

Université de Montréal

Caractéristiques des structures turbulentes de
l'écoulement et du transport en charge de fond en rivière
à lit de graviers lors de la montée d'une crue

par

Laurence Chaput-Desrochers

Département de Géographie
Arts et Sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de M.Sc.
en Géographie
Géomorphologie Fluviale

Mars 2013

© Laurence Chaput-Desrochers, 2013

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

Caractéristiques des structures turbulentes de l'écoulement et du transport en charge de fond en rivière à lit de graviers lors de la montée d'une crue

présenté par :
Laurence Chaput-Desrochers

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Julie Talbot, président-rapporteur
André G. Roy, directeur de recherche
Thomas Buffin-Bélanger, membre du jury

RÉSUMÉ

En rivière à lit de graviers, le transport des sédiments en charge de fond est un processus intermittent qui dépend de plusieurs variables du système fluvial dont la prédiction est encore aujourd'hui inexacte. Les modèles disponibles pour prédire le transport par charriage utilisent des variables d'écoulement moyen et la turbulence n'est généralement pas considérée malgré que les tourbillons contenus dans les écoulements possèdent une quantité d'énergie importante. L'utilisation de nouvelles approches pour étudier la problématique du transport par charriage pourrait nous permettre d'améliorer notre connaissance de ce processus déterminant en rivière alluviale. Dans ce mémoire, nous documentons ces composantes de la dynamique fluviale dans un cours d'eau graveleux en période de crue. Les objectifs du projet de recherche sont : 1) d'examiner l'effet du débit sur les variables turbulentes et les caractéristiques des structures turbulentes cohérentes, 2) d'investiguer l'effet du débit sur les caractéristiques des événements de transport de sédiments individuels détectés à l'aide d'un nouvel algorithme développé et testé et 3) de relier les caractéristiques de l'écoulement turbulent aux événements de transport de sédiments individuels. Les données de turbulence montrent qu'à haut niveau d'eau, l'écoulement décéléré est peu cohérent et a une turbulence plus isotrope où les structures turbulentes cohérentes sont de courte durée. Ces observations se distinguent de celles faites à faible niveau d'eau, en écoulement accéléré, où la plus grande cohérence de l'écoulement correspond à ce qui est généralement observé dans les écoulements uniformes en rivières graveleuses. Les distributions de fréquence des variables associées aux événements de transport individuel (intensité de transport moyenne, durée d'événement et intervalle entre événements successifs) ont des formes différentes pour chaque intensité de crue. À haut niveau d'eau, le transport est moins intermittent qu'à faible débit où les événements rares caractérisent davantage les distributions. L'accélération de l'écoulement à petite échelle de temps joue un rôle positif sur le transport, mais surtout lorsque la magnitude de la crue mobilisatrice est en dessous du niveau plein bord. Les résultats de l'étude montrent que les caractéristiques de la turbulence ainsi que les liens complexes entre l'écoulement et le transport par charriage sont fonction du débit.

Mots clés : Turbulence, structures turbulentes cohérentes, rivière à lit de graviers, transport en charge de fond, crue, écoulement non-uniforme, événement de transport individuel

ABSTRACT

In gravel-bed rivers, bedload transport is an intermittent process related to many variables of the fluvial system whose prediction is still unreliable. Available models for prediction of bedload transport use mean hydraulics variables and generally do not consider turbulence even if coherent turbulent flow structures in rivers are highly energetic. New approaches to bedload transport investigation can shed light on this very important process in alluvial channels. In this thesis, we document these components of the fluvial system in a gravel-bed river during a flood. The objectives of the research are to : 1) investigate the effect of discharge on turbulent variables and turbulent coherent flow structures, 2) investigate the effect of discharge on bedload transport events statistics detected with a newly developed and tested algorithm and 3) link turbulent flow characteristics to individual bedload transport events. Turbulence data shows that at high water level, the decelerated flow has a low coherency and an isotropic turbulence where coherent turbulent flow structures have a short duration. These observations differ from those made at low water level where the accelerated flow corresponds to what is generally observed in uniform flows of gravelly channels. Frequency distributions of bedload transport events variables (mean bedload transport rate, event duration and time interval between successive bedload events) have different shapes for the two investigated flood intensity. At high water level, bedload transport is less intermittent that at low discharge where distributions are more characterised by rare events. Flow velocity acceleration on a short time scale has a positive effect on bedload transport, but mainly when the mobilizing flood is under bankfull stage. Results from the study show that turbulence properties and complex relationships between turbulence and bedload transport are a function of discharge.

Keywords : Turbulence, coherent turbulent flow structures, gravel-bed rivers, bedload, flood, non-uniform flow, individual bedload transport event

TABLE DES MATIÈRES

Résumé	iii
Abstract	v
Liste des Figures	ix
Liste des Tableaux	xiv
Liste des Symboles	xvi
Remerciements	xviii
Introduction	1
1 Contexte de recherche	4
1.1 Turbulence	4
1.1.1 Définition	4
1.1.1.1 Le profil de vitesse et la structure turbulente de l'écoulement	6
1.1.1.2 Variables descriptives de la turbulence	10
1.1.2 Les structures turbulentes	16
1.1.2.1 Structures du cycle d'éjection et d'incursion	17
1.1.2.2 Les structures turbulentes à grande échelle	18
1.1.2.3 Méthodes de détection des structures turbulente à grande- échelle	23
1.1.2.4 Observations des structures turbulentes dans les environne- ments naturels	24
1.1.3 Les écoulements non-uniformes et la structure turbulente	25
1.1.3.1 Accélération convective de l'écoulement turbulent	27
1.1.3.2 Effet localisé des formes du lit sur l'écoulement turbulent	31
1.2 Transport en charge de fond	32
1.2.1 Définition	32
1.2.1.1 Forces exercées sur une particule du lit au repos	32

1.2.1.2	Seuils de mise en transport et équations de transport par charriage	33
1.2.1.3	Problématique du transport par charriage et particularités de la charge sédimentaire en milieu graveleux	34
1.2.2	Approche stochastique du transport en charge de fond	37
1.2.2.1	La théorie stochastique	38
1.2.2.2	Expérimentation de la théorie stochastique du transport par charriage	40
1.2.3	Effet de la turbulence sur le déplacement des sédiments en charge de fond	41
1.2.4	Effet de la mobilité du substrat graveleux sur l'écoulement turbulent	45
1.3	Conclusion	47
2	Problématique et Méthodologie	49
2.1	Problématique et objectifs	49
2.2	Méthodologie	50
2.2.1	Site d'étude et collecte de données	50
2.2.2	Prétraitement des données	54
2.2.2.1	Série temporelle de vitesse	54
2.2.2.2	Série temporelle du transport des sédiments	55
2.3	Schéma général de l'analyse des données	70
3	Résultats	72
3.1	Introduction	72
3.2	Methodology	75
3.2.1	Field Site and Data Collection	75
3.2.2	Pre-analysis	78
3.2.3	Analysis	83
3.2.3.1	Mean flow variables	83
3.2.3.2	Turbulent flow structures	84
3.2.3.3	Bedload analysis	85
3.3	Results	86
3.3.1	Mean flow and mean turbulent variables	86
3.3.2	Coherent turbulent flow structures	88
3.3.3	Bedload transport variables	91
3.3.4	Individual bedload events and flow turbulence	95
3.4	Discussion	98
3.4.1	Mean flow and mean turbulent variables	100

3.4.2	Scales of turbulence	101
3.4.3	Bedload transport	103
3.4.4	Bedload transport in relation to flow turbulence	105
3.5	Conclusion	106
4	Discussion générale	108
	Références	112

LISTE DES FIGURES

1	Trilogie du système fluvial. La figure donne des exemples de processus observés par l'interaction des différentes composantes du système. Adaptée de Best (1993).	2
1.1	Schéma d'un écoulement laminaire (A) où les couches de fluide se déplacent parallèlement et d'un écoulement turbulent (B) où le mélange vertical est important. Adaptée de Dingman (1984).	5
1.2	Segmentation employée pour décrire les couches d'un écoulement turbulent sur un lit lisse (A) et sur un lit rugueux (B). Adaptée de Buffin-Belanger (2001).	7
1.3	Transfert de l'énergie dans un écoulement turbulent. Les flèches en gras réfèrent à l'énergie de l'écoulement moyen alors que les lignes pointillées réfèrent à l'énergie cinétique turbulent. Tirée de Townsend (1976).	11
1.4	Spectre de l'énergie d'un écoulement turbulent. L'énergie décroît à mesure que la fréquence du tourbillon augmente. Tirée de Frisch (1995).	11
1.5	Système de coordonnées employé pour décrire les variables de l'écoulement dans un écoulement à surface libre. Les < > représentent la moyenne et ' indique la portion fluctuante. La surface de l'eau parallèle à la pente du lit, θ , indique la présence d'un écoulement uniforme. Adaptée de Nezu et Nakagawa (1993).	13
1.6	Extrait d'une série temporelle obtenue à l'aide d'un ADV (Acoustic Doppler Velocimeter). Les droites représentent les vitesses moyennes des composantes de vitesse. On remarque que pour les trois composantes, le signal possède de grandes fluctuations.	13
1.7	Schéma de la classification des structures turbulentes individuelles selon la méthode des quadrants. L'axe horizontal représente les fluctuations de vitesse dans le sens longitudinal et l'axe vertical, les fluctuations verticales de l'écoulement. La région au centre, hole, est celle qui ne correspond pas à une structure selon le seuil de détection employé, H. Tirée de Nezu et Nakagawa (1993).	19

1.8	Série temporelle du cisaillement de Reynolds ($\langle UV \rangle / U_\infty^2$), de la vitesse verticale ($\langle V \rangle / U_\infty^2$) et longitudinale ($\langle U \rangle / U_\infty^2$) normalisés. Les séries illustrent le passage d'une structure turbulente à grande échelle de vitesse lente. Tirée de Falco (1977).	22
1.9	Image d'une structure turbulente à grande échelle dans une couche-limite turbulente. L'image a été obtenue lors de l'expérience de Falco (1977) qui s'est déroulée dans un tunnel de vent. Tirée de Van Dyke (2007).	22
1.10	Les images illustrent le passage de structures turbulentes à grande échelle. Les observations sont faites en rivière de gravier (1.10a) (Buffin-Belanger <i>et al.</i> , 2000) et en laboratoire sur lit de gravier (1.10b) (Hardy <i>et al.</i> , 2009). La figure 1.10a illustre des séquences de structures de vitesse rapide en noir et de structures de vitesse lente en blanc. La figure 1.10b illustre un gradient de vitesse du bleu (lent) vers le rouge (rapide) où l'écoulement vient de la droite. En 1.10b, l'axe temporel est de haut en bas.	26
1.11	Profil vertical de variables turbulentes pour un écoulement qui accélère (losange) et qui décélère (triangle) comparés à un profil d'écoulement uniforme (ligne). Vitesse longitudinale (a), cisaillement de Reynolds (b), cisaillement normal longitudinal (c) et cisaillement normal vertical (d). Tirée de Yang et Chow (2008).	29
1.12	Diagramme illustrant les forces exercées sur une particule du lit au repos. La particule est retenue au lit par son poids submergé et l'écoulement applique une force pour la décrocher et l'entraîner vers l'aval. Les différences de vitesse (Δu) près de la particule créées par les tourbillons peuvent contribuer à la soulever. Adaptée de Knigthon (1984).	33
1.13	Série temporelle des taux de transport de sédiments observés en rivière de gravier au cours d'une crue (1.13a) (Garcia <i>et al.</i> , 2000) et série temporelle des taux de transport instantané sur une minute en laboratoire (1.13b) (Ancey <i>et al.</i> , 2006).	37
1.14	Schématisation de la progression d'un sédiment en charge de fond. Sur l'axe des abscisses, on retrouve la distance totale parcourue par la particule, alors que sur l'axe des ordonnées, on a le temps total sans mouvement. L'apparence de la fonction rappelle un Devil's staircase. Tirée de Einstein (1950).	39
1.15	Distributions de fréquence des taux de transport de sédiments obtenus pour quatre crues d'intensité différentes en rivière (Turowski, 2010).	42

1.16	Schéma illustrant le déplacement groupé des sédiments par les incur- sions (Q4) en rivière gravelueuse. L'axe horizontal exprime la distance aval par rapport au point de départ du mouvement des graviers. Le temps requis pour le déplacement est indiqué à gauche. Modifiée de Drake <i>et al.</i> (1988).	44
2.1	a) Sédiments qui composent le lit du ruisseau Béard. b) Crue du 28 août 2011 lors de l'ouragan Irène. c) Trappe à sédiments avec une cel- lule de charge placée au fond de la trappe. d) Courantomètres élec- tromagnétique, ECMs.	52
2.2	Étapes du prétraitement des séries temporelles de transport des sédi- ments avec le lissage effectué par une moyenne des extrêmes sur une fenêtre de 21 pas de temps. Les lignes verticales rouges indiquent les moments où les sédiments ont été déposés dans la trappe. Les numé- ros indiquent le sous-échantillon du test 4. La figure 2.2a) illustre les séries temporelles de masse cumulée ; la courbe identifiée <i>raw</i> est la courbe du signal brut de la cellule de charge, la courbe identifiée <i>moyenne</i> , est la série temporelle obtenue après l'étape du lissage et la courbe identifiée <i>simulée</i> , est la courbe de masse cumulée repro- duite à partir de la série temporelle des taux de transport finaux. La figure 2.2b) illustre les séries temporelles de taux de transport instan- tané ; la courbe identifiée <i>taux1</i> est la série temporelle obtenue après le calcul de la régression linéaire, la courbe <i>taux2</i> est la série tempo- relle obtenue après le retrait des fluctuations $< 0,02\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ et la courbe <i>tauxFinal</i> est celle obtenue après le retrait des événements de moins de 2 pas.	62
2.3	Taux de transport instantané (q_s) pour les six algorithmes du test 4. Les lignes rouges représentent les moments où les groupes de sédi- ments identifiés avec les numéros ont été déposés dans la trappe. . .	63
2.4	Proportion du nombre de bonnes détections faites par l'algorithme en fonction du nombre de détections non associées à un événement de transport. Les proportions sont calculées sur le nombre total d'évène- ment de transport simulés (N = 42).	65
2.5	Relation entre le taux de transport moyen estimé (q_s) et la masse d'un échantillon de sédiments associée à l'événement de transport. r est le coefficient de corrélation de Pearson entre q_s et la masse, a est la pente de la droite de régression linéaire estimée. Les points sont colorés en fonction de la durée estimée de l'événement de transport. .	67

3.1	a) Bed topography of Béard creek with flow direction indicated by the arrow. b) Downstream view of the study section illustrated by the enclosed area on the bed topographic map. c) Channel cross section at the bridge with water level at $5.5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. The vertical arrow indicates the location of the ECMs installed on the wading rod. d) Cumulative frequency distribution of particle b axes based on a Wolman pebble count (N = 400).	77
3.2	Flow hydrograph for the two sampled events.	78
3.3	a) Processing of the bedload signal. The vertical red lines represent the moments when we dropped sediments into the pit trap and the numbers identify the sample. The mean curve is obtained after smoothing. b) Instantaneous bedload rates as a function of time. q_{s1} represents the instantaneous transport rate obtained after the estimation using the slope of a linear regression on a one second time window. q_{s2} is the instantaneous transport rate after removing sediment transport rates lower than $0.02 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$. q_{final} is the instantaneous sediment rate after removing the events shorter than two lags. The simulated curve in a) is the integral of the q_{final} curve in b).	81
3.4	Relations between mean and turbulent flow variables with discharge. a) Longitudinal mean velocity (U), b) Vertical mean velocity (W), c) Longitudinal turbulence intensity ($ITRu$), d) Vertical turbulence intensity ($ITRw$), e) Longitudinal normal stress ($ \rho < u'^2 > $), f) Vertical normal stress ($ \rho < w'^2 > $), g) Reynolds shear stress ($-\rho < u'w' >$), h) Turbulent kinetic stress (τ_k), i) Water depth (Y), j) Water surface slope (S) and k) β the non-uniformity parameter. Squares represent flood #1 ($Q > Q_{bf}$) and triangles represent flood #2 ($Q < Q_{bf}$). r is the Spearman correlation coefficient of the variable and a is the exponent of the power law relation. All plots are on logarithm scales except the W and β plot where there are negative values. . . .	87
3.5	Time contribution (TQ) of individual turbulent flow structures for a hole size of 0. Circle size represents the maximum event duration (s). . . .	89
3.6	Typical turbulent flow structures time matrices for five discharge values. The cells are coloured according to the event it represents. . . .	91

