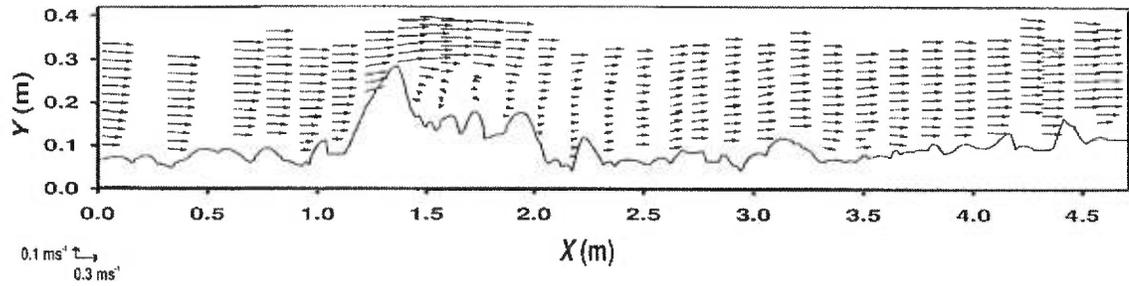


Figure 4.6 Vector map of combined  $U$  and  $V$  mean velocity.

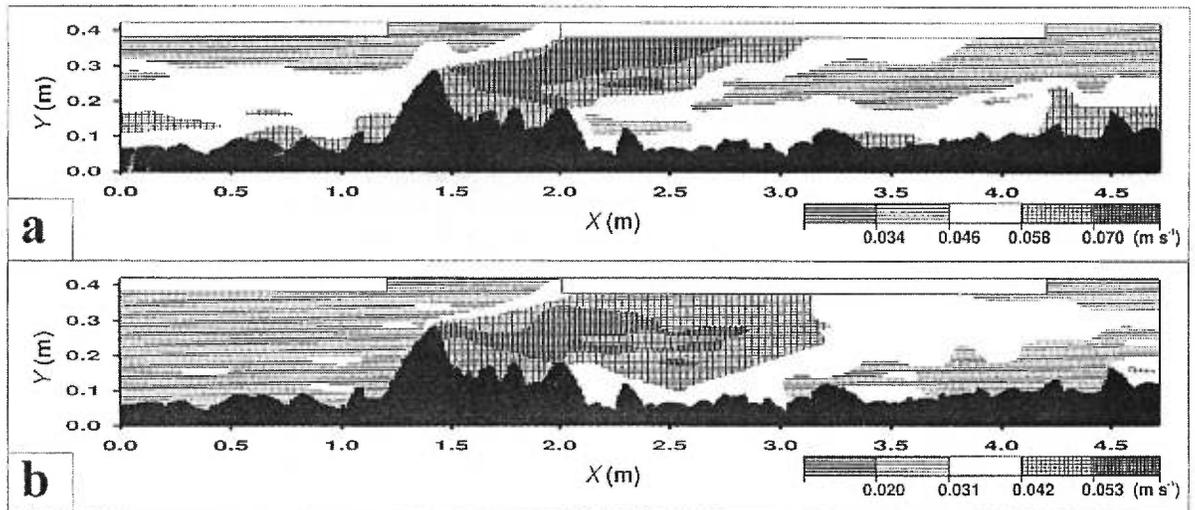
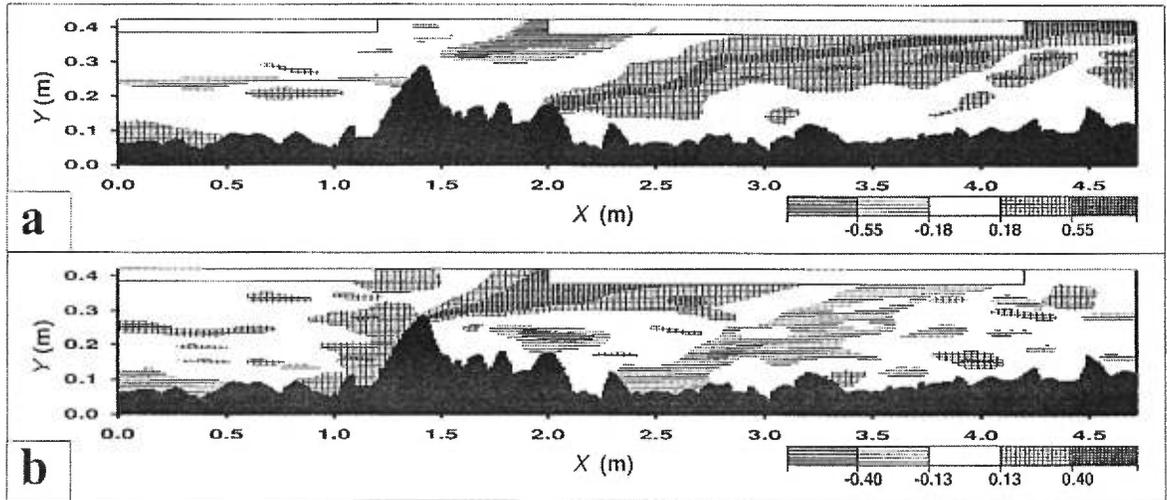


Figure 4.7 Contour maps of standard deviation values for: (a)  $U$  component and (b)  $V$  component. White rectangles near the water surface are areas where data were not collected.

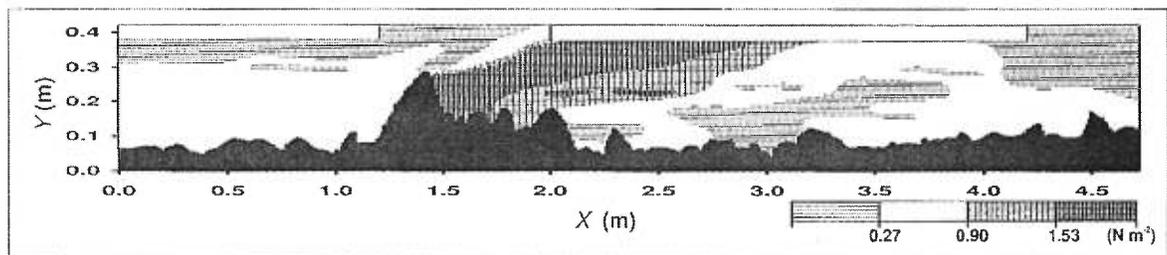
up to  $X=4.0$  m than values observed in the upstream section.  $S_U$  recovers more quickly from the effects of the pebble cluster than does  $S_V$ .

The spatial distribution of skewness coefficients for both components of velocity is displayed in figure 4.8 ( $Sk_U$  and  $Sk_V$ ). Skewness measures the asymmetry of the velocity distributions and it reveals the presence of high-magnitude events within a velocity signal. For instance, a positive skewness value is caused by intermittent but not frequent events of accelerated fluid with respect to the ambient flow. For the  $V$  component, interpretation is a function of events having strong upward (positive skewness) or downward (negative skewness) motion. This interpretation requires that  $\langle v \rangle$  is near  $0 \text{ ms}^{-1}$ . From the map of velocity vectors (Fig. 4.6),  $\langle v \rangle$  can be considered being close to zero almost everywhere except in the distal downstream portion from the cluster where interpretation should be done carefully. In the near-bed region upstream from the cluster, the combined positive  $Sk_U$  and negative  $Sk_V$  values reflect the presence of intermittent high-speed fluid motions sweeping towards the bed. Downstream from the cluster, two regions clearly related to the presence of the cluster are present. The first region is attached to the top of the prominent pebble and extends downstream at an oblique angle until it reaches the water surface. This region is characterized by strong negative  $Sk_U$  and strong positive  $Sk_V$ . This pattern is characteristic of a portion of fluid being intermittently ejected from the lee of the cluster in the incoming flow, thus indicating the presence of shedding motions. Further downstream ( $X=2.0$  m), the second region is made of two parallel bands composed either of positive  $Sk_U$  or of negative  $Sk_V$  extending from the bed to the water surface ( $X=4.0$  m) at an angle similar to the first region. Positive  $Sk_U$  values reveal the presence of strong high speed fluid events whereas flow motion is depicted by a negative skewness of the vertical component of velocity. Although these two bands do not superimpose exactly, they suggest a flow pattern where the infrequent passage of strong high-speed downward motions occur within a fluid slowly moving upward (see Fig. 4.6).

Figure 4.9 shows contour maps of the mean Reynolds shear stresses ( $\langle -\rho u'v' \rangle$ ). Because correlation values are inversely related to values for Reynolds shear stress, they are not presented here. In the upstream section, the vertical negative gradient from the bed to the water surface observed in Reynolds shear stress (see Fig. 4.5) is not as clear on the contour map. This results from the influence of extreme values for shear stress found in the downstream section on the limits of the class intervals. The effect of the cluster on



**Figure 4.8** Contour maps of skewness coefficients for: (a)  $U$  component and (b)  $V$  component.

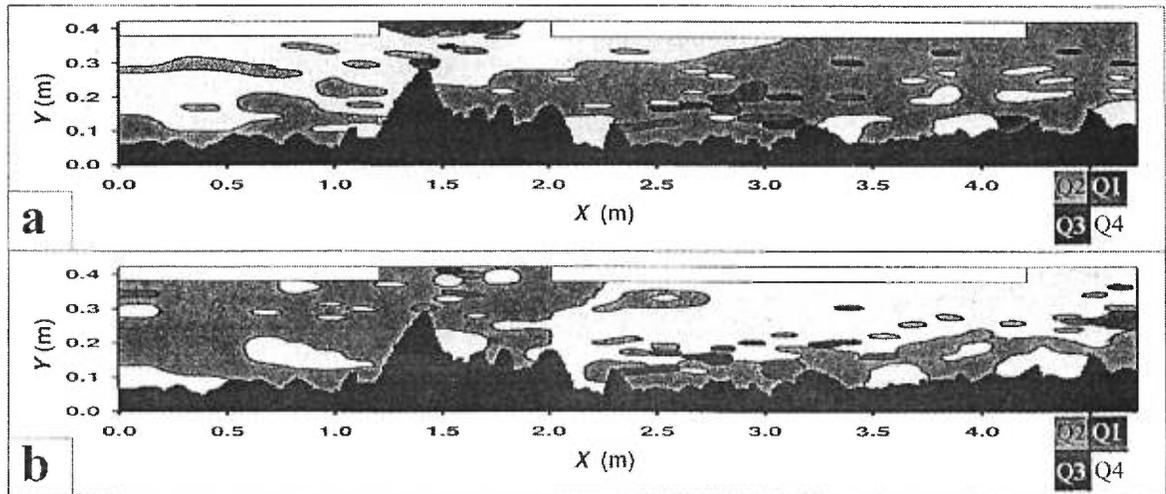


**Figure 4.9** Contour map of mean Reynolds shear stress.

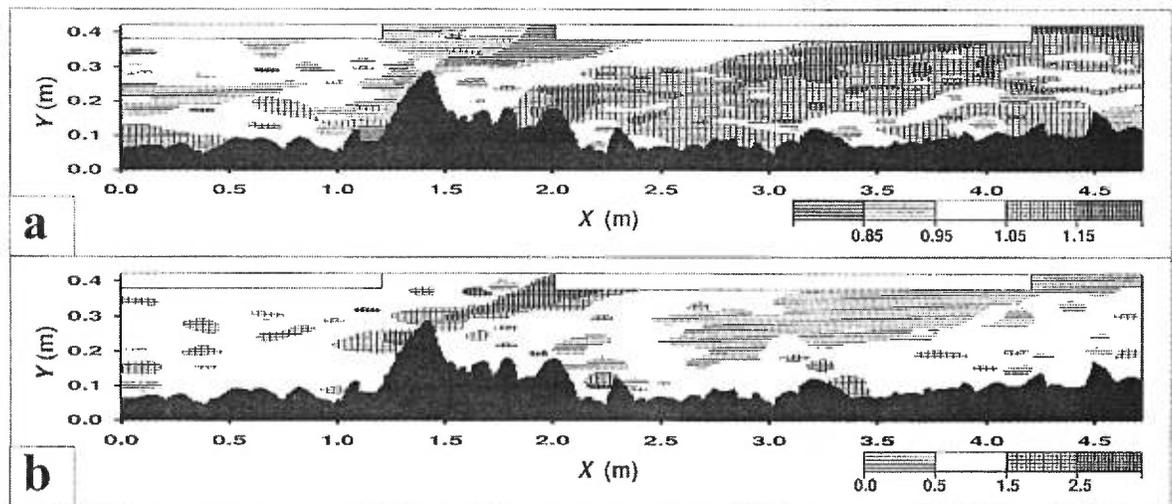
Reynolds shear stress is marked by a large band of high positive values (2 to 3 times those of the upstream section) that expands from the lee of the cluster up to the water surface ( $X=2.5$  m). These high positive values for shear stress indicate the presence of stronger and perhaps more frequent  $Q2$ - and  $Q4$ -events than those of the upstream section. This band is associated with regions of intense turbulence (see Fig. 4.7). In the distal downstream section ( $X=2.8$  m), a zone of small positive values for Reynolds shear stress occurs. The presence of this zone is coherent with velocity vectors of mean flow where upwelling flow is observed (see Fig. 4.6).

The results of quadrant analysis are presented in figure 4.10 to 4.12. These results show that  $Q2$ - and  $Q4$ -events dominate time contributions in nearly the entire flow field. In the upstream section,  $Q2$ -events dominate the time contribution in the near-bed region and  $Q4$ -events dominate the outer region for  $H=0$  (Fig. 4.10a). For high-magnitude events ( $H=2$ ), quadrant dominances are inverted. In general,  $Q4$ -events are located in the near-bed region whereas  $Q2$ -events are in the outer portion of the flow (Fig. 4.10b). This pattern is consistent with the spatial distribution of skewness (Fig. 4.8) because infrequent high-magnitude events are related to the asymmetry of velocity distributions. This distinction between a near-bed and an outer layer is also consistent with previous work in gravel-bed river flows (Robert *et al.*, 1996; Roy *et al.*, 1996b) and in flows over rough surfaces in flume experiment (Krogstad *et al.*, 1992) where high-magnitude  $Q4$ -events dominate the near-bed region whereas high-magnitude  $Q2$ -events dominate the outer portion of the flow. In the downstream section, the effect of the cluster is particularly well defined. In the proximal section, the upstream dominance of  $Q4$ -events for  $H=0$  remains on the top of the highest pebble and expands with an oblique angle to the water surface in the downstream section ( $X = 3.0$  m). A band of dominating  $Q2$ -events develops in the lee of the highest pebble and extends with an oblique angle up to the surface to cover the entire depth of flow far into the distal downstream section. For  $H=2$ , similar patterns emerge but  $Q2$ -events now dominate the proximal zone whereas  $Q4$ -events dominate the band developed in the lee of the cluster. The near-bed region of the distal section, however, is dominated by  $Q2$ -events.

Although these patterns seem clear, an erroneous interpretation because of a slight dominance from specific events is possible. To avoid such misleading interpretations, the spatial patterns of the ratio of time spent in quadrant 2 over the time spent in quadrant 4 ( $T_{Q2}/T_{Q4}$ ) is displayed in figure 4.11. This ratio is useful to identify two regions where



**Figure 4.10** Contour maps of quadrant dominance in term of time contribution for: (a)  $H=0$  and (b)  $H=2$ .



**Figure 4.11** Contour maps of the ratio of time contribution from quadrants 2 and 4 ( $T_{Q2}/T_{Q4}$ ) for: (a)  $H=0$  and (b)  $H=2$ .

quadrant dominances are highly significant. The first region expands from the top of the cluster to the water surface ( $X=2.0$  m). This region presents a significant  $Q4$ -event time dominance for  $H=0$  (Fig. 4.11a) and a clear  $Q2$ -event time dominance for  $H=2$  (Fig. 4.11b). This suggests the presence of high-magnitude events ejecting within a dominant field of flow that moves towards the bed immediately downstream from the cluster. In the distal downstream section, the second region is characterized by a dominance of  $Q2$ -events in the time contribution for  $H=0$  and of  $Q4$ -events for  $H=2$  (Fig. 4.10 and 4.11). This is caused by the presence of high-magnitude sweeping events within a slower upwelling field of flow.

Another significant feature seen on figure 4.10 is the presence of a zone with a highly variable quadrant dominance. This zone is located downstream from the cluster between  $X=2.5$  and  $3.0$  m in the near-bed region and it extends obliquely within the flow field. For both  $H=0$  and  $H=2$ ,  $Q1$ - and  $Q3$ -events dominate locally. This is consistent with previous observations of negative values for Reynolds shear stress and, thus, highlights the complexity of the response of flow for the time and space domains in this zone.

Figure 4.12 shows the frequency of high-magnitude  $Q2$ - and  $Q4$ -events. These maps are complementary to the time contribution analysis because they inform on the characteristics of individual events defined by the quadrants. Upstream from the cluster, no clear pattern emerges. The frequency of  $Q2$ - and  $Q4$ -events are approximately equal to  $0.15$  event/s, for a threshold value  $H=2$ . In the proximal section, where high-magnitude  $Q2$ -events dominate (Fig. 4.11b),  $Q2$ -event frequency is higher and  $Q4$ -event frequency is lower than the values upstream. In this section, dominance of high-magnitude  $Q2$ -events could, thus, be related to a larger number of events rather than to events of longer duration. In the distal downstream section, the high-magnitude  $Q4$ -event dominance is associated with a band of low  $Q2$ -event frequency but is not closely related to a high  $Q4$ -event frequency. Thus, contrary to what was observed in the previous region, dominance of high-magnitude  $Q4$ -events may be related with longer duration events rather than a larger number of events.

The spatial distribution of the integral time scales ( $ITS$ ) for both components shows that generally  $ITS_U$  values are two to four times higher than  $ITS_V$  values (Fig. 4.13). Upstream from the cluster, no clear vertical gradient is observed in the spatial distribution of  $ITS_U$  whereas that of  $ITS_V$  reveals a slight decreasing tendency from the bed to the surface. In this section, the ratio of  $ITS_V$  on  $ITS_U$  is on average  $0.23$ .  $ITS_V$  is thus more than four times

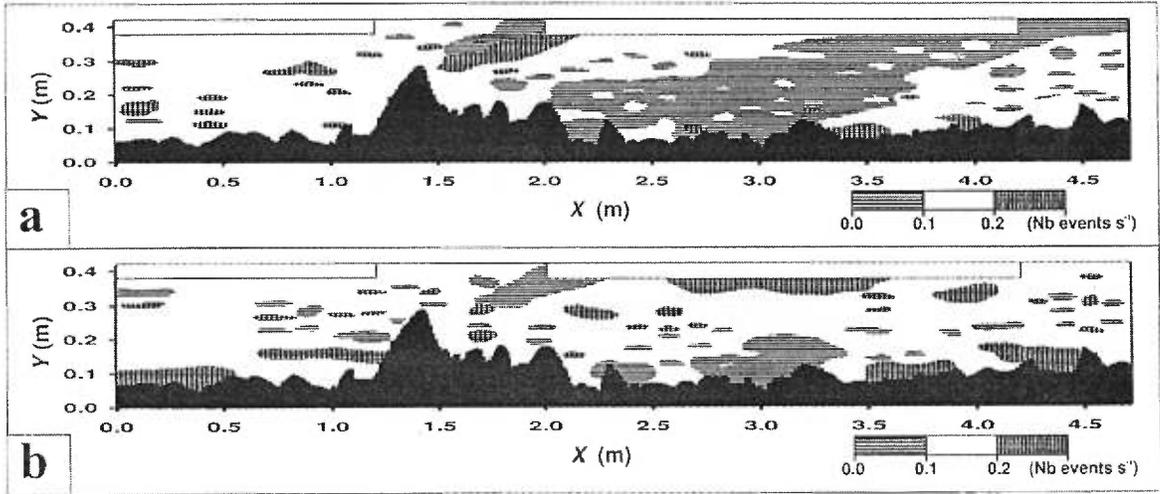


Figure 4.12 Contour maps of event frequency for  $H=2$ : (a)  $Q2$ -events and (b)  $Q4$ -events.

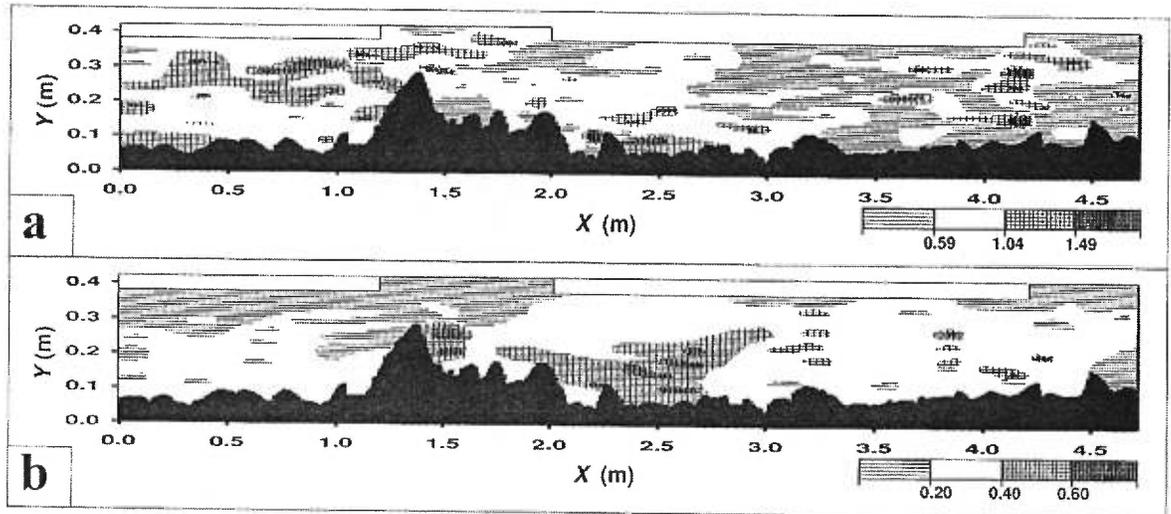


Figure 4.13 Contour maps of integral time scale for: (a)  $U$  component and (b)  $V$  component.

smaller than  $ITS_U$ . In the downstream sections,  $ITS_U$  decreases whereas  $ITS_V$  increases over the entire depth of flow. In the proximal section, the ratio  $ITS_V/ITS_U$  is on average 0.43 whereas in the distal section this average increases to 0.54. In both sections, values as high as 1.80 are reached. These higher ratios suggest the presence of stronger coherent vertical motions associated with the presence of the cluster that could be associated with shedding and upwelling motions of flow. In the far downstream section,  $\langle u \rangle$  and  $S_U$  have almost gained upstream values (see Fig. 4.6 and 4.7) whereas  $ITS_U$  does not. The integral time scale, thus, seems a more sensitive variable to the effect of the cluster than are the mean and standard deviation of velocity distributions.

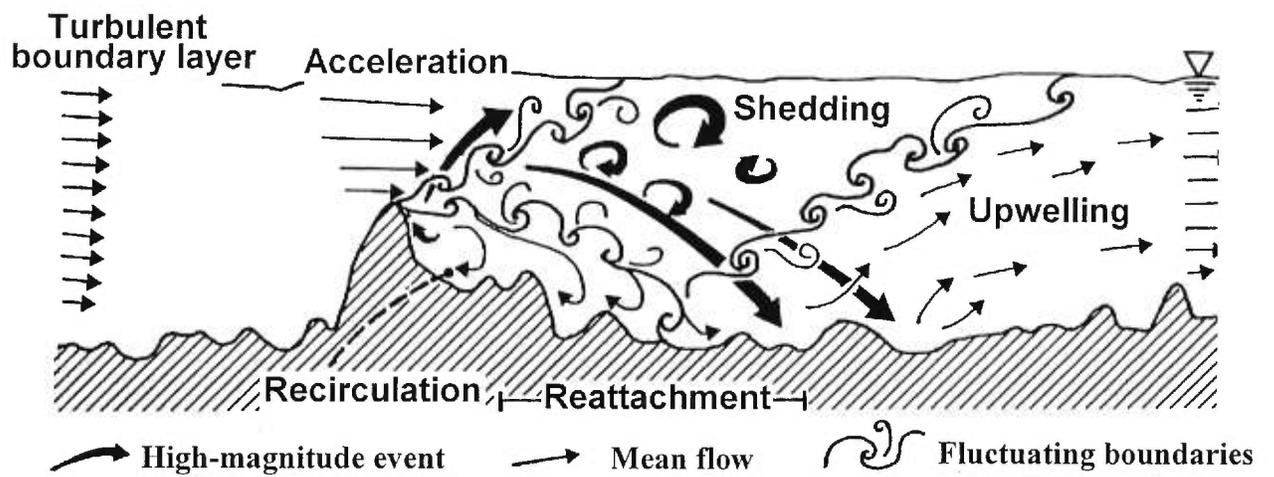
## 4.4 DISCUSSION

### 4.4.1 Flow regions describing the effects of the pebble cluster on the field of flow

The spatial distribution for each turbulence statistic has shown clear yet complex flow patterns associated with the presence of the cluster. The detailed spatial sampling scheme has allowed us to delineate precisely the characteristic regions of the field of flow and relationships with the protuberant clasts. This has never been done in a natural environment. In this section, we will combine the information obtained for individual variables in order to obtain a synthetic image of the effect of the cluster. By superimposing the maps presented in figure 4.6 to 4.13, six distinct regions of flow emerge (Fig. 4.14).

A first zone is associated with the acceleration of the fluid at the top of the highest pebble in the cluster. This zone does not present a high turbulent activity neither is it clearly dominated by specific quadrant events. From our measurements, we could not detect the standing vortex visualised by Werner *et al.* (1980) and Acarlar and Smith (1987) that develops in the stoss side of an hemispherical obstacle.

A region of weak recirculation of flow is caused by the separation of flow immediately downstream from the obstacle. Recirculating eddies generate strong intensity of turbulence, high Reynolds shear stresses and high-magnitude quadrant events. The presence of an accumulation in the lee-side of the highest pebble diminishes the extent of the separation zone and may also reduce its effects on the flow structure. Given the strong upward events in the region immediately above the separation zone, it is speculated that recirculating eddies or part of them are occasionally shed into the field of flow.



**Figure 4.14** Flow regions associated with the presence of a pebble cluster in a gravel-bed river.

A zone of eddy shedding is characterized by a band of intense turbulence activity (high values for standard deviation and Reynolds shear stress). The distribution of quadrant dominance shows that this intense activity is associated with both  $Q2$ - and  $Q4$ -events. Immediately downstream from the cluster the flow is changing from a strong downward motion with intermittent upward events, to an upward flow motion with intermittent downward events. These flow dynamics are highlighted by the presence of high-magnitude intermittent slow and upward events ( $Q2$ ) within a field of flow dominated by the presence of frequent low magnitude fast and downward events ( $Q4$ ) as indicated by skewness values and  $T_{Q2}/T_{Q4}$  ratios. These characteristics are strong evidence for shedding motions.

The location of the reattachment point exhibits spatial and temporal variability. Using spectral analysis of time series sampled in the region of recirculating flow downstream from a cylinder, Rubin and McDonald (1995) also showed the spatial and temporal variability of this region. In the present study, the variability is depicted by complex flow patterns where events of different signatures alternatively dominate the field of flow and where  $Q1$ - and  $Q3$ -events occasionally dominate the velocity signals. Biron *et al.* (1996) have observed such a dominance of  $Q1$ - and  $Q3$ -events within the shear layer observed at the confluences of open channel between merging flows. They reported such events for the case where a bed discordance generates a strong distortion of the shear layer. The presence of a shear layer in the zone of reattachment is possible. Intense shearing is indicated by high turbulence intensity. The reattachment zone may also be affected by the lateral convergence of the flow coming around the cluster. Although we did not document this motion, it may play an important role in enhancing turbulence near the bed. Investigation of the lateral component of velocity is necessary in order to validate this speculation.

The zone of flow upwelling is characterized by a mean upward motion of flow with intermittent downward events ( $Q4$ ). This motion is clearly shown by the mean vectors of flow orientated towards the surface. *ITS* values show a stronger vertical coherence of the flow structure than is observed in the upstream section. The flow structure in this region differs from that of the shedding region as shown by mean vectors of flow and Reynolds shear stresses. This highlights the presence of different processes of flow that gives rise to the two regions.

At the downstream end of the section, flow has partially recovered and turbulence statistics are similar to the upstream values. It is particularly interesting to note that some parameters recover more quickly from the presence of the cluster than others. Average velocities, for example, are less sensitive than are quadrant and integral time scale statistics. The effects of a pebble cluster on the turbulent structure of flow are felt for a distance between 9 to 15 times the height of the prominent pebble.

#### **4.4.2 Processes related to vortex shedding and flow upwelling**

This study has identified two distinct processes linked to the presence of a pebble cluster: intense shedding and upwelling. Kirkbride (1993) suggested several mechanisms to explain the presence of shedding motions. He proposed that shedding can be generated either by the internal growth of the recirculating eddy or by the influence of an external motion within the ambient flow, such as the passage of high- and low-speed wedges on top of the cluster. In both cases, recirculating eddies are ejected in the flow where they shear and dissipate in an upward direction. Because they conserve positive vertical motion, they may produce boils at the water surface. Rubin and McDonald (1995) hypothesized the presence of similar processes downstream from a cylinder to explain the nonperiodic eddy pulsations. An hypothesis on the process of eddy shedding in gravel-bed rivers can only be validated using flow visualisation or concomitant measurements in the accelerating and shedding regions. Our observations clearly indicate the presence of shedding motion, but do not explain the mechanism. The identification of large-scale flow structures and the quantification of the time scales of events using quadrant analysis, however, provide speculative evidence on the links between shedding of recirculating eddies and the presence of large-scale structures of flow. From figure 4.12, shedding motion has a frequency twice as high as that of events associated with large-scale flow structures in the upstream section. This would imply that on average, two shedding eddies are generated during the passage of a single large-scale flow structure. Finer analysis is, however, required to develop such an hypothesis.

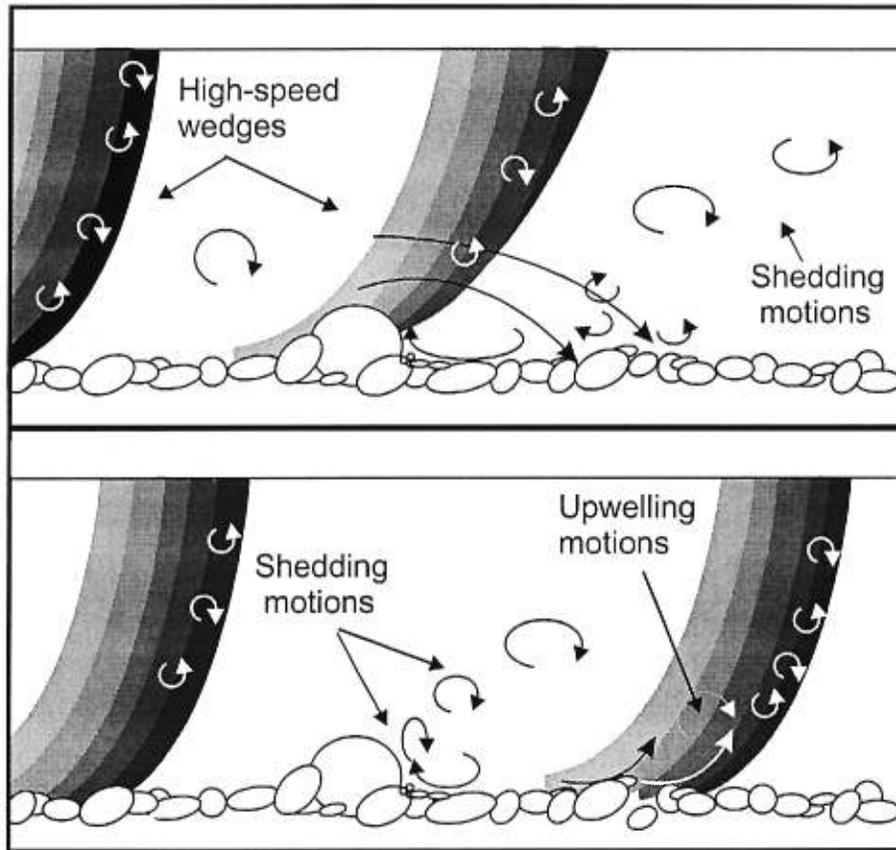
Upwelling motion has to be differentiated from shedding motions. Fluid upwelling corresponds to the strong positive region of vertical velocity. The vertical motion is also revealed by high values of integral time scales in the vertical component. The coherence of the motion of vertical velocity and the dominant upward motion emerging from the

reattaching region of flow can be related to different processes. A first process is associated with a high-speed fluid wedge sweeping down from the top of the obstacle towards the bed. The sweeping motion when impacting the bed near the reattachment zone generates a significant upward motion. To illustrate this process, figure 4.15 schematizes the interactions that take place between the shedding motion and the passage of a large-scale flow structure. A second process would rely on the presence of significant lateral reattaching flow. The complex shear layer generated downstream from the cluster may give rise to upwelling motions that develop and extend up to the surface.

An important point concerning shedding and upwelling regions relates to the fluctuating location of the boundaries. The bands of strong values of skewness locate the spatial fluctuations of the boundary between zones having different characteristics of flow. According to the definition of values of skewness previously presented, these bands identify regions where infrequent but strong events occur in a field of flow dominated by frequent events of opposing motions. These fluctuating boundaries may be related to the effects of the passage of intermittent large-scale flow structures on the recirculating zone. When a high-speed wedge of fluid passes on top of a protuberant cluster, the recirculating region extends downstream whereas if the associate low-speed wedge passes the cluster, the recirculating region shortens and it expands towards the surface. The sequence of wedges introduces a variability in size, velocity and angle of expansion of shedding and reattachment motions. The spatial delineation of shedding and upwelling region of flow, thus, will fluctuate in time as large-scale flow structures of different signatures pass the cluster.

#### **4.4.3 Comparison with various models of the structure of flow around obstacles**

In Acarlar and Smith's model (1987, their Figs. 7 and 8), shedding motion plays a major role. Although the shedding motion reported in the present study has a different spatial configuration and growth than visualised by Acarlar and Smith, parcels of fluid from the zone of flow separation clearly shed into the ambient field of flow and are one of the major effects of the cluster. Because of the low Reynolds number for which they conducted their experiment, Acarlar and Smith did not describe a complex reattachment point and the standing vortex does not seem to reattach. In a gravel-bed river, where flow is highly turbulent, where pulses of high- and low-speed wedges occur and where clusters vary in



**Figure 4.15** Illustration of the shedding motion and large-scale flow structure interactions: (a) the passage of a high-speed wedge expands the size of the recirculating region; (b) the low-speed wedge gives rise to a vertical expansion of the recirculating region and to subsequent shedding motion while the high-speed wedge impacts the bed where reattachment occurs and upwelling flow is generated.

size and shape, the reattachment zone is likely to be a highly complex environment. Our results, in general and particularly quadrant analysis, show this complex response especially where upwelling flow occurs. It is also a region that acts as a crucial source of high-magnitude  $Q4$ -events that propagate downstream from the cluster.

Some characteristics of the model presented by Paola *et al.* (1986) are also of interest. Downstream from the cluster, they present a region where lateral flow is reattaching and where significant vertical motion occurs. This is in agreement with the quantitative evidence of the reattaching and regions of upwelling flow observed here. This may support the speculation that an important lateral component of velocity generates strong upwelling.

The regions delineated in this study can finally be related to the model of Bennett and Best (1996, Fig. 15.6c) for the structure of turbulent flow over a fixed dune. Their model results from a very dense sampling grid which allowed a detailed quantification of the field of turbulent flow over dunes. A first similarity between their model and the results from this study concerns the identification of a shedding region. Bennett and Best (1996) observed the active role of a shear layer at the edge of the separation zone. Strong  $Q2$ -events are associated with this shear layer and this corresponds to the zone that we identify as the fluctuating boundary of the shedding region. A second similarity is the presence of an upwelling region where high-magnitude sweeping events are interspersed into a field of upwelling flow and form a second shear layer zone. This region is generated at the reattachment near the bed. Assuming that the flow over a dune is mainly two-dimensional, the upwelling flow is probably associated with the sweeping flow impacting the bed near the reattachment point. In a gravel-bed environment, this mechanism may occur in conjunction with the three-dimensional flow around protuberant pebbles which give rise to an upwelling flow as proposed by Paola *et al.* (1986). Bennett and Best's model does not clearly present, however, the spatio-temporal variability of these two shear layer zones, neither do they characterize the structural gap that is found between them. They identified the two shear layers without characterizing the zones that are mixing. In this sense, this quantification of flow yields a more complete characterization of the structure of turbulent flow downstream from a prominent bed form, such as dunes and pebble clusters. This stresses the high precision of the quantification presented herein. The visualisation of flow and concomitant three-dimensional measurements of flow would, however, be necessary to

better distinguish the role played by the various mechanisms that could generate the shedding motions and the upwelling flow.

#### 4.4.4 Implications of the detailed quantification on fluvial studies

Results presented in this paper have implications on several aspects of the dynamics of gravel-bed rivers but highlights also the complex task of understanding turbulent environments such as flow separation around an obstacle. For sections of gravel-bed rivers, identifying shedding and upwelling regions of flow improves our understanding of the general structure of the flow. It should be considered that these processes may enhance or initiate the presence of large-scale flow structures such as the wedges documented by Kirkbride and Ferguson (1995) and Ferguson *et al.* (1996). Kirkbride (1993) and Kirkbride and Ferguson (1995) have linked the growth of large scale structures to the shedding and coalescence of vortices behind larger clasts. Thus, the general structure of the flow can eventually be linked to the spatial distribution of microbedforms on the bed (Clifford *et al.*, 1992a).

At a smaller scale, the identification of flow processes around a pebble cluster helps understanding the complex relationships between the structure of flow and sediment transport in a natural environment. The intermittent high-magnitude events will play an important role in the dynamics of sediment transport. Previous studies, such as those by Drake *et al.* (1988), Hassan and Reid (1990) and Kirkbride (1993), have indeed shown that bedload sediment transport occurs when a high velocity sweeping fluid impacts the bed. From our results, a large region downstream from the cluster is impacted by infrequent but very strong sweeping motions. This region would experience a higher sediment mobility. In other research area, the lee side of pebble clusters represents a microenvironment used by fish species and benthic organisms to rest and to take shelter. The variability of the physical microenvironment is, however, often neglected (Davis and Barmuta, 1989; Shamloo *et al.*, 1995). The present study describes the complex and dynamic response of the microenvironment at a level that may be relevant in the investigation of physical habitats.

Finally, in terms of flow separation around obstacles, the conceptual model, as discussed in previous sections, not only highlights internal mechanisms, but also recognises the importance of the incoming flow structure on the overall variability of the zone of

separation. This may be used to understand and describe various situations within a fluvial system but also within other fluid based systems where separation of flow occurs.