3.7	A) Typical plot of the frequency-duration relation of the large-scale turbulent flow structures. B) Slopes of the log-log frequency-duration relation for all velocity time series plot against discharge. <i>HS</i> and <i>LS</i> are the high-speed and low-speed respectively. Solid lines represent the linear regression relation and dashed-lines indicate the 95% confidence intervals.	92
3.8	Mean bedload variables for a range of discharge values. f_{qs} is the bedload event frequency, duration of individual bedload events, q_s is the mean instantaneous transport rate, cv is the coefficient de variation (standard deviation over the mean).	92
3.9	Relative frequency distributions for the mean transport rate of bedload events, q_s , duration of bedload events and the time interval between two consecutive bedload events. The grey line show the adjusted Gamma distribution. a) Distributions for the bedload event when $Q > Q_{bf}$ and b) when $Q < Q_{bf}$ flood. $N = 331$ in a) and $N = 553$ in b).	94
3.10	Plot of the vertical flow acceleration, α_w , against the longitudinal flow acceleration, α_u for bedload events when $Q > Q_{bf}$ (a) and $Q < Q_{bf}$ (b). The black ellipse on both plots contour 95% of the events where there is no bedload transport.	97
3.11	Proportions of bedload events where the maximum Reynolds shear stress is associated with a type of flow structure over the total of bedload events. a) $Q > Q_{bf}$ flood and b) $Q < Q_{bf}$ flood.	99

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Équations utilisées dans la littérature pour estimer le paramètre β , qui représente le degré de non-uniformité de l'écoulement. $du/dx > 0$ accélération de l'écoulement, $du/dx < 0$ décélération de l'écoulement. .	30
2.1	Détails des données récoltées et des conditions d'échantillonnage . .	55
2.2	Détails des échantillons utilisés pour le test de sédiments #1. Le nombre entre parenthèses indique le nombre de particules qui composent l'échantillon. 0 = événement non détecté, 1 = événement détecté. ME fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne des extrêmes et MM fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne mobile.	57
2.3	Détails des échantillons utilisés pour le test de sédiments #2. Le nombre entre parenthèses indique le nombre de particules qui composent l'échantillon. 0 = événement non détecté, 1 = événement détecté. ME fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne des extrêmes et MM fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne mobile.	58
2.4	Détails des échantillons utilisés pour le test de sédiments #3. Le nombre entre parenthèses indique le nombre de particules qui composent l'échantillon. 0 = événement non détecté, 1 = événement détecté. ME fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne des extrêmes et MM fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne mobile.	59
2.5	Détails des échantillons utilisés pour le test de sédiments #4. Le nombre entre parenthèses indique le nombre de particules qui composent l'échantillon. 0 = événement non détecté, 1 = événement détecté. ME fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne des extrêmes et MM fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne mobile.	60

2.6	Résultats des masses totales d'échantillons de sédiments estimées pour chaque test avec différents calculs. La masse totale des échantillons correspond à la somme de la masse des sédiments déposés dans la trappe pour chaque test. La masse totale du signal brut correspond à la masse mesurée par la cellule de charge lorsque tous les échantillons d'un test sont dans la trappe. $\Delta_{masse\ estimée}$ représente la masse totale estimée par la courbe de masse cumulée simulée. La courbe de masse cumulée simulée est obtenue par l'intégrale de la courbe des taux de transport instantané. Δ_{test} représente la différence de la masse finale entre la courbe de masse cumulée brute et la courbe de masse cumulée simulée (<i>brute – simulée</i>). Une différence négative indique que la courbe de masse cumulée brute a une valeur plus faible que la courbe de masse cumulée simulée. . . .	68
3.1	Summary of the flow conditions and of the velocity times series characteristics. Length of the velocity time series, S is the water surface slope and β is the non-uniformity parameter.	80
3.2	Characteristics and results of sediments samples from test 4. In this table, 0 = event not detected, 1 = event detected. The number in parentheses indicates the number of particles for each sample. ME refers to the algorithm using the extreme mean method and MM refers to the moving average method. The number indicates the length of the averaging time window in lags (each lag is 0.1 s).	82
3.3	Integral Time Scale of the longitudinal (ITS_u) and vertical (ITS_w) velocity components. HS and LS , are the mean duration of high-speed and low-speed coherent flow structures respectively. r_{uw} is the correlation between the u' and w' velocity fluctuations.	90
3.4	$\langle x \rangle$ (mean), σ (standard deviation), sk (skewness), k (kurtosis) of the bedload variables distributions. θ_b is the shape parameter, c is the scale parameter of the Gamma probability density function, $K - S$ are the p-values from a Kolmogorov-Smirnov test ($\alpha=0.05$). Values in parentheses are the 95% confidence interval on the Gamma parameters.	96

LISTE DES SYMBOLES

\vec{F}_g :	force exercée sur l'écoulement par la gravité
\overleftarrow{F}_v :	force exercée sur l'écoulement par la viscosité du fluide
\overleftarrow{F}_t :	force exercée sur l'écoulement par la turbulence
τ :	cisaillement
μ :	viscosité dynamique du fluide
Re :	nombre de Reynolds
ν :	viscosité cinématique
U, V, W :	vitesse moyenne des composantes de l'écoulement
u', v', w' :	fluctuations de vitesse des composantes de l'écoulement
u, v, w :	vitesse instantanée de l'écoulement
RMS :	écart-type de la série temporelle d'une composante de la vitesse de l'écoulement
TKE :	énergie cinétique turbulente
du/dy :	gradient vertical de la vitesse moyenne longitudinale
Y :	profondeur d'écoulement
h :	profondeur de la couche-limite turbulente
ρ :	densité de l'eau
g :	constante d'accélération gravitationnelle
S_e :	pente d'énergie de l'écoulement
S :	pente de la surface de l'eau
S_b :	pente du lit
R_h :	rayon hydraulique
u^* :	vitesse de friction
S_u :	écart-type de la série temporelle de la vitesse longitudinale
k_1, k_2, k_3 :	seuils de détection utilisés dans l'analyse conditionnelle des signaux de vitesse

D :	longueur de l'axe b d'un sédiment
ρ_s :	densité des sédiments
q_s :	flux de sédiment
β :	paramètre de non-uniformité de l'écoulement
D_{50} :	taille médiane des particules du lit
Q :	débit
Q_{bf} :	débit plein-bord
τ_c :	valeur critique de cisaillement d'entraînement d'un sédiment
θ :	seuil de mise en transport, sans dimension
dp/dx :	gradient longitudinal de pression
r :	coefficient de corrélation entre deux variables
r_{ls} :	fonction d'autocorrélation d'une composante de la vitesse de l'écoulement
ITS :	durée moyenne des tourbillons dans l'écoulement estimé avec r_{ls}
r_{uw} :	corrélation entre les fluctuations longitudinales et verticales de la vitesse de l'écoulement
b :	pente de la relation entre la fréquence et la durée des structures turbulentes à grande-échelle
TQ :	contribution au temps total d'une structure turbulente individuelle
τ_k :	cisaillement estimé par l'équation de l'énergie cinétique turbulente
σ :	écart-type
sk :	assymétrie
k :	aplatissement

REMERCIEMENTS

Pour l'opportunité incroyable que tu m'as donnée André, merci. Merci de m'avoir engagée et de m'avoir fait confiance au cours de ces trois années de travail à la chaire de recherche. J'y ai vécu d'enrichissantes expériences de travail dont je suis fière et y ai découvert une science qui combine les équations à la réalité de la nature ce que je pensais inexistant. Merci pour tout le support financier procuré par la chaire. Je l'apprécie infiniment.

Merci à Geneviève Marquis de m'avoir laissée opérer sur son site d'études doctorales en me montrant les rudiments de Béard dans toute sa splendeur.

Merci à James Luce d'avoir été là au bon moment avec un enthousiasme contagieux.

Merci à Jean-François Myre, Martin Lambert et Louis Beaumont d'être le support technique de Béard. Sans vous il n'y aurait pas eu de données de vitesse pendant Irène, ce qui serait d'une tristesse scientifique immense. Louis et Louise Cloutier d'être restés ouverts, curieux et intéressés à la recherche menée sur votre terrain malgré le changement de gestionnaire de projet.

Merci à tous les gens de la chaire recherche qui m'ont accompagnée à différentes étapes de mon cheminement académique. Hélène de m'avoir montré que la physique était bien présente en géo. Mathieu de m'avoir initiée à l'échantillonnage soutenu. Mes partenaires de terrains qui ont plié à plus d'une reprise à l'appel inévitable de « veux-tu venir à Béard cette semaine ? ». Michèle Tremblay, Mathilde Péloquin-Guay, Christine Bergeron-Verville et Nicolas Pelletier.

Merci à tout le peuple qui ont mis du festif dans ma démarche et qui accepte bien que je leur en donne en retour. Merci aux filles qui m'entourent, ma coloc Caroline Marinacci, Élisabeth Groulx-Tellier, Claudia Ouimet et Jennifer Boisvert d'exister et par leur présence de me recharger d'autant de joie. Merci à toute la gang de (des) Lamproies qui résistent comme un petit village de Gaule à l'isolement du XXI siècle occidental.

INTRODUCTION

La géomorphologie a pour objectif d'expliquer les formes à la surface de la terre et leur évolution par la compréhension des processus qui leur sont associés (Douglas, 1982; Church *et al.*, 1985; Richards, 1990). Cette analyse se fait notamment par l'étude des forces qui agissent sur la matière à la surface terrestre (Strahler, 1952). En géomorphologie fluviale, le système est analysé en fonction de trois composantes principales qui le constituent : l'écoulement, les formes du chenal et le transport des sédiments (Fig. 1). Ces composantes sont reliées dans une trilogie dont les interrelations sont complexes et où les rétroactions jouent un grand rôle. Dans une rivière alluviale, la force est l'écoulement de l'eau sous l'effet de la gravité et le lit mobile se déforme sous l'effet de cette force. Les caractéristiques du matériel érodable influencent la réponse du lit à la force appliquée par l'écoulement et les sédiments s'organisent de sorte que leur assemblage agit sur l'écoulement.

L'étude du transport des sédiments est essentielle, car c'est ce processus qui relie le plus directement la morphologie du cours d'eau à l'hydraulique de la rivière (Gomez, 2006). Malgré plus de cent ans de recherche sur ce processus, il n'y a pas d'équations décrivant le transport par charriage qui procurent une estimation fiable de la charge sédimentaire déplacée dans un cours d'eau lors d'une crue. Beaucoup de théories sur le transport des sédiments ont été créées en chenaux expérimentaux dans lesquels les conditions d'écoulement étaient constantes et uniformes (Lavelle et Mofjeld, 1987; Gomez, 1991). Ces expérimentations ont une approche réductionniste de la dynamique fluviale et se transfèrent mal dans les milieux naturels particulièrement en rivières graveleuses où l'agencement du lit a un effet important

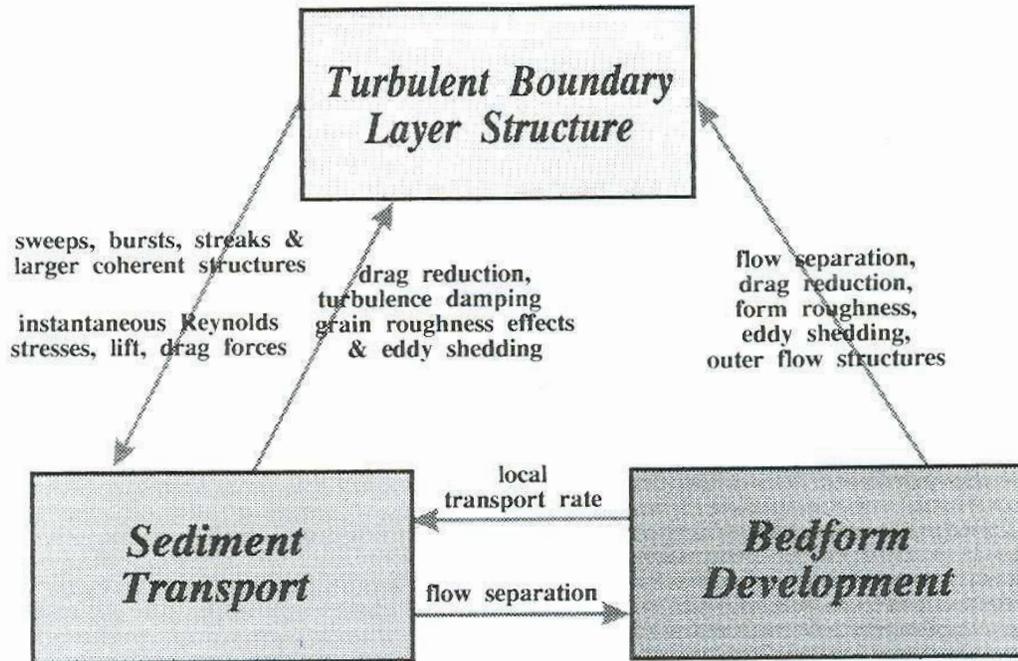


FIGURE 1: Trilogie du système fluvial. La figure donne des exemples de processus observés par l'interaction des différentes composantes du système. Adaptée de Best (1993).

sur l'écoulement à différentes échelles spatiales (Buffington et Montgomery, 1997; Barry, 2004). Depuis les années 90, des efforts ont été faits par les scientifiques pour diversifier les approches et les méthodes de recherche sur le transport de sédiments étant donné que les méthodes et les approches classiques n'ont pas fourni de résultats satisfaisants (Gray *et al.*, 2010). On considère de plus en plus que la combinaison d'une approche déterministe à une probabiliste s'avère souhaitable pour comprendre la dynamique du transport en charge de fond (Habersack, 2000). En plus du besoin de raffiner notre compréhension sur le transport en charge de fond, il est nécessaire d'investiguer le comportement des structures turbulentes cohérentes lors d'une crue en rivière. En milieu graveleux, on connaît la structure de l'écoulement turbulent lors de faibles débits, mais on possède peu d'information sur sa structure lors de grands débits capables de mobiliser une grande partie des sédiments au lit de la rivière. Ainsi, on ne sait pas quelles sont les relations entre la turbulence et le transport des sédiments lors de moments critiques de la dynamique d'une rivière.

Le mémoire documente ces deux processus, la turbulence et le transport en charge de fond, lors d'une crue en rivière naturelle afin d'améliorer notre compréhension de la dynamique fluviale sous l'effet de débits changeants. Une nouvelle méthodologie est présentée pour l'analyse du transport en charge de fond. À partir d'un signal continu de la masse cumulée dans une trappe à sédiments, on propose une discrétisation du signal en événements de transport successifs. À l'aide d'un algorithme développé et testé, on identifie des événements de transport individuels qui permettent d'estimer des variables de transport à une courte échelle de temps. Cette approche permet de voir le comportement de la charge de fond sous l'effet de différents débits. Aussi, elle est plus appropriée pour faire des relations entre la mobilité du substrat et la turbulence en rivière. On pense que la turbulence proche du lit a un effet important sur le transport par charriage et consiste à un mécanisme de base essentiel lors de l'initiation du mouvement des particules.

Le projet de recherche s'inscrit au cœur de la dynamique fluviale en s'intéressant à plusieurs de ses composantes. Il comporte de grandes difficultés méthodologiques liées à l'échantillonnage à haute résolution temporelle du transport en charge de fond en milieu naturel et à l'instrumentation en rivière au cours d'une crue. Le mémoire est présenté en quatre chapitres. D'abord, nous présentons le contexte de recherche qui est divisé en deux sections. La première section expose les connaissances sur la turbulence et les structures turbulentes cohérentes et la deuxième porte sur le transport en charge de fond en milieu graveleux en mettant l'accent sur l'approche stochastique. Le contexte scientifique est suivi de la problématique et des objectifs de recherche ainsi que de la méthodologie utilisée pour répondre aux objectifs du mémoire. La méthodologie présente les détails de l'algorithme de détection d'événement de transport individuel développé et les résultats des tests qui ont été faits au site d'étude pour son élaboration. Ensuite, les résultats sont présentés sous la forme d'un article scientifique rédigé en anglais en collaboration avec André Roy. Le mémoire se termine par une discussion globale du projet de recherche.

1 CONTEXTE DE RECHERCHE

Le premier chapitre a pour objectif de présenter le contexte de la recherche. Il expose les différents aspects du système fluvial qui doivent être pris en considération pour répondre aux objectifs de recherche en recensant la littérature pertinente. Premièrement, on aborde les concepts fondamentaux de l'écoulement turbulent en rivière, les structures turbulentes cohérentes ainsi que les particularités des écoulements non-uniformes. Deuxièmement, on explique la nature complexe du transport en charge de fond, la problématique reliée à sa prédiction ainsi que les pistes intéressantes pour raffiner notre compréhension de sa dynamique en milieu naturel.

1.1 TURBULENCE

1.1.1 Définition

La turbulence caractérise la majorité des fluides géophysiques (Dingman, 1984; Nezu et Nakagawa, 1993). En milieu fluvial, on assiste au phénomène de la turbulence créée par la présence d'une paroi (Graf et Altinakar, 1991) qui se représente par le lit et les berges de la rivière. Dans ce type d'écoulement, les parcelles de fluide se déplacent irrégulièrement avec une vitesse empreinte d'importantes fluctuations. On associe les fluctuations de vitesse aux tourbillons qui composent l'écoulement et qui constituent un volume de fluide avec un mouvement de rotation (Fig. 1.1). Les tourbillons possèdent des tailles et des durées variées dont les grandeurs s'étendent de la viscosité à la profondeur de l'écoulement (Yalin, 1992).