#### 4.5 CONCLUSION

This paper presents original results from measurements of velocity taken at a high spatial and temporal resolution in a field of turbulent flow upstream and downstream of a pebble cluster in a gravel-bed river. The high resolutions revealed for the first time in a natural environment the complex dynamics of the turbulent flow in the vicinity of a cluster. The interpretation is based on contour maps of several turbulence statistics, including moments of velocity distributions, Reynolds shear stress, quadrant analysis, and autocorrelation function. The visual superimposition of these maps allowed us to decompose the field of turbulent flow around a pebble cluster into six regions: acceleration, recirculation, shedding, reattachment, upwelling, and recovering flow are present from the cluster towards the downstream section. These regions are highly dynamic and have fluctuating boundaries with intense shear.

Moreover, identification of fluctuating boundaries have led to a better understanding of generative turbulent processes in gravel-bed rivers. First, the detailed quantification of the shedding region, where high shearing is generated between parcels of slow fluid and those of accelerated fluid, support previous investigations, notably by Robert *et al.* (1992, 1993). This highlights shedding motion as the primary mechanism resulting from the presence of a protuberant clast. Second, strong events made of fast moving fluid towards the bed in the reattachment zone and in a region of upwelling flow have never been documented in natural flows.

Scaling the extent of regions of flow according to initial hydraulic conditions should be the next step in the study of turbulent flow in a gravel-bed river. This implies the identification of meaningful scaling variables and may highlight the spatial distribution of pebble clusters over gravel beds. The proximity of pebble clusters may affect the extent and intensity of the regions of flow described in the model. These effects are difficult to quantify and would need to be studied in detail. Furthermore, the mechanisms responsible for eddy shedding in the lee of the cluster and to the subsequent delineation of flow regions need to be investigated using flow visualisation in the natural environment (Roy *et al.*, 1999). This visualization will allow an examination of possible links between the incoming

large-scale structures of flow and the shedding mechanisms in the region of recirculating flow.

## PARAGRAPHE DE LIAISON C

Les deux chapitres précédents font la lumière sur deux composantes structurales dominantes des écoulements turbulents sur lit de graviers : le chapitre 3 caractérise la variabilité spatiale et temporelle de structures à grande échelle inhérentes aux écoulements turbulents sur lit de graviers; le chapitre 4 cartographie la dynamique de l'écoulement turbulent en périphérie d'un amas de galets en identifiant le rôle clef joué par les processus d'échappement et de résurgence dans les échanges turbulents. Pour comprendre l'écoulement à l'échelle d'un tronçon de rivière, il importe d'intégrer ces deux composantes structurales dans une même *figure*. Bien que ces questions aient été soulevées dans les chapitres précédents, cet essai<sup>1</sup> vise à discuter plus spécifiquement de l'intégration des composantes structurales des écoulements sur lits rugueux dans un tronçon de rivière. L'idée est ici de ramener à l'échelle d'un tronçon de rivière les connaissances acquises par l'observation de processus et mécanismes observés de manière plus réductionniste, comme c'était le cas dans les deux chapitres précédents. Pour cela, les mécanismes à l'origine des structures turbulentes et leurs interactions sont envisagés. Ces éléments servent à illustrer l'étroite relation entre les échelles de rugosité du lit et les échelles des structures qui organisent l'écoulement, la présence de zones de production et de dissipation des structures, et une anisotropie structurale dans l'organisation de l'écoulement qui se caractérise par des interactions complexes entre les différentes structures. Cet essai contribue de deux façons au développement de la thèse. Tout d'abord il souligne l'importance d'intégrer dans un contexte plus grand les connaissances acquises à des échelles plus fines, ce qui est rarement fait dans les études sur la turbulence des écoulements. Ensuite, il met à l'avant plan la nécessité de décrire les interactions entre les structures turbulentes pour une meilleure compréhension de l'organisation de l'écoulement. Des questions soulevées dans ce chapitre mèneront directement aux chapitres 6 et 7, à savoir (1) les mécanismes d'interactions entre les structures à grande échelle et les structures d'échappement et (2) le rôle de la vitesse moyenne et de la hauteur relative sur les régions turbulentes à l'aval d'un obstacle.

---

<sup>1</sup> Buffin-Bélanger, T., Roy, A.G. et Kirkbride, A.D. (2000). Vers l'intégration des structures turbulentes dans la dynamique des cours d'eau à lit de graviers. *Géographie physique et Quaternaire* 54 : 105-117.

# **CHAPITRE 5 : VERS L'INTÉGRATION DES STRUCTURES TURBULENTES DE L'ÉCOULEMENT DANS LA DYNAMIQUE D'UN COURS D'EAU À LIT DE GRAVIERS**

## **5.1 INTRODUCTION**

L'observation d'un cours d'eau peut laisser croire que son écoulement est aléatoire et sans organisation. En y regardant d'un peu plus près, on s'aperçoit cependant qu'il existe ce que l'on peut appeler des *structures turbulentes*. Ces structures prennent des formes parfois très visibles. Les tourbillons formés à la rencontre de deux cours d'eau ou à l'aval de blocs protubérants en sont de bons exemples. D'autres, comme les pulsations de vitesses, sont des structures plus subtiles à identifier. On peut ensuite observer que ces structures naissent, interagissent les unes avec les autres puis disparaissent dans l'écoulement ambiant, et ce de manière plus ou moins périodique. De cette façon, les structures turbulentes contribuent activement à l'organisation des écoulements. La description de cette organisation dans les cours d'eau à lit de graviers représente le défi autour duquel cet essai s'articule.

## **5.2 CONTEXTE**

Les structures de l'écoulement fascinent depuis longtemps. Leonardo da Vinci (1452-1519), par exemple, s'intéressait aux formes de l'écoulement créées au pied des piliers de ponts. Il fut l'un des premiers à décrire des tourbillons récurrents dans des écoulements en rivière (voir l'historique dans Nezu et Nakagawa, 1993). Plus récemment, Matthes (1947) présentait une typologie détaillée de plusieurs structures observées dans des cours d'eau américains et soulignait, de ce fait, leur importance dans la dynamique fluviale. Aujourd'hui, la recherche sur les structures rencontrées dans les écoulements génère une quantité impressionnante de travaux en laboratoire dans les champs du génie et de la mécanique des fluides (voir les recensions de Robinson (1991) et Smith (1996)), mais également en géomorphologie fluviale, comme le soulignent les

récents comptes-rendus de conférences de Clifford *et al.* (1993) et de Ashworth *et al.* (1996). Les structures de l'écoulement ont en effet un rôle à jouer dans les processus de prise en charge et de transport des sédiments et dans le développement des formes sur le lit. Les formes du lit donnent également naissance à des structures qui interagissent avec l'écoulement ambiant. Ces interactions entre les structures de l'écoulement, les mécanismes propres au transport des sédiments et le développement des formes du lit sont cruciales pour décrire la dynamique fluviale (Leeder, 1983; Best, 1993). Elles soulignent également l'importance de comprendre l'organisation des écoulements naturels.

L'ensemble des travaux faits en laboratoire a apporté des connaissances fondamentales sur les types de structures que l'on retrouve dans les écoulements et sur leur mécanisme de formation. Toutefois, ces connaissances sont souvent tirées d'expériences qui reproduisent mal les écoulements naturels. Les échelles d'observation ne sont tout d'abord pas les mêmes et, bien que les structures résultent de mécanismes qui peuvent exister à différentes échelles spatiales et temporelles, il n'est pas certain que les mécanismes de formation soient indépendants de l'échelle. Ensuite, les instruments de mesure et d'observation utilisés dans les écoulements ne permettent pas de caractériser les structures de façon aussi fine en milieux naturels qu'en laboratoire. Jusqu'à tout récemment, par exemple, on avait réalisé peu de visualisation détaillée de l'écoulement en rivière (Roy *et al.*, 1999). La diversité des surfaces d'écoulement en milieu naturel rend également difficile l'application de modèles développés en laboratoire. Par exemple, l'organisation des écoulements sur les lits sablonneux sera différente de celle retrouvée dans les écoulements sur lit de graviers. La rugosité des éléments du lit, leur agencement et la dynamique même du lit en réponse à l'écoulement font que l'organisation de ces écoulements doit être approchée de manière différente. Finalement, la variabilité des structures et la complexité des interactions entre elles rendent difficile leur identification en milieu naturel. Pour ces raisons, il est délicat de transférer les connaissances obtenues en laboratoire à une section de rivière.

Les auteurs ont depuis quelques années participé à de nombreuses campagnes de terrain dans des cours d'eau à lit de graviers. Lors de ces campagnes, nous avons progressé dans notre compréhension de la dynamique des structures turbulentes en

adaptant des techniques généralement réservées au laboratoire à des études en milieu naturel. Ainsi, nous avons (1) mesuré les vitesses de l'écoulement à l'aide de courantomètres électromagnétiques à haute résolution spatiale et temporelle (Robert *et al.*, 1996; Roy *et al.*, 1996; Buffin-Bélanger et Roy, 1998), (2) utilisé en simultanément plusieurs courantomètres électromagnétiques (Kirkbride et Ferguson, 1995; Ferguson *et al.*, 1996; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000) et (3) mis en oeuvre une technique de visualisation de l'écoulement en simultanément à la prise de mesure de vitesses (Roy *et al.*, 1999). Les résultats de ces campagnes ont mis en évidence de nouveaux éléments concernant l'organisation des écoulements dans les cours d'eau à lit de graviers.

Dans ce contexte, cet essai examine trois types de structures turbulentes présentes dans les cours d'eau à lit de graviers et discute de leur intégration dans la dynamique de l'écoulement de sections rectilignes de rivière. Nous décrivons d'abord l'origine des trois structures et leur développement dans l'écoulement. Ces descriptions s'inspirent d'observations et de mesures laissant présumer la présence des structures autant dans les écoulements en laboratoire que ceux en milieu naturel. Nous discutons ensuite des interactions potentielles entre les trois types de structures. Et enfin, nous illustrons la complexité de l'intégration des structures à l'échelle de sections caractéristiques des milieux à lit de graviers. Dans la perspective où l'écoulement est vu comme une organisation complexe de structures qui naissent, interagissent et meurent, cet essai discute d'une intégration originale de trois types de structures turbulentes rencontrées en rivières à lits graveleux.

### 5.3 STRUCTURES TURBULENTES

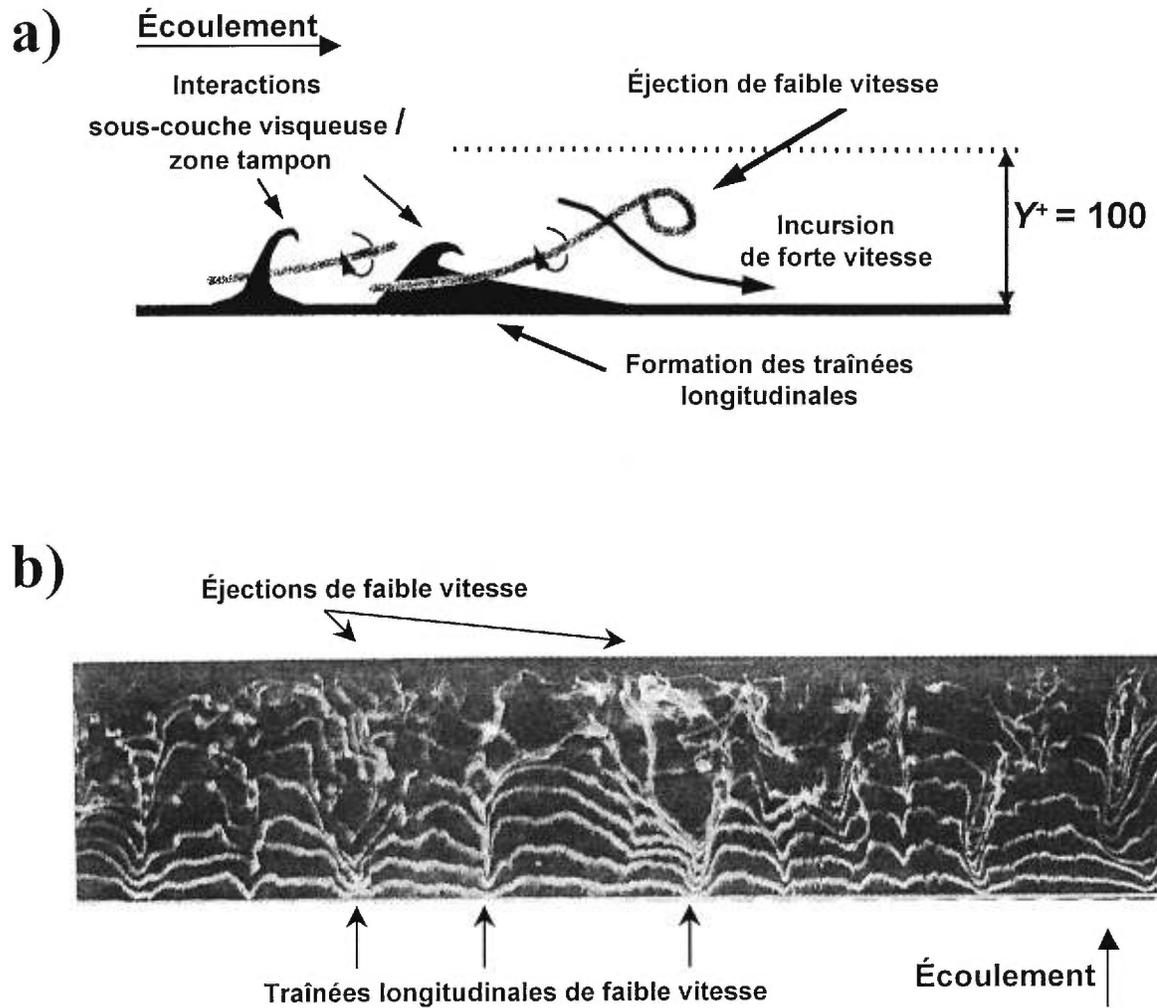
Plusieurs types de structures de l'écoulement ont été étudiés jusqu'à maintenant (Matthes, 1947; Nezu et Nakagawa, 1993; Best, 1993), mais il ressort que l'on a recours plus fréquemment à trois structures pour décrire l'écoulement turbulent d'une section de rivière à lit graveleux: les structures d'éjection au lit (*bursting motion*), les structures d'échappement des zones de séparation (*shedding motion*) et les structures à grande échelle (*large-scale flow structures*). Nous décrivons ici ces trois structures à la lumière de plusieurs études en mécanique des fluides, où les observations sont faites en laboratoire, et en géomorphologie fluviale, où l'on travaille surtout sur le terrain.

### 5.3.1 Les structures d'éjection

La figure 5.1a présente la formation des structures d'éjection selon le modèle récemment proposé par Smith (1996). Ce modèle repose sur les échanges de quantité de mouvement entre les zones inférieure et supérieure de la couche-limite turbulente d'un écoulement sur une surface lisse. La couche-limite turbulente comporte trois zones : la sous-couche visqueuse, la zone tampon et la zone supérieure. La sous-couche visqueuse est la zone de l'écoulement située à proximité du lit où dominent les forces visqueuses du fluide par rapport aux forces turbulentes. Le modèle se fonde sur la présence, dans la sous-couche visqueuse, de traînées longitudinales de faible vitesse d'où s'échappent des parcelles de fluide qui montent lentement vers la couche supérieure de l'écoulement. Ce mouvement vers le haut est intermittent et il donne naissance aux structures d'éjection. Dans leur ascension, les structures d'éjection prennent souvent la forme de vortex en boucle qui s'élèvent et se développent dans la zone supérieure. Ces structures finissent par se dissiper ou par s'amalgamer à d'autres structures. Les structures d'éjections sont souvent suivies par des incursions dans la sous-couche visqueuse de fluide à forte vitesse provenant de la zone supérieure. Ainsi, les structures d'éjection et d'incursion se succèdent dans un cycle continu mais non périodique.

L'identification des structures d'éjection et le modèle qui en résulte se fondent largement sur la visualisation des écoulements en laboratoire. Ce modèle provient de travaux s'étalant sur plusieurs décennies. Depuis les travaux pionniers de Theodorsen (1952), un grand nombre de chercheurs en mécanique des fluides dont Blackwelder, Brodkey, Grass, Kim, Kline, Lu, Offen, Smith, Willmarth et William ont contribué à l'avancement des connaissances entourant le modèle. Robinson (1991), Smith *et al.* (1991) et Smith (1996) présentent des revues exhaustives des travaux ayant mené à l'émergence du modèle des structures d'éjection. Aujourd'hui, bien que certaines caractéristiques du modèle soient toujours à l'étude, il demeure l'un des plus utilisés pour expliquer les échanges de momentum dans la couche-limite turbulente des écoulements en laboratoire (Smith, 1996).

L'intérêt de ce modèle pour la compréhension de la structure des écoulements des cours d'eau à lit de graviers réside dans le fait que les mécanismes identifiés sur un lit à



**Figure 5.1** (a) Vue latérale d'un modèle conceptuel liant les traînées de faibles vitesses et les structures d'éjection dans un écoulement sur lit lisse, d'après Smith (1996). (b) Vue en plan d'une visualisation à l'aide de bulles d'hydrogène dans l'écoulement sur une surface de rugosité homogène (profondeur de l'écoulement = 48.9 mm; diamètre des particules sphériques = 6 mm), d'après Grass et Mansour-Tehrani (1996). Cette image permet d'observer des traînées de faibles vitesses et les structures d'éjection qui leur sont associées.

surface lisse semblent persister dans des écoulements sur des lits rugueux comme les lits de graviers. Grass et Mansour-Tehrani (1996) et Defina (1996) ont présenté des synthèses de travaux en laboratoire montrant l'existence des traînées de faible vitesse dans les écoulements sur un lit à rugosité homogène (Fig. 5.1b). Tout comme dans les écoulements sur un lit lisse, ils associent ces traînées à l'éjection de fluide lent provenant de la portion de l'écoulement située à proximité du lit (Grass *et al.*, 1991).

L'application de ce modèle d'éjection à des écoulements sur des lits de graviers demeure toutefois délicate en raison de l'échelle du mécanisme d'éjection et du fait que les traînées à l'origine des structures n'ont jamais été formellement observées en milieu naturel. On évalue l'échelle déterminante du processus d'éjection ( $Y^+$ ) à partir de mesures empiriques de la distance latérale entre les traînées et de la hauteur à l'intérieur de laquelle se développent les structures d'éjection (Smith, 1996). Cette échelle est habituellement décrite par

$$Y^+ = Y \frac{u^*}{\nu} = 100 \quad (5.1)$$

où  $Y$  est une mesure de distance latérale ou verticale;  $u^*$ , la vitesse de cisaillement; et  $\nu$ , la viscosité cinématique de l'eau. Des profils de vitesse réalisés dans des cours d'eau à lit de graviers permettent d'évaluer l'échelle des vitesses de cisaillement dans ces milieux: elle varie de 0,02 à 0,07  $\text{ms}^{-1}$  (Robert *et al.*, 1992; Biron *et al.*, 1998; Buffin-Bélanger et Roy, 1998). À une température de 10 °C, la viscosité cinématique de l'eau est égale à  $1,30 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Dans ces cours d'eau, l'échelle dominante des processus d'éjection oscillent donc entre 2 et 6 mm. Ces valeurs sont près d'un ordre de grandeur plus petit que le diamètre médian des sédiments des sites où ont travaillé ces chercheurs (diamètre entre 21 et 33 mm). L'échelle des processus ne semble pas adéquate étant donné que la rugosité du lit risque d'inhiber la présence des traînées. Pour expliquer la présence des traînées sur les lits rugueux, Grass et Mansour-Tehrani (1996) montrent que l'écoulement qui enveloppe les portions supérieures des éléments de rugosité se présente comme une région où la viscosité effective du fluide est augmentée. Ils indiquent alors que l'échelle dominante dans ces milieux peut-être définie par

$$Y^+ = \frac{Y}{k} = 3.8 \quad (5.2)$$

où  $k$  est le diamètre moyen des particules. Dans les exemples précédents, l'application de cette équation donne des échelles dominantes entre 80 et 120 mm, ce qui semble plus adéquat pour ce type de milieu.

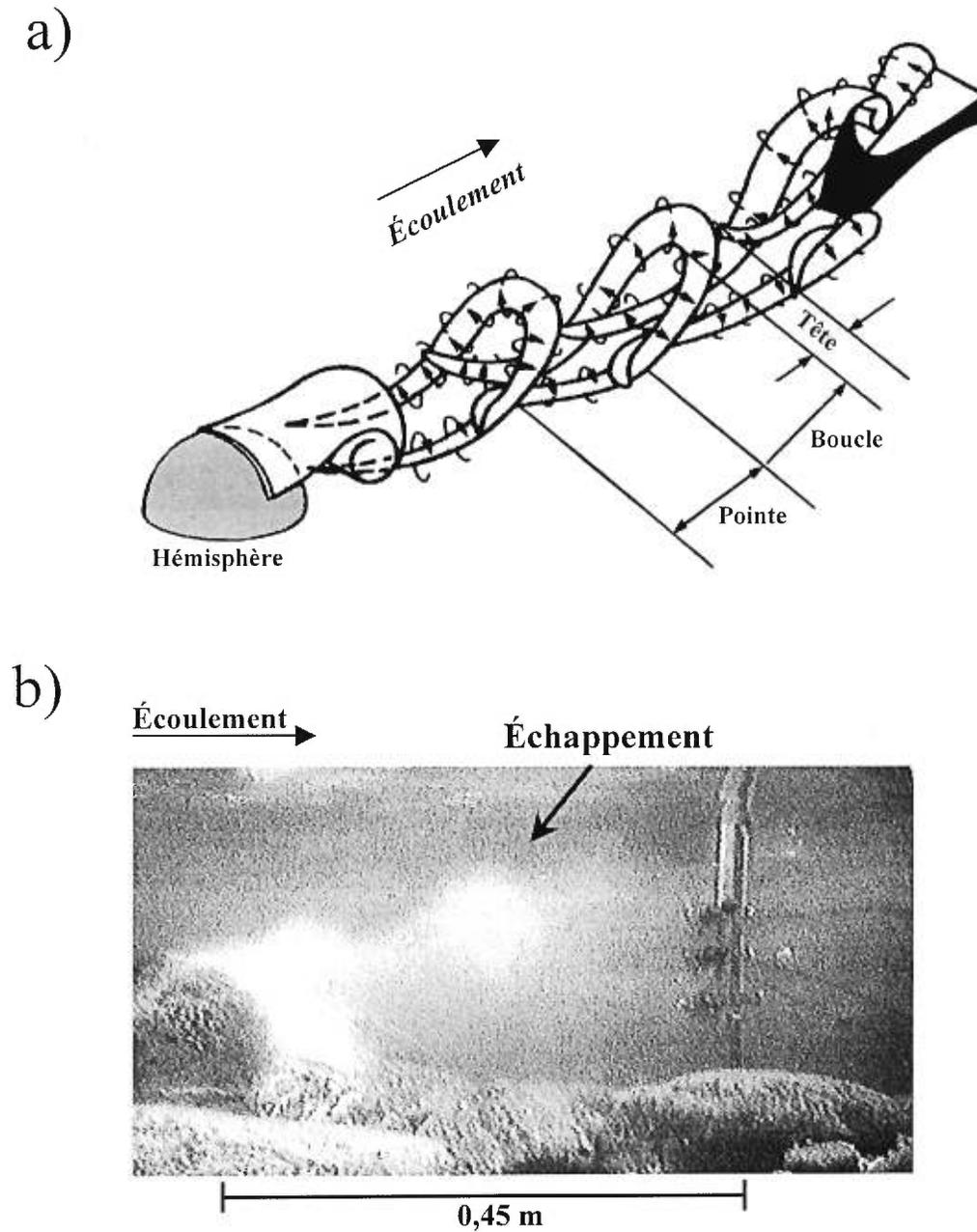
Les traînées à l'origine du processus d'éjection n'ont pas encore été visuellement identifiées en rivières naturelles. Dans ces milieux, la recherche s'est plutôt faite à partir de l'analyse de fluctuations de vitesse mesurées à haute résolution temporelle. En pratique, ces analyses permettent d'identifier le passage des structures d'éjection : on associe les éjections aux vitesses lentes et orientées vers la surface et les incursions aux vitesses rapides et orientées vers le lit. Bogard et Tiederman (1986), entre autres, ont décrit plusieurs méthodes de détection de ce type de structures à partir de séries temporelles de fluctuations de vitesses. Pour situer les structures dans la série de vitesses, ces méthodes comportent habituellement trois éléments : un critère de détection (une accélération soudaine par exemple), un seuil de détection et une fenêtre de détection (un intervalle d'une demi-seconde par exemple). Une fois les structures situées dans le temps, il est possible d'en déterminer la fréquence et d'en calculer la durée moyenne. Ces paramètres permettent, entre autres, de comparer les caractéristiques turbulentes de différents milieux. En utilisant des techniques et des seuils identifiés par Bogard et Tiederman (1986), Roy *et al.* (1996) comparent les résultats de plusieurs techniques de détection de structures pour deux profondeurs dans un cours d'eau à lit de graviers. Ils montrent que les échelles temporelles des structures ne varient pas de façon significative selon la hauteur au-dessus du lit. Cette absence de variabilité est contraire aux mécanismes d'évolution des structures d'éjection puisqu'ils impliquent une augmentation de la taille des structures et une diminution de leur fréquence de passage lorsque l'on s'éloigne du lit. Roy *et al.* (1996) avancent que ces techniques, plutôt que de détecter des structures d'éjection, permettent d'identifier des structures à grande échelle (elles seront décrites plus loin dans le texte).

Ainsi, bien que la présence des structures d'éjection n'ait pas été formellement démontrée en rivière, certains indices laissent croire qu'elles risquent de se développer dans les cours d'eau à lit de graviers, particulièrement là où la rugosité est homogène. Une description de la structure de l'écoulement dans ces milieux doit par conséquent inclure les structures d'éjection et leur mécanisme de formation.

### 5.3.2 Les structures d'échappement

La figure 5.2a présente un modèle de structure en fer à cheval proposé par Acarlar et Smith (1987) pour décrire l'échappement de fluide à l'aval d'un obstacle hémisphérique. Le modèle identifie, entre autres choses, des zones de naissance, de développement et de dissipation des structures d'échappement. Les structures d'échappement proviennent de l'interaction entre la zone de recirculation de l'écoulement à l'aval d'une obstruction, et le mouvement du fluide ambiant. Des parcelles de fluide à faible vitesse possédant un mouvement de rotation plus ou moins prononcé s'échappent périodiquement de la zone de recirculation et se propagent vers l'aval dans l'écoulement ambiant. Ces structures sont responsables d'importants échanges de quantité de mouvement entre les zones de forte vitesse de l'écoulement ambiant et celles de faible vitesse provenant de la zone de recirculation. Les structures d'échappement sont reconnues en mécanique des fluides depuis les travaux pionniers de Strouhal à l'aval d'obstacles cylindriques. Depuis lors, les travaux d'observation et de description ont été faits principalement à l'aval d'obstacles cylindriques (voir les nombreux travaux de Zdravkovich, dont Zdravkovich (1996)) mais aussi d'obstacles sphériques (Achenbach, 1974; Sakamoto et Haniu, 1995), hémisphériques (Acarlar et Smith, 1987; Kawanisi *et al.*, 1993) et de bien d'autres formes (Nakamura, 1996). Dans les cours d'eau à lit de graviers, les amas de galets et les blocs protubérants contrôlent la structure des écoulements. Grossièrement, ces formes peuvent se comparer aux obstacles hémisphériques. Aussi, les modèles développés pour des obstacles hémisphériques demeurent les plus intéressants pour interpréter l'effet des amas de galets et blocs protubérants qui caractérisent la morphologie du lit.

Le modèle de Acarlar et Smith (1987) est le fruit d'une quantité impressionnante de visualisations d'un écoulement laminaire, à faible nombre de Reynolds, à la rencontre d'un obstacle hémisphérique. Le nombre de Reynolds ( $R = UY/\nu$  où  $U$  représente la vitesse;  $Y$ , la profondeur; et  $\nu$ , la viscosité cinématique) permet de discriminer les écoulements laminaires des écoulements turbulents : plus il augmente, plus l'écoulement est turbulent. Peut-on assumer que, dans les écoulements des cours d'eau naturels où le nombre de Reynolds est élevé, les mécanismes d'échappement sont similaires à ceux décrits par Acarlar et Smith (1987)? À ce jour, peu d'observations visuelles permettent



**Figure 5.2** (a) Modèle de structures d'échappement en fer-à-cheval à l'aval d'un obstacle hémisphérique dans un écoulement laminaire, d'après Acarlar et Smith (1987). Ce modèle identifie des zones de naissance, de développement et de dissipation des structures d'échappement. (b) Vue de côté d'une visualisation à l'aide d'un traceur lacté injecté dans la zone de recirculation d'un amas de galets dans un cours d'eau à lit de graviers (profondeur de l'écoulement = 0.35 m), d'après Roy *et al.* (1999). Cette image montre une portion de fluide lent, provenant de la zone de recirculation, qui s'échappe vers la surface de l'écoulement.

de développer un modèle d'échappement dans les écoulements turbulents des milieux naturels. Kirkbride (1993) a présenté des images provenant d'une visualisation réalisée en laboratoire à partir d'une configuration qui se rapproche des conditions observées en rivière. Il a identifié le mécanisme d'échappement se produisant à l'aval de graviers protubérants et a élaboré un modèle d'échappement où la croissance d'une structure dans la zone de recirculation joue un rôle important dans ce mécanisme. Roy *et al.* (1999) sont cependant les premiers à présenter des images de structures d'échappement dans un cours d'eau à lit de graviers (Fig. 5.2b). Les images qu'ils présentent montrent l'existence d'un mécanisme d'échappement ayant plusieurs manifestations qui semblent être contrôlées par la dynamique de la zone de recirculation et la structure même de l'écoulement ambiant. De plus, des mesures de vitesse dans un écoulement ayant un nombre de Reynolds élevé ont révélé des signatures qui permettent de caractériser les structures d'échappement. Buffin-Bélanger et Roy (1998) ont montré l'existence de fortes fluctuations de vitesse à l'aval d'un amas de galets qui sont associées à l'alternance de mouvements lents vers la surface de l'eau et de mouvements rapides plongeant vers le lit. Ils ont émis l'hypothèse que cette dynamique est associée à l'échappement de fluide de faible vitesse provenant de la zone de recirculation.

La fréquence d'échappement est l'une des mesures révélatrices de la présence de structures s'échappant à l'aval d'obstacles protubérants. Cette fréquence ( $f$ ) peut être normalisée par le diamètre de l'obstacle ( $D$ ) et la vitesse moyenne de l'écoulement ( $U$ ) pour obtenir le coefficient d'échappement de Strouhal ( $S$ ):

$$S = f \frac{D}{U} \quad (5.3).$$

Acarlar et Smith (1987) ont montré que ce coefficient était proportionnel au nombre de Reynolds de l'obstacle ( $Re_o = UD/\nu$  où  $D$  est le diamètre de l'obstacle). Acarlar et Smith (1987) ont ainsi observé que dans un écoulement où le nombre de Reynolds ( $Re_o$ ) est inférieur à 3 400, les structures s'échappaient avec une fréquence relativement bien déterminée alors qu'à des nombres de Reynolds supérieurs, la fréquence d'échappement devenait fortement imprévisible. Dans les cours d'eau à lit de graviers, le nombre de Reynolds peut facilement être supérieur à 100 000. Or, malgré ce nombre élevé et l'absence d'une fréquence révélatrice, des structures d'échappement sont nettement

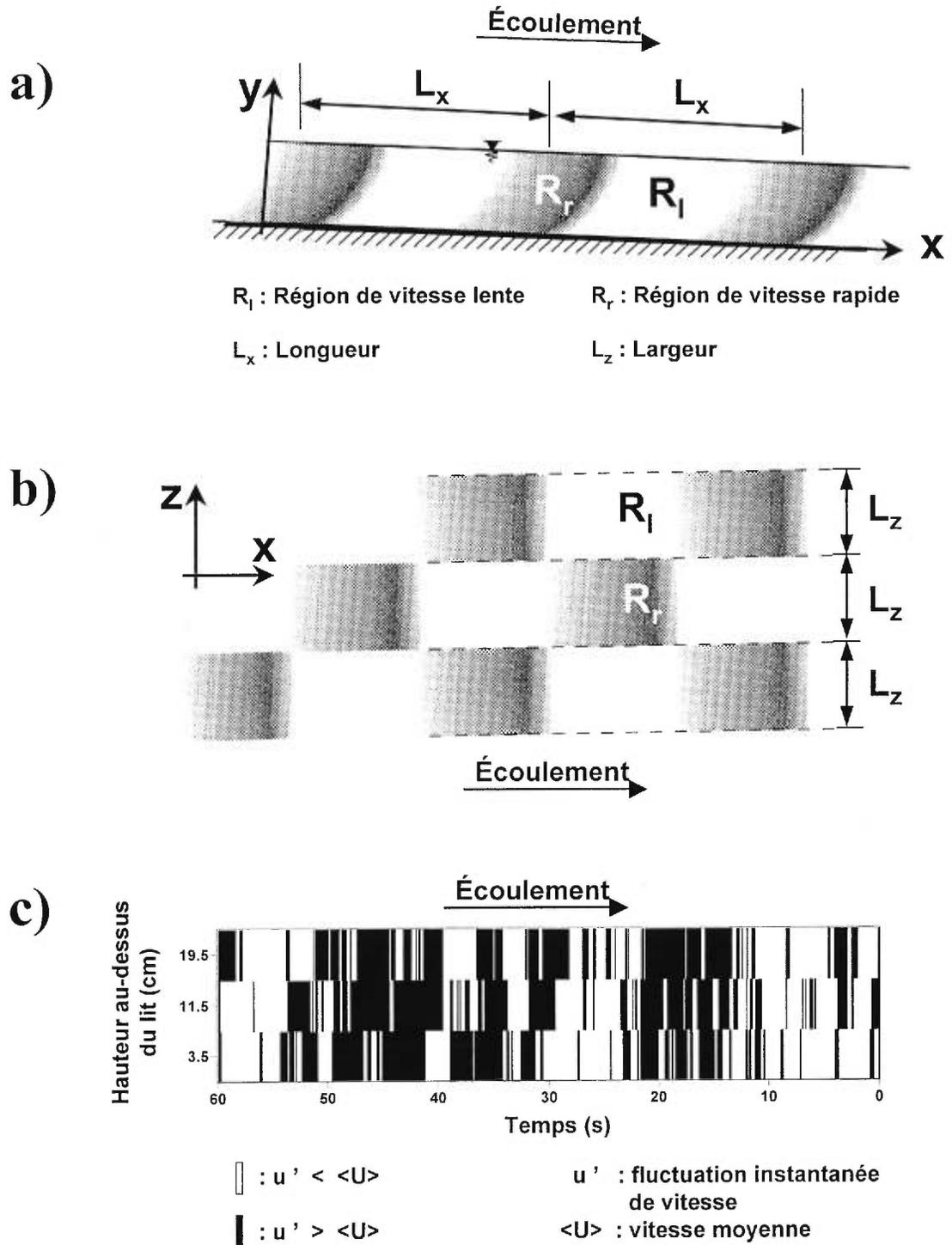
présentes dans les écoulements turbulents en rivière (Kirkbride, 1993; Buffin-Bélanger et Roy, 1998; Roy *et al.*, 1999). L'augmentation du nombre de Reynolds joue sur la complexité de la structure de l'écoulement ambiant, ce qui peut influencer le mécanisme d'échappement des structures à la fois dans sa récurrence et dans ses manifestations.

Ainsi, bien que les fréquences d'échappement soient difficiles à déterminer pour les écoulements turbulents, plusieurs recherches ont montré que les structures d'échappement font partie intégrante des écoulements sur les lits de graviers. La description de l'organisation de l'écoulement dans ces cours d'eau doit par conséquent inclure ces structures et leur mécanisme de formation.

### 5.3.3 Les structures à grande échelle

Les figures 5.3a et 5.3b présentent une schématisation idéalisée des structures à grande échelle proposée par Yalin (1992). Sur la verticale (Fig. 5.3a), ces structures se présentent comme des régions de fluide de vitesse rapide qui s'inclinent vers le lit et entre lesquelles se trouve une région de fluide de plus faible vitesse qui s'élève tranquillement vers la surface. La particularité de ces structures provient du fait qu'elles semblent occuper toute la profondeur de l'écoulement. Plusieurs études en laboratoire ont montré la présence de ces structures (Falco, 1977; Nakagawa et Nezu, 1981). Latéralement, elles sont également décrites comme des portions de fluide ayant des vitesses plus élevées ou plus faibles que la vitesse moyenne de l'écoulement (Fig. 5.3b). Peu d'études permettent cependant de raffiner l'étendue et la dynamique latérale de ces structures. Aussi, ces structures demeurent difficiles à expliquer, et ce autant en laboratoire qu'en milieu naturel. En laboratoire et sur des lits à surface lisse, deux mécanismes ont été avancés pour expliquer leur présence. Le premier implique l'expansion des structures d'éjection dans la totalité de la couche-limite de l'écoulement (Falco, 1977; Yalin, 1992) alors que le second comporte plutôt l'idée d'une hiérarchisation des structures d'éjection à différentes échelles (Perry et Chong, 1982; Defina, 1996). À noter que dans les deux cas, les structures d'éjection au lit sont étroitement liées au mécanisme de formation des structures à grande échelle.

En milieu naturel, bien que des structures à grande échelle aient été observées il y a plusieurs années (Matthes, 1947; Jackson, 1976), la mesure du passage de ces structures



**Figure 5.3** Vue (a) de côté et (b) en plan des structures à grande échelle telles qu'imaginées par Yalin (1992). (c) Matrice spatio-temporelle des fluctuations de vitesse à partir de mesures simultanées de vitesse longitudinale dans un écoulement (profondeur = 0.35 m) à trois hauteurs au-dessus d'un lit de graviers (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000). Dans cette matrice, les cellules noires sont associées à des vitesses instantanées plus élevées que la moyenne alors que les cellules blanches sont associées à des vitesses instantanées plus faibles que la vitesse moyenne. La cohérence spatiale et temporelle dans la distribution des cellules noires et blanches fait ressortir la présence dans l'écoulement de régions alternées de fluide lent et rapide qui occupent toute la tranche d'eau.

est toute récente. En effet, même si la présence des grandes structures peut être inférée à l'aide d'un seul courantomètre (Lapointe, 1996; Roy *et al.*, 1996), la possibilité d'utiliser plusieurs courantomètres en simultané a vraiment permis de décrire le passage de ces structures (Kirbride et Ferguson, 1995). L'analyse de fluctuations de vitesses échantillonnées sur une verticale dans une colonne d'eau a permis de montrer l'existence, dans des cours d'eau à lit de graviers, de fronts alternés de fortes et de faibles vitesses (Kirbride et Ferguson, 1995; Ferguson *et al.*, 1996; Dinehart, 1999; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000a). La figure 5.3c illustre le passage de ces fronts à l'aide d'une matrice des fluctuations de vitesse provenant de trois courantomètres (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000). Cette matrice spatio-temporelle comporte la distance verticale entre les courantomètres sur l'axe des ordonnées et le temps d'échantillonnage sur l'axe des abscisses. Les cellules de la matrice sont colorées en blanc ou noir selon que la fluctuation de vitesse au temps et à la position donnée soit plus petite ou plus grande que la moyenne de la série temporelle à laquelle elle appartient. Sur cette figure, on peut ainsi observer la cohérence spatiale et temporelle de ces fluctuations à partir de l'organisation des cellules blanches ou noires.

Le passage des structures à grande échelle a été caractérisé par une fréquence normalisée:

$$f^+ = f \frac{Y}{U} \quad (5.4)$$

où  $f^+$  est une fréquence sans dimension,  $f$  une fréquence mesurée du passage des structures,  $Y$  la profondeur de l'écoulement et  $U$  la vitesse moyenne. L'équation 5.4 a également été présentée pour obtenir une période normalisée (Jackson, 1976). Des valeurs de  $f^+$  oscillant entre 0.04 et 0.36 ont été mesurées dans une variété de milieux (Jackson, 1976; Lapointe, 1996; Roy *et al.*, 1996; Dinehart, 1999). Ces auteurs associent les fréquences obtenues à des structures dont les échelles spatiales font plusieurs fois la profondeur de l'écoulement. La figure 5.3c permet d'illustrer ces échelles spatiales. On observe sur la figure des régions noires et blanches durant plus de huit secondes. En multipliant cette durée par la vitesse moyenne de l'écoulement (0.36 m/s), on obtient une dimension spatiale des structures de l'ordre de 2.8 m (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000). La

profondeur moyenne se situait entre 0.35 et 0.40 m, ainsi ces structures sont de sept à huit fois plus longues que la profondeur de l'écoulement.

L'explication de la présence des structures à grande échelle en rivière demeure cependant spéculative. Comme en laboratoire, on présume que ces structures sont liées à l'évolution d'une structure à plus petite échelle ou encore à la coalescence de plusieurs d'entre elles. D'un autre côté, peut-on tout simplement envisager qu'elles émergent de la complexité de l'organisation des écoulements turbulents? Dans une approche plus déterministe, ces structures peuvent être le reflet de mécanismes qui impliquent des éléments de la morphologie à l'échelle de la section du cours d'eau. Les seuils et les mouilles représentent des formes qui peuvent être associées à la présence de structures à grande échelle (Clifford, 1993). Nous avons vu que certains paramètres reliés aux structures d'éjection et d'échappement peuvent être, dans des conditions simplifiées, normalisées par des mesures morphométriques comme le diamètre des grains et des obstacles (Équations 5.2 et 5.3). Dans cette perspective, on peut soulever l'hypothèse que les paramètres des structures à grande échelle observées en milieu naturel pourraient être normalisés, par exemple, par une mesure de distance entre les seuils et les mouilles. Pour valider une telle hypothèse, une caractérisation plus complète de ces structures est nécessaire. Les informations sur ces structures ne sont en effet disponibles que pour un petit nombre de milieux et, lorsqu'elles le sont, elles concernent principalement l'extension vertical et la durée des structures. Nous avons peu d'information sur l'extension spatiale longitudinale et latérale des structures à grande échelle. Or, ces informations s'avèrent cruciales dans la recherche d'un mécanisme pour expliquer la présence des structures.

Les structures à grande échelle font partie de l'organisation de l'écoulement qui interagit avec les sédiments et les formes présentes sur le lit. Elles risquent ainsi de jouer un rôle dans la compréhension générale des écoulements en milieu graveleux et il importe de les inclure dans un modèle de la structure de l'écoulement d'une section de cours d'eau.

## 5.4 UNE GAMME D'INTERACTIONS

Dans une section de cours d'eau, les structures décrites précédemment sont non seulement présentes à différentes échelles, mais elles interagissent les unes avec les autres. Dans cette partie, nous discutons des interactions possibles entre les différentes structures.

### 5.4.1 Structures d'éjection et structures à grande échelle

Deux types d'interaction ont été présentés pour relier le cycle d'éjection et d'incursion à la présence des structures à grande échelle. Ces deux types d'interaction s'illustrent bien par les modèles proposés par Yalin (1992) et Nezu et Nakagawa (1993) (Fig. 5.4). Ces modèles proviennent d'études faites en laboratoire sur les couches-limites turbulentes se développant sur lit lisse. Le modèle proposé par Yalin attribue un effet générateur aux structures à grande échelle (Fig. 5.4a). Dans son modèle, le cisaillement intense entre la zone de plus forte vitesse et celle de plus faible vitesse des structures à grande échelle est intimement lié au développement des cycles d'éjection et d'incursion. Par suite du passage d'une structure à grande échelle, une structure d'éjection se développe et prend de l'expansion le long d'une trajectoire d'élévation dictée par la forme du front. L'élévation de la structure d'éjection dans l'écoulement laisse place au passage près du lit d'une partie de la structure à grande échelle qui vient former sur le lit un événement similaire au passage d'une incursion. Le modèle de Yalin conçoit donc que les cycles d'éjection-incursion proviennent directement du passage d'une structure à grande échelle. Il importe de noter, dans ce sens, que les traînées longitudinales identifiées dans la description des structures d'éjection ne font pas partie du modèle de Yalin.

Le modèle de Nezu et Nakagawa est plus conforme aux mécanismes à l'origine des structures d'éjection (Fig. 5.4b). Ce modèle se fonde sur la double structure de l'écoulement produite par les structures d'éjection et par les structures à grande échelle. Il diffère du modèle de Yalin en ce sens que la succession des éjections-incursions donne naissance aux structures à grande échelle et non l'inverse. Dans le modèle de Nezu et Nakagawa, les structures à grande échelle sont formées par la coalescence de structures d'éjection et représentent ainsi un héritage structural dans l'écoulement. Le

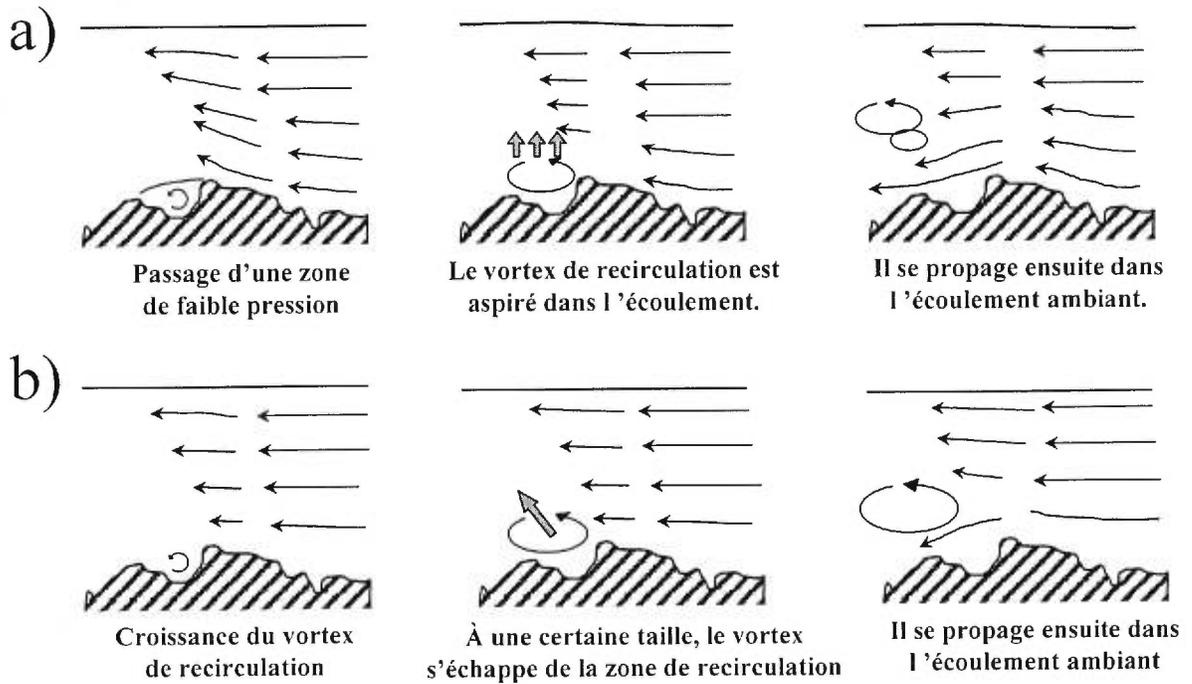


modèle contient des boucles de rétroaction particulièrement complexes entre la récurrence des cycles d'éjection-incursion et les structures à grande échelle qu'ils génèrent (Fig. 10.5, Nezu et Nakagawa, 1993).

Ces deux modèles illustrent deux types d'interaction entre les structures d'éjection et les structures à grande échelle. Dans le premier cas, les structures à grande échelle entraînent les cycles éjection-incursion, alors que dans le deuxième les structures à grande échelle sont créées par l'intermittence et la récurrence des cycles. Ces deux modèles ne sont pas aussi incompatibles que ce qu'il paraît. En première analyse, dans un milieu turbulent, ces deux types d'interaction sont en effet susceptibles de se produire.

#### 5.4.2 Structures d'échappement et structures à grande échelle

Les structures à grande échelle, caractérisées par l'intermittence de fluide rapide et de fluide lent, risquent d'influencer la forme et la dynamique de la zone de recirculation de l'écoulement en aval d'obstacles. Puisque cette zone est étroitement associée aux structures d'échappement, il est très probable que les deux structures interagissent. Peu d'études ont tenté d'identifier les interactions possibles entre la présence des structures à grande échelle et le mécanisme de formation des structures d'échappement. À partir d'une visualisation de l'écoulement en laboratoire, Kirkbride (1993) propose deux mécanismes pour expliquer l'échappement des vortex de recirculation formés à l'aval de blocs et galets protubérants : les changements de pression au-dessus de l'obstacle (Fig. 5.5a) et la dynamique interne de la zone de recirculation (Fig. 5.5b). Ces deux mécanismes peuvent être associés aux passages des structures à grande échelle. En effet, lors du passage d'une portion rapide, la pression exercée sur la zone de recirculation diminue et, selon le principe de Bernouilli, la zone de recirculation est *aspirée* vers la surface. Une portion de fluide lent s'échappe alors et se propage vers l'aval. Ensuite, la taille et l'intensité de la zone risquent de changer avec le passage des fronts. Après le passage d'un front à haute vitesse, le mouvement de retour de l'écoulement est plus intense et cela entraîne un mouvement important vers le haut et le long de l'obstacle. Ce mouvement peut alors donner naissance à un échappement de fluide provenant de cette zone. La visualisation en rivière de Roy *et al.* (1999) permet de mieux définir l'étroite



**Figure 5.5** Illustration de mécanismes d'échappement à partir (a) des changements de pression de l'écoulement ambiant et (b) de la dynamique interne de la zone de recirculation, d'après Kirkbride(1993). Ces deux mécanismes sont liés aux passages des structures à grande échelle.

relation entre les deux structures turbulentes. Ils identifient en effet deux manifestations distinctes de structures d'échappement après le passage de fronts de forte et de faible vitesse. Lors du passage d'un front de haute vitesse, la structure d'échappement prend de l'expansion vers le lit et vers la surface lorsqu'elle se propage vers l'aval alors que, lors du passage d'un front de faible vitesse, elle s'élève vers la surface de manière plus cohérente. Ils laissent ainsi supposer que la réponse de la zone de recirculation varie selon les passages des structures à grande échelle.

D'autres types d'interaction peuvent être envisagés entre les structures à grande échelle et les structures d'échappement. Par exemple, la réponse de la zone de recirculation au passage de structures à grande échelle pourrait être envisagée en fonction de l'écoulement sur les flancs même de l'obstacle. Selon la forme de l'obstacle, le rattachement latéral peut survenir une fraction de temps après le passage de la portion rapide provenant du sommet de l'obstacle. Cela peut accentuer l'échappement du vortex de recirculation. De plus, selon l'extension latérale des structures à grande échelle, il est possible que la zone de recirculation soit affectée d'un côté par une région de vitesse rapide et de l'autre par une portion de vitesse lente. Cela pourrait expliquer, par exemple, le sens de rotation des structures d'échappement. D'un autre côté, l'intermittence des échappements pourrait renforcer la structure des fronts de vitesse. Les travaux de Buffin-Bélanger et Roy (1998) ont montré l'existence des fortes structures d'incursion à l'aval d'un obstacle protubérant. Ces structures d'incursion à grande échelle peuvent se propager sur toute la hauteur de l'écoulement. Donc, un processus de rétroaction positive peut exister entre la formation des structures à grande échelle et l'échappement des structures de la zone de recirculation à l'aval d'un obstacle protubérant.

### **5.4.3 Structures d'éjection et structures d'échappement**

Les échelles de la couche-limite turbulente et de la rugosité du lit influencent nécessairement les types d'interaction possibles entre les structures d'éjection et d'échappement. Un premier type d'interaction survient lorsque les particules constituant le lit sont de tailles homogènes et que la hauteur de la couche-limite est illimitée, ce qui est rarement le cas dans les cours d'eau à lit de graviers. Dans ces conditions, les

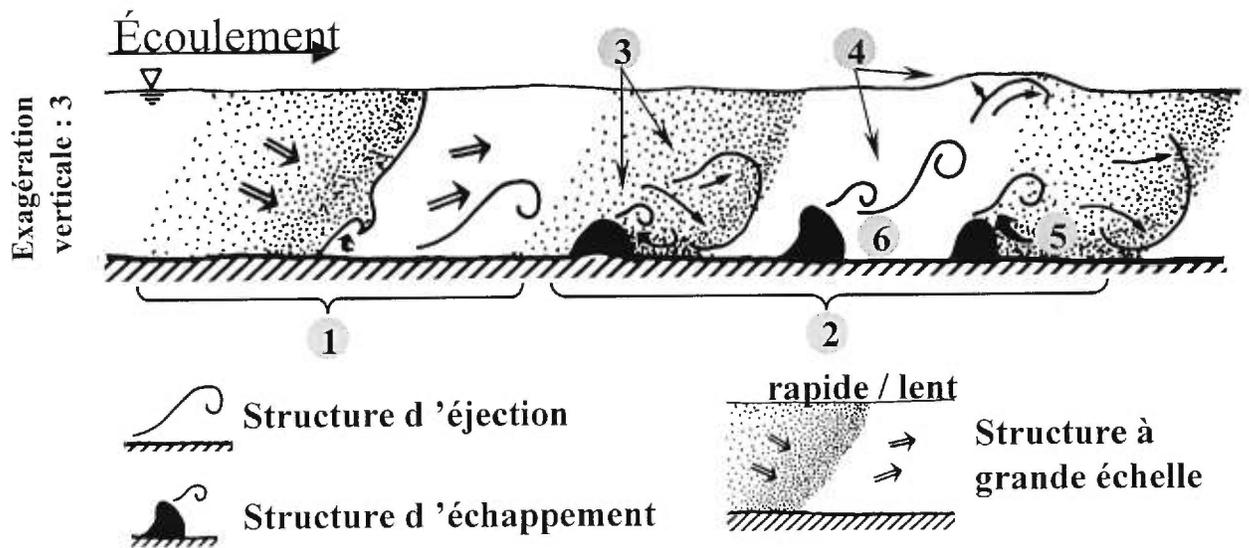
traînées de faible vitesse se développent et la formation des structures d'éjection devient possible (Grass et Mansour-Tehrani, 1996). Les structures d'éjection possèdent alors une échelle spatiale plus grande que les faibles structures d'échappement qui se développent à l'aval de grains peu protubérants. Dans ce contexte, les structures d'éjection contrôlent, de la même façon que les structures à grande échelle le font sur un lit plus hétérogène, l'échappement des structures de la zone de recirculation à l'aval des grains.

Un second type d'interaction survient lorsque les particules sont de tailles fortement hétérogènes et que la profondeur de la couche-limite est limitée, ce qui est le cas de la majorité des cours d'eau à lit de graviers. Dans ces conditions, les traînées de faible vitesse peuvent difficilement être créées parce que la protubérance des obstacles perturbe fortement la structure de l'écoulement à proximité du lit (Kirkbride, 1993). Les structures d'éjection sont donc peu présentes et les structures d'échappement dominent alors l'écoulement. Des éjections à petite échelle peuvent cependant se former sur la surface des grains (Kirkbride, 1993) et le passage de structures d'échappement peut influencer leur développement dans l'écoulement.

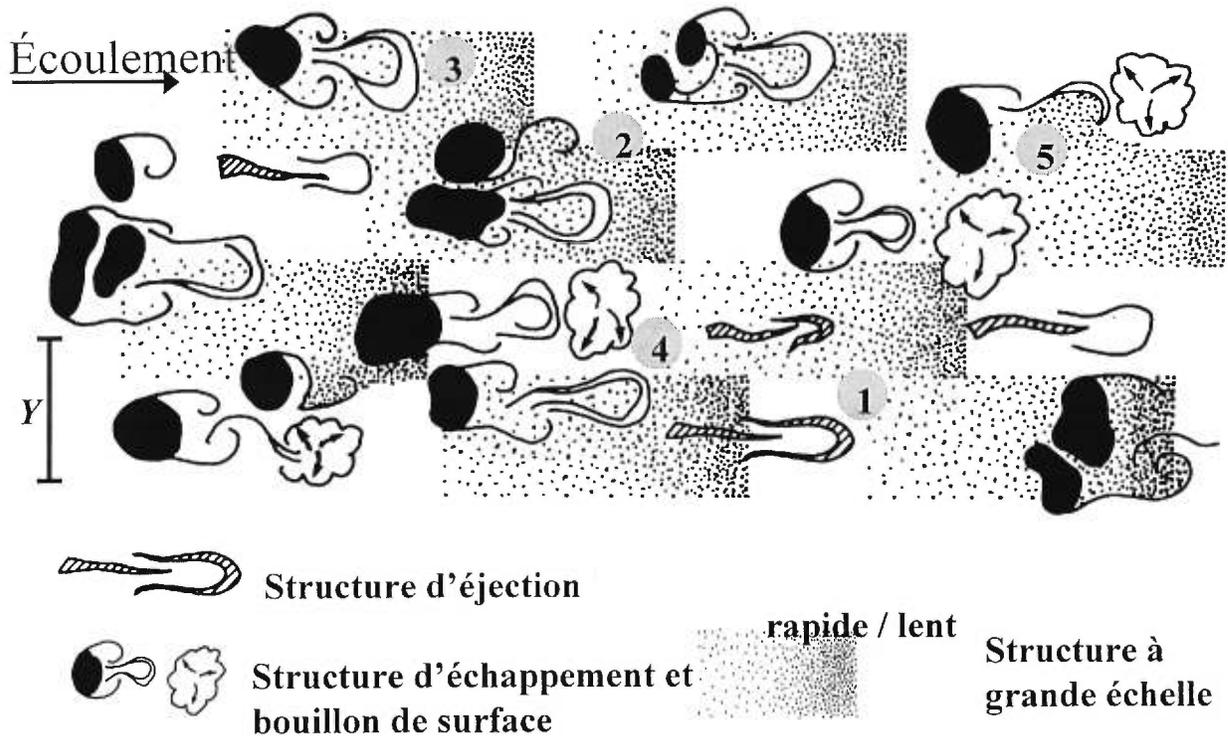
Entre ces deux conditions idéalisées, il existe plusieurs scénarios. Les interactions entre les structures d'éjection et d'échappement risquent cependant de s'expliquer par des interactions similaires à celles présentées entre les structures à grande échelle et les structures d'éjection, de même qu'entre les structures d'échappement et les structures à grande échelle.

## **5.5 VERS UNE INTÉGRATION DES STRUCTURES ET DE LEURS INTERACTIONS DANS L'ÉCOULEMENT D'UNE SECTION DE RIVIÈRE**

La présence simultanée des trois structures et de la gamme d'interactions donnent naissance à une organisation complexe des écoulements en rivières à lit de graviers. Pour illustrer cette organisation, les figures 5.6 et 5.7 présentent des schémas idéalisés de l'écoulement dans des sections rectilignes de cours d'eau. La figure 5.6 illustre les patrons d'écoulement tels qu'imaginés à partir de la combinaison des trois structures dans une colonne d'eau. Elle souligne également les interactions dont nous avons discutés dans les paragraphes précédents. La figure 5.7 présente les mêmes structures et leurs interactions mais dans une perspective en plan. Ce second schéma est plus



**Figure 5.6** Vue de côté d'une intégration des trois structures turbulentes dans une section rectiligne d'une rivière à lit de graviers. La distribution spatiale des blocs s'inspire d'une distribution rapportée par Robert *et al.* (1996). La figure présente un exagération verticale de 3. Le schéma intègre les mécanismes à l'origine des structures et les interactions discutées dans le texte. Il met en évidence (1) la dynamique des structures d'éjection et des structures à grande échelle dans la portion amont du lit où il y a peu d'obstacles protubérants et (2) la dynamique des structures d'échappement et des structures à grande échelle là où se trouvent des obstacles protubérants. L'image montre aussi les différentes manifestations des structures d'échappement: (3) lors du passage d'une région de vitesse rapide, l'échappement se produit à la fois vers la surface et vers le lit alors que (4) lors du passage d'une région de vitesse lente, l'échappement s'élève vers la surface où il génère éventuellement des bouillons à la surface. Ces différentes manifestations peuvent en partie être associées à la dynamique de la zone de recirculation qui devient (5) plus active et donne naissance à un mouvement vers le haut le long de l'obstacle suite au passage d'une région de vitesse rapide alors que (6) ce mouvement est moins prononcé lors du passage d'une région de faible vitesse.



**Figure 5.7** Vue en plan de l'intégration des trois structures turbulentes dans une section rectiligne d'une rivière à lit de graviers. La distribution spatiale des blocs est similaire à une distribution décrite par Church *et al.* (1998). Sur cette figure,  $Y$  est une échelle relative indicatrice de la profondeur de l'écoulement. Le schéma intégrateur montre (1) la dynamique des structures d'éjection et des structures à grande échelle dans les zones à rugosité homogène et (2) la dynamique des structures d'échappement et des structures à grande échelle dans les zones où se trouvent des blocs protubérants et des amas de galets. On observe aussi les différentes manifestations d'échappement lors du passage d'une région de vitesse (3) rapide et (4) lente, cette dernière donnant naissance à des bouillons à la surface. Finalement, l'effet de la présence des structures à grande échelle sur la dynamique de la zone de recirculation ressort en (5).

spéculatif que le premier étant donné le faible nombre de données disponibles sur la dynamique de l'écoulement à l'échelle d'une telle section. Ces schémas visent à alimenter une discussion plutôt qu'à représenter fidèlement une réalité. Aussi, bien qu'ils soient spéculatifs en partie, notamment dans la représentation tridimensionnelle de l'évolution des structures, ils permettent de mettre en évidence des éléments clés pour la caractérisation de l'organisation d'un écoulement dans un cours d'eau à lit de graviers.

Les figures 5.6 et 5.7 permettent, tout d'abord, de soulever le lien entre les éléments de rugosité et les trois structures turbulentes. Robert (1990) classe les éléments de rugosité dans un cours d'eau à lit de graviers en trois catégories: la taille des grains constituant le lit, les formes associées à l'organisation des grains sur le lit et les formes associées aux ondulations du profil longitudinal de la rivière. L'influence de ces formes sur la résistance de l'écoulement est connue à partir des descriptions de profils de vitesse (Robert, 1990; Robert *et al.*, 1992; Clifford *et al.*, 1992a, b). Dans une approche simplifiée, la description des mécanismes a révélé que les structures d'éjection peuvent être normalisées par la taille des grains présents sur le lit (Équation 5.2), que les structures d'échappement peuvent être normalisées par la taille des obstacles (Équation 5.3) et que les structures à grande échelle sont associées à des paramètres généraux de l'écoulement et, de manière spéculative, à la succession seuil-mouille. Le mécanisme responsable de la formation de ces dernières à partir des ondulations du lit est cependant hautement spéculatif. Dans ce sens, les structures à grande échelle sont illustrées dans les schémas mais le lien mécanistique ne l'est pas, d'où l'absence des séquences seuils-mouilles sur les figures. Les trois structures turbulentes peuvent ainsi être étroitement corrélées à la caractérisation des échelles de rugosité du lit. Une connaissance détaillée de la morphologie du lit est nécessaire pour bien représenter et caractériser l'organisation des structures de l'écoulement sur cette surface.

Les schémas font aussi ressortir la présence dans l'organisation de l'écoulement de zones de production et de dissipation intense de structures turbulentes. Aux échelles représentées, les zones de production les plus frappantes sont celles associées aux structures d'échappement. L'évolution des structures d'échappement présentée par Acarlar et Smith (1987) souligne également cette idée de production et de dissipation. Dans le contexte d'une section de cours d'eau, les schémas montrent que l'organisation

de l'écoulement est reproductive étant donné que les zones de production se succèdent le long du gradient amont-aval. Cette distribution des zones de production et de dissipation entraîne une variabilité spatiale dans la prédominance des mécanismes et des structures, mais contribue à la conservation d'un certain niveau d'organisation. Ce niveau d'organisation peut être crucial pour la dynamique d'une section de rivière. Dans ce sens, la description des changements de niveau d'organisation selon les changements hydrauliques, comme la vitesse et la profondeur moyennes de l'écoulement, permettrait de mieux comprendre la dynamique d'une section de rivière (Clifford, 1996).

Finalement, il est important de souligner l'anisotropie structurale qui découle de ces schémas, pour des conditions d'écoulement similaire. L'échelle temporelle du développement des structures dépend en partie de la vitesse moyenne de l'écoulement. Or cette vitesse varie selon la position dans l'écoulement. En effet, dans une section rectiligne, les vitesses plus rapides se retrouvent au centre de la section; les plus faibles, près des berges. L'échelle temporelle du développement d'une même structure, particulièrement les structures d'éjection au lit et les structures d'échappement, variera donc en fonction de la position dans l'écoulement où la structure est créée. Il en va de même pour les échelles de rugosité. Dans une section ayant une granulométrie homogène, la rugosité relative ( $D/Y$ , où  $D$  est le diamètre moyen des particules et  $Y$ , la profondeur d'eau) varie selon la position dans la section étant donné que la profondeur change selon la position dans la section. De plus, la variabilité des formes du lit peut entraîner une complexité dans les mécanismes de formation des structures. Par exemple, Rubin et McDonald (1995) ont montré que, dans des conditions similaires, la forme des obstacles influence les fréquences d'échappement des structures. En comparant deux spectres de puissance, ils ont observé que le changement d'orientation d'un cylindre peut transformer un échappement possédant une certaine périodicité en un échappement qui n'en possède plus. Ces éléments, combinés à bien d'autres, donnent naissance à une anisotropie structurale à l'échelle de la section de l'écoulement qu'il importe de considérer dans une intégration des structures de l'écoulement.

## 5.6 CONCLUSION

En géomorphologie fluviale, l'organisation des écoulements joue un rôle important dans la dynamique qui lie l'écoulement au transport des sédiments et au développement des formes sur le lit (Leeder, 1983; Best, 1993). Dans cet essai, nous avons décrit trois types de structures turbulentes qui organisent l'écoulement : les structures d'éjection au lit, les structures d'échappement et les structures à grande échelle. Ces trois structures se produisent à différentes échelles et elles interagissent les unes avec les autres. Ainsi, bien que les mécanismes à l'origine des trois structures puissent être décrits distinctement, leur identification dans un milieu complexe demeure délicate.

Nous avons présenté des éléments d'intégration qui visent à guider la caractérisation de l'organisation de l'écoulement dans une section de rivière. Les schémas intégrateurs soulignent : (1) une relation entre les échelles de rugosité et l'organisation de l'écoulement, (2) la présence de zones de production et de dissipation des structures qui organisent l'écoulement et (3) l'anisotropie structurale de cette organisation dans une section de cours d'eau.

Les schémas intégrateurs illustrent la variabilité spatiale et temporelle d'un écoulement dans une section de cours d'eau en considérant les trois structures turbulentes décrites. Les schémas soulignent surtout l'importance d'interactions complexes entre les différentes structures turbulentes. Cette variabilité et ces interactions limitent le pouvoir de discrimination des structures dans les écoulements et les séries temporelles extraites de ces écoulements. Éventuellement, les interactions donnent naissance à des structures que l'on ne peut expliquer par l'un des trois mécanismes appliqués de manière individuelle. Dans ce sens, l'identification des interactions possibles de même que la caractérisation des échelles des structures demeurent des avenues potentielles pour le développement d'un modèle d'intégration à l'échelle d'une section de cours d'eau.

## PARAGRAPHE DE LIAISON D

Le chapitre 4 a montré que l'échappement de portions de fluide lent provenant de la zone de séparation à l'aval d'un amas de galets génère d'intenses échanges turbulents. Le mécanisme responsable de l'échappement demeure cependant peu connu dans des écoulements où le nombre de Reynolds est élevé comme c'est le cas en rivière naturelle. De plus, les connaissances actuelles ne tiennent pas compte de découvertes récentes sur la turbulence en rivière à lit de graviers où on a observé des structures de forte et de faible vitesse occupant toute la profondeur de l'écoulement et pouvant durer plusieurs secondes (Chapitre 3). Ces deux structures coexistent et interagissent dans les écoulements. La description de ces interactions est nécessaire pour mieux comprendre l'organisation des écoulements à l'échelle d'une section de rivière (Chapitre 5). Cet article<sup>1</sup> rapporte les résultats de deux expériences originales sur les liens dynamiques entre les structures à grande échelle et le mécanisme d'échappement en aval d'un amas de galets. La première expérience repose sur l'analyse de corrélations croisées entre des séries de vitesse obtenues au sommet et à l'aval proximal d'un amas de galets. Les résultats montrent que les fortes fluctuations dans le sens de l'écoulement au sommet de l'obstacle sont liées, quelques instants plus tard, à de fortes fluctuations vers l'amont dans la zone de recirculation. La seconde expérience utilise la visualisation des structures d'échappement et la mesure simultanée des vitesses de l'écoulement. L'analyse combinée des images vidéo et de séries de vitesse suggère une relation entre le passage des structures à grande échelle et les manifestations distinctes de l'échappement. Dans le cadre de la thèse, ce chapitre propose un mécanisme d'échappement lié aux structures à grande échelle inhérentes aux écoulements sur lit de graviers : suite au passage d'un front de haute vitesse, une structure d'échappement se développe et prend de l'expansion vers le lit et vers la surface en se propageant vers l'aval alors que, suite au passage d'un front de faible vitesse, la structure d'échappement s'élève vers la surface de manière plus cohérente.

---

<sup>1</sup> Buffin-Bélanger, T., Roy, A.G. et Levasseur, M. (soumis). Interactions entre les structures d'échappement et les structures à grande échelle dans l'écoulement turbulent des rivières à lit de gravier. *Revue des Sciences de l'Eau*.

## **CHAPITRE 6 : INTERACTIONS ENTRE LES STRUCTURES D'ÉCHAPPEMENT ET LES STRUCTURES À GRANDE ÉCHELLE DANS L'ÉCOULEMENT TURBULENT DES RIVIÈRES À LIT DE GRAVIER**

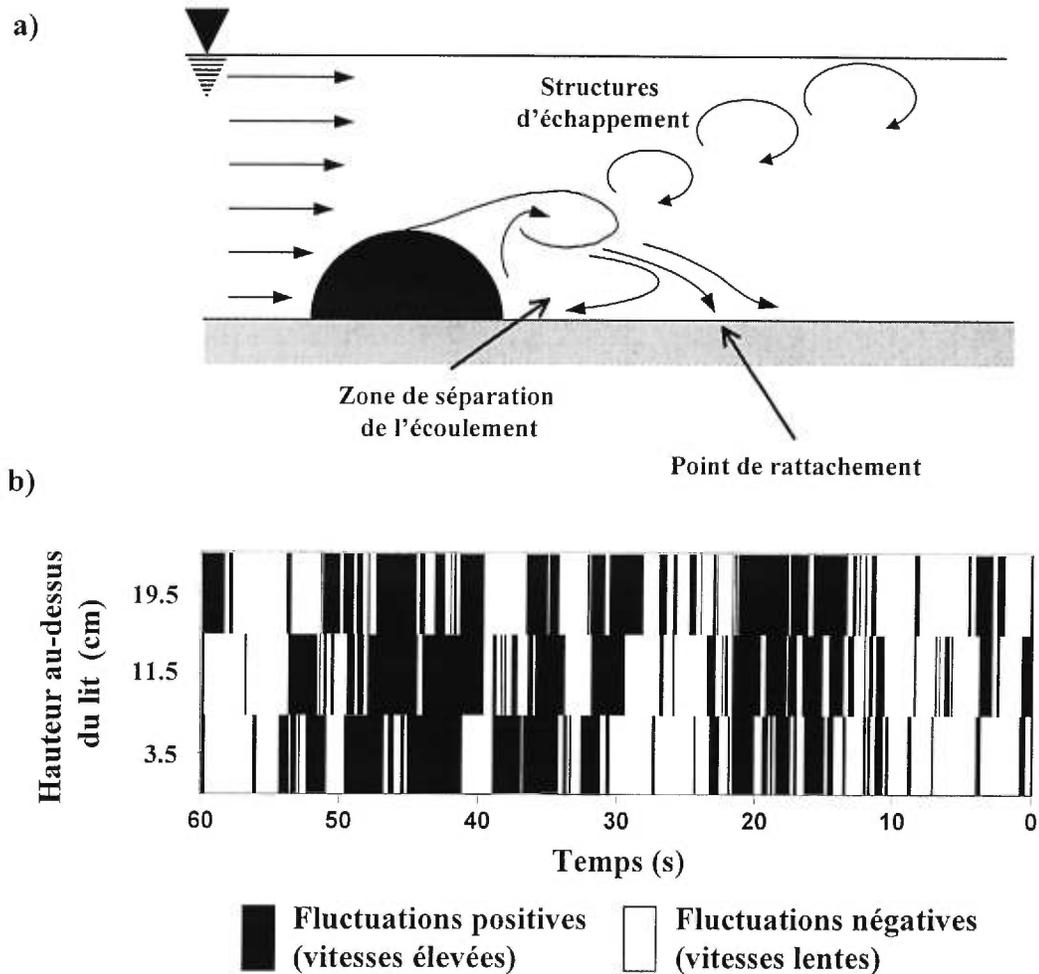
---

### **6.1 INTRODUCTION**

La compréhension de la dynamique des rivières implique une caractérisation détaillée de l'organisation des écoulements (Best, 1993). Cette organisation se définit par les formes que prennent les échanges de quantité de mouvement, les structures turbulentes, et par leurs interactions dans le fluide en mouvement. Alors que plusieurs études ont décrit des structures turbulentes en milieu naturel, peu d'entre elles ont documenté leurs interactions, cruciales à la caractérisation de l'organisation de l'écoulement.

Dans les rivières à lit de graviers, on reconnaît généralement deux types de structures turbulentes: les structures d'échappement et les structures à grande échelle. Les structures d'échappement sont étroitement associées à la zone de séparation développée à l'aval de blocs protubérants et d'amas de galets (Fig. 6.1a). À l'aval de l'obstacle, le point de rattachement délimite l'endroit au lit où une portion du fluide s'écoule vers l'amont et l'autre vers l'aval. Le fluide s'écoulant vers l'amont donne naissance à une cellule de recirculation. Cette cellule interagit avec l'écoulement ambiant par le biais d'un plan de mélange attaché au sommet de l'obstacle. Le plan de mélange laisse s'échapper des portions de fluide lent provenant de la zone de séparation. Ces portions constituent les structures d'échappement. Ces structures ont été documentées en laboratoire dans des écoulements ayant différents nombres de Reynolds (Acarlar et Smith, 1987; Kawanisi *et al.*, 1993) et en rivière à lit de graviers (Clifford *et al.* 1992b; Robert *et al.*, 1996; Buffin-Bélanger et Roy, 1998).

Les structures à grande échelle sont des portions de fluide rapide entrecoupées par des portions de fluide plus lent qui occupent toute la tranche de l'écoulement (Fig. 6.1b). Ces structures ont été caractérisées en laboratoire (Falco, 1977; Nakagawa et Nezu, 1981) et plus récemment en milieu naturel (Kirkbride et Ferguson, 1995; Ferguson *et al.*, 1996).



**Figure 6.1** (a) Schéma illustrant le point de rattachement, la zone de séparation et les structures d'échappement associées à la présence d'un obstacle à l'écoulement. (b) Représentation matricielle de fluctuations de vitesse échantillonnées à trois positions dans un écoulement sur lit de graviers (vitesse moyenne de l'écoulement : 36 cm/s; profondeur de l'écoulement : 35 cm; diamètre médian des particules : 3.3 cm). La cohérence des fluctuations positives et négatives révèle la présence de fronts de vitesse élevée entrecoupés par des fronts de vitesse plus lente occupant une portion significative de la tranche de l'écoulement (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000).

Dans un écoulement sur lit de graviers, les structures à grande échelle peuvent durer plusieurs secondes et possèdent une longueur de 2 à 5 fois la profondeur de l'écoulement (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000). L'origine de leur formation n'a pas encore été élucidée, mais il semble que ces structures soient intimement liées à la présence de portions de fluide de faible vitesse s'élevant de la région de l'écoulement située à proximité du lit (Falco, 1977; Roy et Buffin-Bélanger, sous presse).