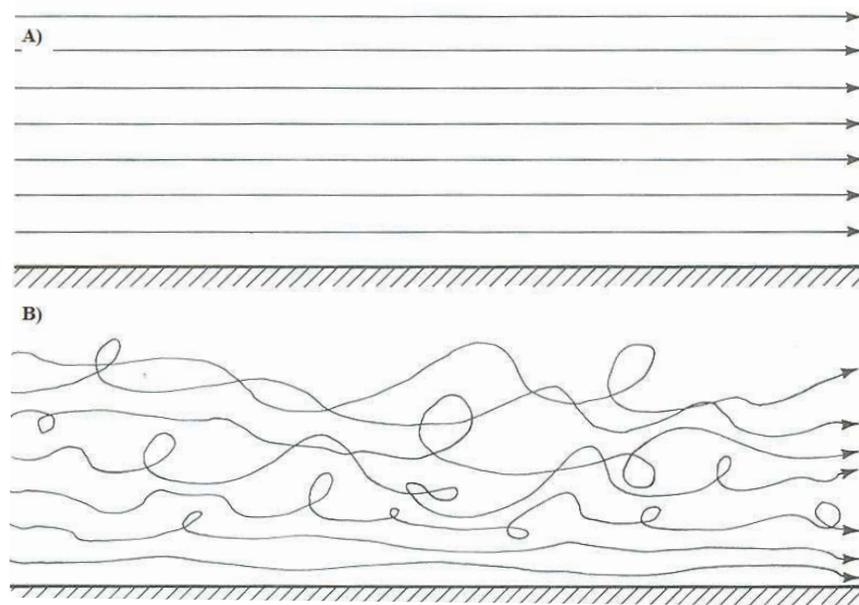


FIGURE 1.1: Schéma d'un écoulement laminaire (A) où les couches de fluide se déplacent parallèlement et d'un écoulement turbulent (B) où le mélange vertical est important. Adaptée de Dingman (1984).

Dans un écoulement à surface libre turbulent, le mouvement de l'eau résulte des forces qui l'entraînent et de celles qui lui résistent. L'énergie mécanique potentielle de la gravité, \vec{F}_g , agit sur le fluide pour le déplacer vers l'aval, alors que la viscosité, \overleftarrow{F}_v , et les forces turbulentes, \overleftarrow{F}_t , en ralentissent le mouvement en opérant comme une force nette vers l'amont.

$$\vec{F}_g \approx \overleftarrow{F}_v + \overleftarrow{F}_t \quad (1.1)$$

Les forces turbulentes sont proportionnelles à la viscosité des tourbillons, ϵ , qui exprime la résistance à l'écoulement attribuée à leur déplacement (Dingman, 1984). La turbulence extrait l'énergie de l'écoulement principal pour créer des tourbillons et la perte d'énergie potentielle associée dépasse celle engendrée par la viscosité de l'eau (Graf et Altinakar, 1991). À l'inverse, dans un écoulement laminaire, le fluide se déplace en couches parallèles ce qui n'engendre pas de mélange vertical ou latéral (Fig. 1.1A). Dans cette situation, les forces visqueuses dominent sur les forces turbulentes. Pour ce type d'écoulement, la contrainte de cisaillement, τ , est pro-

portionnelle au gradient vertical de la vitesse longitudinale, du/dy , et à la viscosité dynamique du fluide, μ (Graf et Altinakar, 1991).

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1.2)$$

Le nombre de Reynolds, Re , est une quantité sans dimension qui permet de classer ces deux types d'écoulement. Il s'obtient par l'équation suivante :

$$Re = \frac{R_h U}{\nu} \quad (1.3)$$

où U , est la vitesse longitudinale moyenne de l'écoulement à une section, R_h , le rayon hydraulique et ν , la viscosité cinématique qui se définit par le rapport de la viscosité dynamique, μ , sur la masse volumique du fluide, ρ . Lorsque Re est inférieur à 500, l'écoulement est laminaire, alors que lorsqu'il est supérieur à 2000, l'écoulement est turbulent. La zone entre les deux valeurs est dite de transition.

1.1.1.1 Le profil de vitesse et la structure turbulente de l'écoulement

Dans un écoulement laminaire, le gradient vertical de vitesse, du/dy , se crée par la propriété de non-glissement de l'eau (Dingman, 1984). Sur un lit immobile, la couche la plus près de la paroi possède une vitesse nulle et les couches de fluide au dessus ralentissent par la friction entre les molécules d'eau. La zone à l'intérieur de laquelle le gradient de vitesse se manifeste se nomme la couche-limite. Le gradient vertical de vitesse dans un fluide turbulent lié à la friction de la paroi se produit de la même manière. Les parcelles de fluide organisées en tourbillons détiennent une vitesse lente près du lit. Elles se détachent de la paroi et en montant dans l'écoulement, elles ralentissent à leur tour les parcelles de fluide qui s'y trouvent établissant un gradient de vitesse dans la colonne d'eau. Cette zone définit la couche-limite turbulente et les processus d'échange turbulent mettent en place un important transfert de momentum vers le lit. En écoulement turbulent uniforme, on définit la distribution

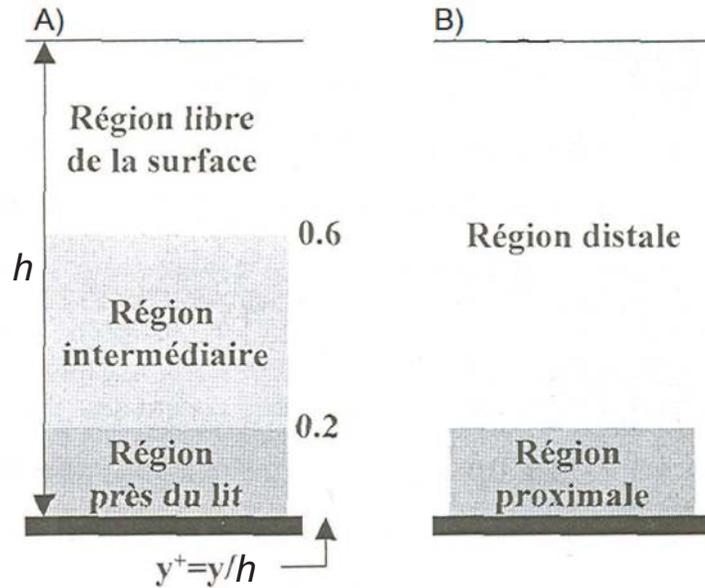


FIGURE 1.2: Segmentation employée pour décrire les couches d'un écoulement turbulent sur un lit lisse (A) et sur un lit rugueux (B). Adaptée de Buffin-Belanger (2001).

verticale de la vitesse dans la couche-limite selon l'équation de Prandtl- von Karman nommée aussi la loi du mur (Dingman, 1984).

$$\bar{u} = \frac{1}{k} u^* \ln\left(\frac{y}{y_0}\right) \quad (1.4)$$

où \bar{u} est la vitesse moyenne longitudinale, k , la constante de Karman, u^* , la vitesse de friction, y_0 , la hauteur où la vitesse est nulle et y , la hauteur dans l'écoulement. Graphiquement, la distribution verticale suit un profil logarithmique à partir duquel on identifie différentes zones qui possèdent des caractéristiques propres (Dingman, 1984; Nezu et Nakagawa, 1993). La structure de l'écoulement turbulent pour un lit lisse se subdivise classiquement en trois zones : la région près de la paroi, la région intermédiaire et la région de la surface libre (Fig. 1.2A).

Les zones s'identifient à partir de la position y^+ qui se définit par le ratio de la hauteur au dessus du lit, y , par rapport à l'épaisseur totale de la couche-limite turbulente, h . La région près du lit s'étend jusqu'à y^+ entre 0,15-0,2. À l'intérieur de cette zone, très près de la paroi, on retrouve la sous-couche visqueuse qui forme une pellicule mince adhérent au lit. La sous-couche visqueuse se caractérise par des tensions de

Reynolds nulles puisque les forces visqueuses dominantes rendent l'écoulement laminaire (Graf et Altinakar, 1991). Au dessus de la sous-couche visqueuse, la région près du lit produit de la turbulence et les tensions de Reynolds augmentent jusqu'à 0,2 environ (Kline *et al.*, 1967; Townsend, 1976; Graf et Altinakar, 1991). Le gradient vertical de vitesse longitudinale atteint son maximum dans cette zone. La vitesse et la dimension des tourbillons dans la zone près du lit sont fonction de la vitesse de cisaillement, u^* , et de la viscosité cinématique, ν respectivement. Sur un lit lisse où la couche limite-turbulente n'occupe pas la profondeur totale de l'écoulement, la distribution verticale de la vitesse décrite par la loi du mur (eq. 1.4) s'applique seulement à la région près du lit (Nezu et Nakagawa, 1993). La région de la surface libre ne ressent pas l'effet du lit et les tourbillons ont une grandeur caractéristique qui est fonction de la profondeur totale de l'écoulement, Y , alors que la vitesse qui les caractérise est fonction de la vitesse maximale de l'écoulement. Ainsi, les tourbillons dans la zone proximale sont beaucoup plus petits que ceux observés dans la zone distale. La région de la surface libre se caractérise par une dissipation de l'énergie turbulente importante et débute à $y^+ = 0,6$ pour s'étendre jusqu'à l'extrémité de la couche-limite turbulente. Le déficit d'énergie crée un échange de momentum vertical entre la région près du lit et celle de la surface libre (Fig. 1.3). La région intermédiaire se caractérise par une production de turbulence égale à sa dissipation dans laquelle les forces turbulentes dominent. Elle se confine entre les deux couches précédentes (Nezu et Nakagawa, 1993).

Cette description des zones de l'écoulement convient aux lits lisses et diffère lorsque la taille des éléments de rugosité est plus grande que la sous-couche visqueuse (Dingman, 1984; Nezu et Nakagawa, 1993). En milieu alluvial et particulièrement dans les rivières graveleuses, l'hétérométrie ainsi que la taille protubérante des particules du lit font en sorte que cette couche disparaît par la friction avec les grains (Kirkbride, 1993). Aussi, la forte rugosité du lit combinée aux écoulements peu profonds des rivières de gravier entraîne un effet du lit sur toute la profondeur de

l'écoulement. Conséquemment, l'épaisseur de la couche-limite turbulente et la profondeur de l'écoulement sont identiques ce qui permet d'associer cette dernière à la couche-limite. Toutefois, l'ensemble des tourbillons à l'aval des particules dissipe l'énergie de l'écoulement et s'amalgame pour former une fine couche au dessus des graviers qui s'apparente à la sous-couche visqueuse (Kirkbride, 1993). Attachée au sommet des sédiments, elle se distingue nettement de la couche du dessus par une frontière évidente. Ainsi, on segmente généralement l'écoulement turbulent selon deux couches : la zone proximale et la zone distale (Fig. 1.2B). L'existence de la zone proximale permet d'expliquer les processus d'échange turbulent dont l'origine sur les lits lisses se situe dans la sous-couche visqueuse (Kirkbride, 1993). La loi du mur s'applique sur la profondeur totale de l'écoulement, mais une estimation juste du cisaillement au lit s'effectue à partir du 20% inférieur du profil de vitesse (Biron *et al.*, 1998).

Sur un substrat graveleux, un profil de vitesse se soumet principalement à deux échelles de rugosité : le grain et la micro-forme (Clifford *et al.*, 1992b; Lawless et Robert, 2001a). Les microformes consistent en des structures sédimentaires à la surface du lit qui au-delà d'une certaine distance à partir d'un point contribue davantage à la dissipation de l'énergie que la taille du grain en elle-même (Lawless et Robert, 2001a). Chacune des échelles de rugosité influence une portion précise du profil de vitesse et se distingue par des gradients de vitesse différents. Le grain affecte la zone proximale de l'écoulement alors que la micro-forme agit sur la zone distale. En présence de microformes, la zone proximale s'épaissit et le gradient de vitesse dans la zone distale s'accroît (Lawless et Robert, 2001a). Aussi, à chacune des échelles de rugosité s'associent des structures turbulentes de taille et fréquence proportionnelle (Clifford *et al.*, 1992b). Dans un contexte de crue, la vibration des particules du lit juste avant la mise en transport peut augmenter la dissipation de l'énergie et faire en sorte qu'on observe un délai avec l'entraînement des sédiments (Clifford *et al.*, 1992a).

La manière dont on segmente la structure de l'écoulement turbulent se lie à la taille des tourbillons qui le composent et au transfert d'énergie qui s'opère entre eux. Les structures turbulentes possèdent des tailles et des fréquences variées dont la contribution à l'énergie cinétique totale est fonction de leur dimension (Graf et Altinakar, 1991). Les structures turbulentes les plus grandes sont déterminées par la profondeur de l'écoulement duquel elles extraient de l'énergie et leur fréquence est inversement proportionnelle à leur taille. L'écoulement moyen procure de l'énergie aux tourbillons par les gradients de pression dans le chenal (Fig. 1.3). L'énergie se dissipe en opérant un transfert des plus gros tourbillons qui circule dans l'écoulement aux plus petits selon un processus en cascade jusqu'à ce qu'elle se dissipe en chaleur par la viscosité (Yalin, 1992; Nezu et Nakagawa, 1993; Frisch, 1995). Le transfert s'effectue par des interactions non linéaires. La gamme des fréquences des structures turbulentes d'un écoulement se divise en trois zones : la zone des basses fréquences qui contient les plus grandes structures, la zone inertielle où il y a une décroissance de l'énergie cinétique selon la fonction $F(f) = f^{-5/3}$ d'après Kolmogorov, puis la zone de haute fréquence où l'énergie est dissipée en chaleur par les plus petits tourbillons (Fig. 1.4) (Graf et Altinakar, 1991). Dans un écoulement turbulent, la diminution de l'énergie selon l'exposant $-5/3$ est lié à la loi des $2/3$. Cette loi énonce que l'augmentation du carré de la vitesse entre deux points séparés par une certaine distance, x , augmente en fonction de celle-ci de $x^{2/3}$ (Frisch, 1995). La stratification de l'écoulement et la multitude de tailles que les tourbillons peuvent prendre font en sorte qu'en un point au dessus du lit, la turbulence se compose d'une superposition de tourbillons sur une trame de fond composée par l'écoulement moyen.

1.1.1.2 Variables descriptives de la turbulence

On décrit un écoulement turbulent par un champ de vitesse qui est défini dans un domaine spatial et temporel (Nelkin, 2000). À tout moment dans le temps, la vitesse ponctuelle comporte trois dimensions spatiales. On décrit le vecteur de vitesse par

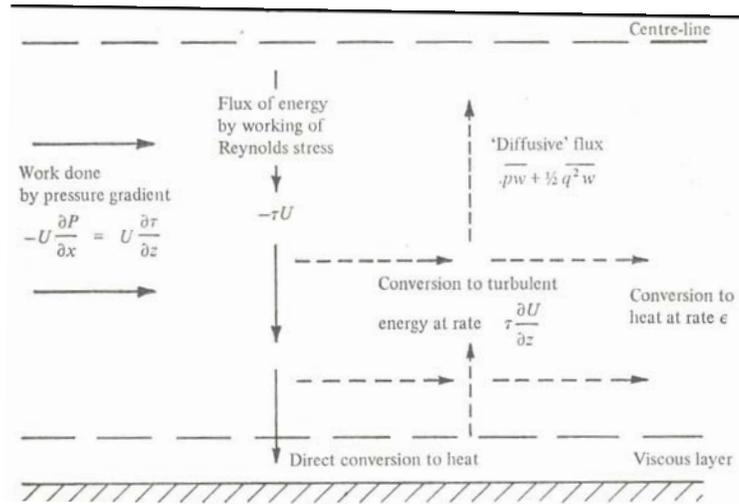


FIGURE 1.3: Transfert de l'énergie dans un écoulement turbulent. Les flèches en gras réfèrent à l'énergie de l'écoulement moyen alors que les lignes pointillées réfèrent à l'énergie cinétique turbulent. Tirée de Townsend (1976).

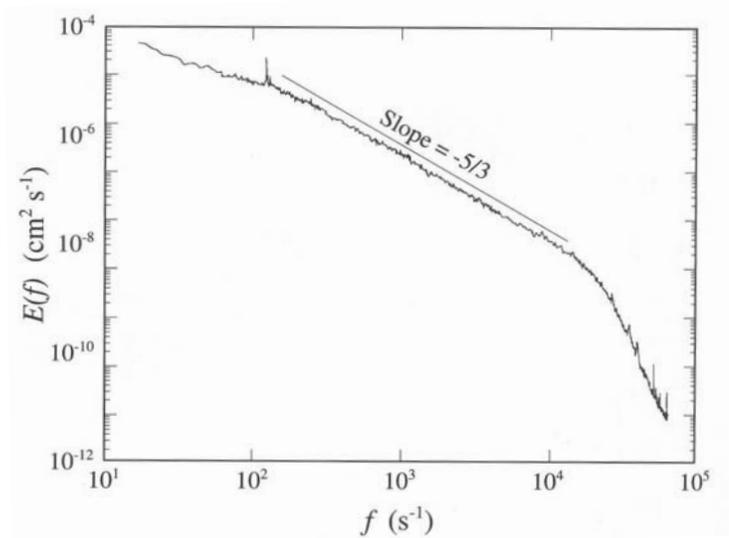


FIGURE 1.4: Spectre de l'énergie d'un écoulement turbulent. L'énergie décroît à mesure que la fréquence du tourbillon augmente. Tirée de Frisch (1995).

une portion longitudinale, U , dominante ainsi qu'une portion latérale, V et verticale, W (Fig. 1.5). En examinant une série temporelle de vitesse (Fig. 1.6), on remarque que le signal turbulent est désorganisé et qu'il ne semble pas possible de le reproduire. On y voit des variations de toutes les grandeurs dont les patrons à différentes échelles se ressemblent. Étant donné ces propriétés, on utilise une approche statistique pour décrire la turbulence puisque les caractéristiques statistiques du signal sont reproductibles (Frisch, 1995). Comme dans un fluide turbulent l'écoulement est constitué d'un amalgame de structures superposées à l'écoulement principal, on utilise la décomposition de Reynolds pour en caractériser la magnitude des vecteurs (Graf et Altinakar, 1991; Nezu et Nakagawa, 1993). La décomposition de Reynolds constitue une des deux procédures existantes de l'approche statistique de la turbulence et divise le signal turbulent dans le domaine temporel. La seconde procédure effectue des moyennes sur les variables turbulentes instantanées soit dans le temps ou l'espace ce qui fait en sorte que l'on observe la turbulence non pas de manière instantanée, mais à l'échelle de temps ou d'espace qui correspond à celle où la moyenne a été effectuée (Nikora, 2008). Selon la décomposition de Reynolds, la vitesse instantanée en un point, u , se forme d'une moyenne temporelle, U , additionnée d'une portion fluctuante, u' . On définit la vitesse instantanée dans les trois dimensions de l'espace selon les équations ci-dessous.

$$u = U + u' \quad (1.5)$$

$$v = V + v' \quad (1.6)$$

$$w = W + w' \quad (1.7)$$

Dans l'analyse de la turbulence, on décrit l'écoulement avec des quantités que l'on estime à partir de séries temporelles de vitesse instantanée (u , v , w). L'étude

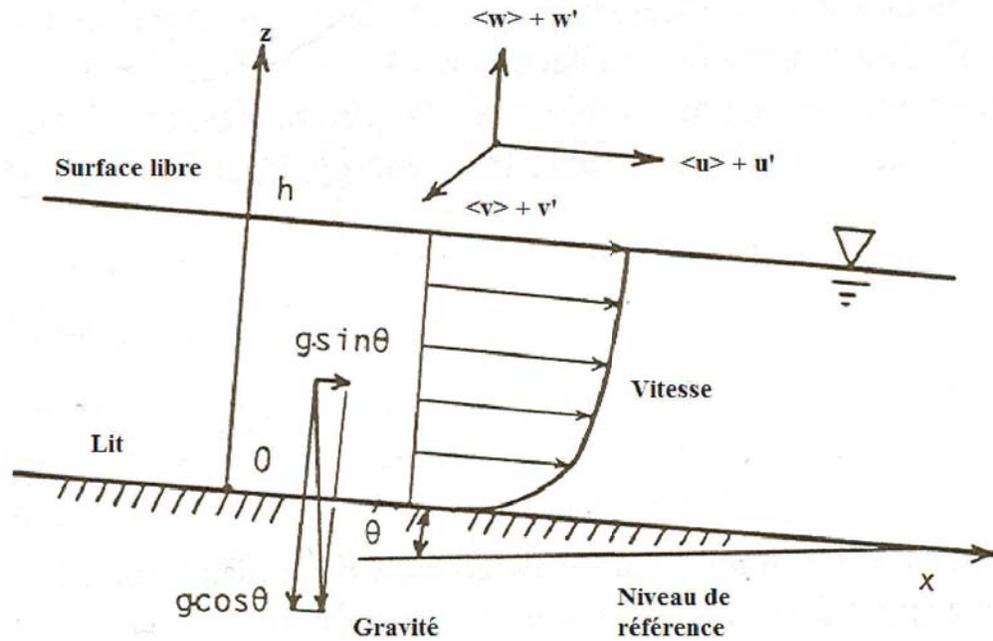


FIGURE 1.5: Système de coordonnées employé pour décrire les variables de l'écoulement dans un écoulement à surface libre. Les $\langle \rangle$ représentent la moyenne et ' indique la portion fluctuante. La surface de l'eau parallèle à la pente du lit, θ , indique la présence d'un écoulement uniforme. Adaptée de Nezu et Nakagawa (1993).

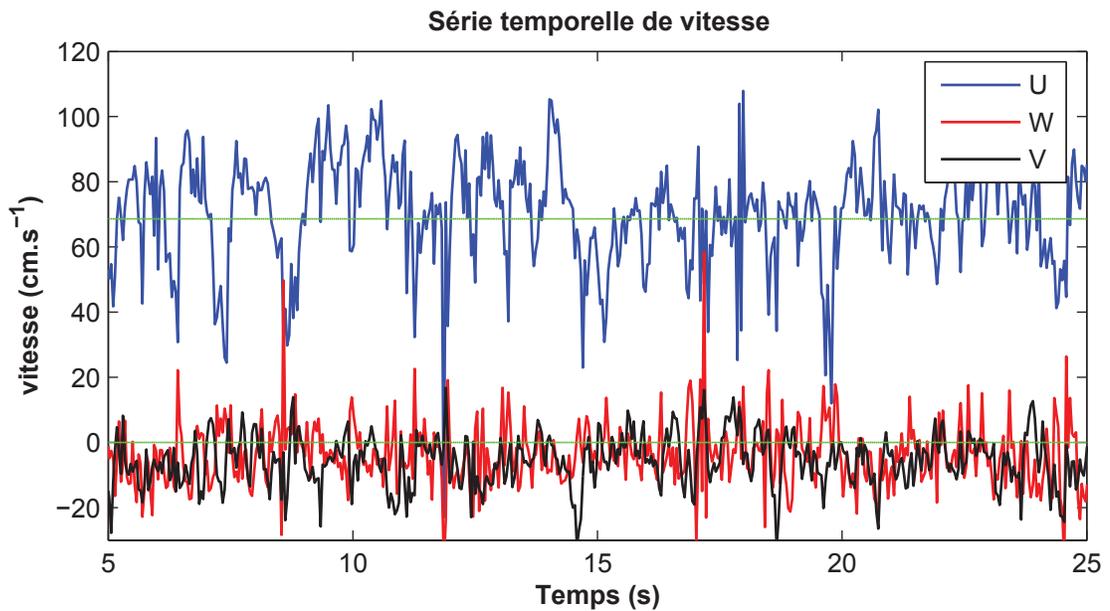


FIGURE 1.6: Extrait d'une série temporelle obtenue à l'aide d'un ADV (Acoustic Doppler Velocimeter). Les droites représentent les vitesses moyennes des composantes de vitesse. On remarque que pour les trois composantes, le signal possède de grandes fluctuations.

du signal repose surtout sur l'examen des parties fluctuantes (u' , v' et w') à partir desquelles on extrait des variables qui représentent le comportement instantané de l'écoulement. Pour décrire l'écoulement turbulent, on calcule des variables dites turbulentes moyennes sur un intervalle de temps suffisamment grand pour que la valeur calculée soit stable. Étant donné que la moyenne des fluctuations de vitesse est nulle, l'écart-type des séries temporelles s'utilise pour définir l'intensité de la turbulence (RMS).

$$RMSu = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (u - U)^2 \right]^{0.5} \quad (1.8)$$

Si l'intensité de la turbulence est la même pour les trois composantes de la vitesse, la turbulence est isotrope. De plus, si les RMS ne changent pas dans l'espace, la turbulence est homogène. Ces quantités sont plus élevées près du lit, illustrant l'énergie extraite de l'écoulement moyen par son frottement avec le lit. Le maximum se situe à la limite de la frontière de la zone distale et proximale (Fig. 1.2). L'intensité turbulente relative, ITR , est obtenue en divisant le RMS d'une composante de l'écoulement par la vitesse longitudinale moyenne, U . Cette quantité sans dimension est utile pour comparer des écoulements de vitesse différente. Aussi, on estime l'énergie cinétique turbulente (TKE) qui représente l'énergie moyenne retirée de l'écoulement principal par les tourbillons des différentes tailles (Graf et Altinakar, 1991) selon l'équation suivante :

$$TKE = 0.5(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle) \quad (1.9)$$

De même, la structure turbulente se quantifie par le coefficient de corrélation, r , des fluctuations de vitesse. À partir de la fonction d'autocorrélation, $r(t)$, on peut estimer la durée moyenne des tourbillons qui composent l'écoulement, ITS , en faisant l'intégrale de la fonction d'autocorrélation jusqu'au temps T , où elle n'est plus significative. $LITS$ représente une durée de temps pendant lequel les fluctuations de

vitesse sont corrélées entre elles.

$$ITS = \int_0^T r_{ls}(t)dt \quad (1.10)$$

En se déplaçant vers l'aval, l'eau exerce un frottement sur le lit de la rivière. Cette force de frottement par unité de surface constitue la contrainte de cisaillement, τ (Graf et Altinakar, 1991). Dans un écoulement turbulent uniforme, le cisaillement est proportionnel au gradient de vitesse, du/dy , et à la viscosité des tourbillons, ϵ (Dingman, 1984).

$$\tau = \epsilon \frac{du}{dy} \quad (1.11)$$

Cette quantité physique est importante puisqu'elle exprime la force disponible pour mobiliser les sédiments du lit et plusieurs méthodes existent pour en estimer la valeur (Biron *et al.*, 2004). Le cisaillement moyen total à une section de rivière s'estime par l'équation suivante :

$$\tau = \rho g R_h S_e \quad (1.12)$$

Ici, S_e est la pente de la ligne d'énergie et g l'accélération gravitationnelle. Lorsqu'on dispose de mesures de vitesse longitudinale sur un profil vertical, on utilise la loi du mur pour estimer le cisaillement au lit localement. On détermine la valeur de la vitesse de friction, u^* , à partir de la pente de la distribution verticale de la vitesse (eq.1.4), puis on obtient le cisaillement par

$$\tau = \rho(u^*)^2 \quad (1.13)$$

Lorsqu'on mesure simultanément les vitesses longitudinales et verticales du fluide, on peut calculer le cisaillement de Reynolds à partir de leurs portions fluctuantes ce qui consiste en une estimation locale de la force exercée sur le lit (Biron *et al.*, 2004). Le cisaillement au lit s'estime soit par l'extrapolation d'un profil vertical de la tension

de Reynolds ou par une mesure très près du lit.

$$\tau = -\rho \langle u'w' \rangle \quad (1.14)$$

Dans cette expression, $\langle u'w' \rangle$, représente la covariance des fluctuations de vitesse longitudinales et verticales. Le cisaillement dans ce plan est celui le plus couramment utilisé . Toutefois, il existe des cisaillements de Reynolds faisant intervenir la composante latérale de l'écoulement ainsi que les cisaillements normaux pour chacune des dimensions (eq.1.15).

$$-\rho \begin{bmatrix} \langle u'^2 \rangle & \langle u'v' \rangle & \langle u'w' \rangle \\ & \langle v'^2 \rangle & \langle v'w' \rangle \\ & & \langle w'^2 \rangle \end{bmatrix} \quad (1.15)$$

À partir de mesure de vitesses instantanées dans les trois dimensions de l'écoulement (u' , v' , w'), la méthode de l'énergie cinétique turbulente permet d'estimer le cisaillement selon l'équation :

$$\tau = C_1 \left[0.5\rho(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle) \right] \quad (1.16)$$

où C_1 est une constante de proportionnalité (Biron *et al.*, 2004). Cette méthode est particulièrement intéressante lorsque les lignes de l'écoulement dévient du plan longitudinal et vertical tel qu'en présence d'un écoulement complexe mis en place par la topographie où la turbulence latérale devient importante (Biron *et al.*, 2004).

1.1.2 Les structures turbulentes

La structure de l'écoulement turbulent précédemment décrite illustre les différentes zones de production et de dissipation de la turbulence retrouvées dans la colonne d'eau. À de très grands nombres de Reynolds, le comportement de l'écoulement turbulent peut sembler chaotique dans le temps et dans l'espace, mais il pos-

sède une organisation spatiale importante (Nelkin, 2000). L'énergie circule entre les régions via les tourbillons de taille variable qui constituent en fait des structures turbulentes cohérentes. Les structures turbulentes cohérentes constituent des volumes de fluide dont le déplacement dans l'espace est organisé. Elles forment un tout cohérent par leur mouvement spécifique empreint de rotation et par la similarité de la vitesse dans un espace donné. Les structures turbulentes cohérentes possèdent un cycle de vie, elles naissent, se développent puis s'éteignent en redistribuant l'énergie aux plus petits tourbillons (Yalin, 1992).

1.1.2.1 Structures du cycle d'éjection et d'incursion

Dans un écoulement turbulent, la production de l'énergie et son transfert s'effectuent de manière structurée par le processus de burst. Le processus a été découvert par Kline *et al.* (1967) au cours d'une expérience de laboratoire où l'écoulement sur lit lisse a été mesuré et filmé. Près du lit, la sous-couche visqueuse de l'écoulement turbulent contient des structures cohérentes et organisées dont le développement et la dissipation se produisent de manière périodique (Nezu et Nakagawa, 1993). Les trainées de fluide lent sont perpendiculaires à la direction de l'écoulement et se déplacent de façon espacée relativement régulièrement vers l'aval. Le cycle débute lorsqu'une trainée de fluide lent s'élève dans la sous-couche visqueuse, oscille et atteint une certaine hauteur au dessus du lit où l'oscillation amplifiée de la trainée cause sa dissipation. En s'élevant dans l'écoulement, la trainée de fluide prend la forme d'un vortex en fer à cheval. Le fluide lent éjecté à la limite de la sous-couche visqueuse constitue une éjection. Par l'arrivée d'un volume de fluide plus haut dans la sous-couche visqueuse, une autre portion de fluide se dirige vers le lit avec une vitesse rapide et constitue une incursion. L'ensemble de la séquence du soulèvement de la trainée de fluide à l'arrivée de l'incursion constitue le processus de burst. Ce processus se produit de manière intermittente et se traduit par un signal de vitesse dont la distribution est non-normale (Nelkin, 2000). En dépit que le mouvement des

trainées ait été découvert sur un lit lisse, elles sont également présentes sur des lits rugueux. Ces structures ont beaucoup été étudiées puisque leur mouvement génère des cisaillements de Reynolds ainsi que de l'énergie turbulente (Nezu et Nakagawa, 1993) correspondant à environ 80% de l'énergie totale (Kline *et al.*, 1967). Pour détecter les éjections et les incursions à partir de séries temporelles de fluctuations de vitesse, on a recours à l'échantillonnage conditionnel (Nezu et Nakagawa, 1993). Puisqu'on identifie ces structures selon le plan longitudinal et vertical, on utilise leurs fluctuations de vitesse respectives, u' et w' , pour les détecter. La technique élaborée par Lu et Willmarth (1973) consiste à reporter sur un plan cartésien les couples de points définis sur quatre quadrants différents (Fig. 1.7). Les éjections correspondent au quadrant 2 quand $u' < 0$ et $w' > 0$, alors que les incursions s'associent au quadrant 4 lorsque $u' > 0$ et $w' < 0$. L'introduction d'un seuil de détection, H , rend leur identification plus sévère ce qui permet de faire ressortir les structures de fort momentum. H (Hole size) se décrit en unité d'écart-type et détermine si le cisaillement instantané, $u'w'$, est plus grand que la moyenne multipliée par la valeur que l'on attribue au seuil. Selon la méthode des quadrants, on identifie deux autres types de structures turbulentes, les interactions intérieures ($Q3$) lorsque $u' < 0$ et $w' < 0$ et les interactions extérieures ($Q1$) de l'écoulement quand $u' > 0$ et $w' > 0$.