Dans un tronçon de rivière, les structures d'échappement et les structures à grande échelle coexistent et interagissent. Plusieurs études en laboratoire ont permis de décrire les liens entre les structures à grande échelle et l'éjection de fluide à faible vitesse provenant de la zone proximale au lit (Falco, 1977; Pratury et Brodkey, 1978; Yalin, 1992; Nezu et Nakagawa, 1993), mais peu d'études ont documenté les interactions entre les structures à grande échelle et les structures d'échappement à l'aval d'un obstacle. Parmi celles-ci, Kirkbride (1993) a proposé deux mécanismes pour expliquer une rétroaction entre le passage de structures à grande échelle et l'échappement des structures provenant de la zone de séparation. Il a d'abord suggéré que les structures interagissent selon la dynamique même de la zone de séparation à l'aval d'un obstacle. Pour qu'un échappement se produise, un tourbillon doit d'abord se développer dans la zone de séparation. Lorsque ce tourbillon s'échappe, il bloque l'écoulement et donne naissance aux structures de forte et de faible vitesse. Le second mécanisme est lié aux pressions différentielles véhiculées par les grandes structures. Lors du passage d'une structure de forte vitesse, une zone de basse pression se produit au dessus de la zone de séparation. Cette basse pression entraîne alors l'éjection dans l'écoulement ambiant d'une portion de fluide provenant de la zone de séparation. Roy *et al.* (1999) ont également émis l'hypothèse d'un lien mécanique entre les structures d'échappement et le passage des structures à grande échelle. À partir de la visualisation d'un écoulement en rivière, ils ont tout d'abord d'identifié deux manifestations particulières des structures d'échappement à l'aval d'un obstacle. En combinant des mesures de vitesse à la visualisation, ils ont ensuite avancé que les structures de vitesse élevée sont associées à des structures d'échappement se diffusant à la fois vers le lit et la surface alors que les structures de faible vitesse sont plutôt associées à des structures d'échappement se propageant uniquement vers la surface. Ces différentes hypothèses s'appuyaient sur un nombre très restreint d'observations.

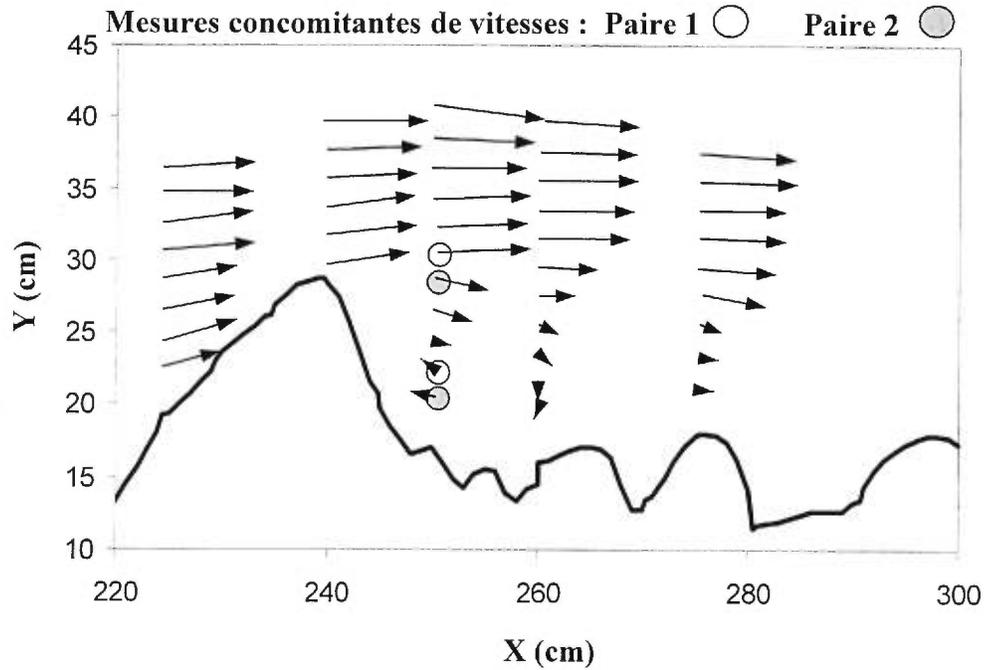
Dans cet article, nous présentons les résultats de deux analyses portant sur les interactions entre les structures à grande échelle et les structures d'échappement à l'aval d'un amas de galets. La première analyse se base sur un échantillonnage en simultané de séries temporelles de vitesse en aval d'un amas de galets. Cette analyse exploite les corrélations croisées entre séries de vitesse, mesurées à une grande résolution temporelle et spatiale, pour décrire la dynamique de l'écoulement. La seconde analyse se fait à l'aide d'images issues de la visualisation d'un écoulement concomitante à un échantillonnage de séries de vitesse. Ces deux approches nous ont permis de montrer l'effet du passage des structures à grande échelle sur la dynamique d'échappement et de présenter un modèle dynamique du développement des structures d'échappement en relation avec le passage des structures à grande échelle.

## **6.2 ANALYSE DE CORRÉLATIONS CROISÉES ENTRE SÉRIES TEMPORELLES DE VITESSE**

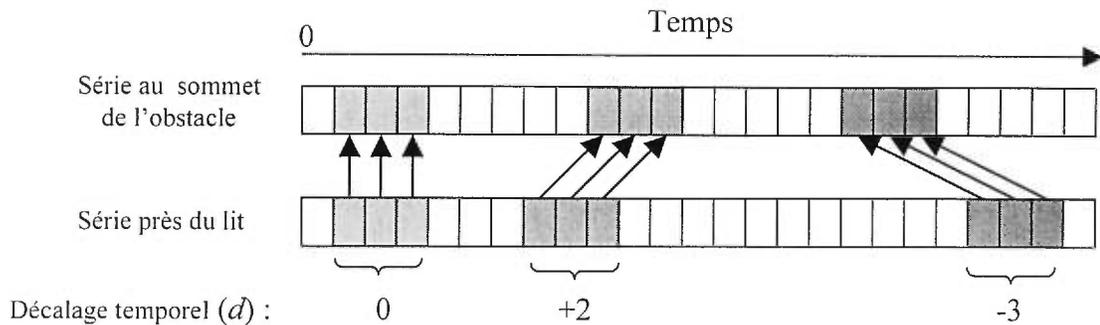
### **6.2.1 Mesure des vitesses de l'écoulement**

La figure 6.2 montre la position d'échantillonnage de deux paires de séries temporelles de vitesse en aval d'un amas de galets dans la rivière Eaton-Nord en Estrie, Québec. Les composantes longitudinale et verticale des vitesses ont été mesurées à l'aide de courantomètres électromagnétiques Marsh-McBirney. La sonde des courantomètres possède un diamètre de 13 mm et un volume d'échantillonnage dont le diamètre est de 2.5 à 3 fois celui de la sonde. Les instruments ont un temps de réponse de 0.05 s et les vitesses sont filtrées. Le filtre utilisé dans les courantomètres Marsh-McBirney est un filtre exponentiel (RC) (Roy *et al.*, 1997). Les séries échantillonnées sont d'une durée de 1 minute à une fréquence d'échantillonnage de 20 Hz.

Les paires comportent deux séries temporelles de vitesse échantillonnées simultanément par deux courantomètres dont l'un se trouve dans la zone de séparation et l'autre à proximité du sommet de l'obstacle (Fig. 6.2). La simultanéité permet le calcul de corrélations croisées entre les séries de chacune des paires. La corrélation croisée a été utilisée en laboratoire (Brown et Thomas, 1977; Nakagawa et Nezu, 1981) et plus récemment en rivière (Robert *et al.*, 1993; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000) pour décrire les structures à grande échelle de l'écoulement. Ici, l'originalité provient du fait que les



**Figure 6.2** Position d'échantillonnage de quatre séries temporelles de vitesse à proximité d'un amas de galets à l'aide de courantomètres électromagnétiques. Les quatre points composent deux paires synchrones d'une durée de 1 minute à une fréquence d'échantillonnage de 20 Hz. Les vecteurs moyens de l'écoulement en périphérie de l'obstacle sont identifiés par les flèches. On note l'accélération au sommet de l'obstacle et la zone de séparation à l'aval proximal.



**Figure 6.3** Interprétation du décalage temporel dans l'analyse spatio-temporelle des corrélations croisées.

courantomètres se trouvent dans des zones différentes de l'écoulement : la zone de séparation, associée aux structures d'échappement, et la zone sommitale, influencée par la présence des structures à grande échelle. Ce déploiement permettra d'établir des liens dynamiques entre les deux zones à partir de l'analyse spatio-temporelle des corrélations croisées.

### 6.2.2 Corrélation croisée

La distribution des corrélations croisées ( $r_{u1-u2}$ ) s'obtient selon :

$$c_{u_1-u_2}(d) = \begin{cases} \sum_{t=1}^{N-d} (u_{1t} - \langle u_1 \rangle)(u_{2t+d} - \langle u_2 \rangle) & d = 0, 1, 2, \dots, N-1 \\ \sum_{t=1-d}^N (u_{1t} - \langle u_1 \rangle)(u_{2t+d} - \langle u_2 \rangle) & d = 0, -1, -2, \dots, -(N-1) \end{cases} \quad (6.1)$$

et

$$r_{u_1-u_2}(d) = \frac{c_{u_1-u_2}(d)}{s_{u_1} s_{u_2}} \quad (6.2)$$

où  $u_t$ ,  $\langle u \rangle$ ,  $s_u$  et  $N$  sont respectivement une vitesse instantanée, la vitesse moyenne, l'écart type et le nombre d'éléments (ici  $N=1200$ ) des séries de vitesse  $U_1$  et  $U_2$ ;  $d$ , un décalage temporel; et  $c_{u1-u2}$ , la covariance croisée.

L'interprétation des résultats de l'analyse des corrélations croisées se fait selon deux valeurs: (1) la corrélation absolue maximale, qui exprime l'intensité de la concomitance des fluctuations de vitesse, et (2) le décalage où survient la corrélation absolue maximale, qui montre l'existence d'un écart temporel entre les deux séries. Ici, un décalage temporel positif ( $+d$ ) implique que les vitesses mesurées au temps  $t$  de la série située dans la zone de recirculation sont corrélées aux vitesses obtenues au temps  $t+d$  de la série située au sommet de l'obstacle (Fig. 6.3). Le signe du décalage est important puisqu'il permet d'interpréter le sens d'un mouvement.

L'intervalle de confiance autour des valeurs de la corrélation croisée se calcule selon :

$$IC_\alpha = r_{u1-u2}(N-d) \pm z_\alpha * Et_{(N-d)} \quad (6.3)$$

où  $r_{u1-u2}$  est la valeur de corrélation croisée pour un décalage ( $d$ ) donné;  $z$  provient de la distribution normale pour une marge d'erreur  $\alpha$  et  $Et$  est l'erreur-type. L'erreur-type des

corrélations croisées pour deux distributions aléatoires non-corrélées est donnée par (Chatfield, 1989):

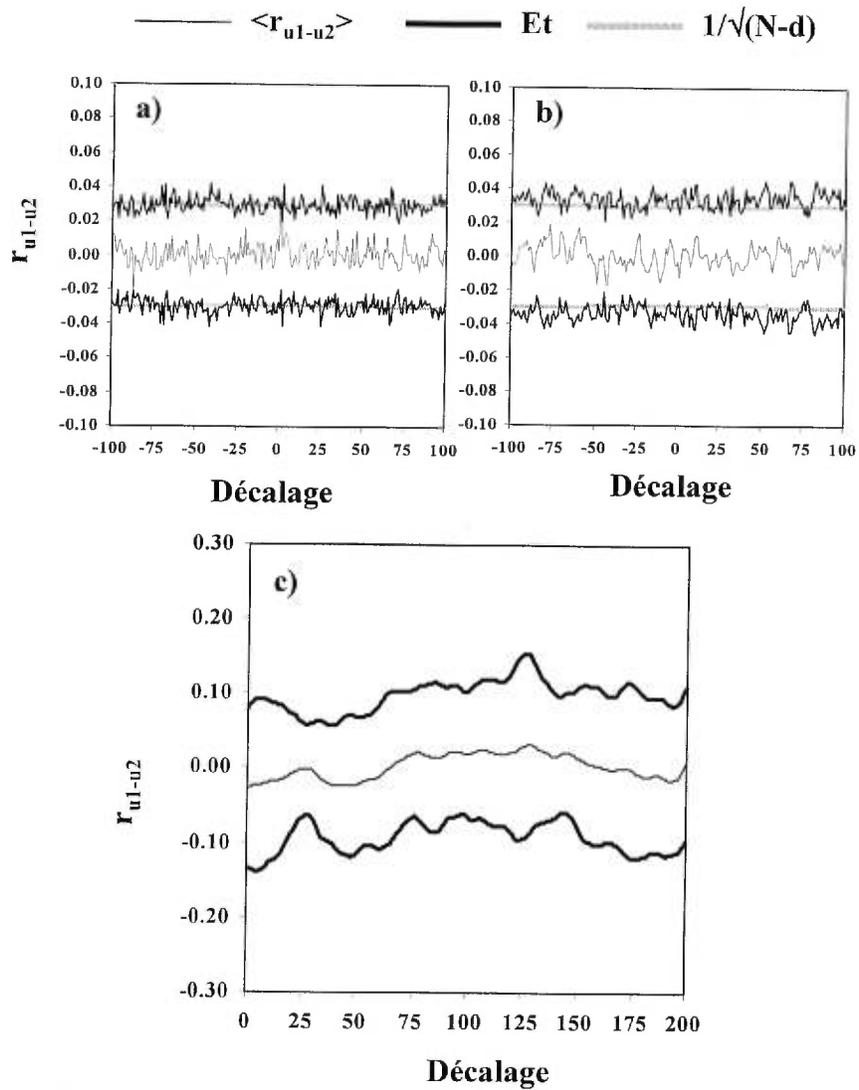
$$Et = 1/\sqrt{(N-d)} \quad (6.4)$$

Selon les équations 6.3 et 6.4, pour une marge d'erreur de 5% et avec  $N=1200$ , nous obtenons un intervalle de confiance autour de zéro de  $[-0.058; 0.058]$  avec  $Et = 0.029$ .

L'intervalle de confiance déterminé précédemment ne tient pas compte de la présence d'autocorrélation dans les séries temporelles de vitesse. Ces séries possèdent un niveau d'autocorrélation qui résulte du passage de structures turbulentes cohérentes et, pour les courantomètres électromagnétiques, de la présence d'un filtre de type RC. Le niveau d'autocorrélation se mesure à l'aide de l'*Integral Time Scale* (ITS) qui est généralement plus élevé dans la composante longitudinale que dans la composante verticale de l'écoulement (Roy *et al.*, 1996). La présence d'autocorrélation dans les séries implique que les corrélations croisées entre deux séries de vitesse sont rehaussées (Roy *et al.*, 1997). L'effet de l'autocorrélation sur les mesures de corrélations croisées doit être évalué de manière à déterminer un intervalle de confiance adéquat pour tester le niveau de signification des valeurs de corrélation obtenues entre deux séries temporelles de vitesse.

Pour évaluer l'effet de l'autocorrélation liée au filtre sur le niveau de signification des valeurs de corrélations croisées, vingt-cinq séries de 1200 points tirés aléatoirement d'une distribution normale ont été générées. Des corrélations croisées entre ces séries ont été calculées pour 200 décalages. Les 25 séries ont ensuite été filtrées selon un filtre similaire à celui présent dans les courantomètres et les corrélations croisées recalculées. Les figures 6.4a et b montrent la distribution des valeurs moyennes de corrélation croisée et l'erreur-type pour les séries non-filtrées et filtrées selon les décalages. L'erreur-type calculée à l'aide de l'équation 6.4 est également représentée. L'erreur-type des distributions filtrées ( $Et_{filtrées}$ ) est supérieure à l'erreur-type des distribution non-filtrées ( $Et_{non-filtrées}$ ). Pour l'ensemble des décalages, nous obtenons  $Et_{non-filtrées} = 0.029$ , ce qui correspond à la valeur obtenue selon l'équation 6.4, et  $Et_{filtrées} = 0.036$ . Cela représente une augmentation de 25%.

Pour évaluer l'effet de l'autocorrélation liée au passage des structures turbulentes, quarante paires de séries temporelles de une minute ont été choisies dans les données de Buffin-Bélanger et Roy (1998). Les séries retenues ont été mesurés à des instants différents, ce qui assure que les corrélations croisées mesurées sont le fruit du hasard et des niveaux



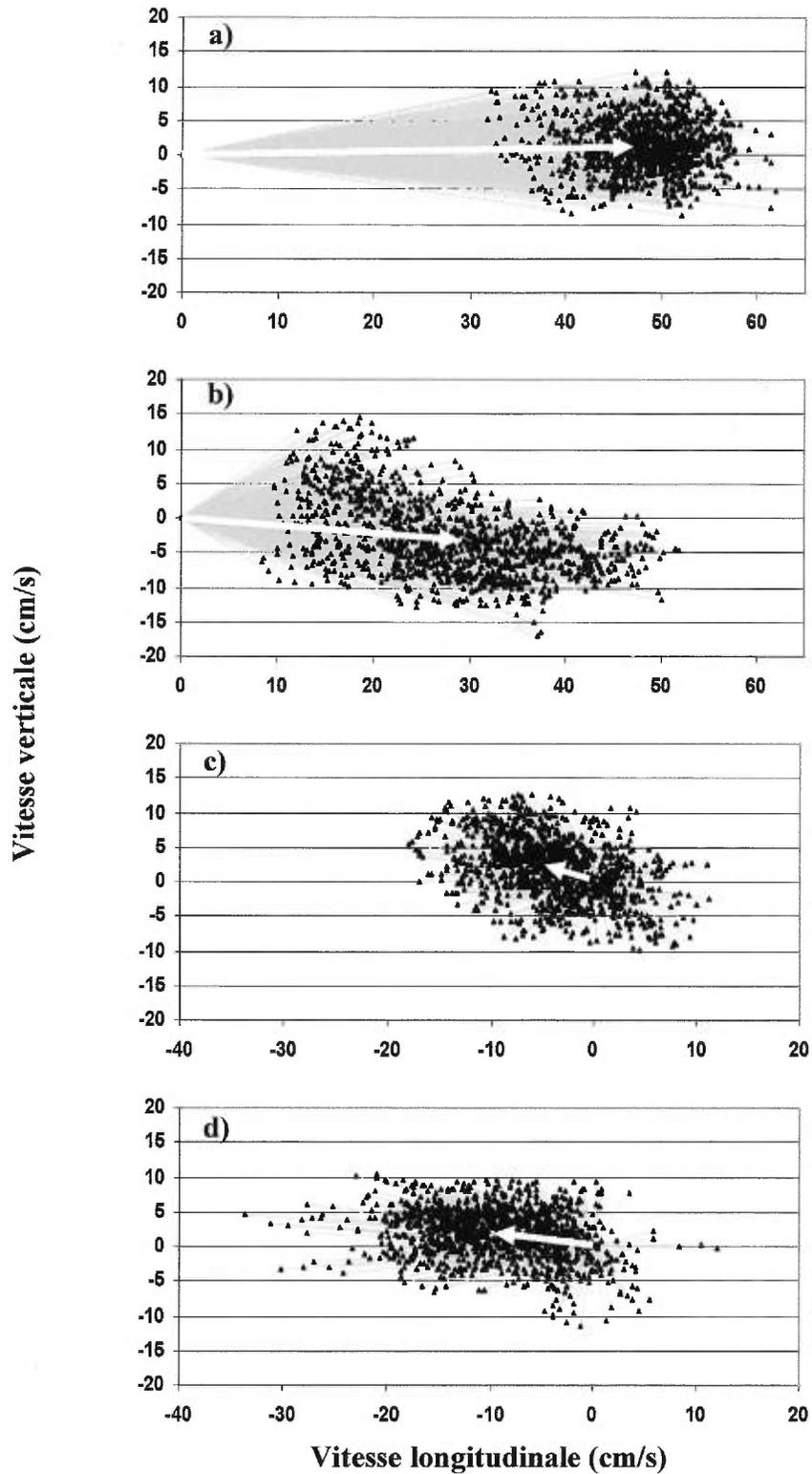
**Figure 6.4** Distribution d'échantillonnage de corrélations croisées pour (a) des distributions aléatoires non-filtrées, (b) des distributions aléatoires filtrées selon un filtre RC et (c) des séries temporelles de vitesses mesurées en rivière à des moments différents. *Et* représente l'erreur-type de ces distributions.

d'autocorrélation des séries de vitesse. Dans ce sens, pour obtenir un estimateur de l'erreur-type représentatif, les séries retenues possédaient des valeurs d'ITS similaires aux séries utilisées dans cet article. Les corrélations croisées pour chacune des 40 paires ont été compilées pour 200 décalages. La figure 6.4c montre la corrélation moyenne ainsi que l'erreur-type des distributions d'échantillonnage pour chacun des décalages. D'après ces distributions, l'erreur-type moyenne est 0.095, ce qui représente une augmentation de plus de 250% par rapport à l'estimateur proposé à l'équation 6.4.

Cet exercice illustre le rôle que joue l'autocorrélation liée au filtre et au passage de structures turbulentes pour la validation de l'intensité des corrélations croisées. D'après cet exercice, nous retiendrons l'erreur-type de 0.095 pour déterminer un intervalle de confiance tenant compte de la présence d'autocorrélation dans les séries temporelles de vitesse.

### 6.2.3 Résultats

La figure 6.5 présente la distribution des vecteurs de vitesse instantanée et le vecteur de vitesse moyenne pour les quatre séries temporelles. Ces distributions permettent de décrire la dynamique de l'écoulement aux quatre positions d'échantillonnage. À la position la plus élevée (Fig. 6.5a), on note la présence d'un écoulement rapide généralement parallèle au lit. À la seconde position sommitale (Fig. 6.5b), la distribution des vecteurs diffère significativement. La majorité des vecteurs sont orientés vers le lit avec des vitesses rapides comparativement à la vitesse moyenne. On note également la présence de vecteurs de magnitude plus faible orientés vers la surface. Ces vecteurs peuvent être associés aux structures d'échappement provenant de la zone de séparation à l'aval de l'obstacle. Lorsqu'un échappement se produit, on anticipe obtenir une vitesse lente dans le sens longitudinal combinée à une vitesse verticale vers la surface. Ici, on observe une distribution de vecteurs caractéristique de la région du plan de mélange formé entre la zone de séparation et l'écoulement ambiant passant au sommet de l'obstacle. Pour les séries situées dans la zone de séparation (Fig. 6.5c et d), les vecteurs de vitesse sont orientés vers l'amont (vitesse négative dans le sens longitudinale) et possèdent une nette tendance vers la surface. Dans la zone de séparation, le mouvement de retour du fluide semble bloqué par l'obstacle et le lit. Le fluide ne peut ainsi que se diriger vers la surface le long de l'obstacle pour éventuellement contribuer au processus d'échappement.



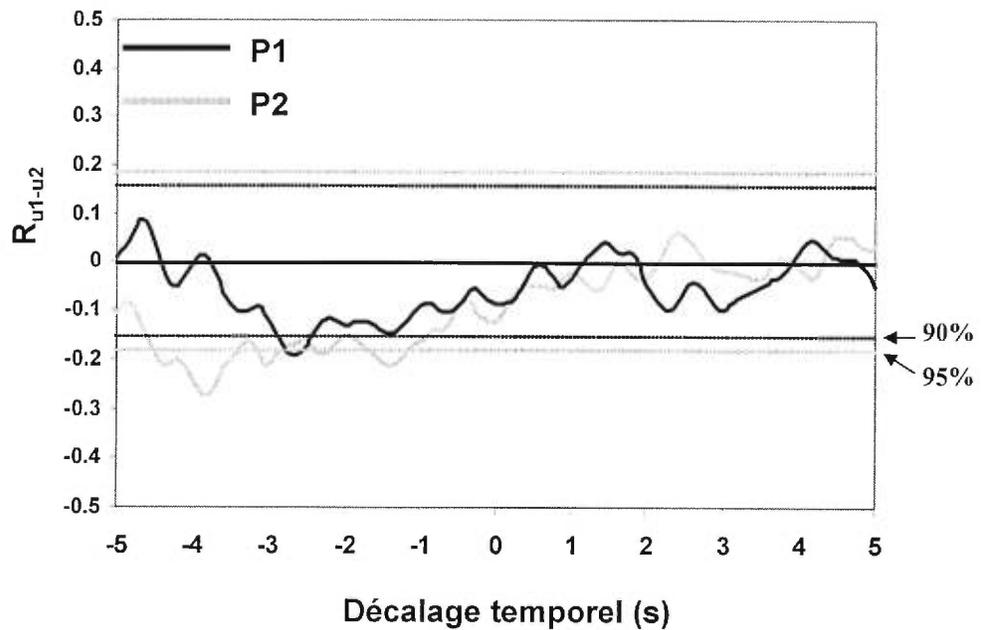
**Figure 6.5** Distribution des vecteurs de vitesse instantanée (trait gris avec pointe noire) et moyenne (flèche en blanc) selon les composantes longitudinale et verticale de l'écoulement. (a) Paire 1, sommet de l'obstacle. (b) Paire 2, sommet de l'obstacle. (c) Paire 1, zone de séparation. (d) Paire 2, zone de séparation.

Les diagrammes ne permettent cependant pas d'identifier clairement les relations entre les deux zones d'écoulement. Puisque les vitesses de la Fig. 6.5a et c et Fig. 6.5b et d ont été échantillonnées en simultané (voir Fig. 6.2), les corrélations croisées entre ces vitesses permettront de mettre en relation les dynamiques de l'écoulement aux différentes positions.

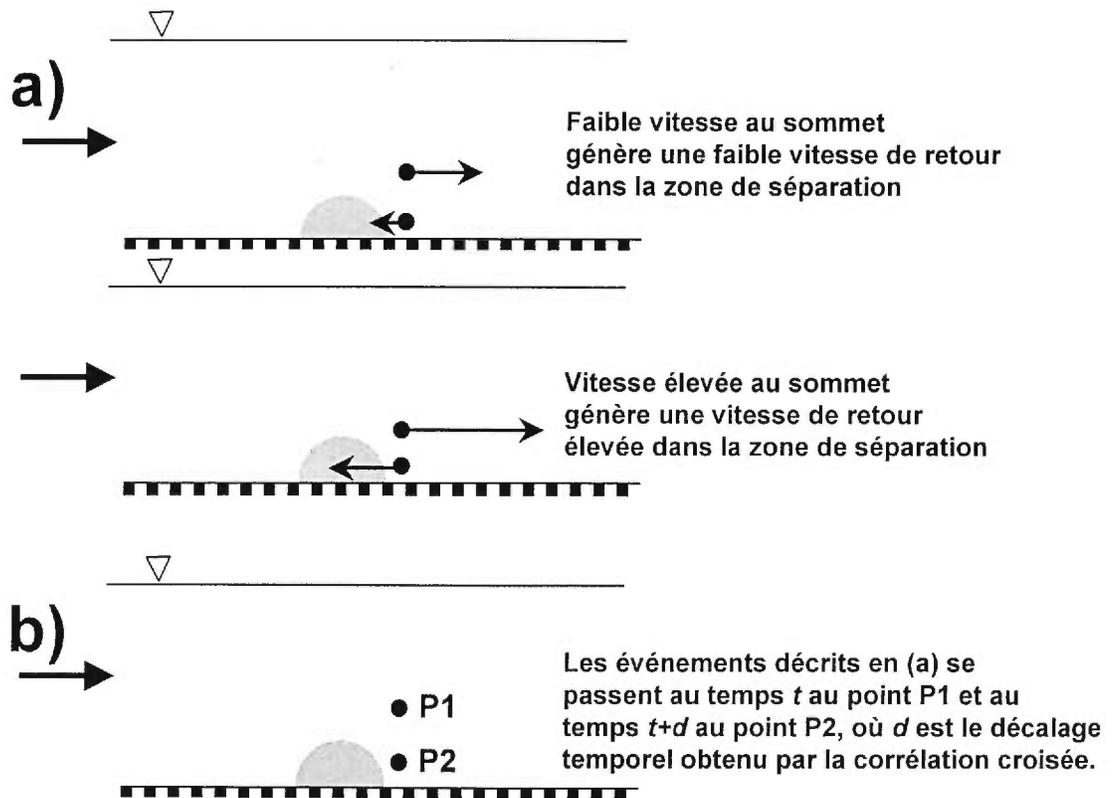
La figure 6.6 donne les résultats obtenus par l'analyse des corrélations croisées de la composante longitudinale de vitesse pour les deux paires de séries temporelles. Deux faits ressortent de ce diagramme. Tout d'abord, l'ensemble des valeurs significatives de corrélation de même que la corrélation absolue maximale sont de signe négatif. Une corrélation négative signifie que les vitesses plus élevées que la moyenne au sommet de l'obstacle sont associées à des vitesses plus faibles que la moyenne dans la zone de séparation. Ainsi, selon les vitesses moyennes aux deux positions, une vitesse élevée au sommet de l'obstacle est corrélée à une vitesse élevée dans la zone de recirculation mais de signe contraire (Fig. 6.7a).

Ensuite, les corrélations significatives et la corrélation absolue maximale surviennent selon un décalage négatif. D'après la convention utilisée (Fig. 6.3), le décalage négatif implique que, en moyenne, la cohérence des mouvements se produit du point d'échantillonnage situé au sommet de l'obstacle vers celui situé dans la zone de recirculation. En d'autres mots, une vitesse plus élevée que la moyenne se produit d'abord au point 1 (P1, Fig. 6.7b) et est suivie par une vitesse élevée mais de signe contraire au point 2 quelques instants plus tard (P2, Fig. 6.7b). D'après les valeurs significatives des corrélations croisées et les pics de corrélation, le décalage temporel entre ces mouvements se situe entre 1 et 4 secondes.

La dynamique de la zone de séparation semble répondre aux variations de vitesse observées au sommet de l'obstacle. L'intensité du mouvement de retour est plus grande suite au passage d'une portion de fluide ayant une vitesse élevée au sommet que lors du passage d'une portion plus lente. Des patrons similaires sont observés avec les corrélations croisées faites à partir de la magnitude des vecteurs. Cette dynamique peut avoir des conséquences sur le développement des structures d'échappement provenant de la zone de recirculation. C'est ce que nous examinerons à l'aide d'une visualisation de l'écoulement à l'aval d'un amas de galets.



**Figure 6.6** Corrélations croisées pour les deux paires de séries temporelles. Les intervalles de confiance à 90 et à 95% sont indiqués.



**Figure 6.7** Interprétation des résultats de l'analyse spatio-temporelle des corrélations croisées: (a) implication de la corrélation négative et (b) implication du décalage négatif de la survient la corrélation absolue maximale.

## 6.3 ANALYSE COMBINÉE DE SÉQUENCES VIDÉO ET DE SÉRIES DE VITESSE

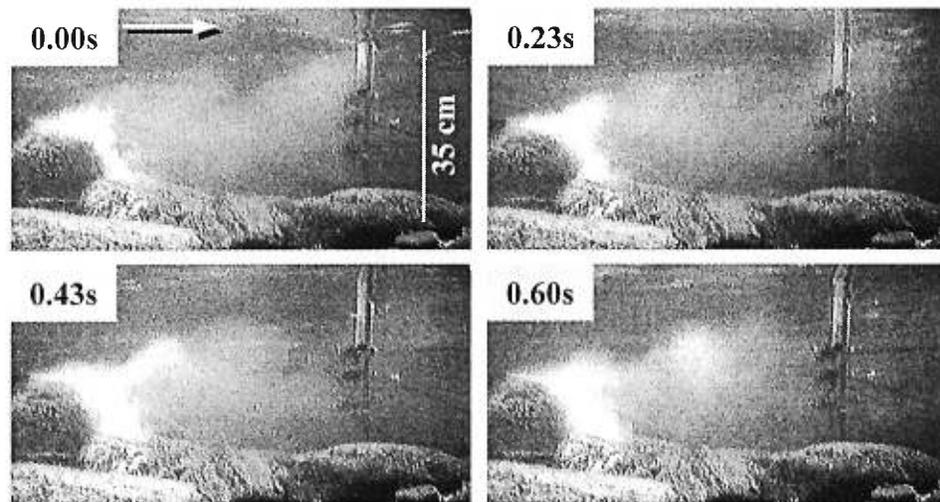
### 6.3.1 Visualisation et mesures de vitesse

L'analyse visuelle permet d'observer et de décrire le développement des structures de l'écoulement dans le temps et dans l'espace. Elle sert à mieux comprendre la complexité des fluctuations observées dans les séries de vitesse mesurées dans les écoulements turbulents. Roy *et al.* (1999) ont montré qu'il était possible de mettre en œuvre une méthode de visualisation en rivière malgré les valeurs élevées du nombre de Reynolds qu'on y retrouve. Cette méthode utilise un traceur lacté qui, une fois injecté en un point, permet de suivre le développement des structures dans le fluide. Une caméra sous-marine filme la propagation du traceur, ce qui permet une analyse ultérieure de la dynamique de l'écoulement. En positionnant les courantomètres dans le champ de la caméra, il devient possible de combiner les mesures quantitatives de la vitesse de l'écoulement à l'observation qualitative du développement de structures turbulentes. La figure 6.8 montre quatre images tirées de la séquence vidéo de Roy *et al.* (1999) illustrant le développement d'une structure d'échappement à l'aval d'un bloc protubérant.

En partant de l'hypothèse de Roy *et al.* (1999) et en utilisant la même séquence vidéo, nous avons développé une méthodologie visant à caractériser l'évolution de structures d'échappement. La méthode se scinde en deux étapes. La première consiste à identifier dans les séries de vitesse le passage des structures à grande échelle. Pour ce faire, la méthode de la série moyenne des fluctuations centrées réduites (Buffin-Bélangier *et al.*, 2000) est retenue. Cette méthode consiste à générer une nouvelle série temporelle à partir de plusieurs séries selon la formule suivante :

$$\langle u_i \rangle' = \frac{\sum_{j=1}^k \left[ \left( \sum_{l=i-W/2}^{l=j+W/2} u'_{lj} \right) / (W+1) \right]}{k} \quad (6.5)$$

où  $u'$  est la fluctuation centrée et réduite au temps  $i$  pour le courantomètre  $j$ ;  $k$ , le nombre de courantomètres (3 dans le cas présent); et  $W$ , une largeur de fenêtre en nombre de mesures pour tenir compte du décalage vertical des structures à grande échelle (dans le cas présent, 20 mesures, soit une seconde). Cette nouvelle série permet d'identifier le passage des structures de forte et de faible vitesse sur toute la tranche de l'écoulement. En utilisant



**Figure 6.8** Quatre images provenant d'une visualisation à l'aide d'un traceur lacté injecté dans la zone de séparation à l'aval d'un bloc protubérant dans un cours d'eau à lit de graviers (vitesse moyenne de l'écoulement : 38 cm/s ; profondeur de l'écoulement: 35 cm) (Roy *et al.*, 1999). Ces images montrent clairement l'échappement d'une portion de fluide provenant de la zone de séparation à l'aval du bloc protubérant. À noter, la position des trois courantomètres électromagnétiques utilisés pour mesurer les vitesses de l'écoulement.

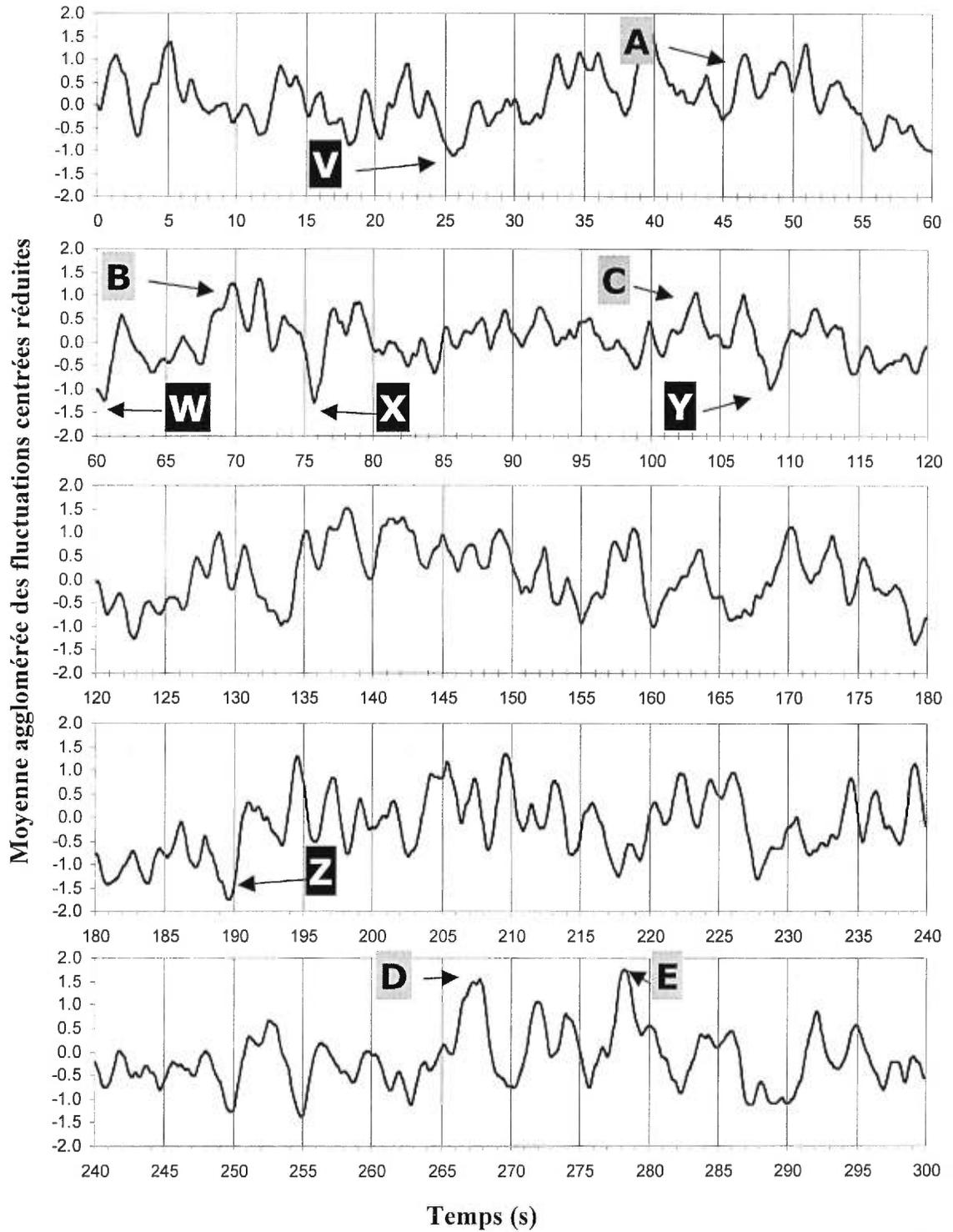
cette technique, nous avons localisé 10 événements d'amplitude marquée: cinq de forte vitesse et cinq de faible vitesse dans une série de cinq minutes (Fig. 6.9).