1.1.2.2 Les structures turbulentes à grande échelle

Falco (1977) a montré lors d'une expérience dans un tunnel de vent par la combinaison de la visualisation et la mesure de l'écoulement l'existence des structures turbulentes à grande-échelle (Fig. 1.8-1.9). Il a observé dans la région distale de l'écoulement (Fig. 1.2), la présence de structures dont la vitesse est plus grande et plus faible que la moyenne de l'écoulement. Les structures de grande-échelle n'ont pas une vitesse verticale homogène. Dans le cas d'une structure turbulente de vitesse lente, l'arrière de la structure a une vitesse verticale dirigée vers le lit, alors qu'au centre la vitesse est orientée vers la surface (Fig. 1.8). Aussi, la combinaison

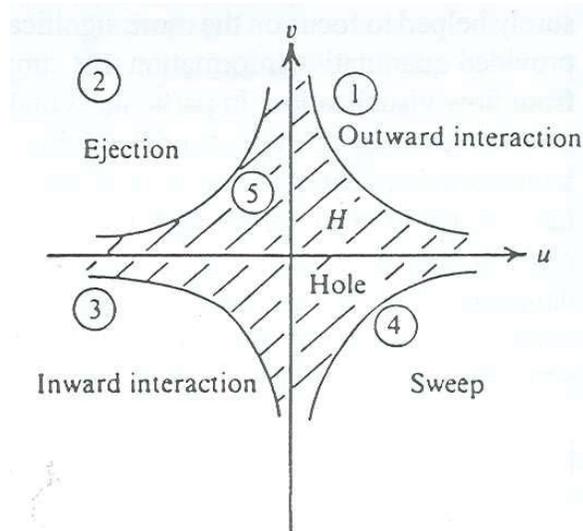


FIGURE 1.7: Schéma de la classification des structures turbulentes individuelles selon la méthode des quadrants. L'axe horizontal représente les fluctuations de vitesse dans le sens longitudinal et l'axe vertical, les fluctuations verticales de l'écoulement. La région au centre, hole, est celle qui ne correspond pas à une structure selon le seuil de détection employé, H . Tirée de Nezu et Nakagawa (1993).

d'une grande structure turbulente à une structure de la couche proximale crée des cisaillements de Reynolds élevés, surtout lors des structures de vitesse lente (Falco, 1977). Selon le modèle proposé par Yalin (1992), les structures turbulentes à grande échelle constituent des zones de fluide de quantité de mouvement homogène. Les régions de fluide plus lent et plus rapide que l'écoulement moyen se déplacent en alternance avec un front incliné vers l'aval. Ces structures possèdent une longueur beaucoup plus importante que leur largeur (Liu *et al.*, 2001). Lorsqu'on les observe en plan, elles créent un patron spatial en forme de damier. Les dimensions des structures turbulentes à grande-échelle sont fonction de la longueur caractéristique de l'écoulement (Nelkin, 2000), c'est-à-dire des variables d'écoulement de la zone distale, soit la profondeur, la largeur et la vitesse moyenne longitudinale de l'écoulement (Falco, 1977; Liu *et al.*, 2001; Nikora, 2008). Leur longueur dépend de la profondeur de l'écoulement et en est environ de 4 à 5 Υ (Shvidchenko et Pender, 2001; Roy *et al.*, 2004). La dynamique de ces structures est très importante puisqu'elles contiennent une grande portion de l'énergie de l'écoulement (Nelkin, 2000), soit près de la moitié de l'énergie totale (Liu *et al.*, 2001). Elles constituent le lien

entre l'écoulement moyen et la fine turbulence par le processus de transfert d'énergie en cascade (Nikora, 2008). Malgré leur présence dans les écoulements turbulents, leur mécanisme de formation n'est pas encore établi. En laboratoire, Shvidchenko et Pender (2001) ont remarqué que les structures de grande-échelle se développent près du lit pour grossir et occuper toute la tranche d'eau.

Les structures turbulentes à grande-échelle s'associent aux plus petites structures individuelles comme les éjections et les incursions. Les fronts de vitesse lente sont composés d'éjection (Q_2) et les fronts de vitesse rapide de structure d'incursion (Q_4). Dans leur déplacement vers l'aval, les grandes structures turbulentes possèdent un mouvement de rotation qui pourrait constituer l'origine des structures du cycle de burst (Shvidchenko et Pender, 2001). Ceci fait en sorte que les structures turbulentes à grande-échelle peuvent sembler se créer par l'agglomération des plus petites structures qui se détachent de la zone proximale et qui montent dans la zone distale (Liu *et al.*, 2001; Hardy *et al.*, 2009). Ce processus de formation des structures turbulentes cohérentes de grande-échelle a été montré en laboratoire à l'aide de la vélocimétrie par images de particules (PIV) sur un lit graveleux (Hardy *et al.*, 2009, 2010). Une zone de séparation de l'écoulement se crée à l'aval des éléments de rugosité et des structures turbulentes de petite taille s'en détachent pour s'élever dans la colonne d'eau où leur coalescence crée une structure de grande-échelle. Ainsi, une rugosité relative plus petite crée moins de zones de séparation de l'écoulement ce qui mène à la dissipation rapide des tourbillons dans la zone distale (Hardy *et al.*, 2010). Lorsque la rugosité relative est grande, on observe des structures turbulentes de grande-échelle de plus grande durée à cause du plus grand nombre de zones de séparation de l'écoulement qui viennent la renforcer.

Les structures turbulentes à grande-échelle ont le même patron pour différent nombre de Reynolds, mais certaines différences sont observables entre les écoulements peu turbulent et très turbulent (Liu *et al.*, 2001; Hardy *et al.*, 2009, 2010). Le développement des structures se fait plus intensément lorsque la vitesse est plus

forte (Shvidchenko et Pender, 2001; Hardy *et al.*, 2009). Aussi, la région de forte corrélation entre les signaux de vitesse à faible nombre de Reynolds est plus étendue (Liu *et al.*, 2001). Dans les écoulements très turbulents, les tourbillons sont très allongés près du lit dans le sens longitudinal et ceci est l'effet du plus grand nombre de petits tourbillons qui constituent la structure turbulente de grande-échelle (Liu *et al.*, 2001; Hardy *et al.*, 2009). En comparant les caractéristiques des structures de grande-échelle pour trois nombres de Reynolds différents, on a observé qu'un nombre de Reynolds élevé a pour effet de réduire la durée des structures les plus longues et d'augmenter la proportion dans l'écoulement des structures de haute fréquence (Hardy *et al.*, 2009). Ceci fait en sorte qu'il y a une plus grande organisation de l'écoulement dans les basses fréquences de structures turbulentes lorsque le nombre de Reynolds est petit. Les structures turbulentes à grande échelle constituent un processus propre aux écoulements turbulents des fluides en général. Elles ont entre autres été observées en aérodynamique (Kim et Adrian, 1999). Dans un écoulement d'air à haut nombre de Reynolds (33 800 - 115 400), les oscillations de vitesse se produisent en groupe pour former des grandes structures turbulentes dont la dimension est fonction des variables de la zone distale de l'écoulement. Comme dans l'eau, ces structures de faible fréquence sont responsables d'une importante partie de l'énergie turbulente (Kim et Adrian, 1999).

Les différentes hypothèses sur l'origine des structures turbulentes de grande-échelle sont opposées. D'un côté, on énonce qu'elles se forment par l'assemblage des structures de plus petite taille, alors que d'un autre côté, on dit que leur passage est à l'origine des petites structures (Marquis et Roy, 2011). La première hypothèse est en contradiction avec le principe de la cascade d'énergie. Aussi, la seconde hypothèse se lie à la morphologie du cours d'eau. La présence de grandes structures turbulentes cohérentes est un processus intrinsèque de l'écoulement que les formes du lit viendraient renforcer (Yalin, 1992).

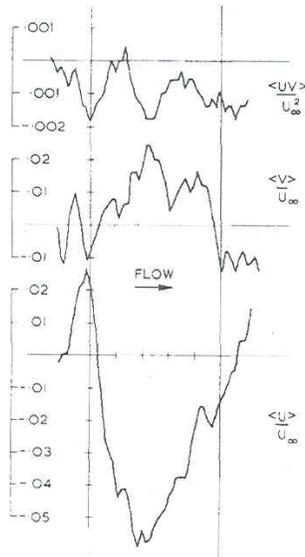


FIGURE 1.8: Série temporelle du cisaillement de Reynolds ($\langle UV \rangle / U_\infty^2$), de la vitesse verticale ($\langle V \rangle / U_\infty$) et longitudinale ($\langle U \rangle / U_\infty$) normalisés. Les séries illustrent le passage d'une structure turbulente à grande échelle de vitesse lente. Tirée de Falco (1977).



FIGURE 1.9: Image d'une structure turbulente à grande échelle dans une couche-limite turbulente. L'image a été obtenue lors de l'expérience de Falco (1977) qui s'est déroulée dans un tunnel de vent. Tirée de Van Dyke (2007).

1.1.2.3 Méthodes de détection des structures turbulente à grande-échelle

La détection des structures turbulentes à grande-échelle se fait souvent à partir de la série temporelle des fluctuations de vitesse de la composante longitudinale de l'écoulement, u' . La méthode de U-Level (Luchik et Tiederman, 1987) utilise différents seuils de détection au début et à la fin de la structure turbulente. Une structure est détectée en fonction de son écart par rapport à la vitesse moyenne de la série et le seuil est déterminé en terme de fraction d'écart-type, S_u . La détection d'un événement commence lorsque

$$u' > k_1 S_u \quad (1.17)$$

et se termine quand

$$u' < k_2 S_u \quad (1.18)$$

La méthode de WAG est également employée pour détecter les structures turbulentes à grande-échelle (Krogstad *et al.*, 1998). Cette méthode emploie le gradient local de la vitesse longitudinale pour détecter une structure turbulente.

$$|\beta_w| > k_3 S_u \quad (1.19)$$

Le gradient de vitesse local est déterminé sur une fenêtre de dimension w . Il peut être calculé par la différence de la somme des vitesses (Krogstad *et al.*, 1998) ou par la régression linéaire (Roy *et al.*, 2004). Cette technique fait ressortir la zone de cisaillement entre les structures de vitesse lente et rapide. Elle est donc intéressante lorsqu'on s'intéresse aux zones de transition (Roy *et al.*, 2004). Une dernière méthode utilise la série temporelle des fluctuations cumulées de vitesse longitudinale et verticale (Marquis et Roy, 2011). Puisqu'elle a recours à la composante verticale de l'écoulement contrairement aux deux autres méthodes, on relie les structures détectées à celles du cycle d'éjection et d'incursion. La méthode par fluctuations de

vitesse cumulées fait ressortir des périodes de vitesses lente et rapide par le signe de la pente. Ces périodes sont composées majoritairement par des éjections et incursions, respectivement.

1.1.2.4 Observations des structures turbulentes dans les environnements naturels

En milieu naturel tout comme en chenal expérimental, l'observation des structures turbulentes s'effectue par la visualisation et le déploiement de senseurs dont la fréquence d'échantillonnage suffisamment fine permet de capter le signal turbulent. La couche-limite turbulente que l'on y observe se compose à environ 60% de structures d'éjections ($Q2$) et d'incursions ($Q4$) (Best, 1993; Roy *et al.*, 1996) qui se manifestent à toutes les profondeurs de l'écoulement (Roy *et al.*, 1996). À l'aval d'un amas de galets, une zone de recirculation se forme à partir de laquelle des structures d'échappement se libèrent dans l'écoulement principal (Buffin-Belanger et Roy, 1998). Elles se détachent du sommet de l'obstacle et se déplacent lentement vers la surface. La présence d'amas de galets affecte la proportion des événements turbulents de type $Q2$ et $Q4$ en la diminuant au profit des événements de type $Q1$ et $Q3$ (Robert *et al.*, 1996; Buffin-Belanger et Roy, 1998).

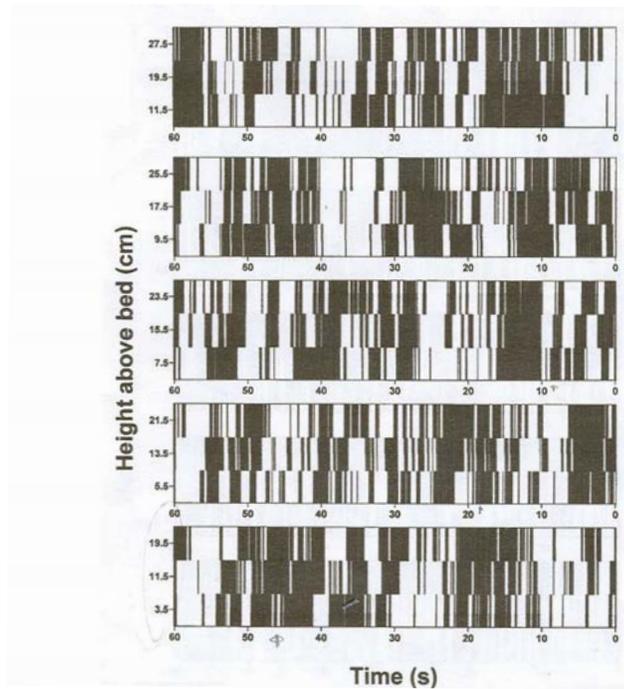
L'utilisation de plusieurs senseurs en simultané sur un profil vertical installé en rivière graveleuse a permis de déterminer statistiquement que le profil de vitesse possède une tendance à alterner d'un état de vitesse lente à une vitesse rapide (Kirkbride et Ferguson, 1995). Ceci suggère la présence de structures turbulentes cohérentes qui occupent toute la colonne d'eau. Une des difficultés de l'analyse des processus turbulents en rivière est que l'on ne voit pas les structures investiguées et on les identifie seulement à partir des fluctuations de vitesse verticale et longitudinale (Roy *et al.*, 1999). Ainsi, une image binaire élaborée à partir des signaux de vitesse a mis clairement en évidence le patron cyclique des structures turbulentes à grande échelle ainsi que leur taille occupant toute la profondeur de l'eau (Fig. 1.10a) (Buffin-Belanger *et al.*, 2000). Le patron de l'image binaire correspond grandement à l'image

obtenue plus tard en laboratoire à l'aide de la vélocimétrie par images de particules (PIV) (Fig. 1.10b).

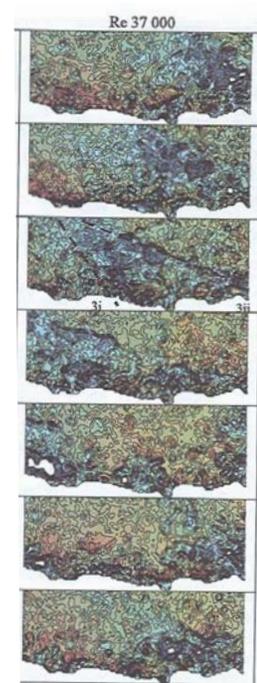
La relation entre la fréquence et la durée des fronts de vitesse lente et rapide se décrit par une relation exponentielle (Paiement-Paradis *et al.*, 2003). Leur durée varie entre 1 et 5 secondes et leur distribution spatiale ressemble à celle proposée par Yalin (1992) en prenant la configuration d'un damier où les structures possèdent une forme allongée (Roy *et al.*, 2004). La taille des structures turbulentes à grande échelle est fonction de la profondeur de l'écoulement (Roy *et al.*, 2004; Marquis et Roy, 2006) et les amas de galets n'influencent pas leur omniprésence en milieu graveleux (Lacey et Roy, 2007). À partir de longues séries temporelles de vitesse, on remarque que l'écoulement se compose de séquences d'accélération et de décélération qui sont respectivement constituées d'incursion et d'éjection. Ce patron est observé à plusieurs échelles temporelles (Marquis et Roy, 2011). Lors de bas niveaux d'eau, les grandes pulsations de l'écoulement sont hypothétiquement associées à un phénomène de *fill and spill* des mouilles et leur taille serait fonction de la distance séparant deux mouilles en rivière graveleuse (Marquis et Roy, 2011). Lors d'une crue où le lit est mobile, on a observé de grandes pulsations de l'écoulement qui dura entre 10 et 30 secondes et qui coïncida avec le déplacement des formes du lit ce qui suggère une interaction forme-écoulement (Dinehart, 1999).

1.1.3 Les écoulements non-uniformes et la structure turbulente

En milieu naturel, l'eau circule sur un matériel pouvant être mobilisé. Cette propriété du substrat génère différentes morphologies de cours d'eau et fait en sorte que les caractéristiques principales de l'écoulement (vitesse, largeur et profondeur) changent dans l'espace (Dingman, 1984). Lorsque la vitesse moyenne (U) change selon la position longitudinale (x), l'écoulement subit une accélération convective.



(a)



(b)

FIGURE 1.10: Les images illustrent le passage de structures turbulentes à grande échelle. Les observations sont faites en rivière de gravier (1.10a) (Buffin-Belanger *et al.*, 2000) et en laboratoire sur lit de gravier (1.10b) (Hardy *et al.*, 2009). La figure 1.10a illustre des séquences de structures de vitesse rapide en noir et de structures de vitesse lente en blanc. La figure 1.10b illustre un gradient de vitesse du bleu (lent) vers le rouge (rapide) où l'écoulement vient de la droite. En 1.10b, l'axe temporel est de haut en bas.

Les écoulements caractérisés par des gradients spatiaux sont dits non-uniformes alors qu'un écoulement variant en un point dans le temps est non-permanent. L'omniprésence des écoulements non-uniformes en rivière rend nécessaire la compréhension de leurs effets sur la structure turbulente (Yang et Chow, 2008; Afzalimehr, 2010), puisqu'ils peuvent être en lien avec les zones de déposition et d'accumulation des sédiments. Aussi, très peu de recherches ont été faites sur les effets de la non-uniformité de l'écoulement sur la distribution verticale de la vitesse (Yang *et al.*, 2006). En terme de changements hydrologiques dans le temps, lorsqu'on considère une crue, on sait que le taux d'augmentation de la profondeur a un effet sur la quantité de matériel érodée (Graf et Suszka, 1985). Une augmentation rapide du niveau d'eau entraîne généralement un transport de sédiments plus important.

1.1.3.1 Accélération convective de l'écoulement turbulent

Une variation de la pression se met en place lorsqu'il y a un changement de profondeur dans l'écoulement puisque la pression est fonction de l'épaisseur de la couche d'eau en un point. De nombreuses rivières graveleuses montrent une morphologie de type seuil-mouille qui possède une ondulation longitudinale topographique créant des zones de faible profondeur (seuil) en alternance avec des zones plus profondes (mouille). À l'entrée du seuil, la réduction de profondeur accélère l'écoulement à cause du gradient de pression négatif alors qu'à l'entrée de la mouille, l'augmentation de la profondeur de l'eau en décroît la vitesse (MacVicar et Roy, 2007a; Thompson, 2007) selon le principe de la conservation de l'énergie. Pour classer ces types d'écoulement, les auteurs ont recours à un paramètre de non-uniformité, β , qui est sans dimension. Plusieurs équations ont été proposées, mais en général, elles expriment le produit du gradient de pression avec le ratio de la force globale sur la force exercée au lit (Tableau 1.1). Selon la valeur obtenue, on détermine si l'écoulement est accéléré ou décéléré. La magnitude de l'accélération dans ces zones dépend du forçage effectué par la topographie et change en fonction

du débit. Lorsque le débit est élevé, la pente de la surface de l'eau est plus uniforme que lors d'un débit plus faible dû à l'effet amenuisé de la topographie sur l'écoulement (Whiting, 1997). Aussi, on remarque que la vitesse longitudinale augmente plus rapidement dans une mouille que dans un seuil lorsqu'il y a une augmentation du débit (Milan *et al.*, 2001).

Contrairement aux écoulements uniformes, la vitesse verticale moyenne (W) d'un écoulement non-uniforme diffère de zéro (Yang et Chow, 2008). Dans une zone d'accélération, on observe un courant vers le lit tandis qu'une zone décélérée possède un courant vers la surface (Song et Chiew, 2001). On pense que cette particularité modifie le gradient vertical de vitesse longitudinal (U) à l'origine de la redistribution des tensions de Reynolds (Yang et Chow, 2008). En effet, dans un écoulement accéléré, on observe un écrasement de la forme du profil de vitesse standard où le maximum de vitesse se produit en dessous de la surface de l'eau (Fig. 1.11) (Kironoto et Graf, 1995; MacVicar et Roy, 2007a; Thompson, 2007; Yang et Chow, 2008; Afzalimehr, 2010). Ce phénomène de *velocity-dip* s'observe aussi dans un écoulement uniforme en présence de circulation secondaire (McLelland *et al.*, 1999). Il est plus important dans un écoulement accéléré que dans un écoulement uniforme et se crée par un courant dirigé vers le lit dans les deux situations (Yang *et al.*, 2006). Près du lit, le gradient vertical de vitesse longitudinale (U) est plus important dans un écoulement accéléré que dans un écoulement décéléré (Song et Chiew, 2001). La distribution verticale du cisaillement de Reynolds n'est pas linéaire en écoulement non-uniforme. Le maximum de cisaillement de Reynolds d'un écoulement accéléré se situe juste au-dessus du lit (Yang *et al.*, 2006; Emadzadeh *et al.*, 2010). L'intensité de la turbulence amoindrie dans ces écoulements ($du/dx > 0$) par rapport à celle d'un fluide uniforme suit un gradient négatif du lit vers la surface libre. L'intensité turbulente longitudinale est maximale le plus près du lit (Yang et Chow, 2008). Pour un écoulement décéléré ($du/dx < 0$), le maximum de vitesse se manifeste à la surface de l'eau et la turbulence s'amplifie comme l'indique l'intensité turbulente

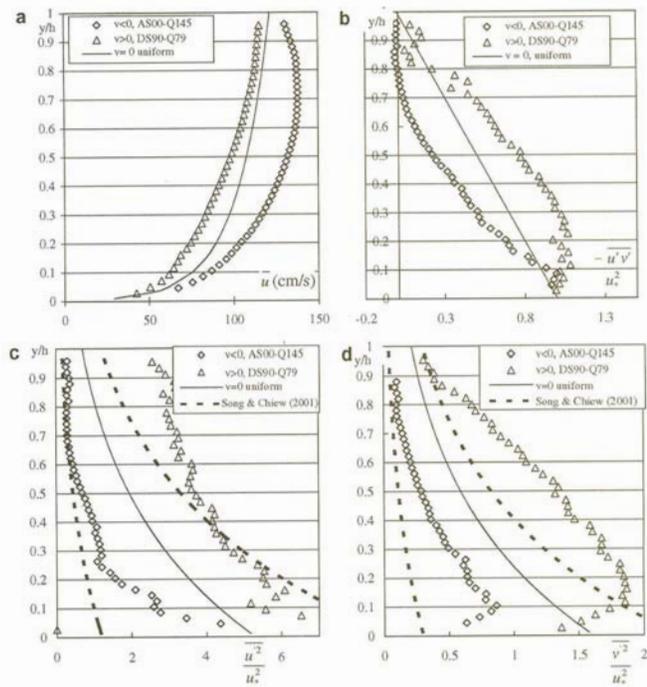


FIGURE 1.11: Profil vertical de variables turbulentes pour un écoulement qui accélère (losange) et qui décélère (triangle) comparés à un profil d'écoulement uniforme (ligne). Vitesse longitudinale (a), cisaillement de Reynolds (b), cisaillement normal longitudinal (c) et cisaillement normal vertical (d). Tirée de Yang et Chow (2008).

plus élevée au-dessus du lit à la limite supérieure de la région proximale de l'écoulement (Kironoto et Graf, 1995; Afzalimehr et Ancil, 1999; Song et Chiew, 2001; Yang et Chow, 2008). Ces observations montrent qu'une vitesse verticale vers la surface augmente la turbulence, alors qu'une vitesse verticale vers le lit la réduit (Yang et Chow, 2008). Aussi, les tensions de Reynolds de ce type d'écoulement sont supérieures à celles d'un écoulement uniforme ou accéléré (Kironoto et Graf, 1995; Yang *et al.*, 2006; Yang et Chow, 2008; Emadzadeh *et al.*, 2010). Lors d'une crue, les variables hydrauliques changent dans le temps et les patrons spatiaux observés à faible écoulement se modifient à plus grand débit (Whiting, 1997).

Référence	Équation	Variables	$\frac{du}{dx} > 0$	$\frac{du}{dx} < 0$
Kironoto et Graf (1995)	$\beta = \frac{\gamma}{\tau} \frac{dp}{dx}$	<ul style="list-style-type: none"> - $\frac{dp}{dx}$: gradient longitudinal de pression - τ : cisaillement au lit - γ : profondeur de l'écoulement 	< -1	> -1
Milan <i>et al.</i> (2001)	$\beta = \frac{\rho g S_e}{u^{*2}}$	<ul style="list-style-type: none"> - g : accélération gravitationnelle - R : rayon hydraulique - S_e : pente d'énergie - u^{*2} : vitesse de friction 	> 1	< 1
Song et Chiew (2001)	$\beta = \frac{\rho g \gamma}{\rho u^{*2}} \left(\frac{dY}{dx} - S_b \right)$	<ul style="list-style-type: none"> - ρ : densité de l'eau - g : accélération gravitationnelle - γ : profondeur de l'écoulement - u^{*2} : vitesse de friction - S_b : pente du lit - $\frac{dY}{dx}$: pente de la surface de l'eau 	< -1	> -1
Yang <i>et al.</i> (2006)	$\beta = - \left(\frac{u_y}{u^*} \right)^2 \frac{dy}{dx}$	<ul style="list-style-type: none"> - u_y : vitesse à la surface de l'eau - u^* : vitesse de friction - $\frac{dy}{dx}$: pente de la surface de l'eau 	> 0	< 0
Afzalimehr (2010)	$\beta = \frac{\gamma}{\tau} \left(\gamma \left(-S + \frac{dy}{dx} \right) \right)$	<ul style="list-style-type: none"> - y : profondeur de l'écoulement - τ : cisaillement au lit - γ : poids spécifique de l'eau - S_b : pente du lit - $\frac{dy}{dx}$: pente de la surface de l'eau 	< -1	> -1

TABLE 1.1: Équations utilisées dans la littérature pour estimer le paramètre β , qui représente le degré de non-uniformité de l'écoulement. $du/dx > 0$ accélération de l'écoulement, $du/dx < 0$ décélération de l'écoulement.

1.1.3.2 Effet localisé des formes du lit sur l'écoulement turbulent

En plus des grandes ondulations topographiques du cours d'eau, pour se stabiliser, les sédiments des rivières graveleuses s'organisent en structures ce qui contribue à leur stabilité. Des alignements de galets se forment obliquement au courant principal alors que les amas de galets s'orientent dans le sens de l'écoulement (Lamarre et Roy, 2001). Ces structures modifient localement les conditions hydrauliques par leur protubérance dans l'écoulement. En amont d'un amas de galets, sur le côté stoss, l'accélération de l'écoulement se combine à une augmentation de la vitesse verticale (Lawless et Robert, 2001b). Sur le côté aval, on observe une séparation de l'écoulement. Le fluide rapide se détache à partir du sommet de l'obstacle et une zone de recirculation se crée à l'aval de l'obstacle dans laquelle la turbulence est très intense (Buffin-Belanger et Roy, 1998; Lawless et Robert, 2001b; Lacey et Roy, 2007). La zone de sillage s'étend jusqu'à une certaine distance vers l'aval au point de rattachement de position oscillante où un maximum de cisaillement s'observe (Buffin-Belanger et Roy, 1998). La présence d'un amas de galets affecte la forme du profil de vitesse en créant des zones d'accélération et de décélération et s'estompe à une distance d'environ 25 fois le D_{84} des sédiments de la rivière (Lamarre et Roy, 2005). Aussi, la présence des amas de galets ne modifie pas la fréquence et la taille des structures turbulentes à grande échelle (Lamarre et Roy, 2005; Lacey et Roy, 2007), car leur passage au dessus des obstacles protubérants se lie à la dynamique des structures d'échappement (Buffin-Belanger *et al.*, 2001). Les fronts de vitesse rapide poussent le fluide près du lit vers l'amont en le bloquant avec l'amas de galets ce qui le force à s'élever dans l'écoulement lorsqu'un front de vitesse lente passe au dessus (Buffin-Belanger *et al.*, 2001). L'effet des obstacles protubérants sur les caractéristiques hydrauliques s'amenuise à mesure que le débit augmente ce qui génère un patron spatial plus continu pour des profondeurs plus grandes (Legleiter *et al.*, 2007).

1.2 TRANSPORT EN CHARGE DE FOND

1.2.1 Définition

Le matériel sédimentaire qu'un cours d'eau transporte se divise en trois catégories : la charge de fond, le matériel en suspension et la charge dissoute. Le transport en suspension correspond au matériel fin qui est soulevé du lit et transporté dans la colonne d'eau. Le transport des sédiments en charge de fond ou charriage, constitue la fraction grossière du matériel que le cours d'eau déplace. La taille du matériel mis en mouvement varie selon le type de cours d'eau, mais la charge de fond correspond toujours aux sédiments qui se déplacent avec un contact avec le lit (Bravard et Petit, 1997). Pour identifier la charge de fond, on peut retirer le 10^e centile inférieur de la gamme de tailles de particules retrouvées dans un cours d'eau, car ce matériel ne fait généralement pas partie de la structure du lit en remplissant les espaces entre les plus grandes particules (Einstein, 1950) . En rivière graveleuse, le déplacement des particules s'effectue selon plusieurs modes en fonction de la durée du contact avec le lit de la rivière. Les graviers peuvent bouger par glissement, roulement ou saltation (petits bonds) (Drake *et al.*, 1988). Le mouvement de la charge de fond est un processus très variable et intermittent à plusieurs échelles spatiale et temporelle (Gomez, 1991).

1.2.1.1 Forces exercées sur une particule du lit au repos

Étant donné la nature non cohésive du matériel composant la charge de fond, sa résistance à l'entraînement correspond à ses caractéristiques physiques telles que la taille, la masse, la forme des particules du lit ainsi que la structure du lit qui a un effet sur le niveau d'imbrication des particules (Yalin, 1977; Knighon, 1984). Plusieurs forces s'exercent sur une particule de gravier au repos (Fig. 1.12). D'abord, la particule demeure au lit par la force de la gravité qui correspond à son poids sub-

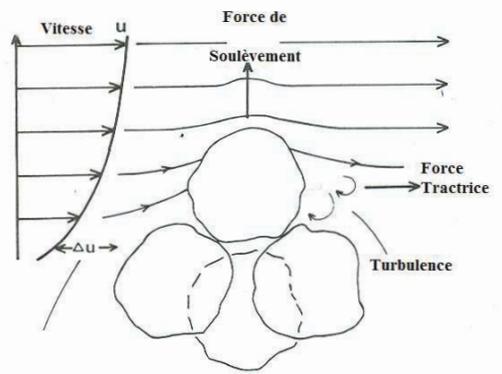


FIGURE 1.12: Diagramme illustrant les forces exercées sur une particule du lit au repos. La particule est retenue au lit par son poids submergé et l'écoulement applique une force pour la décrocher et l'entraîner vers l'aval. Les différences de vitesse (Δu) près de la particule créées par les tourbillons peuvent contribuer à la soulever. Adaptée de Knighthon (1984).

mergé. Cette force de résistance au mouvement est proportionnelle à la différence de la densité des sédiments (ρ_s) et de l'eau (ρ), la taille de la particule (D) et un facteur qui exprime la forme de la particule. Les forces qui contribuent au mouvement du sédiment sont la force tractrice (F_d) et la force de soulèvement (F_l). La force tractrice agit tangentiellement à la particule pour l'entraîner vers l'aval et est fonction du frottement exercé par l'eau. La force de soulèvement se crée par les différences de pression entre le haut et le bas de la particule associées aux écarts de vitesse ou à la présence de tourbillons. L'entraînement de la particule se produit lorsque la résultante de la force tractrice et de la force de soulèvement dépasse la force de la gravité et est proportionnelle à la vitesse de friction, u^* , et la taille de la particule, D (Dingman, 1984). La force requise pour la mise en mouvement est supérieure à celle nécessaire pour l'entretien du transport de la charge de fond (Bravard et Petit, 1997).

1.2.1.2 Seuils de mise en transport et équations de transport par charriage

Les équations de transport des sédiments en charge de fond ont pour objectif de prédire la charge sédimentaire en fonction d'une variable d'écoulement moyen puisqu'on suppose qu'il existe une relation spécifique entre les deux (Gomez et Church,

1989). On y retrouve une égalité entre le flux sédimentaire et le flux liquide. Faire un lien clair entre une variable d'écoulement et la charge sédimentaire est à la base des équations de transport déterministes. La réalisation de cet objectif est ardue puisque plusieurs facteurs influencent les taux de transport en charge de fond. En plus des caractéristiques physiques de la particule, l'apport en sédiments, la composition du lit autour de la particule et le patron de l'écoulement jouent un rôle (Einstein, 1950). Afin d'y parvenir, la majorité des équations de transport de la charge de fond utilise un seuil critique de mise en transport qui est associé à la variable d'écoulement. Il s'agit généralement du critère élaboré par Shields et qui est défini par le cisaillement critique (eq. 1.20).

$$\theta = \frac{\tau_c}{(\rho_s - \rho)gD} \quad (1.20)$$

Avec la valeur critique de cisaillement, on détermine la quantité de sédiments déplacée en fonction du cisaillement excessif exercé sur le lit. Pour la plupart, les équations sont le résultat d'observations effectuées en chenal expérimental dans lesquels l'écoulement est contrôlé. Le calcul de la charge sédimentaire se fait avec une taille de sédiments caractéristique ou il s'effectue pour différentes classes de taille de particules (Chang, 1988).