La seconde étape consiste à analyser les images vidéo associées au passage des structures à grande échelle identifiées. Lors de l'échantillonnage sur le terrain, on avait synchronisé l'enregistrement des images à l'échantillonnage de vitesse. Il est alors possible de lier précisément les séquences d'images au passage des structures à grande échelle. Pour chacun des 10 événements, nous avons analysé cinq images. La fréquence des images vidéo est de 30 Hz (i.e. 30 images par seconde). À partir du moment où le début d'une structure à grande échelle était détecté au niveau des courantomètres, nous avons analysé de manière rétrograde dans le temps une image sur 8. Cela permet de couvrir une période d'un peu plus d'une seconde, i.e. le temps que prennent les structures qui s'échappent de la zone de recirculation pour atteindre la position des courantomètres (Fig. 6.8). Cette période correspond aussi au passage des structures à grande échelle. Une grille d'échantillonnage placée sur l'écran (Fig. 6.10) permet de construire pour chacune des images (i.e. 50 images) une représentation binaire de la propagation du traceur lacté. Les valeurs des cellules de la matrice étaient attribuées selon l'intensité de la concentration du traceur d'après la fonction suivante :

$$D[i, j, t, n] = \begin{cases} 0 & \text{si absence de traceur} \\ 1 & \text{si présence de traceur} \end{cases} \quad (6.6)$$

où  $i$  et  $j$  sont les indices vertical et horizontal de la matrice ( $i=10; j=18$ );  $t$ , le temps en secondes; et  $n$ , l'indice d'événement (A-E; V-Z) Cette attribution était faite de manière visuelle plutôt qu'automatique étant donnée la difficulté de mettre en œuvre un algorithme tenant compte de la diminution de la densité du fluide traceur à mesure que l'on s'éloigne du point d'injection. Bien que cette densité s'atténue, elle conserve une information sur la dynamique du mouvement que l'œil peut percevoir.

La figure 6.11 présente les cinquante matrices binaires provenant de l'analyse des images. Ces matrices se prêtent à des manipulations arithmétiques pour faire ressortir des patrons de distribution du traceur selon le type de structure. On peut ainsi calculer la matrice de densité moyenne pour chaque pas temporel selon le type d'événement:



**Figure 6.9** Série des moyennes agglomérées et position des structures à grande échelle. Les lettres A à E identifient les événements de vitesse rapide; les lettres V à Z identifient les événements de vitesse lente.

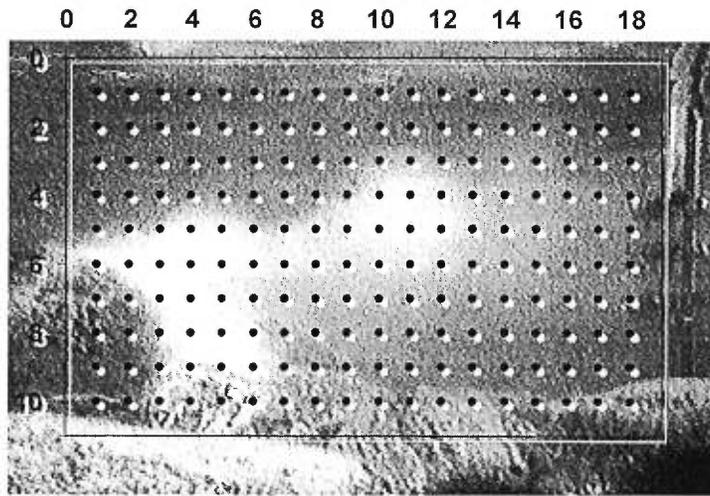


Figure 6.10 Grille placée sur l'écran pour obtenir les matrices binaires de la densité du traceur dans le fluide.

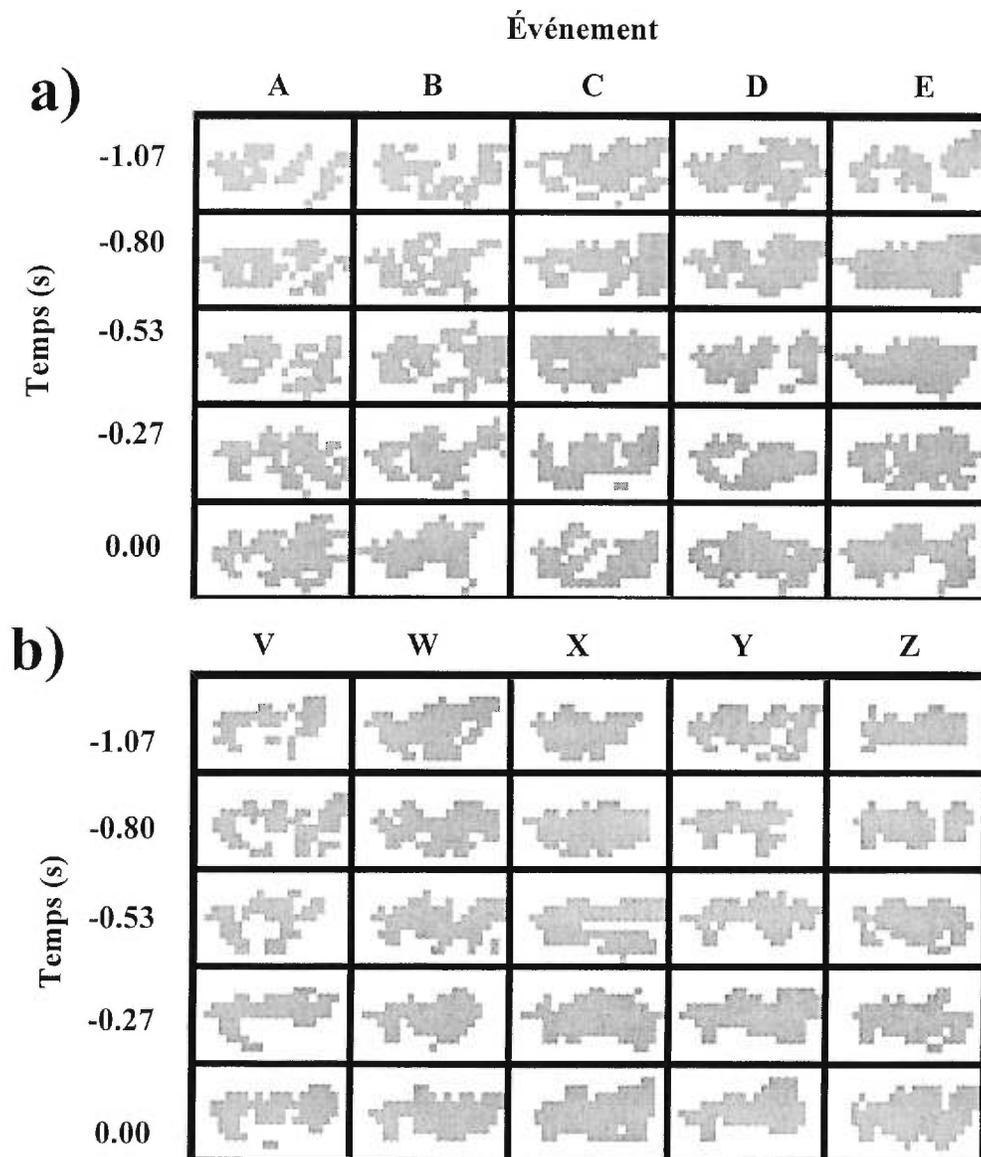


Figure 6.11 Les cinquante matrices binaires de la densité de traceur associées aux événements (a) de vitesse rapide et (b) de vitesse lente.

$$M_{moy}[i, j, t] = \frac{\sum_{n=0}^{n=N} M[i, j, t, n]}{N} \quad (6.7)$$

où  $N$  est le nombre de structures pour chaque type d'événement (5).  $M_{moy}$  est calculé pour les événements de forte et de faible vitesse. Une matrice de densité moyenne pour chaque type de structure peut aussi être calculée selon :

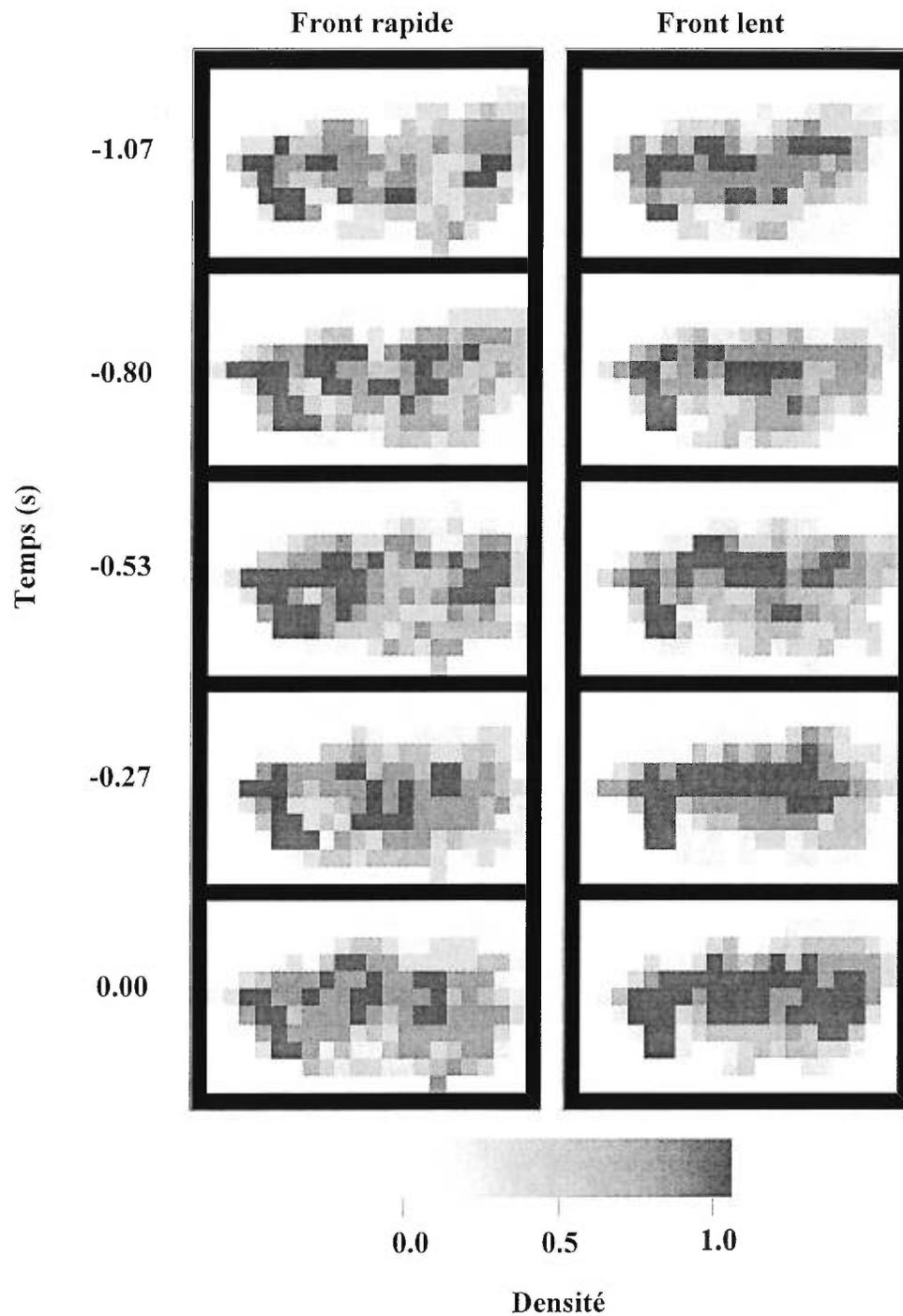
$$M_{moy}[i, j] = \frac{\sum_{n=0}^{n=N} \sum_{t=0}^{t=T} M[i, j, t, n]}{NT} \quad (6.8)$$

où  $N$  est le nombre de structures pour chaque type d'événement (5) et  $T$ , le nombre d'images binaires pour chaque structure (5).

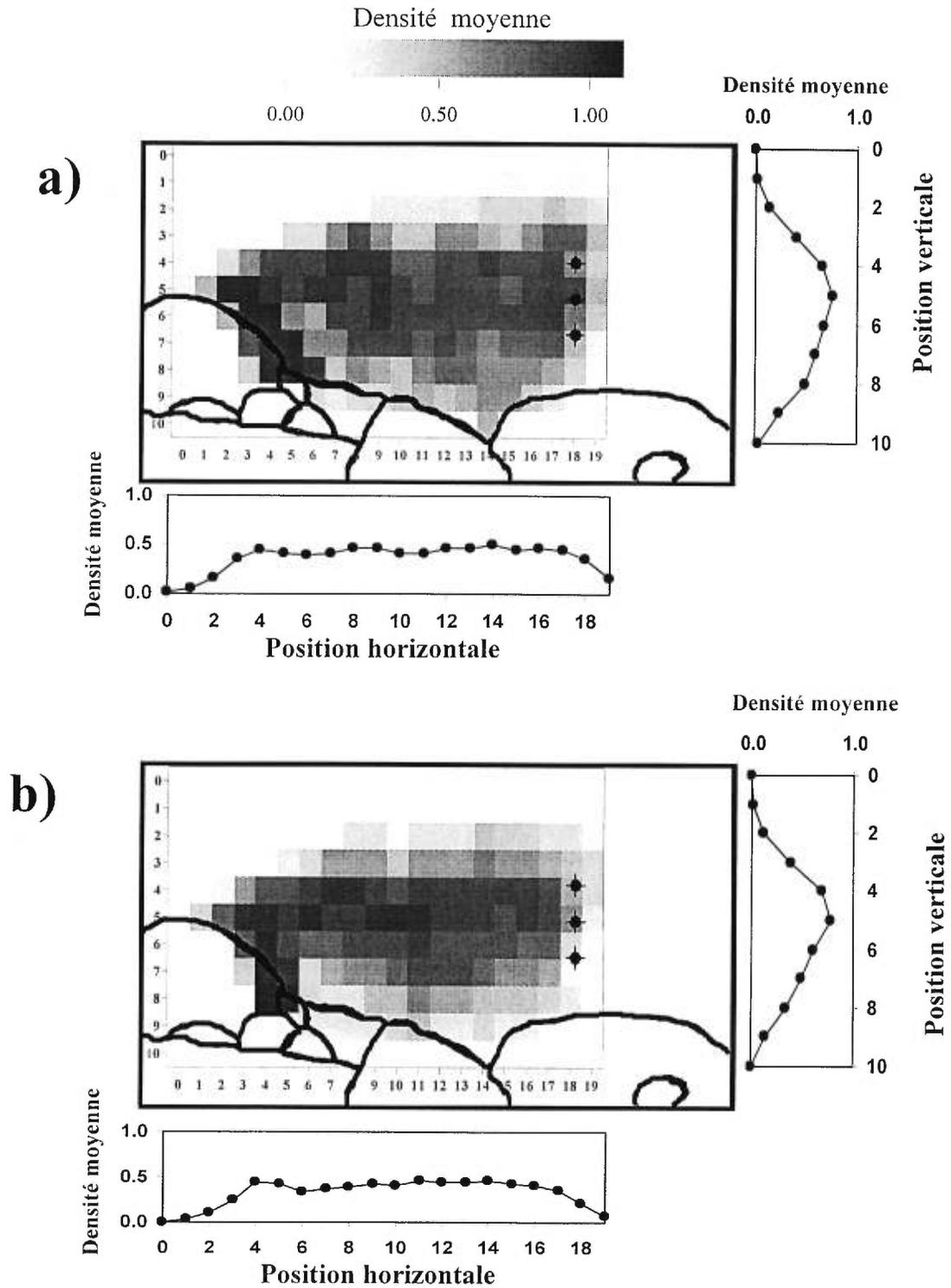
### 6.3.2 Résultats

La figure 6.12 présente les matrices de densité moyenne associées au passage des structures à forte et à faible vitesse pour les cinq images rétrogrades ( $M_{moy}[i, j, t]$ ). Cette image montre les étapes de progression des mouvements d'échappement à l'aval de l'amas de galets pour les deux types de front. Deux tendances se dégagent des matrices. Tout d'abord, la dispersion du traceur est plus étendue verticalement pour la séquence d'images associées au front de vitesse rapide que pour celle associée au front de vitesse lente. Ensuite, il semble que la densité du traceur soit moins prononcée au centre du nuage de dispersion pour la séquence d'images associée au front rapide que celle associée au front lent. Ceci est particulièrement visible pour les images au temps 0.00s, 0.27s et 0.53s.

La figure 6.13 présente les matrices de densité moyenne pour toutes les matrices binaires associées au passage des structures à forte et à faible vitesse ( $M_{moy}[i, j]$ ). Ces images font ressortir de manière plus évidente les deux tendances précédemment observées. Il apparaît clairement que l'extension verticale des structures d'échappement est plus grande lors du passage d'une structure à forte vitesse que de celui d'une structure de faible vitesse. En effet, l'étendue des valeurs élevées de densité moyenne est plus grande pour la matrice des vitesses élevées que pour celles des vitesses faibles, notamment entre les positions horizontales 12 et 16. Il ressort finalement que la densité du traceur est plus élevée au centre de la matrice associée aux fronts de vitesse faible. Ceci indique la zone de



**Figure 6.12** Les matrices de densité moyenne selon les types d'événement pour les cinq images rétrogrades selon les fronts de vitesse rapide et lente.



**Figure 6.13** Densité moyenne du traceur pour les 25 matrices binaires associées au passage des fronts de (a) vitesse rapide et (b) vitesse lente. Les diagrammes en-dessous et à droite des matrices représentent la distribution des densités moyennes selon la position horizontale et verticale respectivement.

propagation préférentielle des structures d'échappement lors du passage des grandes structures à faible vitesse.

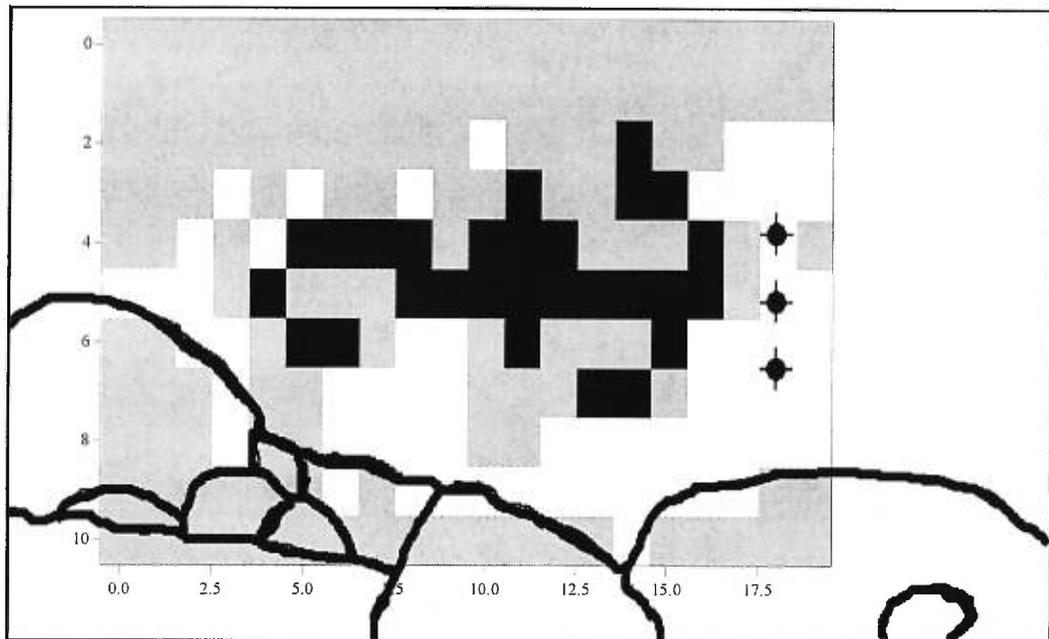
Le figure 6.14 présente une matrice des différences entre les valeurs de densité moyenne obtenues lors du passage des structures à forte vitesse et à faible vitesse (Fig. 6.13). Les régions noires indiquent les portions où la densité du traceur est plus importante lors du passage des structures à faible vitesse alors que les régions blanches indiquent des régions où la densité du traceur est plus importante lors du passage des structures à forte vitesse. Cette image fait ressortir clairement la différence entre la propagation des structures d'échappement suite au passage des deux types de structures à grande échelle et elle nous permet de confirmer que la trajectoire des structures d'échappement associées aux structures de faibles vitesses est mieux définie dans l'espace et le temps.

#### 6.4 UN MODÈLE D'INTERACTIONS ENTRE STRUCTURES TURBULENTES

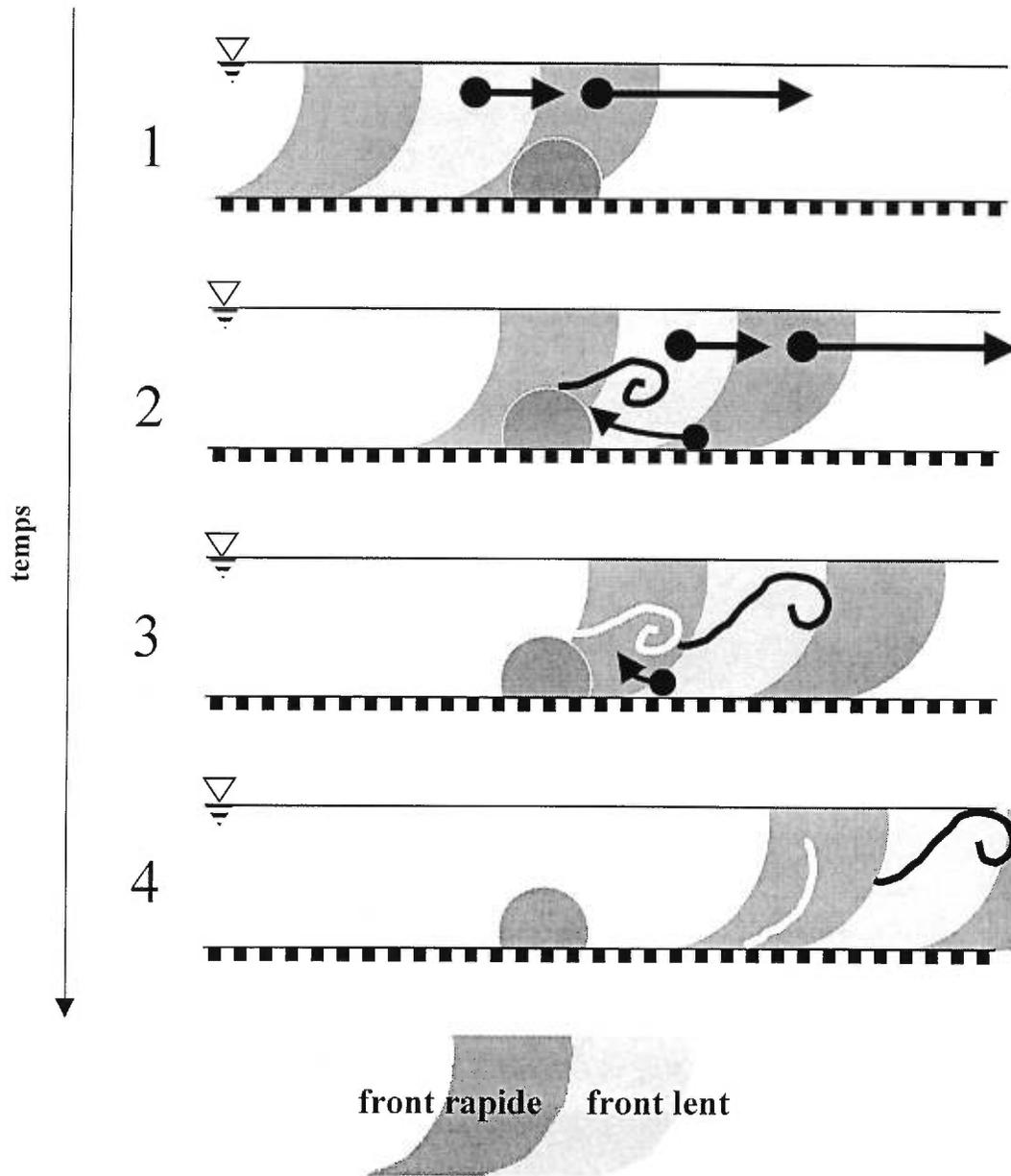
Il y a de fortes convergences entre les observations faites à partir des résultats de l'analyse spatio-temporelle des corrélations croisées et de ceux de l'analyse des matrices de densité. En combinant les interprétations, nous pouvons présenter un modèle de la dynamique liant les structures d'échappement au passage des structures à grande échelle. La figure 6.15 présente ce modèle que l'on peut décrire en quatre étapes.

À l'étape 1, des structures à grande échelle s'approchent d'un bloc protubérant. Les structures à grande échelle sont incessantes dans l'écoulement (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000). Pour l'élaboration du modèle, nous isolons cependant trois structures et décrivons leurs interactions avec la zone de recirculation lors de leur déplacement vers l'aval. Sur le diagramme, la longueur des vecteurs et le niveau de gris révèlent la nature des fronts de forte et de faible vitesse. Ainsi, la première structure atteignant l'obstacle est une structure à forte vitesse, d'où la présence d'un vecteur de vitesse rapide au sommet du bloc.

L'étape 2 illustre le moment où se produit le mouvement de retour de forte magnitude dans la zone de recirculation suite au passage du front de forte vitesse à l'étape précédente. La présence du bloc limite l'extension de ce mouvement de retour vers l'aval et force le fluide à se diriger vers le haut. Ce mouvement se produit avec un décalage de 1 à 4 secondes après le passage du front à forte vitesse au-dessus de l'obstacle. Buffin-Bélanger *et al.* (2000) ont montré que la durée des structures à grande échelle, dans ce même



**Figure 6.14** Matrice des différences de densité du traceur lacté: les régions noires indiquent une densité plus forte lors du passage d'une structure de faible vitesse; les régions blanches, une densité plus forte lors du passage d'une structure de vitesse élevée; et les régions grises, une densité similaire lors du passage des deux types de structure.



**Figure 6.15** Modèle de la dynamique liant le passage des structures à grande échelle aux différentes manifestations des structures d'échappement. La présence des fronts de forte et de faible vitesse est révélée par la longueur des vecteurs et la couleur des fronts. Les différentes étapes du modèle sont décrites dans le texte.

environnement, oscillait entre 2 et 5 secondes. Ainsi, au moment où le fort mouvement de retour se produit, une structure à faible vitesse passe au dessus de l'obstacle. Buffin-Bélanger *et al.* (2000) ont également montré que les fronts de faible vitesse avaient tendance à présenter des vitesses verticales positives (i.e. mouvement orienté vers la surface) alors que les fronts de forte vitesse présentaient plutôt des vitesses verticales négatives (i.e. mouvement plongeant vers le lit). Cela, combiné au fait que le mouvement de retour possède une magnitude élevée vers le haut, donne naissance à des structures d'échappement dont la composante verticale vers la surface sera dominante.

À l'étape 3, le développement de ces structures d'échappement se poursuit vers la surface. Les structures conservent une cohérence le long d'une trajectoire oblique. Cette cohérence provient du faible cisaillement lié à la concordance des vitesses verticales vers la surface des mouvements d'échappement et des fronts de faible vitesse. Cette description rejoint l'observation tirée des matrices binaires montrant la relation entre les zones de faible vitesse et la propagation des structures d'échappement. Pendant ce temps, la structure à faible vitesse passant au-dessus de l'obstacle à l'étape 2 entraîne un mouvement de retour de faible magnitude à l'aval de l'obstacle. La magnitude des mouvements d'échappement verticaux sera moindre. De plus, au moment où se forment les structures d'échappement, une structure de forte vitesse passe au-dessus de l'obstacle. Étant donnée que ces structures présentent des vitesses verticales orientées vers le lit, cette situation donne naissance à des structures d'échappement dans un environnement où le cisaillement vertical sera plus intense. Cela se traduira notamment par une extension verticale plus prononcée du traceur liquide lors de sa propagation vers l'aval.

La dernière étape montre l'évolution de l'échappement généré à la suite du passage d'un front de vitesse lente. Cette structure prend de l'expansion à la fois vers le lit et vers la surface en se propageant vers l'aval. La dispersion verticale du traceur provenant des matrices binaires illustre d'ailleurs bien cette dynamique. Cette étape ferme la boucle d'une dynamique qui se répétera avec la récurrence des structures à grande échelle.

## 6.5 CONCLUSION

Nous proposons un modèle qui décrit le lien dynamique entre le passage de structures à grande échelle et l'échappement de portions lentes de fluide à l'aval de blocs protubérants

dans une rivière à lit graveleux. Ce modèle se fonde sur des observations quantitatives provenant de deux expériences novatrices en milieu naturel. Le lien dynamique entre les deux types de structures s'exprime selon (1) les corrélations spatio-temporelles entre les fluctuations de vitesse associées au passage des structures à grande échelle et celles des vitesses dans la zone de séparation et (2) les différentes manifestations des structures d'échappement associées au passage des grandes structures.

Les observations et le modèle appuient et raffinent l'hypothèse avancée par Roy *et al.* (1999) quant à la relation entre les différentes manifestations de l'échappement et la présence des structures à grande échelle dans l'écoulement. Il ressort que les structures à grande échelle jouent un rôle crucial dans la dynamique d'échappement à l'aval des obstacles. Le modèle rejoint ainsi d'autres modèles décrivant les interactions entre les structures à grande échelle et les éjections provenant de la zone proximale au lit. Dans ces modèles, les structures à grande échelle sont critiques à la dynamique des échanges de quantité de mouvement entre la région à proximité du lit et l'écoulement ambiant (Pratury et Brodkey, 1978).

Le modèle décrit un mécanisme dynamique que l'on peut intégrer dans un tronçon de rivière pour mieux comprendre l'organisation de son écoulement. L'une des difficultés de la description de cette organisation provient de la variabilité des structures qu'on y retrouve. Dans ce sens, ce modèle décrit un mécanisme qui peut expliquer une partie de la variabilité des structures d'échappement en les liant aux structures à grande échelle. Le modèle n'incorpore cependant pas toutes les variables inhérentes à la complexité du milieu naturel. Par exemple, les structures à grande échelle sont ici caractérisées uniquement par leur extension verticale et longitudinale, or leur extension latérale peut jouer un rôle crucial dans la dynamique de la zone de séparation. La forme et l'agencement des obstacles affectent aussi la dynamique de cette zone et sur la distribution des structures à grande échelle. Ces éléments devront éventuellement être considérés pour renforcer le modèle.

Cet article illustre finalement la nécessité de caractériser les structures à grande échelle pour bien comprendre l'organisation de l'écoulement en rivières à lit de graviers. Les structures à grande échelle constituent l'élément fondamental de l'écoulement turbulent (Roy et Buffin-Bélanger, sous presse). À l'échelle d'un tronçon de rivière, on postule que ces structures sont liées à la variabilité de la force tractrice et à la dynamique du transport

des sédiments et du développement des formes du lit (Drake *et al.*, 1988; Hassan et Reid, 1990; Best, 1993; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000). Il appert également que l'on doit tenir compte des structures à grande échelle dans la description des habitats aquatiques (Nowell et Jurmas, 1984; Davis et Barmuta, 1989). La reconnaissance de l'importance des structures à grande échelle amène un regard neuf qui peut éclaircir les liens existant entre l'organisation des écoulements et ces différentes problématiques.

## PARAGRAPHE DE LIAISON E

Le chapitre 4 a présenté cinq régions dynamiques associées à un amas de galets dans un écoulement turbulent. Ces régions ont été décrites pour une seule condition d'écoulement, qu'en est-il dans d'autres conditions? Le chapitre 4 a également laissé entendre que la composante latérale de l'écoulement, qui n'avait pas été mesurée, joue un rôle déterminant dans la dynamique de la zone de résurgence par le biais du rattachement latéral. Ces deux points doivent être élucidés pour mieux comprendre et caractériser la variabilité spatiale dans la structure de l'écoulement à l'échelle d'un tronçon de rivière (Chapitre 5). Cet article<sup>1</sup> présente les résultats d'expériences en laboratoire visant à mesurer les trois composantes de l'écoulement à l'aval d'un amas de galets et à vérifier la réponse des zones dynamiques pour différentes conditions d'écoulement. Le laboratoire était nécessaire pour une telle entreprise puisqu'il permet un meilleur contrôle des conditions d'écoulement. Des mesures de vitesse à l'aide d'un courantomètre acoustique ont été obtenues en amont et en aval d'un amas de galets pour quatre écoulements ayant des nombres de Reynolds allant de 49000 à 180000. Ces conditions d'écoulement sont définies de telle sorte qu'il est possible d'évaluer individuellement l'effet de la vitesse et l'effet de la hauteur d'eau sur la structure de l'écoulement. Dans le cadre de la thèse, cet article éclaircit plusieurs points pour l'intégration dans un tronçon de rivière des connaissances sur la structure de l'écoulement en périphérie d'un amas de galets. Les cartes de la distribution spatiale de paramètres de la turbulence montrent que les régions dynamiques sont présentes pour les quatre conditions. Ces cartes révèlent également l'importance de la composante latérale dans la dynamique des zones de séparation et de résurgence. Le choix des conditions d'écoulement permet finalement de faire ressortir des changements dans le comportement spatial et la dynamique des régions que l'on peut attribuer soit à la vitesse soit à la hauteur d'eau, ces changements n'étant pas du tout évidents à partir des relations tenant compte uniquement du nombre de Reynolds.

---

<sup>1</sup> Buffin-Bélanger, T., Kirkbride, A.D. et Roy, A.G. (soumis). The turbulent flow field in the vicinity of a pebble cluster in a flow at high Reynolds number. *Experiments in Fluids*.

# CHAPITRE 7 : THE TURBULENT FLOW FIELD IN THE VICINITY OF A PEBBLE CLUSTER IN FLOWS AT HIGH REYNOLDS NUMBERS

---

## 7.1 INTRODUCTION

The organisation of flow over gravel beds is largely controlled by the presence of protruding clasts and pebble clusters (Hassan and Reid, 1990; Robert *et al.*, 1992, 1996; Buffin-Bélanger and Roy, 1998). The effects of the roughness elements and of their spatial arrangement on the river bed have critical implications on the flow resistance at the reach scale (Hassan and Reid, 1990; Clifford *et al.*, 1992a; De Jong and Ergenzinger, 1995), on the sediment transport mechanisms (Brayshaw *et al.*, 1983; Paola *et al.*, 1986; Billi, 1988), and on the micro-habitat characteristics (Dwivedi *et al.*, 1993; Bouckeaert and Davis, 1994; Shamloo *et al.*, 1995). To assess these effects, however, the flow structure around pebble clusters has yet to be fully understood.

Studies on the flow structure around an obstacle have shown that flow accelerates over the top and around the sides of the obstacle and that a complex zone of flow recirculation develops in the lee of the obstacle. The interaction between the zone of flow recirculation and the accelerated flow produces flow structures which shed intermittently into the ambient flow. At low Reynolds numbers, these structures take the form of a hairpin vortex with two legs attached to the side of the obstacle (Acarlar and Smith, 1987). In high Reynolds number flows, the legs of the structure do not fully develop and the shedding motions consists of pockets of low-speed fluid which are extracted from the lee side of the obstacle (Kawanisi *et al.*, 1993). In both cases, vortex shedding is believed to be a primary mechanism of momentum exchange in the turbulent boundary layer. Buffin-Bélanger and Roy (1998) have observed the presence of similar flow regions and mechanisms around a pebble cluster in a natural river flow.

However, some issues on the dynamics of the flow structures associated with pebble clusters need to be elucidated. A first issue relates to the role played by the lateral velocity component on the dynamics of vortex shedding and of the reattachment flow. Buffin-Bélanger and Roy (1998) have suggested that a region of upwelling downstream from the

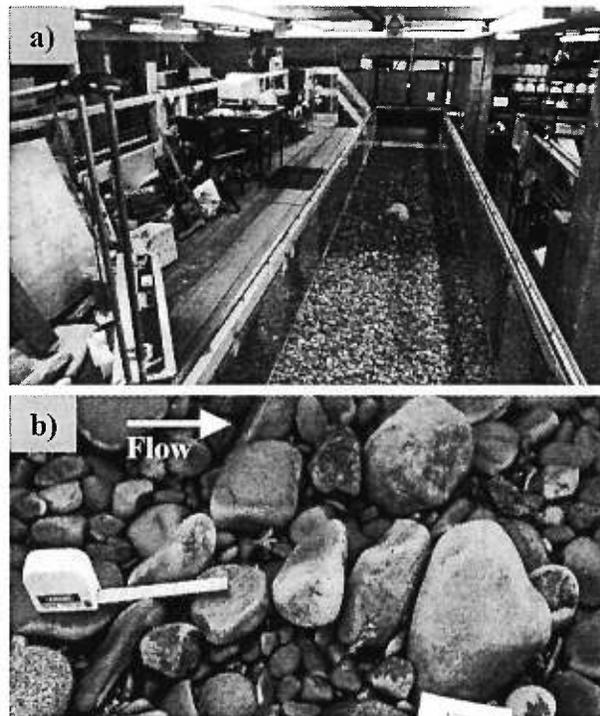
pebble cluster develops near the zone of reattachment. They speculated that the complex shear layer generated downstream from the cluster could generate the upwelling flow motions. Although lateral flow motions have been described from flow visualisation (Paola *et al.*, 1986), there is a lack of detailed velocity measurements to document the importance of this component in flows with high Reynolds number.

Another critical issue concerns the spatial and temporal variability of flow velocities and water depths in a river reach. This variability means that the effects of a pebble cluster on the turbulent flow structure will take many forms in response to the complex assemblage of velocities and depths. These effects are usually assessed by describing the flow condition using the Reynolds number which is given by  $Re = VD/\nu$ , where  $V$  is a measure of velocity,  $D$  a measure of length, usually the depth of flow, and  $\nu$  the fluid viscosity. It has been established through experimental studies of flows at low Reynolds number over negative steps (Nezu and Nakagawa, 1989) and of flows surrounding hemispheres (Flammer *et al.*, 1970; Acarlar and Smith, 1987; Dwiwedi *et al.*, 1993; Shamloo *et al.*, 1995) that the characteristics and development of flow regions and flow structures are dependent upon the Reynolds numbers. At high Reynolds number, this dependency seems to disappear (Nezu and Nakagawa, 1989; Acarlar and Smith, 1987). Few experiments using a detailed quantification of the turbulent flow have been conducted in flows at high Reynolds numbers. Also, by combining velocity and depth, the Reynolds number may hide the separate effects of these variables on the turbulent flow response.

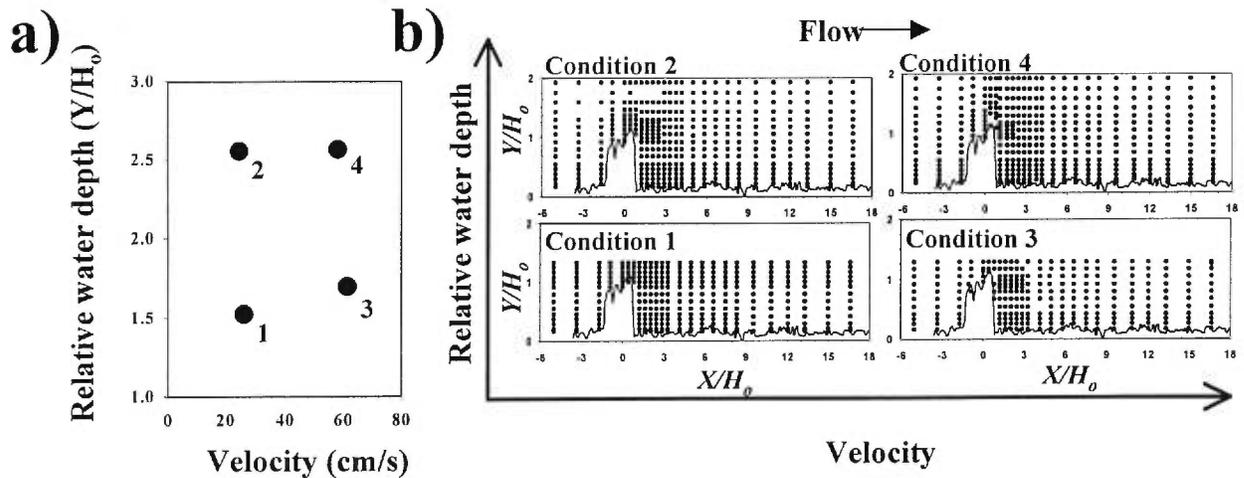
In this paper, we aim to address these two issues by presenting results from a series of laboratory experiments which used a natural pebble cluster at high Reynolds number flows. These experiments were designed (1) to investigate the role of all three orthogonal velocity components on the dynamics and spatial patterns of the flow structure around a pebble cluster and (2) to characterise the individual effect of depth and velocity on the flow structure.

## 7.2 EXPERIMENTAL CONDITIONS

The experiments were carried out in a recirculating flume 8 m long x 0.9 m wide x 0.4 m deep (Fig. 7.1a) in which we inserted a natural pebble cluster. Before the experiment, we have examined several pebble clusters on an exposed gravel bar of the river Lune near Lancaster, UK, and we selected a typical cluster made of imbricated clasts (Fig. 7.1b). The



**Figure 7.1** (a) A view of the downstream end of the flume. (b) The natural cluster bedform used during the experiments. The total length of the cluster was 0.3 m, the maximum height 0.12 m and the maximum width 0.30 m. The cluster was located 5 m downstream from the entrance of the flume.



**Figure 7.2** (a) The velocity – water depth frame of reference on which the four flow conditions are located. (b) Sampling grids for the four flow conditions placed in the velocity – water depth frame of reference. The vertical exaggeration is 4:1.

particles were fixed *in situ* using epoxy resin. The whole cluster was then extracted and positioned into the bed of the flume composed of water worked gravel ( $D_{50} = 19$  mm). The cluster was placed 5 m from the upstream end of the flume (Fig. 7.1a).

Four flow conditions with high Reynolds numbers were examined (Tab. 7.1). The research strategy aimed at selecting two flow depths and two mean flow velocities which in combination produced flows at four different Reynolds numbers ranging from 49 000 to 180 000. These flow conditions permitted the investigation of the individual and combined effects of velocity and depth. Figure 7.2a presents the flow conditions as a matrix of water depth-flow velocity combinations. The matrix will be used as a frame of reference for the presentation of the results. The four conditions were obtained by adjusting the input discharge and the tailgate height only. Average flow velocity and shear velocity were determined from velocity profiles measured upstream from the cluster. Flow depth was measured at five equidistant locations along the flume. The flow was uniform during all four experiments.

**Table 7.1.** Experimental flow conditions.

		<b>Flow conditions</b>			
		1	2	3	4
Water depth (cm)	$Y$	18.3	30.6	20.3	30.7
Relative water depth	$Y/H_o$	1.5	2.6	1.7	2.6
Hydraulic Radius	$R$	13.0	18.2	14.0	18.2
Average velocity (cm/s)	$U_w$	26.8	25.1	61.7	58.3
Shear velocity (cm/s)	$U_*$	4.6	3.8	9.7	8.0
Reynolds number	$Re = U_w Y / \nu$	49 000	76 000	125 000	180 000
Froude	$F = U_w / (gY)^{0.5}$	0.20	0.15	0.44	0.34
Obstacle Re	$Re_o = U_w H_o / \nu$	32 000	30 000	74 000	70 000

$H_o$  : obstacle height

### 7.2.1 Velocity measurements

The flow field was characterised by measuring the three orthogonal components of velocity at several points using an Acoustic Doppler Velocimeter (ADV). The ADV measures the phase difference between an acoustic signal emitted by a transmitter and its reflection from moving particles measured by three receivers. The Doppler shift between the emitted and received signals is proportional to the velocity of the moving particles. Assuming that the particles are moving at the same velocity as the fluid, this is taken to

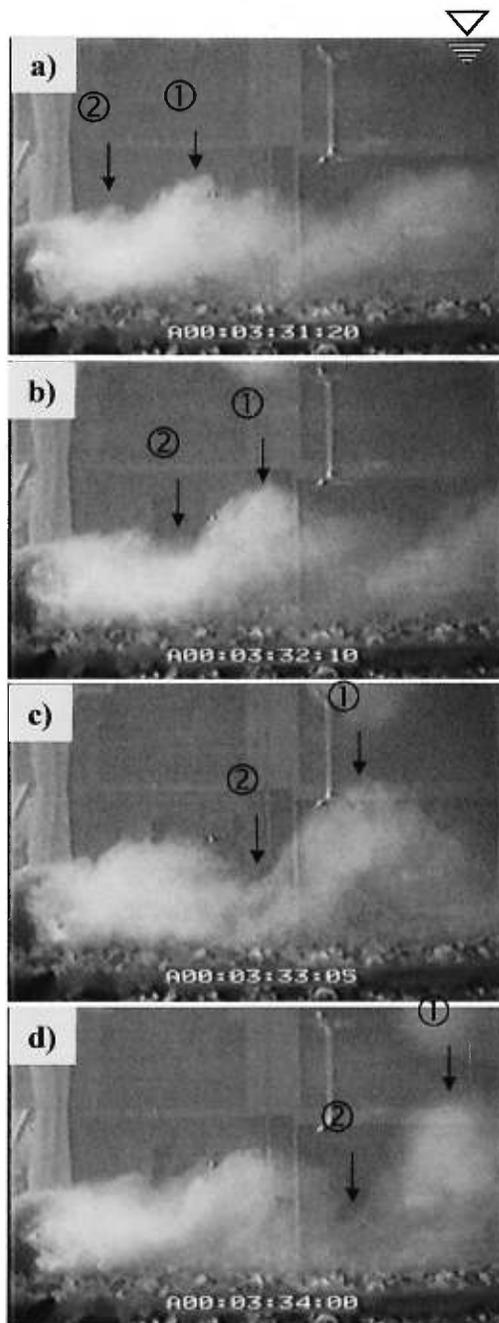
represent the flow velocity. The three receivers are mounted with  $120^\circ$  separation at distances defining a circle of 7.7 cm in diameter. The transmitter is located at the centre of the circle. The sampling volume towards which the receivers are pointing is located 5 cm below the probe so that the perturbation of the measured flow is minimised. This configuration allows for the decomposition of the velocity measured in the sampling volume into three orthogonal velocity components, namely the streamwise ( $U$ ), vertical ( $V$ ) and lateral ( $W$ ) velocity components.

The ADV was mounted on a trolley that allowed the probe to be positioned precisely in the three dimensions surrounding the pebble cluster. This set-up was used to sample dense grids of velocity measurements in the X-Y (streamwise-vertical) plane along the cluster centreline (Fig. 7.2b). At each sampling location, velocities were measured at the maximum sampling frequency of the ADV (25 Hz) during one minute.

The flow field was also occasionally visualised by injecting a milky white fluid at various points in the flow downstream from the obstacle (Fig. 7.3). This provided a qualitative impression of the flow field. This technique, used in experimental (Defina, 1996) and field (Roy *et al.*, 1999) studies has proven to be a valuable complement to the interpretation of flow structures from quantitative velocity data.

### 7.2.2 Data validation

In order to assess the quality of the velocity measurements, ADV data were closely inspected for weak signal correlation and weak signal-to-noise ratio. Table 7.2 presents, for each flow condition, the average signal correlation and signal-to-noise ratio for the three velocity components. It shows that the average correlation value is higher than the minimum of 0.7 that is recommended (Lane *et al.*, 1998). Standard deviations for these distributions reveal that correlation values for a few time series might dip below 0.7, particularly in flow condition number 3. However, the signal-to-noise ratios are well above the lowest recommended value of 15 dB (Sontek, 1997). This implies that weak correlations are probably due to the high turbulence intensities of the flow, but are not caused by a lack of seeding particles in the flow. An effect of low correlation values is the presence of occasional spikes in the velocity signal. In order to correct this problem, we have developed a spike removal function which locates the instantaneous velocity spikes that are more than 3 standard deviation units away from the average and replaces them with



**Figure 7.3** Images from flow visualisation showing the development of shedding vortices downstream from the pebble cluster. The white tracer was injected in the lee of the obstacle. The arrows show the propagation of two types of flow motions: (1) a parcel of low speed fluid shedding from the region of recirculating flow in the lee of the cluster; (2) a parcel of high-speed fluid overpassing the obstacle and sweeping towards the bed. Time is in hour:min:sec:frame. There are 25 frames per second.

the average velocity from a time window of 1 second centred at the spike location. Each time a spike was removed, the mean and standard deviation of the entire series were recalculated. Table 7.2 shows that few spikes were detected and that most corrections were applied to the velocity data of flow condition 3.

**Table 7.2.** Ensemble mean of variables describing the sampling design, the velocity signal inspection and the correction procedures for the four flow conditions. Note that values include all three velocity components.

	Flow conditions			
	1	2	3	4
<b>SAMPLING STRATEGY</b>				
Number of sampling points	323	390	268	519
ADV velocity range (cm s <sup>-1</sup> )	30	30	100	100
Streamwise velocity (cm s <sup>-1</sup> )	19.0	16.6	41.9	38.9
[standard error]	[9.1]	[7.9]	[21.3]	[19.0]
<b>Velocity signal inspection</b>				
Signal correlation	86.0	91.9	76.0	85.3
[standard error]	[5.9]	[3.1]	[12.7]	[9.6]
Signal to Noise Ratio	37.0	36.4	48.3	50.6
[standard error]	[2.6]	[2.8]	[2.1]	[2.5]
<b>Velocity signal correction</b>				
Percentage of velocity	0.4	0.3	0.7	0.5
Measurements removed using the spike removal function	[4.7]	[4.6]	[13.9]	[6.7]
[maximum]				

The velocity signals sampled by the ADV are subject to the effect of the Doppler noise produced at higher frequencies than the Nyquist frequency of the maximum sampling rate (Lane *et al.*, 1998). Indeed, each velocity sampled at 25 Hz represents an ensemble average value of a number of velocity measurements having a frequency between 144 and 264 Hz (Sontek, 1997). In order to remove the possible effect of aliasing and of the Doppler noise, all time series were passed through a Gaussian low-pass filter developed and tested for Laser Doppler Anemometer measurements (Biron *et al.*, 1995).

### 7.2.3 Data analysis

In order to present an interpretation of the spatial and temporal patterns of turbulence, we have extracted three types of information from the velocity measurements. Firstly, the time averaged flow motions surrounding the pebble cluster are represented by the  $UV$  vectors at each sampling point. The magnitude of the vector ( $M$ ) is obtained from:

$$M = (\langle U \rangle^2 + \langle V \rangle^2)^{0.5} \quad (7.1)$$

where  $U$  and  $V$  are instantaneous measurements in the streamwise and vertical velocity directions and  $\langle \rangle$  designates the average value over the entire time series. The direction of the vector is given by the signs of  $\langle U \rangle$  and  $\langle V \rangle$ : a positive sign refers to the streamwise and upward direction for  $U$  and  $V$  respectively. Information on the lateral direction is added by colouring the vector arrows. To allow comparison between flow conditions, the magnitude of the  $UV$  vectors was normalised by shear velocity  $u_*$  measured upstream from the cluster.

Secondly, we have computed the turbulent kinetic energy from :

$$K = 0.5 (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle) \quad (7.2)$$

where  $u$ ,  $v$  and  $w$  are the velocity fluctuations of the streamwise, vertical and lateral velocity components respectively, and  $\langle \rangle$  denotes an average over time. This quantity allows to identify regions where strong momentum exchanges take place. In a physical sense, the momentum exchange is closely related to the intensity of velocity fluctuations within the signals and, thus, can be used as a surrogate descriptor of the intensity of deviation from the mean flow motions. To allow comparison between flow conditions, the turbulent kinetic energy was normalised using  $u_*^2$ . Also, in order to distinguish the contributions of each velocity component to  $K$ , and thus to provide a better description of the 3-D dynamics, we have calculated the proportion of the turbulent kinetic energy associated with each velocity component:

$$U_k = 0.5 \langle u^2 \rangle / K \quad (7.3)$$

$$V_k = 0.5 \langle v^2 \rangle / K \quad (7.4)$$

$$W_k = 0.5 \langle w^2 \rangle / K \quad (7.5)$$

where  $u$ ,  $v$  and  $w$  are velocity fluctuations and  $\langle \rangle$  denotes the average over time.

Finally, the correlation coefficients between each pair of velocity components were computed from:

$$R_{uv} = \langle uv \rangle / \langle u^2 \rangle \langle v^2 \rangle \quad (7.6)$$

$$R_{uw} = \langle uw \rangle / \langle u^2 \rangle \langle w^2 \rangle \quad (7.7)$$

$$R_{vw} = \langle vw \rangle / \langle v^2 \rangle \langle w^2 \rangle \quad (7.8)$$

where  $u$ ,  $v$  and  $w$  are velocity fluctuations and  $\langle \rangle$  denotes the average over time. The correlation coefficient allows to describe the joint fluctuations of two velocity components.

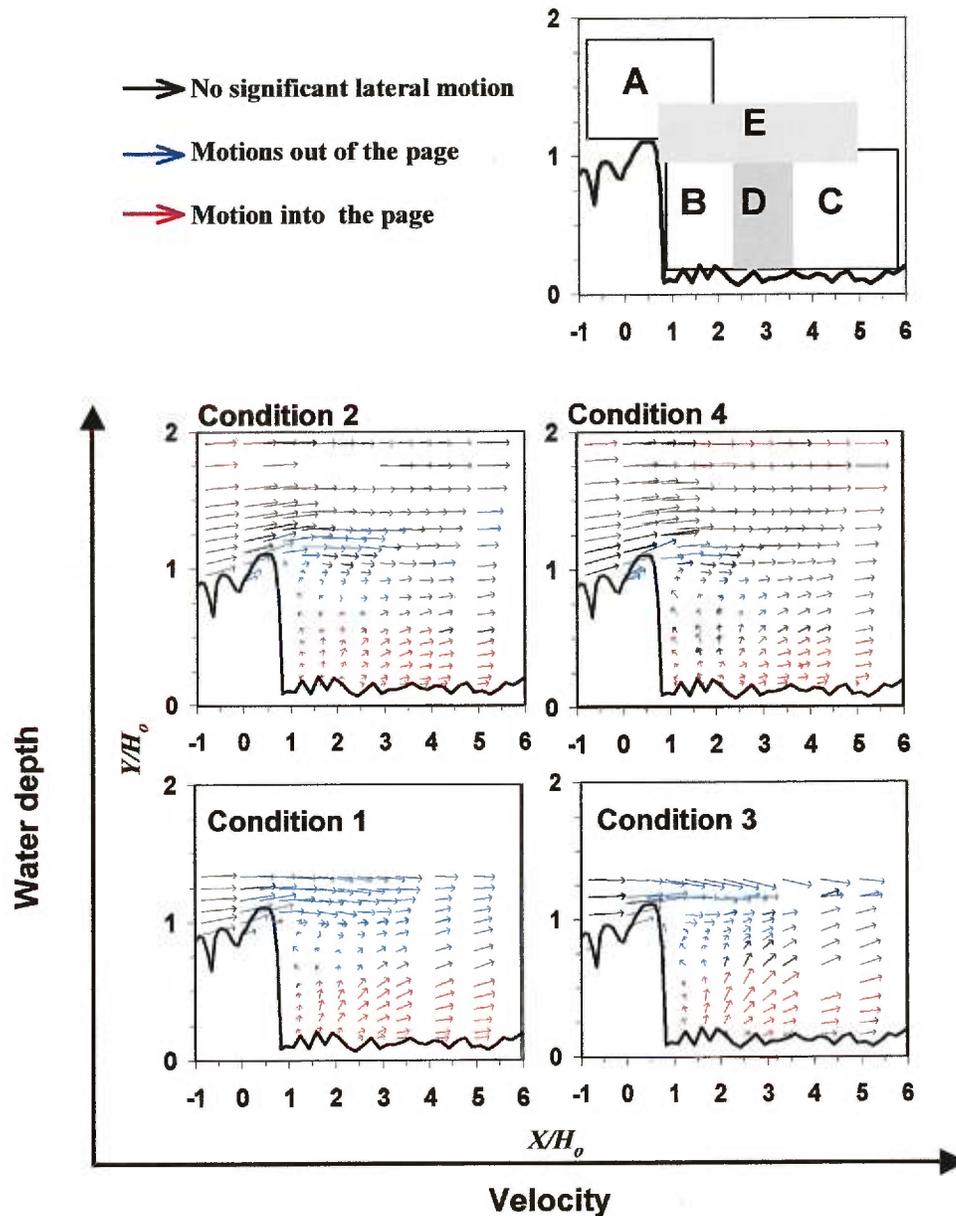
This complements the turbulent kinetic energy by giving insight into the flow motions that could explain the contribution of velocity components. The interpretation of correlation values must be done in the context of the map of velocity vectors. As an example, a correlation value  $R_{uv}$  of -0.6 at a location where the average streamwise and vertical velocity are respectively 50 and  $-0.05$  cm/s would signify that high streamwise velocities are correlated with strong downward velocities, and *vice versa*. Correlation values also represent averaged normalised Reynolds shear stresses, a key parameter in the study of momentum flux associated with turbulent mixing (Clifford *et al.*, 1993).

### 7.3 DESCRIPTION OF THE THREE-DIMENSIONAL TURBULENT FLOW FIELD

This section describes the spatial patterns of the turbulent flow structure in the vicinity of the pebble cluster. Except for the vector maps, the results are presented as *colour dot plots*. The value of turbulent statistics for each point of the sampling grid (Fig. 7.2b) is first classified according to five categories. The classes are determined using the ensemble average and standard deviation of a parameter for all flow conditions. A colour is given to each class and a coloured dot is centered on the X-Y co-ordinate of the sampling point. Owing to the dense sampling grid, this method leads to a clear identification of homogeneous regions. The colour dot plot is not subject to the effect of the interpolation method in the delineation of zones within the flow, a problem that could be significant especially close to the boundaries. To better visualise and assess the independent effects of velocity and water depth, vector maps and colour dot plots are displayed using the frame of reference discussed in figure 7.2a.

#### 7.3.1 Mean flow motions

Figure 7.4 shows the normalised  $UV$  velocity vectors over and downstream from the cluster in the X-Y axis plane along the cluster centreline. From the vector maps, three regions clearly emerge for all flow conditions. In order to provide a framework for describing the flow patterns, these regions are identified on a distinct diagram in the upper right-hand corner of the figure. Region **A** on top of the cluster is the zone where flow accelerates and is forced towards the surface by the leading clast of the cluster. The flow in this region has a significant lateral motion out of the page. Region **B** is the zone



**Figure 7.4** Spatial distribution of normalised velocity vectors on top and immediately downstream of the cluster bedform. An angle of zero means that the vector is parallel to the bed and pointing downstream. Degrees increase in the anticlockwise direction. The vector colours represent flow moving towards the flume left (into the page = red) and towards the flume right (out of the page = blue); black means negligible lateral motion. The diagram at the uppermost right corner identifies flow regions that are described in the text. The vertical exaggeration is 3:1.

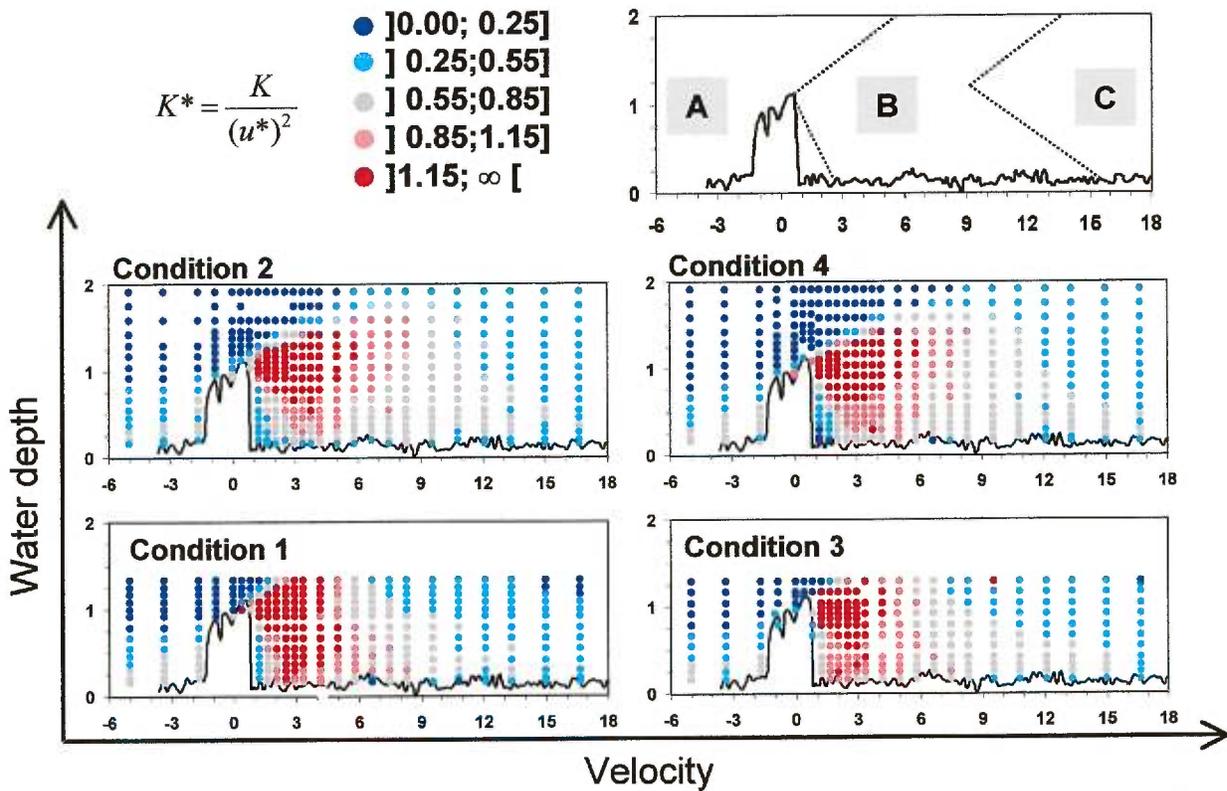
immediately downstream from the cluster where flow is recirculating. In this region, flow tends to move vertically upward along the cluster lee side. Further downstream from this zone, region **C** is characterised by strong upward and downstream motions as well as a persistent lateral velocity into the page. Buffin-Bélanger and Roy (1998) have described the latter region as the upwelling flow region. The boundaries between regions are associated with distinct flow dynamics. The most obvious boundary, **D**, is located in between regions **B** and **C** where flow is reattaching at the bed. The point at which the near-bed vectors switch from the upstream to the downstream direction defines its location. This also delineates the vertical boundary between regions **B** and **C**. The shedding flow region (**E**) is not shown clearly on the vector maps. This is because the average flow vectors do not allow to distinguish regions that are better characterised by the intensity of velocity fluctuations.

### 7.3.2 Variability of flow motions

Figure 7.5 shows the distribution of the normalised turbulent kinetic energy ( $K^* = K / u_*^2$ ). Three regions are identified as shown on the diagram in the uppermost right-hand corner of figure 7.5. In region **A**, upstream from the cluster, a vertical gradient in kinetic energy is apparent from low energy values at the surface to high values in the near-bed region.

The effect of the cluster on the turbulent flow field is clearly seen in the normalised kinetic energy values that are four times higher downstream than upstream from the cluster. Region **B** delineates a zone of high  $K^*$  values located immediately downstream from the cluster and expanding from the top of the obstacle towards both the water surface and the bed. Although, this region is observed at all four flow conditions, there are a few differences between flow conditions. For example, the region of high  $K^*$  values extend further downstream for high water depths (conditions 2 and 4) than for low water depths (conditions 1 and 3). It is noticeable that for the shallower flows, this region expands closer to the bed. Region **C** indicates the zone where a vertical gradient of turbulent kinetic energy reappears.

When examined in conjunction with the vector maps (Fig. 7.4), a more refined interpretation of the different mechanism associated with the region of high momentum exchange is obtained. The first mechanism relates to flow separation and shearing in the

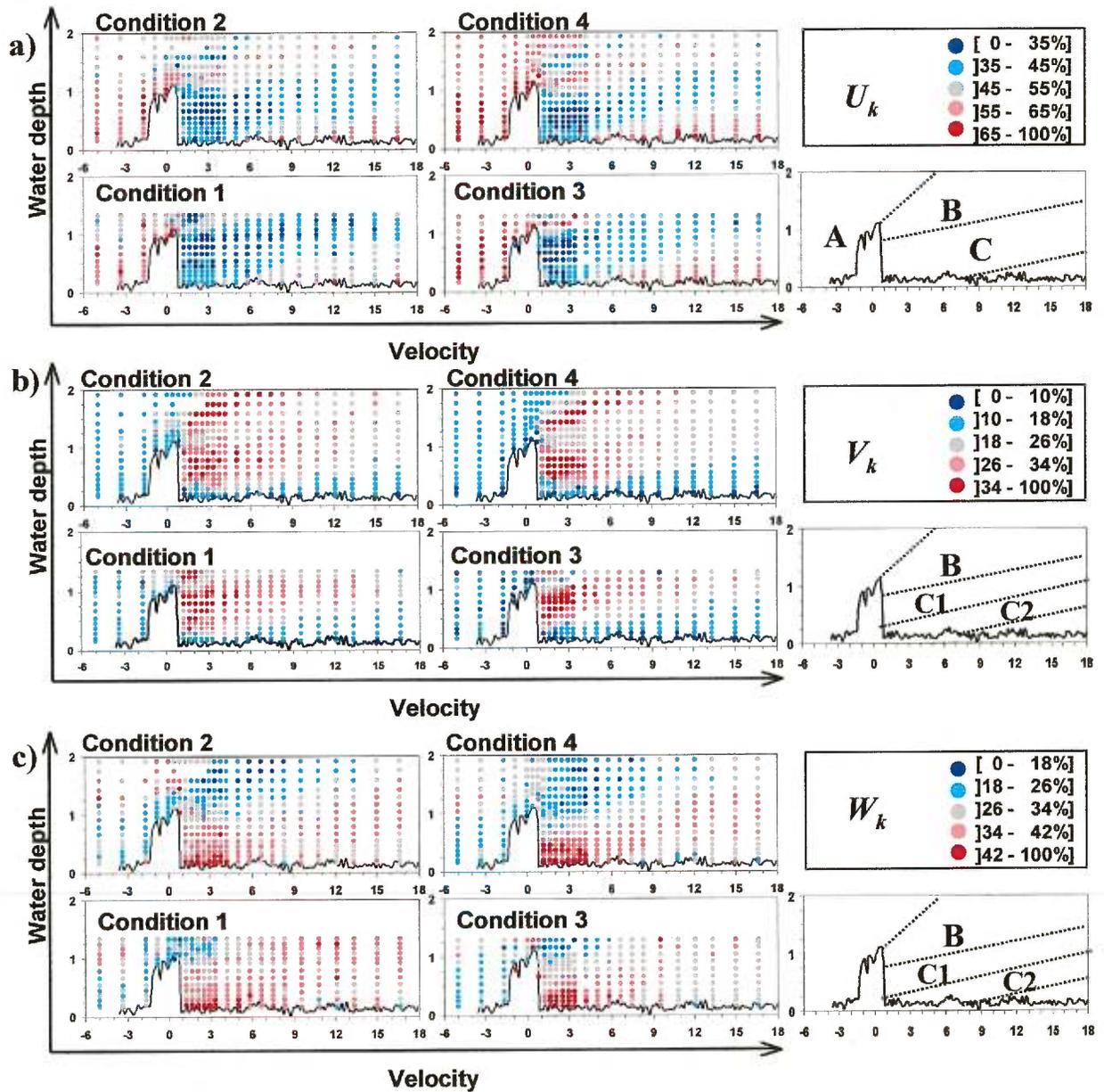


**Figure 7.5** Spatial distribution of normalised kinetic energy ( $K^*$ ). The diagram at the upper right-hand corner identifies regions that are described in the text. Note that the vertical exaggeration is 4:1 .

zone downstream from the crest of the cluster and probably to the development of shedding motions. These are low velocity fluid parcels that are ejected towards the surface from the zone where the flow is recirculating immediately downstream from the obstacle (Acarlar and Smith, 1987; Buffin-Bélanger and Roy, 1998). Once ejected, these parcels move vertically towards the surface. They are separated by parcels of fluid having higher velocities. These two types of flow motions are shown on figure 7.3. The second mechanism is associated with the dynamics of the reattachment point. The location of this point on the bed and within the flow fluctuates in time, and hence there are regions downstream from the cluster that are intermittently located in the recirculating flow region or in the upwelling flow region. This generates strong momentum exchange as flow motions shift from an upstream to a downstream orientation. This is a zone of intense shearing and of high turbulence intensities, thus accounting for the strong values of  $K^*$ .

Because it represents the total turbulent kinetic energy,  $K^*$  obscures the contributions of each velocity component to the overall momentum exchange process. These contributions are presented in figure 7.6. Diagrams at the right of the figure locate the flow regions that will be described. Upstream of the cluster in region **A**, the total kinetic energy is composed on average of 60% of the streamwise velocity component (Fig. 7.6a), 12% of the vertical component (Fig. 7.6b) and 28% of the lateral component (Fig. 7.6c). Downstream from the cluster, these proportions change significantly and a number of distinct regions emerges.

One region characterised by a low contribution from the  $U$ -component expands obliquely from the top of the cluster towards the water surface (Fig. 7.6a). This delineates a region (**B**) that is present at all four flow conditions but that is more pronounced for flow conditions 2 and 4. The characteristics of this region become clearer when taking into account the  $V$  and  $W$  contributions to  $K^*$  (Figs. 7.6b and c). In region **B**, the  $V$ -component contribution increases significantly to more than 34% of  $K^*$  whereas the  $W$ -component contribution decreases to values lower than 18%. It is significant that one third of the dimensionless kinetic energy is related to vertical flow motions (Fig. 7.5). The high contribution of the vertical component defines the upstream boundary of the shedding region which was not visible on the spatial distribution of  $K^*$  (Fig. 7.5) nor on the vector maps (Fig. 7.4)



**Figure 7.6** Spatial distribution of the individual contribution to the turbulent kinetic energy from: (a) the downstream velocity component ( $U$ ); (b) the vertical velocity component ( $V$ ); and (c) the lateral velocity component ( $W$ ). The diagrams at the right identify flow regions that are described in the text. Note that the vertical exaggeration is 4:1 and that the colour classification is different for each velocity component.

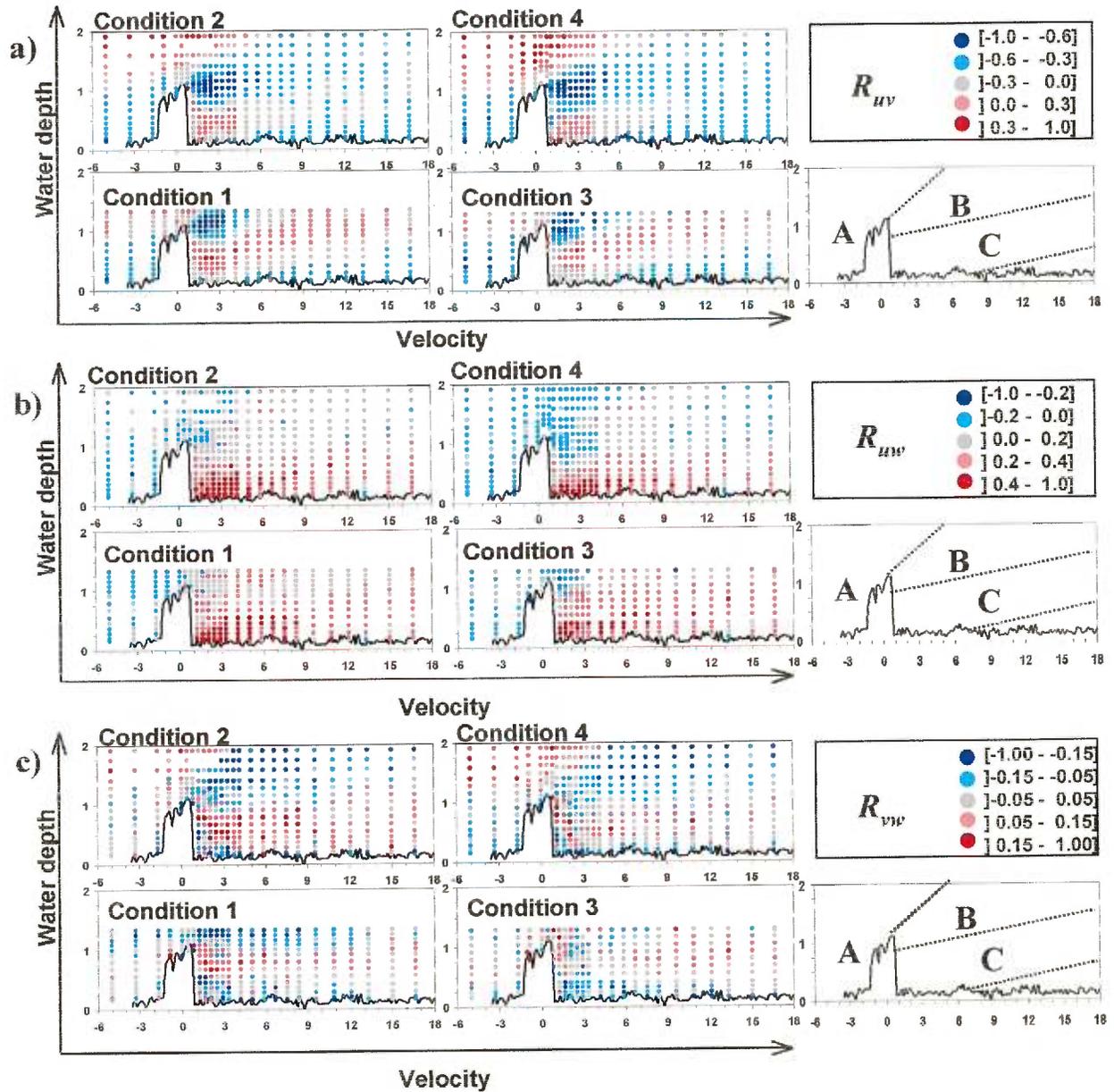
A second region immediately downstream from the cluster is also characterised by a significant decrease of the  $U$  contribution to  $K^*$ . In region **C**, values for the contribution of the  $U$ -component to  $K^*$  are lower than 35% (Fig. 7.6a). The region rises from the lee of the cluster towards the water surface and is well developed at all flow conditions. In region **C**,  $V$  and  $W$  contributions to  $K^*$  are complex and lead to a division into two sub-regions. The first sub-region presents a complex turbulent flow pattern where all velocity components are contributing roughly equally to the turbulent kinetic energy (**C1** on Fig. 7.6b and c). It is thus characterised by a high contribution of  $V$  to  $K^*$ . The  $V$ -component can account for more than 34% of the total kinetic energy which is twice as much as the values observed in the upstream section (Fig. 7.6b). The contribution of the  $W$ -component is slightly higher from that upstream of the obstacle, the average contribution being between 26 and 42%.

The second sub-region is characterised by an important lateral flow (Fig. 7.4), and a strong contribution of the  $W$ -component to the turbulent kinetic energy (**C2** on Fig. 7.6b and c). In this sub-region, the contribution of the  $V$ -component decreases to values as low as 18% whereas the contribution of the  $W$ -component increases sharply to reach values higher than 40%. The lateral component is as important as the streamwise component in the production of turbulent kinetic energy. We interpret this as a possible cause for the upwelling downstream from the pebble cluster. This interpretation is consistent with the concept of a lateral reattachment zone that was suggested by Buffin-Bélanger and Roy (1998).

### 7.3.3 Spatial patterns of correlation between velocity components

The spatial patterns of correlation values between all three pairs of velocity components  $UV$ ,  $UW$  and  $VW$  are shown in figures 7.7a, b and c respectively. Diagrams at the right of the figure delineate the flow regions that will be described. In region **A**, upstream from the cluster, maximum correlation values are observed for the  $UV$  pair for which they are twice as high as values for the  $UW$  pair and almost four times higher than those for the  $VW$  pair. As expected, correlations between the  $U$ - and the  $V$ - component increase from the bed to the water surface passing from values between -0.3 and -0.6 to values close to 0 (Fig. 7.7a). There is no apparent vertical gradient in the correlation values for the  $UW$  and  $VW$  pairs.

Downstream from the cluster, spatial patterns of correlation become more complex. The spatial distribution of correlation values for the  $UV$  pair reveals two distinct regions (Fig.



**Figure 7.7** Spatial distribution of correlation coefficients for the three possible pairs of velocity components: (a)  $UV$ , (b)  $UW$ , and (c)  $VW$ . The diagrams at the right identify flow regions that are described in the text. Note that the vertical exaggeration is 4:1 and that the colour classification is distinct for each correlation combination.

7.7). Region **B** extends from the top of the obstacle towards the water surface with an oblique angle. We observe here strong negative correlation values. The presence of intense and sustained negative correlation values indicate that this region is characterised by high-speed fluid sweeping towards the bed along with the presence of low-speed fluid moving towards the water surface. This describes the intense mixing process between the region of flow recirculation and the outer flow illustrated in figure 7.3. In this region,  $UW$  correlation values do not present any particular patterns (Fig. 7.7b) whereas the  $VW$  correlation values are more negative than the values upstream from the cluster (Fig. 7.7c). Negative  $VW$  correlation values indicate that downward and upward velocity fluctuations in the  $V$ -component are respectively related to fluid moving out of and into the page in the  $W$ -component. This means that when the flow is sweeping from the top of the obstacle towards the bed, it does so with a distinct lateral motion. As a result, lateral vorticity would occur and be present in the process of shedding motions.