1.2.1.3 Problématique du transport par charriage et particularités de la charge sédimentaire en milieu graveleux

Les taux de transport observés en rivière suivent généralement une relation de puissance avec une variable hydraulique moyenne : débit, puissance spécifique ou cisaillement. Toutefois, on remarque que la réponse des taux de transport à l'écoulement varie de manière importante au cours d'une crue (Fig. 1.13a) et d'une crue à une autre (Reid *et al.*, 1985). De plus, seulement certains événements de crue possèdent une relation bien définie entre l'écoulement et le transport en charge de fond

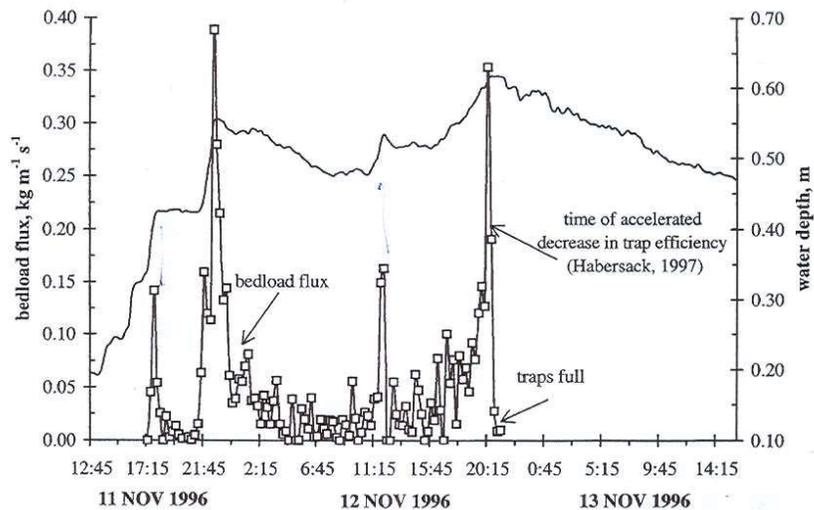
(Garcia *et al.*, 2000). Ceci s'explique en partie par la nature intermittente et variable du charriage. La disponibilité des sédiments, l'armurage du lit, le déplacement des formes du lit peuvent être des causes de l'intermittence. Le processus de transport en charge de fond est discontinu même en conditions hydrauliques constantes. Il se caractérise par des moments où le transport est plus intense et ces moments reviennent de manière périodique (Fig. 1.13) (Gomez *et al.*, 1989; Gomez, 1991). On associe les moments où le transport de la charge est plus intense à des pulsations de sédiments ou un mouvement collectif des particules (Reid *et al.*, 1985; Gomez *et al.*, 1989). On observe de grandes fluctuations des taux de transport même en laboratoire (Fig. 1.13b) (Ancey *et al.*, 2006). L'intermittence du transport en charge de fond varie aussi en fonction de l'intensité du débit. En comparant le transport en charge de fond sous l'effet de deux débits différents, on remarque que le transport est plus intermittent et que le signal comporte davantage d'événements rares et extrêmes quand le débit est plus faible (Singh *et al.*, 2009).

En milieu graveleux, les équations de transport ne procurent pas des résultats satisfaisants (Barry, 2004). L'utilisation des seuils critiques d'entraînement est une des causes qui explique la différence entre les taux mesurés et les taux obtenus avec les formules de charriage (Buffington et Montgomery, 1997). Par exemple, une valeur de seuil est utilisée pour l'ensemble des particules du lit (Ferguson, 2005). Or, en rivière graveleuse, la gamme de tailles des particules qui constituent le lit est très grande. La notion même de seuil revêt une certaine ambiguïté, car il peut référer soit à la force nécessaire pour mettre en mouvement une particule individuelle ou à la force à laquelle un lit de particules est considéré en mouvement pour la première fois (Lavelle et Mofjeld, 1987). Aussi, on critique les conditions d'expérimentation pour lesquelles ces seuils ont été déterminés (Gomez, 1991; Buffington et Montgomery, 1997). En laboratoire, les conditions d'écoulement sont uniformes et constantes et on considère que le flux de momentum entre le lit et l'écoulement est en équilibre (Ancey *et al.*, 2006). Cependant, en milieu naturel, ces conditions ne sont pas ren-

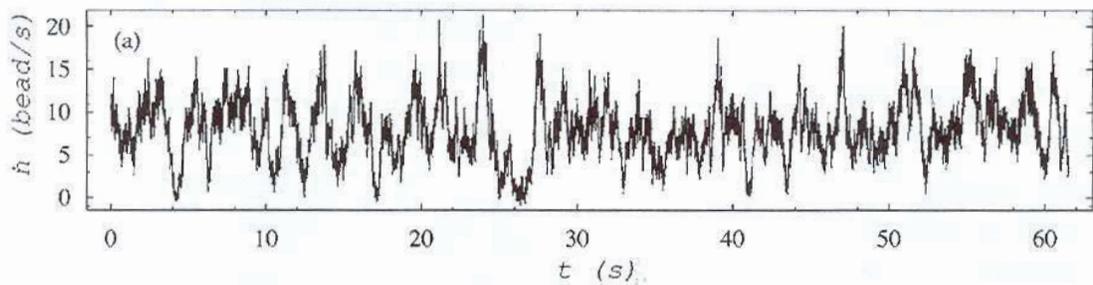
contrées (Gomez, 1991).

Les formes du lit ont pour effet d'accélérer ou de décélérer l'écoulement ce qui fait en sorte que le cisaillement moyen décrit mal les taux de transport même en milieu sableux (Nelson *et al.*, 1993). Cette problématique est exacerbée en rivière graveleuse où les assemblages de sédiments hétérométriques font en sorte qu'il y a plusieurs valeurs critiques d'entraînement (Buffington et Montgomery, 1997) puisqu'ils créent une grande variabilité spatiale de la force tractrice (Lamarre et Roy, 2005). Aussi, la relation de proportionnalité entre la force tractrice et la taille de particule entraînée peut s'inverser dû à la présence de formes du lit. Les petits sédiments peuvent être pris dans des pièges hydrauliques, alors que les gros sédiments sont davantage exposés à l'écoulement à cause de leur protubérance. À une échelle spatiale plus grande, l'organisation morphologique du cours d'eau, tel que les seuils et les mouilles, crée des zones de convergence et de divergence d'écoulement où la force tractrice est très variable. Cette dynamique crée des zones d'accumulation de sédiments. La manière dont le lit se réorganise après une crue dépend de la durée de la période à faible débit entre deux événements successifs et influence de manière importante la réponse des taux de transport (Reid *et al.*, 1985; Marquis et Roy, 2012). C'est-à-dire que le délai entre deux crues successives agit sur l'hystérésis observée entre l'hydrogramme de crue et les taux de transport. À faible débit, la compaction du lit de graviers par le retrait des particules fines influence ce processus (Marquis et Roy, 2012). Le retrait des particules fines se produit puisqu'on observe un transport sélectif des sédiments créé par la relation entre le seuil de mise en transport et la taille du sédiment (Ashworth et Ferguson, 1989).

Selon l'intensité de la crue, le transport en charge de fond se classifie en trois phases distinctes. Les phases changent à mesure que le cisaillement exercé au lit s'approche de la valeur critique d'entraînement et que le seuil est excédé. En phase I, seulement quelques particules bougent. La valeur de cisaillement est en dessous de la valeur critique. En phase II, on observe un transport sélectif. On est très près



(a)



(b)

FIGURE 1.13: Série temporelle des taux de transport de sédiments observés en rivière de gravier au cours d'une crue (1.13a) (Garcia *et al.*, 2000) et série temporelle des taux de transport instantané sur une minute en laboratoire (1.13b) (Ancy *et al.*, 2006).

de la valeur critique d'entraînement. En phase III, on observe le mouvement général du lit qu'on qualifie d'équimobilité. Cette situation est caractérisée par des valeurs de cisaillement au lit très élevées.

1.2.2 Approche stochastique du transport en charge de fond

Étant donné la difficulté de prédire les taux de transport avec des équations à seuils, des auteurs défendent la théorie stochastique du transport de sédiments en charge de fond. Cette théorie postule qu'il n'y a pas de conditions hydrauliques où il

n'y a aucun transport des sédiments (Habersack, 2000). Aussi, le fait que les conditions hydrauliques moyennes ne suffisent pas à décrire le transport des sédiments en charge de fond et que l'on observe une très grande variabilité des flux de sédiments requiert davantage de recherche pour arriver à comprendre plus en détail la complexité de l'initiation du mouvement des particules. Pour arriver à mieux comprendre le processus, des recherches ont été conduites dans le but de connaître les propriétés statistiques du transport en charge de fond. Les efforts se sont multipliés afin de combiner les connaissances des théories déterministes à celles des théories stochastiques (Habersack, 2000).

1.2.2.1 La théorie stochastique

Einstein (1950) est le premier à avoir introduit une théorie stochastique pour le transport des sédiments et qui ne comprend pas de seuil de mise en transport. Son analyse est vue comme une des plus complètes en regard des considérations de la mécanique et des statistiques du processus de transport par charriage (Chang, 1988; Gomez et Church, 1989). Elle est aussi la plus populaire des formules de transport (Yalin, 1977). La vision stochastique énonce que le transport par charriage se décrit par des lois de probabilités étant donné sa nature intermittente. Ces lois sont définies pour une mince gamme de conditions hydrauliques (Kuhnle et Willis, 1998) et la probabilité d'entraînement est fonction de la taille de la particule, la masse, la forme et le patron de l'écoulement autour de la particule Einstein (1950). La théorie d'Einstein formule que le mouvement des sédiments se décompose en une somme de mouvements individuels caractérisés par une distance parcourue dont les moments entre les déplacements successifs sont des périodes de repos (Fig. 1.14). Les périodes de temps pendant lesquelles les sédiments bougent sont beaucoup plus petites que les périodes où il n'y a pas de mouvement dans de faibles conditions hydrauliques. Ceci fait en sorte que la variable du temps de repos est d'un grand intérêt puisque la progression du transport dépend davantage d'elle

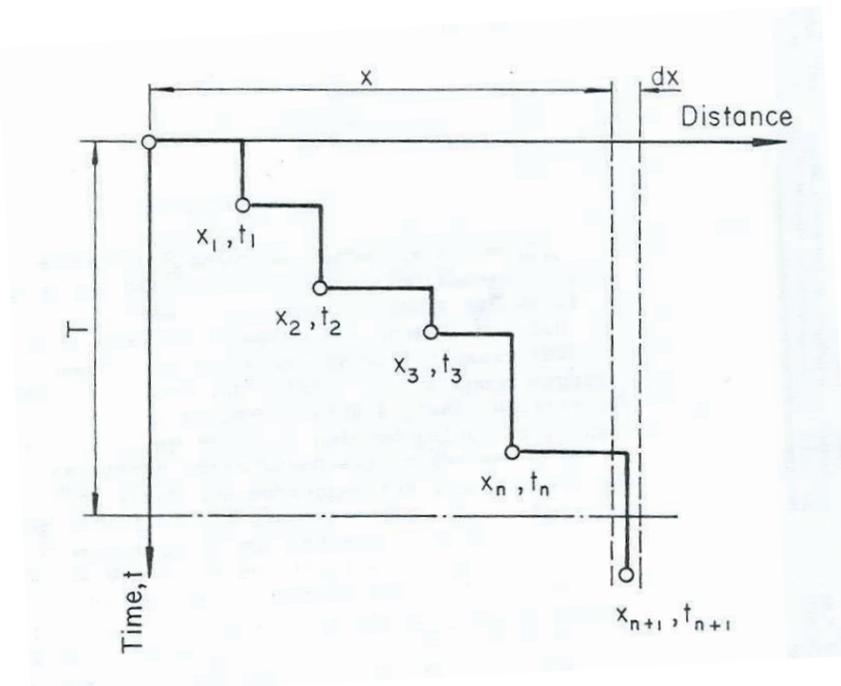


FIGURE 1.14: Schématisation de la progression d'un sédiment en charge de fond. Sur l'axe des abscisses, on retrouve la distance totale parcourue par la particule, alors que sur l'axe des ordonnées, on a le temps total sans mouvement. L'apparence de la fonction rappelle un Devil's staircase. Tirée de Einstein (1950).

que de la durée de temps en transport (Habersack, 2001). Une particule est mise en mouvement lorsque la force de soulèvement instantanée est supérieure à son poids submergé. Une fois que la particule est mise en mouvement, les chances qu'elle se dépose sont égales partout sur le lit aux endroits où elle ne serait pas immédiatement mise en mouvement (Einstein, 1950). Cette théorie donne une grande importance aux conditions du lit et d'écoulement autour de la particule. Elle suit un concept Lagrangien puisqu'elle décrit le mouvement des particules individuelles (Habersack *et al.*, 2010). Pour mesurer le transport de cette manière, on a recours à des traceurs de particules. Ces méthodes permettent de déterminer le cisaillement à l'initiation du transport, la distance parcourue, la période de repos et le trajet parcouru par le sédiment. Pour obtenir des taux de transport à une section, une méthode Eulérienne doit être employée. Il s'agit de la méthode la plus utilisée pour mesurer le transport des sédiments ce qui reflète la manière dont les équations sont traditionnellement conçues par l'équilibre des flux solide et liquide (Habersack *et al.*, 2010).

1.2.2.2 *Expérimentation de la théorie stochastique du transport par charriage*

En milieu naturel, le marquage passif et actif des particules individuelles a permis d'obtenir des données pour tester le modèle Lagrangien du transport des sédiments (Ergenzinger et Schmidt, 1990; Schmidt et Ergenzinger, 1992; Habersack, 2001; McNamara et Borden, 2004). On observe que les distributions de fréquence des distances parcourues par les particules individuelles ainsi que le temps de repos entre deux déplacements consécutifs suivent une loi exponentielle ou Gamma (Ergenzinger et Schmidt, 1990; Schmidt et Ergenzinger, 1992; Habersack, 2001; McNamara et Borden, 2004). Les paramètres des distributions de fréquence ne sont pas indépendants du débit (Schmidt et Ergenzinger, 1992) et on observe un aplatissement des distributions de fréquence des distances parcourues par les sédiments lorsque le débit est plus grand (Ergenzinger et Schmidt, 1990). Aussi, la période de repos est réduite pour des débits plus grands (Habersack, 2001) ce qui fait en sorte que le transport devient moins intermittent en passant de 2 à 25% du temps total en mouvement.

Même si elles sont moins classiques à la théorie stochastique, des méthodes eulériennes ont aussi été employées pour la tester. Selon cette approche, on mesure les taux de transport à une section avec des pièges à sédiments en milieu naturel (Kuhnle et Willis, 1998; Turowski, 2010) ou à l'aide d'une caméra qui filme un volume de contrôle en laboratoire permettant l'évaluation des taux de transport (Ancy et al., 2006). On observe que les taux moyens de transport augmentent avec le débit et que l'écart-type des taux de transport augmente avec le débit. La relation des deux variables avec le débit est exponentielle. À faible débit, la distribution des taux de transport comporte une asymétrie importante qui peut s'expliquer par le mouvement collectif des sédiments suite au délogement d'une première particule (Ancy et al., 2006). Parmi les lois testées, la distribution Gamma est celle qui s'ajuste le mieux aux taux de transport observés (Kuhnle et Willis, 1998; Turowski, 2010). L'intervalle de temps entre deux événements de transport diminue lorsque la vitesse

moyenne de l'écoulement augmente (Ancey *et al.*, 2006). En conditions d'écoulement de faible mobilité, les variables associées au transport ont des distributions avec des asymétries élevées (Turowski, 2010) et une intermittence accrue comparativement à des conditions d'écoulement plus intenses. L'ensemble des résultats montre une forte cohérence malgré les différences de protocoles expérimentaux et des milieux d'observation.

1.2.3 Effet de la turbulence sur le déplacement des sédiments en charge de fond

Dans de faibles conditions d'écoulement, les événements turbulents de forte magnitude et de brève durée peuvent être responsables de la majorité des flux sédimentaires (Clifford *et al.*, 1991; Nelson *et al.*, 1993, 2001). Des mécanismes d'entraînement ont été proposés dans des études pionnières pour mettre en relation l'initiation de la charge en suspension (Sutherland, 1967), la charge de fond (Drake *et al.*, 1988) et la turbulence. Pour les deux types de charge, on émet l'hypothèse que l'initiation du déplacement de la charge est créée par le mouvement d'un tourbillon près du lit. En lien avec la théorie stochastique du transport des sédiments, Grass (1970) a aussi énoncé que la probabilité d'entraînement soit déterminée par le pourcentage de chevauchement entre la distribution des cisaillements et celui de la particule.