Region **C** presents high positive  $UV$  correlation values and extends from the recirculating flow region obliquely towards the water surface. The expression and extension of this zone is better marked at low water depth conditions. When examined in relation with the spatial distribution of the  $UV$  vectors (Fig. 7.4), it is clear that this region is where upwelling takes place. Correlation values emphasize that high and low streamwise velocities are related respectively to strong upward velocity fluctuations and downward and weak upward velocity fluctuations in the  $V$ -component. This region is partly associated with positive  $UW$  correlation values (Fig. 7.7b) and positive  $VW$  correlation values (Fig. 7.7c). The region of positive  $UW$  correlation follows the bed in the downstream direction. Positive  $UW$  correlation values indicate that high and low streamwise velocities are linked respectively with flow moving towards and out of the page. Bearing in mind the  $UV$  vectors of Fig. 7.4, it appears that high streamwise velocities are associated with strong lateral flow coming from the side of the cluster whereas low streamwise velocities are associated with weak lateral motions. This typifies the dynamics of the lateral reattachment. Here, it is relevant to note that the  $UW$  correlation values are higher than those of the  $UV$  pair. As discussed previously, the correlation values are closely related to the Reynolds stresses. The  $UV$  Reynolds stresses have been identified as an important variable for the initiation of sediment transport (Drake *et al.*, 1988). Results presented herein show that the lateral velocity component may play a role as important as the vertical velocity component in

sediment transport dynamics in a complex environment such as that found in a gravel-bed river.

#### **7.4 DISCUSSION OF THE EFFECTS OF FLOW DEPTH AND MEAN VELOCITY ON PATTERNS OF FLOW MOTIONS**

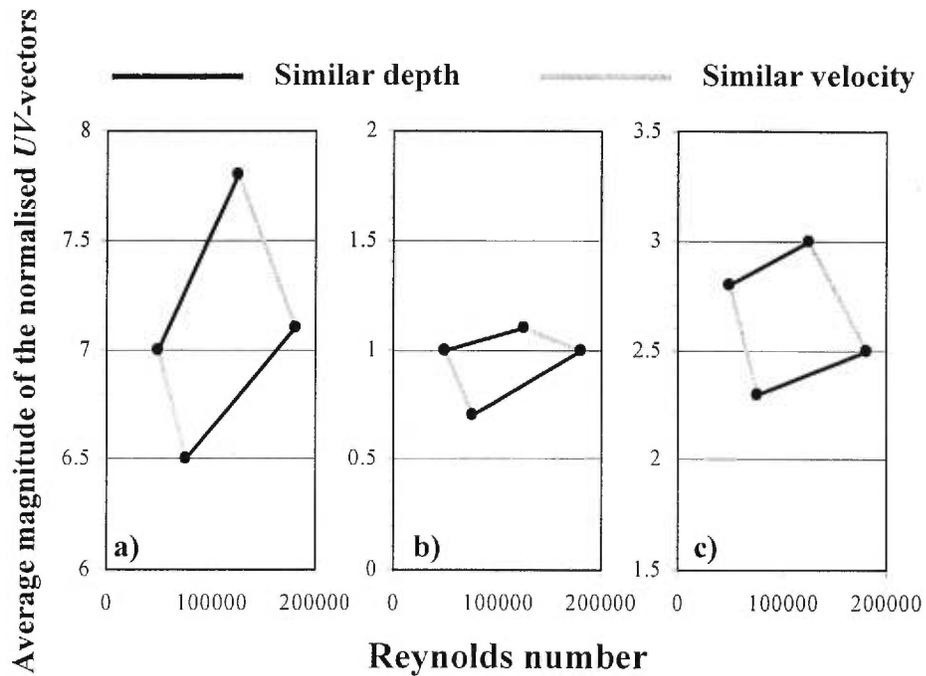
Figures 7.4 to 7.7 allowed us to describe the patterns of the three components of flow velocity in the vicinity of a pebble cluster and to identify distinct flow regions. For all studied flow conditions, mean and turbulent flow parameters suggest the presence of shedding motions and of a complex zone of flow reattachment downstream from the cluster. It is also clear that the lateral flow component plays a crucial role in the dynamics of upwelling flow and that it contributes to intense stress fluctuations at the bed. These mechanisms contribute together to explain the high momentum exchange in the lee of a pebble cluster.

The effects of flow conditions are investigated further through relationships between key parameters observed in critical flow regions and the Reynolds number. We have focused on the magnitude and direction of  $UV$  velocity vectors in distinct flow regions, the length of the recirculating flow region and the turbulent kinetic energy downstream from the pebble cluster. Because relationships based solely on the Reynolds number may mask the individual effects of water depth and flow velocity, the diagrams are designed to picture the individual effects of these two variables.

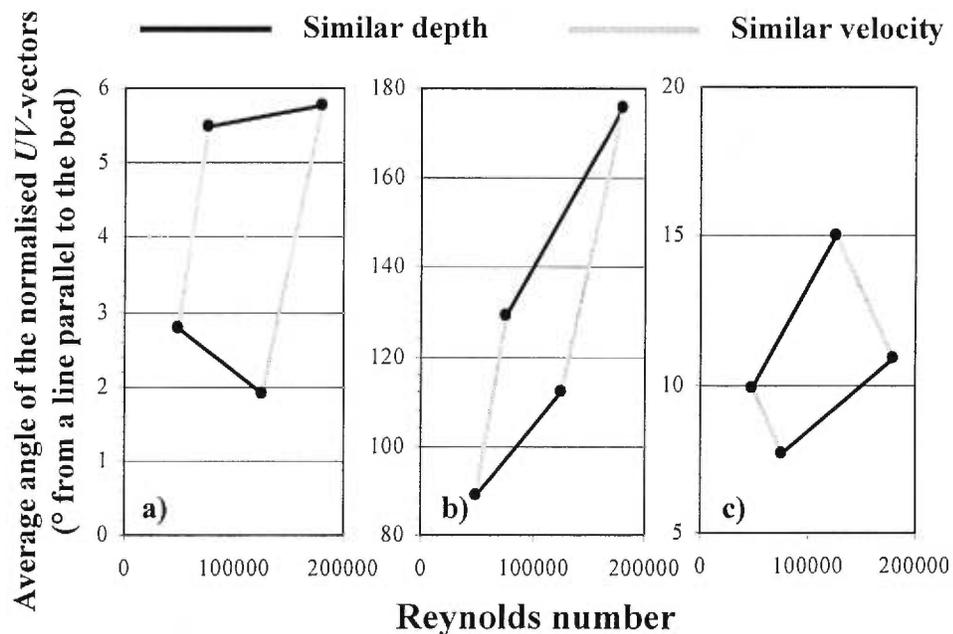
##### **7.4.1 Magnitude and direction of flow vectors**

Figures 7.8 and 7.9 show respectively the average magnitude and angle of the normalised  $UV$ -vectors against Reynolds number for the three flow regions delineated from the maps of the velocity vectors in figure 7.4. There are weak relationships between vector magnitude or angle and the Reynolds number. To highlight the separate effect of average flow velocity or depth, grey lines and dark lines on these figures connect flow conditions with similar velocities and similar depths respectively. Thus, with an increasing Reynolds number, grey lines relate to an increase in water depth and dark lines to an increase in flow velocity. More distinct relationships can now be described from these diagrams.

Figure 7.8 shows first that the average magnitude of the normalised  $UV$  vectors increases with average flow velocity for all three regions. Bearing in mind that the vectors



**Figure 7.8** Average magnitude of the normalised UV-vectors for (a) the region of acceleration at the crest of the obstacle; (b) the recirculating flow region in the lee of the cluster; and (c) the upwelling flow region further downstream.



**Figure 7.9** Average angle of the normalised UV-vectors for the region of (a) accelerating flow; (b) recirculating flow; and (c) upwelling flow. The zero degree angle defines the vector which flows parallel to the bed. Degrees increase in an anticlockwise frame so that  $90^\circ$  is normal to the bed and pointed towards the surface.

are normalised by the shear velocity ( $u_*$ ), which is correlated with the average flow velocity (Tab. 7.1), this result is rather surprising. The rate of response, as seen from the slope of the lines, differ among the three regions: the response being more pronounced for the accelerating flow region at the top of the obstacle than for the two flow regions downstream from the cluster. The fact that the average magnitude in the recirculating flow region increases with higher velocity is of particular interest because this region plays a crucial role in the development of shedding motions. Roy *et al.* (1999) have suggested that the response of this zone to the passage of high-speed and low-speed wedges may explain different mechanisms of shedding motions downstream from pebble clusters and clasts in natural flows. This is well supported here by the fact that indeed the magnitude of the flow vectors increases with average flow velocity at a constant depth. Figure 7.8 finally shows that the normalised vector magnitude decreases as the water depth is increased for a similar velocity. This effect seems to be more important for the accelerating and upwelling flow regions.

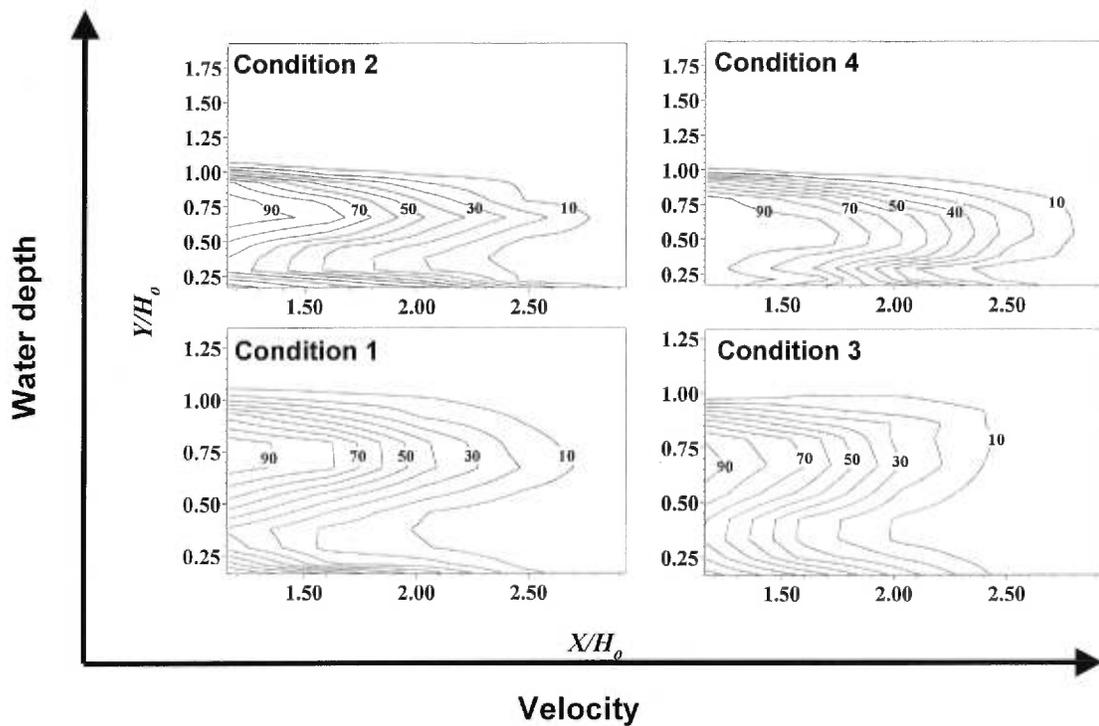
Figure 7.9 shows that the average angle of the normalised  $UV$  vector increases with average flow velocity for the regions of flow recirculation and upwelling flow. In the region of acceleration at the crest of the cluster, a change in velocity gives inconsistent response since the average angle increases for high water depth and decreases for low water depth. In the region of flow recirculation, a higher average flow velocity at a constant depth is associated with flow vectors that become more parallel to the bed as they change from ca  $100^\circ$  to  $150^\circ$ . The opposite occurs in the region of flow upwelling where the vectors are less parallel to the bed when average velocity is high for a similar depth, changing from  $9^\circ$  to  $13^\circ$ . In all the three regions, the values of the average angle are dramatically changed when water depth is changed for similar velocities (Fig. 7.9). In the regions of flow acceleration and flow recirculation, values for the angle almost double when water depth is increased for a constant velocity. In the region of upwelling flow, the average angle decreases when water depth is increased for a given velocity. It appears thus that, in all regions, flow vectors become more parallel to the bed as water depth is increased.

These results suggest that adjustments are complex as average flow velocity and/or depth changes. This complexity could only be revealed when looking at the effect of depth and velocity separately. It is therefore difficult to establish unambiguous relationships between the response of the average velocity vectors and the Reynolds number.

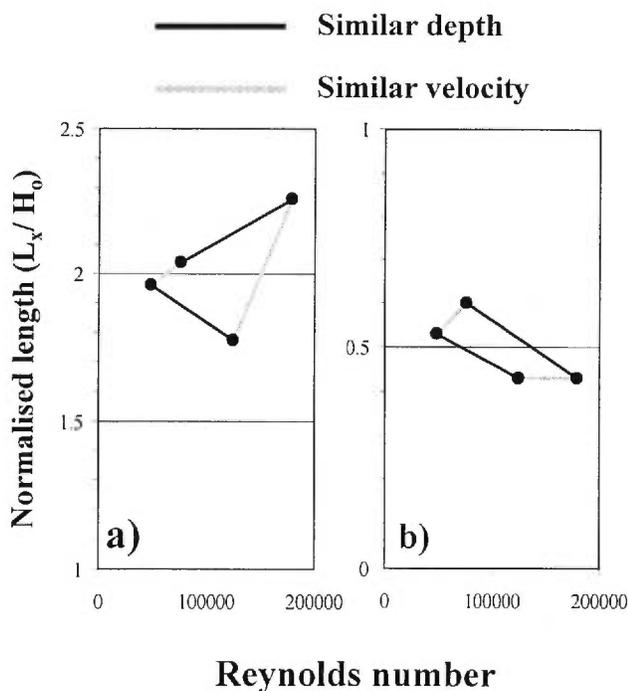
#### 7.4.2 Length of the recirculating flow region

The length of the region of flow recirculation in the lee of pebble cluster is believed to be related to the spacing of clusters in a gravel-bed river (Hassan and Reid, 1990). This length is highly variable because the point of reattachment fluctuates over time (Buffin-Bélanger and Roy, 1998). As a result, it is difficult to clearly identify its location and therefore to determine the length of the flow separation zone. To attempt to characterise the length of this region, we have computed the proportion of time the flow is moving upstream and downstream from each velocity time series located downstream from the cluster. A similar method has been used by Nezu and Nakagawa (1989). Figure 7.10 presents maps of the proportion of time that flow is moving upstream. The contours are obtained from a linear interpolation. This figure shows that the maximum length of the recirculating flow region is located a few centimetres above the bed ( $Y/H_o=0.6$ ) for all flow conditions. The shape of the recirculating zone differs from those observed downstream from a backward facing step (Nezu and Nakagawa, 1989) or from an hemisphere (Shamloo *et al.*, 1995). In these cases, the maximum length of this zone is located at the bed. It is believed that the shape of the cluster is responsible for this difference as strong lateral motion occurs, especially near the bed downstream from the cluster (Figs. 7.4 to 7.7). No clear consensus exists on what threshold should be used to delineate the region of flow recirculation from the ambient fluid. Here, we used the value of 50% to determine the position of the reattachment point. Also, to determine a length over which this point may fluctuate over space, we have calculated the difference between the reattachment lengths for values of 30% and 70% of time when flow is moving upstream.

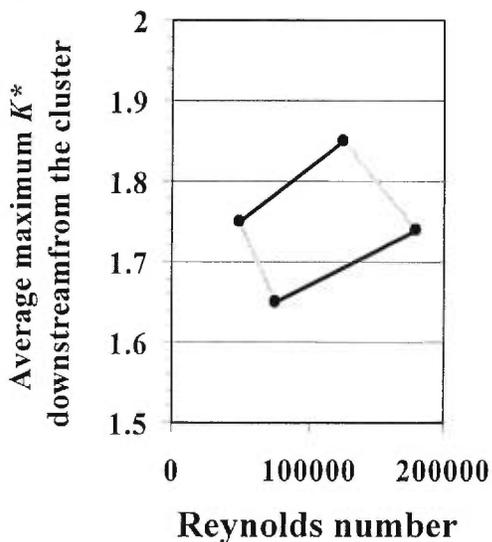
Figure 7.11 summarises the effect of the Reynolds number on the length between the cluster and the reattachment point and on the distance over which the reattachment point fluctuates. Using the value of 50% as a threshold, the recirculating region is nearly twice as long as the height of the cluster. This is close to the values of 2-4 reported by Paola *et al.* (1986) for the distance of reattachment point downstream from an hemispherical obstacle. It contrasts however sharply with the values of 6-9 reported for reattachment flow downstream from backward facing step (Armarly *et al.*, 1983; Nezu and Nakagawa, 1989). Keogh and Addison (1996) suggested that the complex three dimensional flow downstream from a backward facing step will decrease the reattachment length at high Reynolds



**Figure 7.10** Illustration of the region of flow recirculation downstream from the cluster for each flow condition. Lines represent the proportion of time that the flow is moving in the upstream direction. A value of 60% implies that the downstream velocity ( $U$ ) is negative 60% of the time and positive the other 40%.



**Figure 7.11** (a) Normalised length of recirculating flow region based on the location where the flow is moving half of the time towards the lee of the obstacle and half of the time towards the downstream end of the flume. (b) Length of the reattachment zone.



**Figure 7.12** Relation between the average maximum value of the normalised turbulent kinetic energy ( $K^*$ ) downstream from the cluster and the Reynolds number.

numbers. The complex turbulent flow downstream from the cluster bedform (Figs. 7.4 to 7.7) may thus explain the small length of the recirculating flow region.

There is not a clear relationship between the Reynolds number and the length of the recirculating flow region (Fig. 7.11a). For flows over a backward-facing step, Armaly *et al.* (1983) and Nezu and Nakagawa (1989) observed that the length of reattachment stabilises for Reynolds numbers higher than 10 000. Although this observation is in agreement with the present results, it seems clear that significant variations are observed when changes in velocity or water depth are taken separately. Indeed, increasing the depth of flow for a similar velocity results in a longer recirculating flow region. Moreover, the different slopes of the similar velocity lines reveal that this effect is more pronounced for higher velocities than for lower velocities. However, there is no systematic variation in the length of the recirculating zone when velocity is increased for a similar depth. Increasing flow velocity results in a shorter recirculating region at a lower water depth and a longer recirculating flow region at a higher water depth. These observations further confirm that an appraisal of the effects of the Reynolds number on the recirculating flow region is misleading if the individual effects of water level or velocity are not taken into account.

Figure 7.11b finally indicates that the length over which the position of the reattachment point fluctuates decreases with increasing Reynolds number. This is caused mainly by a change in water velocity since no systematic change occurs when water depth is varied for a similar velocity.

### 7.4.3 Turbulent kinetic energy

One of the major effect of a pebble cluster on the flow structure is to generate strong momentum exchanges that contribute to an increase of the overall flow resistance within a river reach (Robert *et al.*, 1992, 1996). As we have seen, these strong momentum exchanges take place downstream from the cluster and can be explained by two distinct mechanisms. In this study, the turbulent kinetic energy was used to determine the importance of these momentum exchanges taking into account the three velocity components. One key question on the organisation of flow in rivers is to determine how the momentum exchange changes as flow velocity and depth fluctuate over time and space. To approach such a question, we will now look at the changes of the turbulent kinetic energy downstream from the cluster (Region B, Fig. 7.6) in relation to the Reynolds number.

Figure 7.12 shows the average maximum normalised turbulent kinetic energy ( $K^*$ ) against the Reynolds number. There is no clear relationship between the normalised turbulent kinetic energy and the Reynolds number. However, when looking at the individual effect of water depth and flow velocity, clear relationships can be described. From low to high velocities for similar depths, the maximum  $K^*$  increases whereas from low to high water depths for similar velocities, the maximum  $K^*$  decreases.

## 7.5 CONCLUSION

This paper presents results from experiments designed to characterize the full 3-D turbulent flow field in the vertical-streamwise plane along the centreline of a pebble cluster and to investigate the role of various water depths and velocities on the flow field. The spatial distribution of the normalised  $UV$  vectors, the turbulent kinetic energy, and the correlation values lead to detailed descriptions of the three-dimensional flow dynamics surrounding the cluster. For a set of four distinct flow conditions at Reynolds numbers ranging from 49 000 to 180 000, these parameters allow to delineate and to characterise the accelerating, recirculating, shedding, and upwelling flow regions as well as the spatial fluctuation of the reattachment point. In the regions downstream from the cluster, the normalised turbulent kinetic energy is four times higher than upstream from the cluster. The recirculating flow region is characterised by complex contributions of each velocity component to the turbulent kinetic energy. The extension of this region that gives birth to the shedding region is clearly dominated by high contribution of the vertical velocity component as one third of the turbulent kinetic energy can be associated with vertical motions. These motions are strongly correlated with the streamwise velocity component. The extension of the recirculation flow region leading to the upwelling flow region is dominated by the lateral velocity component. In this region, the lateral motions can explain 40% of the turbulent kinetic energy. It is suggested that these motions control the short length of the recirculating flow region. Strong lateral motions are also related to the upwelling flow region. This is confirmed by the high correlation values between the streamwise and lateral velocity components observed in this region. If explained in terms of shear stress, these correlations imply that the combination of both the lateral and streamwise velocity components can play a critical role on sediment transport dynamics downstream from the obstacle.

The results show that the Reynolds number does not control the magnitude and direction of the normalized  $UV$ -vectors, the length of the recirculating flow region, nor the maximum turbulent kinetic energy downstream from the cluster. These results suggest that the dynamics of the flow surrounding the cluster is independent of the Reynolds number. However, because the value of the Reynolds number can be obtained from several combinations of water depths and flow velocities, this conclusion hides the important effects of changes in flow velocity or water depth on the flow dynamics around a cluster. Firstly, the magnitude and direction of the normalized  $UV$ -vectors for the regions of flow acceleration, recirculation and upwelling change systematically with water depth and flow velocity. Although normalized with shear velocity, the magnitude of the  $UV$ -vectors increases in the three flow regions when, for a given depth, the flow velocity is increased. The direction of the flow vectors within these regions changes systematically with water depth but not with flow velocity. Secondly, the length of the zone of flow recirculation fluctuates with water depth but not with flow velocity. For a given velocity, the length of the recirculating flow region increases as the depth is increased. However, the distance, over which the location of the reattachment point fluctuates, decreases as flow velocity is increased. No systematic relation between this distance and the water depth is observed. Finally, the maximum turbulent kinetic energy, downstream from the cluster, increases for a given depth with flow velocity. It decreases for a given velocity with water depth. These results indicate that the dynamics of turbulent flow are sensitive to depth and velocity in a highly complex manner. It is necessary to further investigate the role of each variable in order to construct a complete picture of the effects of pebble clusters on the structure of river flows.

## CHAPITRE 8 : CONCLUSION GÉNÉRALE

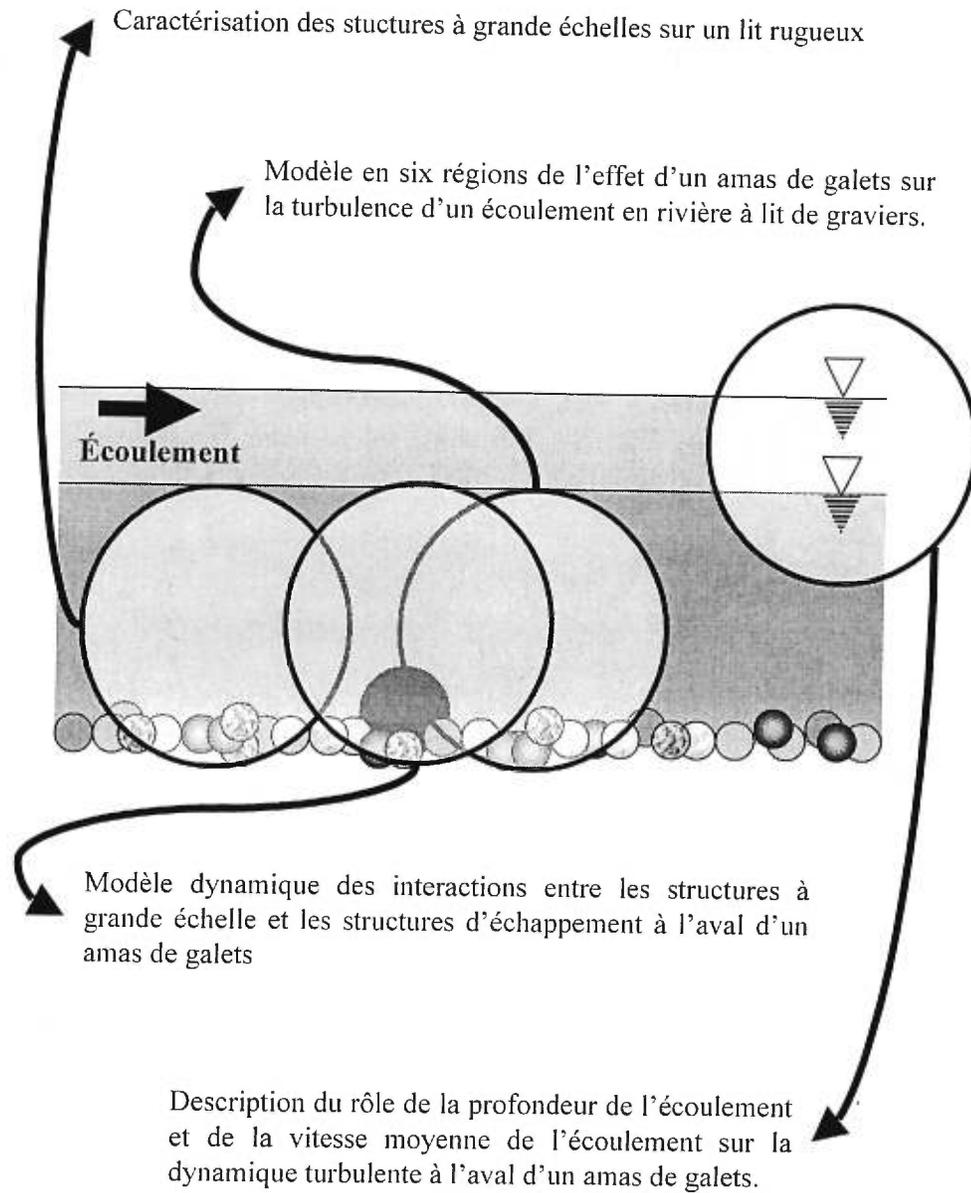
---

### 8.1 INTRODUCTION

La nature et la structure de la turbulence en rivière soulèvent des questions fondamentales en géomorphologie et en sédimentologie fluviale. Ces questions concernent les processus de mélange des écoulements, la nature de la résistance qu'offre une surface à l'écoulement, les mécanismes liés à l'initiation et au maintien du transport des sédiments ainsi que les interactions entre l'écoulement et le développement des formes du lit. Cette thèse s'est penché sur le défi de caractériser la structure des écoulements turbulents dans les rivières à lit de graviers en présence d'amas de galets. L'approche préconisée visait à décomposer l'écoulement selon les structures turbulentes dominantes, à les analyser avec un niveau de détails comparable aux études faites en laboratoire et à évaluer les interactions entre ces structures lorsque considérés à l'échelle d'un tronçon de rivière. Cette approche a mené à des gains significatifs de connaissances sur la structure des écoulements turbulents en rivière à lit de graviers.

### 8.2 LA STRUCTURE D'UN ÉCOULEMENT TURBULENT SUR LIT DE GRAVIERS

La figure 8.1 situe les gains de connaissance dans le contexte des objectifs de notre recherche. Nous résumons ici les principaux résultats par chapitre. Le troisième chapitre a présenté une caractérisation détaillée des structures à grande échelle inhérentes à un écoulement turbulent sur un lit graveleux. Ces structures prennent la forme de pulsations de forte et de faible vitesse occupant toute la profondeur de l'écoulement et pouvant durer plusieurs secondes. Les structures de forte vitesse se dirigent habituellement vers le lit alors que celles de faible vitesse s'élèvent vers la surface. Ce type de structure rappelle les cycles d'éjection-incursion, mais à une échelle plus grande. Une autre différence majeure est qu'elle se développe en absence d'une sous-couche visqueuse. L'analyse des quadrants a montré que ces structures ne présentent pas de patrons récurrents dans la succession des événements turbulents, ce qui révèle leur nature hautement turbulente. Possiblement, elles sont des amalgames de plusieurs petites structures. L'analyse spatio-temporelle des



**Figure 8.1** Positions des gains de connaissances.

corrélations croisées entre les fluctuations de vitesse dans le sens de l'écoulement a révélé que ces pulsations sont généralement convexes vers l'aval et que l'angle moyen de propagation entre le front et le lit est de  $36^\circ$ .

Au quatrième chapitre, on a cartographié des paramètres de la turbulence en amont et en aval d'un amas de galets. Ces cartes ont mené à un modèle décrivant l'effet d'un amas de galets sur la structure turbulente d'un écoulement dans une rivière à lit de graviers. Le modèle documente les structures d'échappement, responsables des échanges turbulents les plus intenses dans ces environnements, et la région de rattachement à l'aval de l'obstacle, où des portions du fluide provenant du sommet de l'amas de galets plongent vers le lit. Ce modèle met en place des processus et mécanismes contribuant à l'organisation de la structure des écoulements sur lit de graviers.

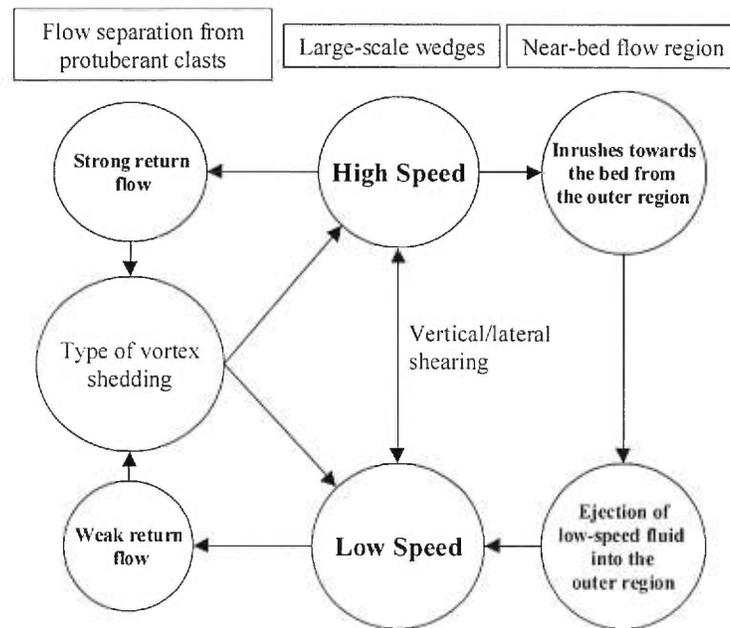
L'essai présenté au cinquième chapitre a mis en relief les composantes structurales identifiées dans les chapitres précédents pour décrire les écoulements turbulents sur lit de graviers. Trois points clefs de l'organisation des écoulements sur lit de graviers ressortent de cet essai : le lien entre les échelles dominantes de la rugosité du lit et les processus et mécanismes générateurs de structures turbulentes; la présence de zones de production et de dissipation des structures turbulentes et des échanges de quantité de mouvement qui leur sont associés; ainsi que l'anisotropie spatiale et temporelle dans le développement des structures mais également dans la contrainte de cisaillement à l'échelle d'un tronçon de rivière. De plus, cet essai identifie des lacunes dans nos connaissances sur les interactions entre le passage des structures à grande échelle et les régions dynamiques à l'aval d'un amas de galets et sur l'ajustement des régions dynamiques liées à l'effet d'un amas de galets à différentes conditions d'écoulement. Les deux derniers chapitres ont tenté de combler ces lacunes.

Dans le sixième chapitre, une expérience de quantification et une visualisation en rivière ont mis en évidence des liens étroits entre des structures turbulentes identifiées aux chapitres 3 et 4. Il ressort que la manifestation des structures d'échappement est dictée par le passage des structures à grande échelle : les pulsations de forte vitesse donnent naissance à des structures d'échappement prenant de l'expansion à la fois vers la surface et vers le lit; les pulsations de faible vitesse donnent naissance à des structures d'échappement s'élevant

de manière plus cohérente vers la surface. Ces interactions ont été synthétisées dans un modèle conceptuel.

Dans le septième chapitre, les avantages du laboratoire ont été mis à profit pour décrire et caractériser l'effet d'un amas de galets dans quatre conditions d'écoulement ayant des nombres de Reynolds élevés. Des mesures de trois composantes orthogonales de vitesse ont mis en évidence l'importance des contributions des composantes verticale et latérale à l'énergie cinétique turbulente dans les zones de recirculation et de rattachement, respectivement. De plus, le protocole expérimental était conçu pour que l'effet de la profondeur et de la vitesse moyenne de l'écoulement puisse être étudié individuellement. Il en ressort que le nombre de Reynolds ne contrôle pas la magnitude des vecteurs, ni la longueur de la zone de recirculation, ni l'intensité de l'énergie cinétique turbulente maximale à l'aval d'un amas de galets. La réponse de ces paramètres s'explique cependant à l'aide d'une interprétation basée sur la combinaison des effets individuels de la vitesse moyenne et de la profondeur de l'écoulement. Ces résultats montrent que la dynamique s'ajuste à des changements de vitesse moyenne et de profondeur et que ces changements sont masqués par l'utilisation aveugle du nombre de Reynolds.

Ces expériences contribuent, par la qualité des résultats et la robustesse de leur interprétation, de manière significative à notre compréhension de la structure des écoulements sur les lits de graviers en milieu naturel. Cette contribution s'exprime par des quantifications détaillées d'écoulements turbulents à nombre de Reynolds élevé; des modèles inédits de l'effet d'un amas de galets sur la structure d'un écoulement turbulent et des interactions entre la structure ambiante de l'écoulement et les régions turbulentes associées à l'amas de galets; et des techniques d'analyse et de représentation novatrices qui pourront être appliquées dans d'autres recherches sur la turbulence des écoulements. Tous ces éléments soutiennent la thèse voulant que la nature des écoulements turbulents sur lit de graviers peut-être élucidée par la description des mécanismes propres aux structures turbulentes dominantes et l'identification des interactions entre ces structures. La figure 8.2, présentée par Roy et Buffin-Bélangier (sous presse), intègre une partie des résultats présentés dans cette thèse pour décrire l'organisation de l'écoulement à l'échelle d'un tronçon de rivière. Dans ce modèle, les structures à grande échelle contribuent par une boucle de rétroaction aux mécanismes se produisant dans la couche proximale au lit et aux mécanismes donnant naissance aux structures d'échappement.



**Figure 8.2.** Le rôle dominant des structures à grande échelle dans l'organisation des écoulements turbulents en rivière, d'après Roy et Buffin-Bélanger (2000).

### 8.3 ORIGINALITÉ DE LA THÈSE

Les résultats présentés dans cette thèse émergent d'une approche originale à plusieurs niveaux. L'organisation des expériences et des résultats reflète tout d'abord le processus de réflexion continu entourent cette thèse. Ce processus mène à des nouvelles connaissances tout en stimulant l'émergence d'interrogations. Dans cette perspective, la thèse se divise en trois parties. La première se base sur une approche visant à isoler les composantes d'un système (structure turbulente d'un écoulement sur lit rugueux au chapitre 3 et effet d'un amas de galets sur la turbulence de l'écoulement au chapitre 4) pour mieux identifier les mécanismes et les processus physiques primaires. La seconde partie fait l'exercice d'intégrer ces connaissances à une échelle plus grande, soit celle d'un tronçon de rivière (Chapitre 5). La dernière partie, finalement, retourne à la caractérisation de processus et mécanismes nécessaires à une meilleure intégration (Chapitres 6 et 7). Dans cette perspective, cette thèse apporte des éléments de compréhension à différentes échelles sur la structure des écoulements turbulents tout en reflétant le processus de réflexion qui a mené à la découverte de ces éléments.

Du côté des analyses, cette thèse se démarque par une approche méthodologique visant à caractériser à la fois la variabilité spatiale et temporelle des fluctuations de vitesse dans l'écoulement. En effet, tout au long de la thèse il nous importait de décrire l'évolution et le développement des structures turbulentes de l'écoulement par le biais de techniques de représentation et d'analyse des données où prévalait l'analyse simultanée des dimensions spatiale et temporelle. Les matrices spatio-temporelles (Chapitre 3), la cartographie des paramètres de la turbulence (Chapitre 4 et 7) et le modèle conceptuel de l'organisation d'un écoulement sur lit de gravier à l'échelle d'un tronçon de rivière (Chapitre 5) illustrent bien cette approche.

Le niveau de détail et les designs expérimentaux mis en place pour quantifier et caractériser la structure spatiale et temporelle de l'écoulement en rivière naturelle contribuent également à l'originalité de cette thèse. Le déploiement systématique et simultané de trois courantomètres (Chapitre 3), la haute résolution spatio-temporelle de la quantification du champ de vitesse en périphérie d'un amas de galets (Chapitre 4) et la visualisation de l'effet d'un obstacle à l'écoulement (Chapitre 6) en rivière naturelle de même que le haut niveau de détails des expériences en laboratoire dans des écoulements à nombre de Reynolds élevé (Chapitre 7) constituent des expériences rarement, sinon, jamais mis en œuvre dans les rivières naturelles.

#### **8.4 VERS UNE VISION PLUS LARGE DE LA DYNAMIQUE FLUVIALE**

Les résultats présentés dans cette thèse dépassent l'intérêt fondamental de la caractérisation de la structure turbulente des écoulements en rivière. Les résultats peuvent tout d'abord être appliqués à l'explication du transport des sédiments. Les chapitres 3 et 4 documentent respectivement la variabilité temporelle et spatiale de la contrainte de cisaillement au lit associée à l'initiation du déplacement et au transport des sédiments. Les structures à grande échelle produisent des fortes fluctuations du cisaillement au lit. Ces cisaillements élevés sont peu fréquents mais durent suffisamment longtemps pour contribuer au transport de particules. Nelson *et al.* (1995) ont montré que les événements provenant des quadrants 1 et 4 et qui sont associés aux vitesses élevées dans la composante longitudinale, sont plus fortement corrélés au transport des sédiments que les événements des quadrants 2 et 4. Les structures à grande échelle de forte vitesse (généralement constituées des quadrants 1 et 4) risquent ainsi de contrôler une partie de l'initiation et de la

dynamique du transport des sédiments. À l'aval d'un amas de galets, le chapitre 4 a documenté la région de recirculation où sont emprisonnés des sédiments et une région plus en aval où de fortes incursions vers le lit augmente la mobilité des particules. Les amas de galets sont ainsi associés à une variabilité spatiale des contraintes de cisaillement au lit qui peut contrôler une partie du transport des sédiments et de l'organisation générale du lit de la rivière. Dans cette perspective, il serait possible de tester, à partir de la connaissance de la dynamique de l'écoulement en périphérie des amas de galets, l'hypothèse selon laquelle la distribution des amas de galets sur le lit d'une rivière est contrôlée par une rétroaction entre la structure de l'écoulement et l'effet de leur agencement sur le lit (Hassan et Reid, 1990; Clifford *et al.*, 1992a). À partir de l'observation de distances longitudinales entre des amas de galets dans la Schmiedlaine, De Jong et Ergenzinger (1995) ont proposé que la structure de l'écoulement à l'aval de ces derniers limite leur formation. L'observation des fluctuations de vitesse de fortes intensités ainsi que des fortes contraintes de cisaillement au lit à l'aval des amas de galets confirmerait une telle hypothèse. Pour valider cette hypothèse, il faudrait cependant comparer des distributions de distances entre amas de galets à la distribution des longueurs de leur zone de recirculation dans différentes conditions d'écoulement.

Les résultats de cette thèse rejoignent également des intérêts en sciences biologiques. Nowell et Jumars (1984) ont souligné le manque flagrant de connaissances sur les caractéristiques de l'écoulement à l'échelle des micro-habitats, notamment ceux en périphérie d'obstacles protubérants en rivière. Les résultats de notre recherche permettent de caractériser deux aspects des micro-habitats en rivière graveleuse. D'abord, ils font ressortir la variabilité temporelle des contraintes physiques que rencontrent les organismes exposés au passage des structures à grande échelle. La reconnaissance de ces structures peut amener à une perception différente de l'adaptation d'organismes à leur environnement, de la description de certains de leur comportement, mais surtout de la quantification de leur survivance par le biais des modèles bioénergétiques (Enders *et al.*, 2000). Ensuite, l'amas de galets est le foyer d'une forte variabilité spatiale dans les contraintes de cisaillement au lit et dans l'intensité de la turbulence dans un tronçon de rivière. Cette variabilité détermine des micro-habitats tout aussi variés qui peuvent être peuplés par différents organismes (Bouckart et Davis, 1994). Dans cette optique, nous avons démontré et quantifié la

variabilité de micro-habitats que l'on retrouve en rivière et nous avons présenté des techniques de mesures et d'analyse qui permettent de les caractériser.

## 8.5 TRAVAUX FUTURS

Malgré une contribution importante, les résultats présentés dans cette thèse ne résolvent pas toutes les lacunes dans nos connaissances sur la structure des écoulements turbulents en rivières. Premièrement, plusieurs paramètres relatifs aux échelles spatio-temporelles des structures à grande échelle n'ont pas été caractérisés. Au chapitre 3, l'échelle temporelle des structures a été présentée selon une dimension verticale et une durée en un point de l'espace, durée transférable en une dimension spatiale de longueur par le biais de la substitution de Taylor. Nous n'avons pas caractérisé les extensions longitudinale et latérale des structures, ni leur persistance dans l'espace et ni leur vitesse de propagation, quatre paramètres essentiels à la caractérisation de ces structures. L'utilisation de trois courantmètres en simultané a certes ouvert la voie à de telles caractérisations, mais la possibilité de déployer sept courantmètres électromagnétiques (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000b) de l'utilisation de nouvelles technologies permettant des mesures instantanées de profils de vitesse comportant plusieurs dizaines de points (Best *et al.*, 2000) aideront sans nul doute à résoudre ces lacunes. Il en va de même pour les structures d'échappement se développant à l'aval des amas de galets. Il devient important d'obtenir une caractérisation spatio-temporelle de ces structures qui inclut des variables décrivant la forme et la protubérance des obstacles. Les amas de galets utilisés dans cette thèse étaient *typiques* d'amas de galets rencontrés dans les cours d'eau à lit de graviers. Or, les amas de galets sont des formes à symétrie variable qui dépendent de la distribution granulométrique et de la forme des particules (coefficients de tri et d'arrondissement par exemple). Pour obtenir une connaissance exhaustive de la structure d'un écoulement turbulent en rivière graveleuse, il importera de vérifier l'effet de certains paramètres de ces formes sur la dynamique des échanges turbulents. Il est par exemple envisageable de tester l'effet d'un amas asymétrique sur la formation et l'évolution des structures d'échappement (voir la discussion de De Jong (1992) sur les types de vortex développés à l'aval d'amas de galets de formes variées et les résultats de Rubin et McDonald (1995) concernant l'effet de la position d'un obstacle sur la signature spectrale des échappements). On peut également envisager de documenter plus en détails l'effet de la présence ou non d'une accumulation

de sédiments dans la zone de recirculation sur les caractéristiques des structures d'échappement (voir les différentes expériences de Werner *et al.* (1980) et de Paola *et al.* (1986)).

Ensuite, bien que le lien entre les structures turbulentes et la contrainte de cisaillement au lit ait été souligné, il n'en demeure pas moins que l'ensemble des mesures faites dans le cadre de cette thèse l'ont été dans des conditions d'écoulement où l'absence de transport prévalait. Il pourrait être délicat de transférer directement ces connaissances à des écoulements où il y a transport par charriage ou en suspension. Song *et al.* (1998) et Carbonneau et Bergeron (2000) ont montré que le transport de sédiments par charriage et en saltation modifiait de manière notable les caractéristiques turbulentes moyennes de l'écoulement. Carbonneau et Bergeron (2000) ont conclu à un ajustement complexe de l'intensité turbulente lorsqu'un transport par charriage se produit dans un écoulement. Ces auteurs ont montré que l'intensité turbulente peut augmenter ou diminuer selon la densité du transport. Ces conclusions rejoignent les observations faites pour le transport en suspension. Ces dernières études ont décrit les paramètres moyens de la turbulence selon des profils verticaux, mais elles n'ont pas montré la relation entre le transport et les caractéristiques spatio-temporelles des échanges turbulents. Il serait fort pertinent d'examiner l'effet du transport sur les caractéristiques spatio-temporelles des structures turbulentes décrites dans cette thèse. On sait que les grandes structures transportent des sédiments (Jackson, 1976; Kostachuck et Church, 1993), mais comment ces sédiments affectent-ils leur évolution dans l'écoulement? Quels sont les effets du transport par charriage et en suspension sur l'extension verticale et la durée des structures à grande échelle? Dans un écoulement où il y a transport par charriage, comment réagit la zone de recirculation et les structure d'échappement à l'aval d'un amas de galets?

Finalement, les résultats de cette thèse sont d'une école basée sur la description quantitative et empirique de la structure des écoulements. Cette approche, comme cette thèse, s'inspire des mesures de fluctuations de vitesse et des visualisations de l'écoulement pour peindre une image et construire des modèles conceptuels de la structure des écoulements. Ces modèles visent à généraliser les observations dans d'autres contextes fluviaux. Cette approche, qui a dominé la mécanique des fluides dans les années soixante dix, persiste toujours mais elle s'accompagne aujourd'hui de la modélisation numérique de la turbulence. Pour vérifier la validité des algorithmes et des schémas numériques, les

résultats de la modélisation sont souvent comparés aux résultats provenant des quantifications et des visualisations. La modélisation est de plus en plus utilisée pour décrire l'écoulement des rivières et l'évolution des cours d'eau. Dans cette perspective, il importe que les connaissances acquises dans cette thèse soient utilisées pour valider les modèles numériques de l'écoulement dans les tronçons de rivière.

## BIBLIOGRAPHIE

- Acarlar, M.S.; Smith, C.R. (1987). A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 1. Hairpin vortices generated by a hemispherical protuberance. *Journal of Fluid Mechanics* 175: 1-41.
- Achenbach, E. (1974). Vortex shedding from spheres. *Journal of Fluid Mechanics* 62: 209-221.
- Allen, P.A. (1997). *Earth Surface Processes*. Blackwell Science, London, 404 p.
- Antonia, R.A.; Bisset, D.K.; Brown, L.W.B. (1990). Effect of Reynolds-number on the topology of the organised motion in a turbulent boundary-layer. *Journal of Fluid Mechanics* 213: 267-286.
- Armaly, B.F.; Durst, F.; Pereira, J.C.; Schönung, B. (1983). Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *Journal of Fluid Mechanics* 127: 473-496.
- Ashworth, P.J.; Bennett, S.J.; Best, J.L.; McLelland, S.J. (1996). *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester, 733 p.
- Babakaiff, C.S.; Hickin, E.J. (1996). Coherent flow structures in Squamish river estuary, British Columbia, Canada. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs) : *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester : 322-342.
- Bathurst, J.C. (1982). Theoretical aspects of flow resistance. *In* R.D. Hey; J.C. Bathurst; C.R. Thorne (Éditeurs) : *Gravel-bed rivers*. Wiley, Chichester : 83-108.
- Bauer, B.O., Sherman, D.J.; Wolcott, J.F. (1992). Sources of uncertainty in shear stress and roughness length estimates derived from velocity profiles. *The Professional Geographer* 44 : 453-464.
- Bennett, S.J.; Best, J.L. (1995). Mean flow and turbulence structure over fixed, two-dimensional dunes: implications for sediment transport and dune stability. *Sedimentology* 42: 491-514.
- Bennett, S.J.; Best, J.L. (1996). Mean flow and turbulence structure over fixed ripples. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs): *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester : 281-304.
- Best, J.L. (1993). On the interactions between turbulent flow structure, sediment transport and bedform development: some considerations from recent experimental research. *In* N.J. Clifford; J.R. French; J. Hardisty (Éditeurs): *Turbulence: Perspectives on Flow and Sediment Transport*. Wiley, Chichester: 61-92.
- Best, J.L. (1996). The fluid dynamics of small-scale alluvial bedforms. *In* P.A. Carling et M.R. Dawson (Éditeurs) *Advances in fluvial dynamics and stratigraphy*. John Wiley, Chichester, 67-125 pages
- Best, J., Buffin-Bélanger, T., Kirkbride, A.D., Reid, I. (2000). Visualisation of coherent flow structures associated with particle clusters: temporal and spatial characterisation using ultrasonic Doppler velocity profiling. *Gravel-Bed Rivers V*, Christchurch, New Zealand.
- Billi, P. (1988). A note on cluster bedform behaviour in a gravel-bed river. *Catena* 15: 473-481.
- Biron, P.M.; Roy, A.G.; Best, J.L. (1995). A scheme for resampling, filtering and subsampling unevenly spaced laser Doppler anemometer data. *Mathematical Geology* 27: 731-748.
- Biron, P.M.; Roy, A.G.; Best, J.L. (1996). Turbulent flow structure at concordant and discordant open-channel confluences. *Experiments in Fluids* 21: 437-446.
- Biron, P.M.; Lane, S.N.; Roy, A.G.; Bradbrook, K.F.; Richards, K.S. (1998). Sensitivity of bed shear stress estimated from vertical velocity profiles: the problem of sampling resolution. *Earth Surface Processes and Landforms* 23: 133-139.
- Blackwelder, R.F. (1977). On the role of phase information in conditional sampling. *Physics of Fluids* 20 : s232-s242.
- Blackwelder, R.F. (1987). Coherent structures associated with turbulent transport. *Proc. of 2<sup>nd</sup> Int. Symp. on Transport Phenomena in Turbulent Flows*, Tokyo : 1-20.

- Blackwelder, R.F.; Kovasnay, L.S.G. (1972). Time scales and correlations in a turbulent boundary layer. *The Physics of Fluids* 15 : 1545-1554.
- Bogard, D.G.; Tiederman, W.G. (1986). Burst detection with single-point velocity measurements. *Journal of Fluid Mechanics* 162: 389-413.
- Boucher, R.F.; Kanala, M.A. (1992). Particule image velocimetry (PIV) and parallel processing. *Progress in Visualisation* 1 : 297-312.
- Bouckaert, F.W.; Davis, J. (1994). Microflow regimes and the distribution of macroinvertebrates around stream boulder. *Freshwater Biology* 40: 77-86.
- Bradshaw (1985). *An introduction to turbulence and its measurement*. Pergamon Press, Oxford : 218 p.
- Brayshaw, A.C. (1984). Characteristics and origin of cluster bedforms in coarse-grained alluvial channels. *In* E.H. Koster; R.J. Steel (Éditeurs): *Sedimentology of gravels and conglomerates*. Canadian Society of Petroleum Geologists 10: 77-85.
- Brayshaw, A.C.; Frostick, L.E.; Reid, I. (1983). The hydrodynamics of particle clusters and sediment entrainment in coarse alluvial channels. *Sedimentology* 30: 137-140.
- Brown, G.L.; Thomas, S.W. (1977). Large structure in a turbulent boundary layer. *Physics of Fluids* 20: s243-s252.
- Buffin-Bélanger, T.; Roy, A.G. (1997). Quantification et visualisation de l'effet d'un amas de galets sur la structure turbulente d'un écoulement dans un cours d'eau à lit de graviers. *Congrès annuel de l'APGGQ*, Rimouski.
- Buffin-Bélanger, T.; Roy, A.G. (1998). Effects of a pebble cluster on the turbulent structure of a depth-limited flow in a gravel-bed river. *Geomorphology* 25: 249-267.
- Buffin-Bélanger, T.; Roy, A.G.; Kirkbride, A.D. (2000). On large-scale flow structures in a gravel-bed river. *Geomorphology* 32: 417-435.
- Buffin-Bélanger, T., Lamarre, H., Roy, A.G., Kirkbride, A.D. (2000b) Size and shape of large-scale turbulent flow structures in a gravel-bed river. *Gravel-Bed Rivers V*, Christchurch, New Zealand.
- Buffington, J.M. (1999). The legends of A.F. Shields. *Journal of Hydraulic Engineering* 125 : 376-387.
- Cantwell, B.J. (1981). Organized motions in turbulent flow. *Annual Review of Fluid Mechanics* 13 : 457-515.
- Carboneau, P.E.; Bergeron, N.E. (2000) The effect of bedload transport on mean and turbulent flow properties. *Geomorphology* 35 : 267-278.
- Chatfield, C. (1989). *The analysis of time series: an introduction – 4<sup>th</sup> Edition*. Chapman and Hall, London, 241 p.
- Champoux, O. (2000). Suivi à long terme des effets de structures améliorant l'habitat du poisson : le cas de Lawrence Creek, Wisconsin, USA. Mémoire de maîtrise, Département de géographie, Université de Montréal. 139 pages.
- Cimbala, J.M.; Nagib, H.M.; Roshko, A. (1988). Large structure in the far wakes of two dimensional bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics* : 265-298.
- Clifford, N.J. (1993). Formation of riffle-pool sequences: field evidence for an autogenetic process. *Sedimentary Geology* 85: 39-51.
- Clifford, N.J. (1996). Morphology and stage-dependent flow structure in a gravel-bed river. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs) : *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester: 545-566.
- Clifford, N.J. (1997). A comparison of flow intensities in alluvial rivers : characteristics and implications for modelling flow processes. *Earth Surface Processes and Landforms* 23 : 109-121.
- Clifford, N.J.; French, J.R.; Hardisty, J. (1993a). *Turbulence: Perspectives on Flow and Sediment Transport*. John Wiley, Chichester, 360 p.
- Clifford, N.J.; French, J.R. (1993b). Monitoring and analysis of turbulence in geophysical boundaries: some historical and contemporary perspectives. *In* N.J. Clifford; J.R. French; J. Hardisty (Éditeurs):

- Turbulence: Perspectives on Flow and Sediment Transport. Wiley, Chichester: 1-34.
- Clifford, N.J.; French, J.R. (1993c). Monitoring and analysis of turbulence in geophysical boundaries: some analytical and conceptual issues. *In* N.J. Clifford; J.R. French; J. Hardisty (Éditeurs): *Turbulence: Perspectives on Flow and Sediment Transport*. Wiley, Chichester: 93-120.
- Clifford, N.J.; Richards, K.S.; Robert, A. (1992a). The influence of microform bed roughness elements on flow and sediment transport in gravel bed rivers: comment on a paper by Marwan A. Hassan and Ian Reid. *Earth Surface Processes and Landforms* 17: 529-534.
- Clifford, N.J.; Robert, A.; Richards, K.S. (1992b). Estimation of flow resistance in gravel-bedded rivers: a physical explanation of the multiplier of roughness length. *Earth Surface Processes and Landforms* 17: 111-117.
- Church, M.; Hassan, M.A.; Wolcott, J.F. (1998). Stabilizing self-organised structures in gravel-bed stream channels: Field and experimental observations. *Water Resources Research* 34: 3169-3179.
- Corino, E.R.; Brodkey, R.S. (1969). A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics* 37 : 1-30.
- Davis, J.A.; Barmuta, L.A. (1989). An ecologically useful classification of mean and near-bed flows in streams and rivers. *Freshwater Biology* 21: 271-282.
- Defina, A. (1987). Indagine sperimentale e teorica sull'interazione tra particelle solide e strutture fluide coerenti note col termine di esplosioni turbolente, Thèse de Doctorat, Université de Firenze, Genève et Padoue, 116 pages.
- Defina, A. (1996). Transverse Spacing of low-speed streaks in a channel flow over a rough bed. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs): *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester: 87-99.
- De Jong (1992). Discussion on Microform roughness elements and the selective entrainment and entrapment of particles in gravel-bed rivers. *In* Billi, P., Hey, R.D., Thorne, C.R. et Tacconi, P. (Éditeurs): *Dynamics of gravel-bed rivers*. Wiley, Chichester, p. 267-268.
- De Jong, C.; Ergenzinger, P. (1995). The interrelations between mountain valley form and river-bed arrangement. *In* E.J. Hickin (Éditeur): *River Geomorphology*. Wiley, Chichester: 55-91
- De Jong, C.; Ergenzinger, P. (1998). Dynamic roughness, sediment transport and flow structures in a mountain stream. *In* Klingeman, P.C., Beschta, R.L., Komar, P.D. et Bradley, J.B. (Éditeurs) : *Gravel-Bed Rivers in the environment*. Water Resources Publications, Colorado : 39-60.
- Dinehart, R.L. (1999). Correlative velocity fluctuations over a gravel river bed. *Water Resources Research* 35: 569-582.
- Dingman, S.L. (1984) *Fluvial hydrology*. Freeman and Co, New York.
- Drake, T.G.; Shreve, R.L.; Dietrich, W.E.; Whiting, P.J.; Leopold, L. (1988). Bedload transport of fine gravel observed by motion picture. *Journal of Fluid Mechanics* 192: 2193-2217.
- Dwivedi, V.K.; Rajaratnam, N.; Katopodis, C. (1993). An exploratory study of fish habitat structures in rivers. *Proc. 11<sup>th</sup> Canadian Hydrotechnical Conference* : 573-581.
- Enders, E.; Buffin-Bélanger, T.; Boisclair, D.; Roy, A.G. (2000) Les Juvéniles du saumon atlantique utilisent-ils à profit leur environnement turbulent? Colloque Géomorphologie fluviale et habitat de poisson : de la recherche fondamentale à la pratique. *ACFAS*, Montréal, Canada.
- Falco, R.E. (1977). Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers. *Physics of Fluids* 20: s124-s132.
- Falco, R.E. (1979). Comments on «Large structure in a turbulent boundary layer». *Physics of Fluids* 22: 2042.
- Favre, A.J.; Gaviglio, J.J.; Dumas, R. (1957). Space-time double correlation and spectra in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 2 :313-341.
- Ferguson (1998). Discussion by R.I. Ferguson on Advances in sediment transport processes and fluvial morphology. *In* Klingeman, P.C., Beschta, R.L., Komar, P.D. et Bradley, J.B. (Éditeurs) : *Gravel-Bed Rivers in the environment*. Water Resources Publications, Colorado : 12-13.

- Ferguson, R.I.; Kirkbride, A.D.; Roy, A.G. (1996). Markov analysis of velocity fluctuations in gravel-bed rivers. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs): *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester: 165-183.
- Fielder, H.E. (1988). Coherent structures in turbulent flows. *Progress in Aerospace Science* 25 : 231-269.
- Flammer, G.H.; Tullis, J.P.; Mason, E.S. (1970). Free surface, velocity gradient flow past hemisphere. *Journal of the Hydraulics Division Proceedings of the American Society of Civil Engineers* 96: 1485-1502.
- Gad-El-Hak, M. (2000). *Flow control : Passive, active, and reactive flow management*. Cambridge University Press, 421 pages.
- Garcia, M., Nino, Y.; Lopez, F. (1996). Laboratory observations of particle entrainment into suspension by turbulent bursting. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs) : *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester : 63-86.
- Gordon, C.M. (1974). Intermittent momentum transport in a geophysical boundary layer. *Nature* 248 : 392-394.
- Grass, A.J. (1971). Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries. *Journal of Fluid Mechanics* 50: 233-255.
- Grass, A.J.; Stuart, R.J.; Mansour-Tehrani, M. (1991). Vortical structures and coherent motion in turbulent flow over smooth and rough boundaries. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A* 336: 29-47.
- Grass, A.J.; Mansour-Tehrani, M. (1996). Generalized scaling of coherent bursting structures in the near-wall region of turbulent flow over smooth and rough boundaries. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs): *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester: 41-61.
- Hassan, M.A.; Reid, I. (1990). The influence of microform bed roughness elements on flow and sediment transport in gravel bed rivers. *Earth Surface Processes and Landforms* 15: 739-750.
- Heathershaw, A.D. (1974). « Bursting » phenomena in the sea. *Nature* 248 : 394-395.
- Hussain, A.K.M.F. (1983). Coherent structures – reality and myth. *Physics of Fluids*, 26 : 2816-2850.
- Jackson, G. (1976). Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows. *Journal of Fluid Mechanics* 77: 531-560.
- Johansson, C.E. (1963). Orientation of pebbles in running water. A laboratory study. *Geographiska Annaler* 45 : 85-112.
- Kaftori, D.; Hetsroni, G. ; Banerjee, S. (1994). Funnel-shaped vortical structures in wall turbulence. *Physics of Fluids* 6 :3035-3051.
- Kaftori, D.; Hetsroni, G.; Banerjee, S. (1995). Particle behavior in the turbulent boundary layer. I Motion, deposition, and entrainment. *Physics of Fluids* 7 : 1095-1106.
- Kaimal, J.C.; Wyngaard, J.C.; Haugen, D.A.; Coté, O.R.; Izumi, Y.; Caughey, S.J.; Readings, C.J. (1976). Turbulence structure in the convective boundary layer. *Journal of Atmospheric Science* 33 : 2152-69.
- Kawanisi, K.; Maghrebi, M.F.; Yokosi S. (1993). An instantaneous 3-D analysis of turbulent flow in the wake of a hemisphere. *Boundary-Layer Meteorology* 64: 1-14.
- Kim, K.C.; Adrian, R.J. (1999). Very large-scale motion in the outer layer. *Physics of Fluids* 11 : 417-422.
- Kim, H. T.; Kline, S. J.; Reynolds, W. C. (1971). The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 50 : 133-160.
- Kirkbride, A.D. (1993). Observation of the influence of bed roughness on turbulence structure in depth limited flows over gravel beds. *In* N.J. Clifford; J.R. French; J. Hardisty (Éditeurs): *Turbulence: Perspectives on Flow and Sediment Transport*. Wiley, Chichester: 185-196.
- Kirkbride, A.D. (1994). *Turbulence Structure in Straight Gravel-Bed Channels*. Ph.D. thesis, University of Sheffield, Sheffield, United Kingdom : 176 p.
- Kirkbride, A.D.; Ferguson, R.I. (1995). Turbulent flow structure in a gravel-bed river: Markov chain analysis

- of the fluctuating velocity profile. *Earth Surface Processes and Landforms* 20: 721-733.
- Kirkbride, A.D.; McLelland, S.J. (1994). Visualisation of the turbulent flow structure in a gravel-bed river. *Earth Surface Processes and Landforms* 19 : 819-825.
- Keogh, D.P.; Addison, P.S. (1996). Coherent flow structures in open-channel slot flow. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs): *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester : 267-280.
- Kline, S. J.; Reynolds, W. C.; Schraub, F. A.; Runstadler, P. W. (1967). The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 30: 741-773.
- Komori, S.; Murakami, Y.; Ueda, H. (1989). The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* 203 : 103-123.
- Kovasnay, L.S. (1970). The turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics* 2 : 95-112.
- Kraus, N.C.; Lorhmann, A.; Cabrera, R. (1994). New acoustic meter for measuring 3D laboratory flows. *Journal of Hydraulic Engineering* 120 : 406-412.
- Krogstad, P.-Å.; Antonia, R.A.; Browne, W.B. (1992). Comparison between rough- and smooth-wall turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 245: 599-617.
- Krogstad, P.-Å.; Antonia, R.A. (1999). Surface roughness effects in turbulent boundary layers. *Experiments in Fluids* 27 : 450-460.
- Kustachuck, R.A.; Church, M.A. (1993). Macroturbulence generated by dunes: Fraser river, Canada. *Sedimentary Geology* 85 : 25-37.
- Lamouroux, N.; Statzner, B.; Fuchs, U.; Kohmann, F.; Schmedtje, U. (1992). An unconventional approach to modelling spatial and temporal variability of local shear stress in stream segments. *Water Resources Research* 28 : 3251-3258.
- Lane, S.N.; Biron, P.M.; Bradbrook, K.F.; Butler, J.B.; Chandler, J.H.; Crowell, M.D.; McLelland, S.J.; Richards, K.S.; Roy, A.G. (1998). Three-dimensional measurement of river channel flow processes using acoustic doppler velocimetry. *Earth Surface Processes and Landforms* 23: 1247-1267.
- Lane, S.N.; Richards, K.S.; Waburton, J. (1993). Comparison between high-frequency velocity records obtained with spherical and discoidal electromagnetic current meters. *In* N.J. Clifford; J.R. French; J. Hardisty (Éditeurs): *Turbulence: Perspectives on Flow and Sediment Transport*. Wiley, Chichester: 121-163.
- Lapointe, M. (1992). Burst-like sediment suspension events in a sand-bed river. *Earth Surface Processes and Landforms* 17: 253-270.
- Lapointe, M. (1996). Frequency spectra and intermittency of the turbulent suspension process in a sand-bed river. *Sedimentology* 43: 439-449.
- Lapointe, M.; De Serres, B.; Biron, P.M.; Roy, A.G. (1996). Using spectral analysis to detect sensor noise and correct turbulence intensity and shear stress estimates from EMCM flow records. *Earth Surface Processes and Landforms* 21: 195-203.
- Laufer, J. (1975). New trends in experimental turbulent research. *Annual Review of Fluid Mechanics* 7 : 307-326.
- Leeder, M.R. (1983). On the interactions between turbulent flow, sediment transport and bedforms mechanics in channelized flows. *In* J.D. Collinson; J. Lewin (Éditeurs): *International Association of Sedimentologists Special Publication* 6: 5-18.
- Leighly, J. (1932). Toward a theory of the morphologic significance of turbulence in flow of water in streams. *University of California Publications in Geography* 6 : 1-22.
- Leighly, J. (1934). Turbulence and the transportation of rock debris by streams. *Geographical Review* 24 : 453-464.
- Levasseur, M. (2000). Turbulence de l'écoulement en présence de dunes fluviales. Mémoire de maîtrise, Département de géographie, Université de Montréal. 147.
- Lu, L.J.; Smith, C.R. (1991). Use of flow visualization data to examine spatial-temporal and burst-type

- characteristics in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 232 : 303-340.
- Lu, S.S.; Willmarth W.W. (1973). Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 60: 481-511.
- Lumley, J.; Blossey, P. (1998). Control of turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* 30 : 311-327.
- Lutchik, T.S.; Tiederman, W.G. (1987). Timescale and structure of ejections and bursts in turbulent channel flows. *Journal of Fluid Mechanics* 174 : 529-552.
- Matthes, G.H. (1947). Macroturbulence in natural stream flow. *Transactions of American Geophysical Union* 28: 255-265.
- McQuivey, R.S. (1973). Summary of turbulence data from rivers, conveyance channels and laboratory flumes. *United States Geological Survey Professional Paper* 80 : 99-128.
- McLelland, S.J.; Nicholas, A.P. (2000). A new method for evaluating errors in high frequency ADV measurements. *Hydrological Processes*, 14 : 351-366.
- Merzkirch, W. (1974). *Flow visualisation*. Academic Press, London, 250 pages.
- Morris, H.M. (1955). Flow in rough conditions. *Transactions, American Society of Civil Engineers* 120 : 373-398.
- Nakagawa, H.; Nezu, I. (1981). Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* 104: 1-43.
- Nakamura, Y. (1996). Vortex shedding from bluff bodies with splitter plates. *Journal of Fluids and Structures* 10: 147-158.
- Nelson, J.M.; Shreve, R.L.; McLean, S.R.; Drake, T.G. (1995). Role of near-bed turbulence structure in bed load transport and bed form mechanics. *Water Resources Research* 31: 2071-2086.
- Nelson, J.M.; Schmeeckle, M.W.; Shreve, R.L. (sous presse). Turbulence and particle entrainment. *Gravel-Bed Rivers 2000*. 20 p.
- Nezu, I.; Nakagawa, H. (1989). Turbulent structure of backward-facing step flow and coherent vortex shedding from reattachment in open-channel flows. *In Turbulent Shear Flows 6*. Springer-Verlag: 313-337.
- Nezu, I.; Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in Open-channel Flows*, IAHR/AIRH, Monograph series, A.A. Balkema, Rotterdam: 281 p.
- Nikora, V.I.; Smart, G.M. (1997). Turbulence characteristics of New Zealand gravel-bed rivers. *Journal of Hydraulic Engineering* 123 : 764-773.
- Nowell, A.R.M.; Church, M. (1979). Turbulent flow in a depth-limited boundary layers. *Journal of Geophysical Research* 84 : 4816-4824.
- Nowell, A.R.M.; Jumars, P.A. (1984). Flow environments of aquatic benthos. *Annual Review of Ecological Systems* 15: 303-328.
- Nychas, S. G.; Hershey, H. C.; Brodkey, R. S. (1973). A visual study of turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 61 : 513-540.
- Offen, G.R.; Kline, S.J. (1974). Combined dye-streak and hydrogen-bubble visual observations of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 62 : 223-239.
- O'Loughlin, E.M.; McDonald, E.G. (1964). Some roughness-concentration effects on boundary resistance. *La Houille Blanche* 7 : 773-783.
- Paola, C.; Gust, G.; Southard, J.B. (1986). Skin friction behind isolated hemispheres and the formation of obstacle marks. *Sedimentology* 33: 279-293.
- Perry, A.E.; Chong, M.S. (1982). On the mechanism of wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 119: 173-217.
- Petit, F. (1989). The evaluation of grain shear stress from experiments in pebble-bedded flume. *Earth Surface Processes and Landforms* 14 : 499-508.

- Petit, F. (1990). Evaluation of grain shear stress required to initiate movement of particles in natural rivers. *Earth Surface Processes and Landforms* 15 : 135-148.
- Pitty, A. (1982). *The nature of geomorphology*. Methuen, Cambridge, 161 p.
- Pratury, A.K.; Brodkey, R.S. (1978). A stereoscopic visual study of coherent structures in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 89: 251-272.
- Robert, A. (1990). Boundary roughness in coarse-grained channels. *Progress in Physical Geography* 14: 42-70.
- Robert, A. (1993). Bed configuration and microscale processes in alluvial channels. *Progress in Physical Geography* 17: 123-136.
- Robert, A.; Roy, A.G.; De Serres, B. (1992). Changes in velocity profiles at roughness transition in coarse-grained channels. *Sedimentology* 39: 725-735.
- Robert, A.; Roy, A.G.; De Serres, B. (1993). Space-time correlations of velocity measurements at a roughness transition in a gravel-bed river. *In* N.J. Clifford; J.R. French; J. Hardisty (Éditeurs): *Turbulence: Perspectives on Flow and Sediment Transport*. Wiley, Chichester: 165-184.
- Robert, A.; Roy, A.G.; De Serres, B. (1996). Turbulence at a roughness transition in a depth-limited flow over a gravel-bed river. *Geomorphology* 16: 175-187.
- Robert, A. (1997). Characteristics of velocity profiles along riffle-pool sequences and estimates of bed shear stress. *Geomorphology* 19 : 89-98.
- Robinson, S.K. (1991). Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics* 23: 601-639.
- Roshko, A.; Brown, G. (1974). On density effects and large structures in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics* 64 : 775-816.
- Roy, A.G.; Biron, P.M.; Buffin-Bélanger, T.; Levasseur, M. (1999). Combined visual and quantitative techniques in the study of natural turbulent flows. *Water Resources Research* 35: 871-877.
- Roy, A.G.; Biron, P.M.; De Serres, B. (1996a). On the necessity of applying a rotation to instantaneous velocity measurements in river flows. *Earth Surface Processes and Landforms* 21: 817-827.
- Roy, A.G.; Buffin-Bélanger, T.; Deland, S. (1996b). Scales of turbulent coherent flow structures in a gravel bed river. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs): *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester: 147-164.
- Roy, A.G.; Biron, P.M.; Lapointe, M.F. (1997). Implications of low-pass filtering on power spectra and autocorrelation functions of turbulent velocity signals. *Mathematical Geology* 29: 653-668.
- Roy, A.G., Buffin-Bélanger, T. (sous presse). Advances in the study of turbulent flow structures in gravel-bed rivers. *Gravel-Bed Rivers V*, 28 août - 3 septembre 2000, Christchurch, Nouvelle-Zélande.
- Rubin, D.M.; McDonald, R.R. (1995). Nonperiodic eddy pulsations. *Water Resources Research* 31: 1595-1605.
- Sakamoto, H.; Haniu, H. (1995). The formation mechanism and shedding frequency of vortices from a sphere in uniform shear flow. *Journal of Fluids Mechanic* 287: 151-171.
- Shamloo, H.; Rajarathnam, N.; Steffler, P.M.; Katopodis, C. (1995). Wakes of bodies in shallow open channel flows. *Proceedings of the 1995 Annual Conference of the Canadian Society for Civil Engineering and 12th Hydrotechnical Conference, Ottawa, Canada* 1: 409-418.
- Smart, G.M. (1999). Turbulent velocity profiles and boundary shear in gravel bed rivers. *Journal of Hydraulic Engineering* 125 : 106-116.
- Smith, C.R. (1996). Coherent flow structures in smooth-wall turbulent boundary layers: facts, mechanisms and speculation. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs): *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester: 1-39.
- Smith, C.R.; Walker, D.J.A.; Haidari, A.H.; Sobrun, U. (1991). On the dynamics of near-wall turbulence. *Philosophical Transactions Royal Society of London A* 336: 131-175.

- Snyder, W.H.; Castro, I.P. (1999). Acoustic doppler velocimeter evaluation in stratified towing tank. *Journal of Hydraulic Engineering* 125 : 595-603.
- Song, T.; Graf, W.H.; Lemin, U. (1994). Uniform flow in open channel with movable gravel bed. *Journal of Hydraulic Research* 32 : 861-876.
- Song, T.; Chiew, Y.M.; Chin, C.O. (1998) Effect of bedload movement on flow friction factor. *Journal of Hydraulic Engineering* 124 : 165-175.
- Sontek (1997). Sontek ADV : Acoustic doppler velocimeter technical documentation. Version 4.0.
- Sumer, B.M.; Deigaard, R. (1981). Particle motions near the bottom in turbulent flow in an open channel. Part 2. *Journal of Fluid Mechanics* 109 : 311-337.
- Sumer, B.M.; Oguz, B. (1978). Particle motions near the bottom in turbulent flow in an open channel. *Journal of Fluid Mechanics* 86 : 109-127.
- Soulsby, R.L. (1980). Selecting record length and digitization rate for near bed turbulence measurements. *Journal of Physical Oceanography* 10 : 208-219.
- Tachie, M.F.; Bergstrom, D.J.; Balachandar, R. (2000). Rough wall turbulent boundary layers in shallow open channel flow. *Journal of Fluids Engineering* 122 : 533-541.
- Talmon, A.M.; Kunen, J.M.G.; Ooms, G. (1986). Simultaneous flow visualization and Reynolds-stress measurement in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 163 : 459-478.
- Tait, S.J.; Willetts, B.B.; Gallagher, M.W. (1996). The application of particle image velocimetry to the study of coherent flow structure over a stabilizing sediment bed. *In* P. Ashworth; J.L. Best; S.J. Bennett; S.J. McLelland (Éditeurs) : *Coherent Flow Structures in Open Channels*. Wiley, Chichester : 185-201.
- Tani, I. (1977). History of boundary-layer theory. *Annual Review of Fluid Mechanics* 9 : 87-111.
- Tardu, S.F.; Feng, M.Q.; Binder, G. (1994). Quantitative analysis of flow visualisations in an unsteady channel flow. *Experiments in Fluids* 17 : 158-170.
- Theodorsen, T. (1952). Mechanism of turbulence, *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> Midwestern Conference on Fluid Mechanics*, Ohio State University, Columbus, 1-18.
- Tritton, D.J. (1988). *Physical fluid dynamics*. Clarendon Press, Oxford, 519 pages.
- Tricart, J. (1961). Observations sur le charriage des matériaux grossiers par les cours d'eau. *Revue de géomorphologie dynamique* 12 : 3-15.
- Wallace, J.M.; Brodkey, R.S.; Eckelmann, H. (1977). Pattern-recognized structures in bounded turbulent shear flows. *Journal of Fluid Mechanics* 83 : 673-693.
- Werner, F.; Unsöld, G.; Koopman, B.; Stefanon, A. (1980). Field observations and flume experiments on the nature of comet marks. *Sedimentary Geology* 26: 233-262.
- Wiberg, P.L.; Smith, J.D. (1991). Velocity distribution and bed roughness in high-gradient streams. *Water Resources Research* 27 : 825-838.
- Willmarth, W.W.; Lu, S.S. (1972). Structure of the Reynolds stress near the wall. *Journal of Fluid Mechanics* 55 : 65-92.
- Williams, J.J. (1996). Turbulent flow in rivers. *In* P.A. Carling et M.R. Dawson (Éditeurs) : *Advances in fluvial dynamics and stratigraphy*. John Wiley, Chichester : 1-32.
- Wohl, E.E.; Ikeda, H. (1998). The effect of roughness configuration on velocity profiles in an artificial channel. *Earth Surface Processes and Landforms* 23 : 159-169.
- Yalin, M.S. (1992). *River Mechanics*. Pergamon Press, Exeter, 219 p.
- Zdravkovich, M.M. (1996). Different modes of vortex shedding: an overview. *Journal of Fluids and Structures* 10: 427-437.