L'analyse de la dynamique entre le mouvement des sédiments et la turbulence comporte de grandes difficultés, dont celle de mesurer le transport à une échelle temporelle qui correspond à celle des structures turbulentes. Une des méthodes possibles utilise une caméra vidéo sous-marine pour filmer les déplacements des particules. Cette méthode a été employée lors de l'étude de Drake *et al.* (1988) dans une rivière graveleuse. Tout en rendant réalisable l'estimation des taux de transport de matériel graveleux, les images vidéo permettent de caractériser les modes de

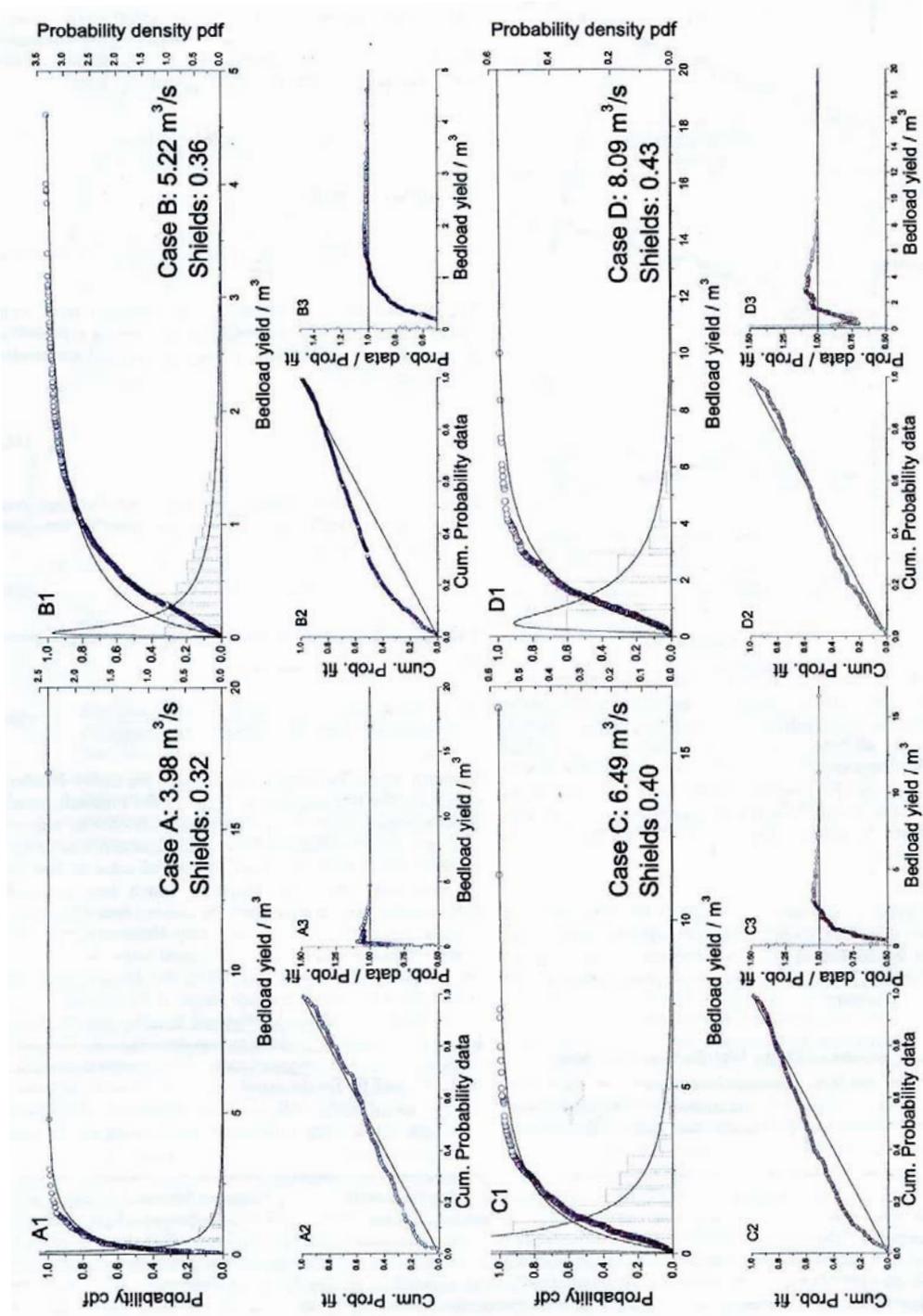


FIGURE 1.15: Distributions de fréquence des taux de transport de sédiments obtenus pour quatre crues d'intensité différentes en rivière (Turowski, 2010).

transport : saltation, roulement et glissement (Drake *et al.*, 1988; Paiement-Paradis *et al.*, 2011). Les images recueillies par Drake *et al.* (1988) montrent le déplacement groupé (Fig. 1.16) des sédiments sur le lit dont le mouvement s'associe à une incursion ($Q4$). 70% du matériel se déplace durant ces incursions alors que ces événements turbulents ne représentent qu'une faible portion du temps. Malgré l'absence de mesure de fluctuations de vitesse permettant de détecter des structures turbulentes cohérentes, les incursions ($Q4$) sont mises en lien avec le transport en charge de fond puisqu'elles contribuent positivement au cisaillement de Reynolds, $-\rho \langle u'w' \rangle$. Cette hypothèse se confirme plus tard par la mesure de l'écoulement turbulent. On a observé que les incursions déplacent effectivement les sédiments, mais surtout parce qu'elles sont plus fréquentes dans la couche-limite turbulente (Thorne *et al.*, 1989; Nelson *et al.*, 1995). Récemment, on a rapporté que les incursions sont les structures qui le plus souvent produisent suffisamment de traction et de soulèvement pour entraîner les particules du lit (Dwivedi *et al.*, 2011). Dans de faibles conditions d'écoulement, on remarque que la mobilité des sédiments est liée à une augmentation de la contribution au cisaillement moyen des incursions ($Q4$) qui est contrebalancée par une réduction de la contribution des éjections ($Q2$) (Dey *et al.*, 2011).

Aussi, on remarque que la turbulence de l'écoulement fait en sorte que les sédiments bougent en groupe lors de périodes où la vitesse instantanée est plus grande que la vitesse moyenne (Sumer *et al.*, 2003). Ces périodes correspondent à des structures turbulentes à grande-échelle. Les structures turbulentes à grande-échelle sont celles qui contiennent le plus d'énergie dans l'écoulement (Liu *et al.*, 2001) et la fréquence qui leur est associée est très près de celle de la vibration des particules juste avant leur entrainement (Lyles et Woodruff, 1972). À la figure 1.16, on remarque sur l'échelle temporelle que la durée d'un mouvement de sédiments complet est de 1,5 s. La durée du mouvement est d'un ordre de grandeur similaire à celui d'une structure turbulente de grande-échelle. En milieu sablonneux, les struc-

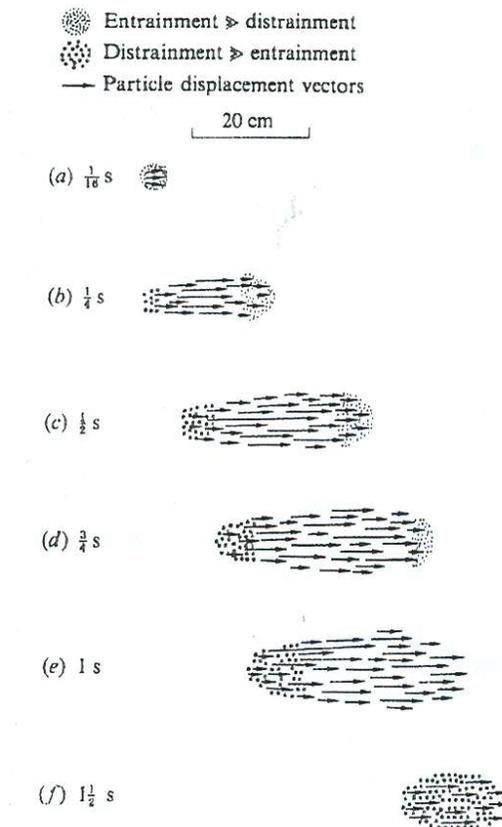


FIGURE 1.16: Schéma illustrant le déplacement groupé des sédiments par les incursions (Q4) en rivière gravelueuse. L'axe horizontal exprime la distance aval par rapport au point de départ du mouvement des graviers. Le temps requis pour le déplacement est indiqué à gauche. Modifiée de Drake *et al.* (1988).

tures turbulentes à grande-échelle ont été identifiées comme mécanisme dominant de l'entraînement des particules (Kaftori et Banerjee, 1995). Dans un environnement plus rugueux ces structures sont celles qui appliquent la plus grande force tractrice sur les particules protubérantes dans l'écoulement (Hofland *et al.*, 2005). En terme de probabilité d'entraînement, il y a beaucoup plus de chance qu'une particule soit mise en mouvement lorsque la structure turbulente est de plus grande durée (Diplas *et al.*, 2008; Valyrakis *et al.*, 2010; Dwivedi *et al.*, 2011). En faibles conditions de transport, l'entraînement est lié à la probabilité qu'un événement turbulent possède des caractéristiques de durée et de force supérieures à celles de la particule (Valyrakis *et al.*, 2011). Ces observations viennent confirmer les hypothèses faites par Einstein (1950) quant aux mécanismes d'entraînement. Le fait que les fluctuations de vitesse longitudinales positives ont un effet important sur le déplacement de la charge de fond est souligné par le rôle que jouent les interactions extérieures (Q_1) (Thorne *et al.*, 1989; Nelson *et al.*, 1995).

Par conséquent, le cisaillement normal longitudinal, $-\rho \langle u'^2 \rangle$, représente probablement une meilleure quantité pour comprendre la dynamique du transport en charge de fond que le cisaillement de Reynolds, $-\rho \langle u'w' \rangle$ (Clifford *et al.*, 1991; Nelson *et al.*, 1995, 2001; Papanicolaou *et al.*, 2001). Récemment, on a remarqué que les périodes d'accélération longitudinale et verticale de signe opposé influencent le mouvement des sédiments en rivière graveleuse (Paiement-Paradis *et al.*, 2011). Ces moments d'accélération agiraient en changeant les gradients de pression sur la particule, ce qui contribuerait à la déplacer.

1.2.4 Effet de la mobilité du substrat graveleux sur l'écoulement turbulent

Comme les trois composantes du système fluvial sont fortement liées entre elles (Fig. 1), la mobilité des sédiments du lit modifie les conditions d'écoulement dans

la couche proximale (Fig. 1.2). Lors d'une crue, Dinehart (1999) a observé à partir de séries temporelles de vitesse et d'observations vidéo que les grandes pulsations de l'écoulement qui se produisent simultanément à plusieurs hauteurs au dessus du lit sont concomitantes au déplacement des graviers. Son analyse met en évidence l'occurrence des grandes structures turbulentes par les spectres d'énergie de la vitesse construits avec des séries temporelles de longue durée (> 34 minutes) sur lesquels les fréquences de $0,01 \text{ Hz}$ sont hypothétiquement associées à la migration de formes du lit (Dinehart, 1999). Le déplacement des formes du lit génère une variabilité supplémentaire dans les fluctuations de vitesse de l'écoulement qui reflète le temps qu'elles prennent pour migrer vers l'aval (Singh *et al.*, 2010). Ces oscillations de la vitesse se superposent à celles créées par les plus gros tourbillons de l'écoulement dont la fréquence avoisine $0,1 \text{ Hz}$ illustrant les interactions qui se produisent entre le transport des sédiments et la turbulence (Singh *et al.*, 2010). Ceci implique que lorsque le lit de la rivière est mobile, les caractéristiques de l'écoulement turbulent diffèrent de celles que l'on connaît sur un lit fixe (Nikora et Goring, 2000). Dans de telles conditions, on remarque que la couche proximale s'épaissit en augmentant l'intensité de la turbulence près du lit et que les structures cohérentes de type éjection ($Q2$) et incursion ($Q4$) durent plus longtemps (Nikora et Goring, 2000). Toutefois, la manière avec laquelle le transport des sédiments affecte la structure de l'écoulement turbulent dépend de l'intensité du transport (Bigillon *et al.*, 2006). Un faible transport extrait l'énergie de l'écoulement et le ralentit, alors que lors d'un transport plus intense, le lit apparaît moins rugueux à l'écoulement ce qui a pour effet de l'accélérer (Bigillon *et al.*, 2006). Bien que ces études (Dinehart, 1999; Nikora et Goring, 2000; Bigillon *et al.*, 2006; Singh *et al.*, 2010) aient analysé la turbulence lors des conditions de mobilité du substrat graveleux, elles n'investiguent pas de manière fine les structures turbulentes de l'écoulement.

Aussi, la présence de grandes pulsations de l'écoulement d'environ 200 m de long en rivière graveleuse lorsque le lit est immobile suggère qu'il s'agit d'un processus

intrinsèque de l'écoulement (Marquis et Roy, 2011). Les formes du lit seraient davantage une conséquence des structures turbulentes de l'écoulement comme proposé par le modèle de Yalin (1977). La présence des formes du lit viendrait amplifier les tourbillons en créant une rétroaction positive. La succession de phases d'accélération et de décélération influence probablement les variations de l'écoulement de plus petite échelle temporelle (Marquis et Roy, 2011) qui agissent plus directement sur le transport des sédiments en charge de fond (Paiement-Paradis *et al.*, 2011).

1.3 CONCLUSION

En rivière de graviers, l'écoulement turbulent se compose de plusieurs structures turbulentes cohérentes superposées à l'écoulement moyen du chenal. On connaît bien les caractéristiques des structures turbulentes cohérentes à grande-échelle pour un ensemble conditions hydrauliques données en dépit que leur mécanisme de formation ne soit pas encore tout à fait clair. Des hypothèses suggèrent qu'elles se créent par un mélange de plus petites structures, alors que d'autres proposent que leur passage crée les structures de tailles inférieures. Cependant, de récentes observations ont fortement illustré le mécanisme de génération des structures turbulentes de grande-échelle par la coalescence de plus petites structures résultant d'une interaction entre le lit et l'écoulement (Hardy *et al.*, 2009, 2010). De plus, Hardy *et al.* (2010) a mis en évidence le rôle de la rugosité relative ainsi que l'effet de différents nombres de Reynolds (Hardy *et al.*, 2009) sur la durée des structures turbulentes de grande-échelle qui sont tous les deux des caractéristiques de l'écoulement qui changent en période de crue. Au niveau de la structure turbulente de l'écoulement, des efforts récents ont été faits en laboratoire pour comprendre les modifications des gradients verticaux des vitesses des écoulements non-uniformes (Yang *et al.*, 2006; Yang et Chow, 2008; Afzalimehr, 2010). Ces études montrent un souci de correspondance avec le milieu naturel où la morphologie du lit influence localement les gradients de pression. Les effets de ces conditions d'écoulement particu-

lières qui sont très présentes en rivière exigent que l'on procède à des expérimentations dans une plus grande gamme de conditions hydrauliques, notamment celles engendrées par un changement de débit. Les limites des équations de transport par charriage poussent les scientifiques à explorer de nouvelles avenues pour arriver à mieux comprendre ce processus complexe. L'analyse probabilistique du transport des sédiments en charge de fond et l'intégration des variables d'écoulement à une échelle temporelle plus petite permettraient de raffiner les théories existantes. Toutefois, faire des études sur les relations entre ces processus pose de grands défis, particulièrement méthodologiques, et surtout en milieu naturel. La difficulté principale étant la mesure du transport par charriage à une échelle temporelle qui correspond à celle de la turbulence.

2 PROBLÉMATIQUE ET MÉTHODOLOGIE

2.1 PROBLÉMATIQUE ET OBJECTIFS

Comme illustré par la trilogie fluviale (Fig. 1), les processus en rivière sont fortement interreliés et les relations entre les différentes composantes du système sont présentes à une gamme d'échelles spatiales et temporelles. Dans certains milieux, comme les cours d'eau graveleux, les relations entre l'écoulement et le transport des sédiments sont très complexes notamment à cause de l'hétérométrie des particules du lit. Beaucoup de travail a été fait pour améliorer notre compréhension du transport en charge de fond, un processus très variable et intermittent. Les modèles sont généralement déterministes et utilisent des variables d'écoulement global pour prédire la charge sédimentaire. Les recherches menées depuis quelques années et les résultats d'expériences récentes montrent que les variations de la vitesse à une petite échelle de temps ont un effet sur la mise en transport des particules du lit. On sait que pour mettre en mouvement les particules du lit, certains tourbillons tels que les incursions (Q_4) doivent avoir certaines caractéristiques de durée et de magnitude. Or, en écoulement non-uniforme, la répartition des vitesses est distincte de celle observée en écoulement uniforme et ces changements de gradients dans la colonne d'eau peuvent avoir un effet sur les caractéristiques des tourbillons présents. Aussi, on connaît peu de quelle manière changent les caractéristiques des structures turbulentes cohérentes à plusieurs niveaux d'eau. La nature complexe du transport en charge de fond en milieu graveleux nous indique qu'une connaissance

de ces propriétés statistiques pourrait nous aider à comprendre la dynamique physique du processus.

Le but de l'étude est d'investiguer les changements de certains processus fluviaux en rivière naturelle sous l'effet de différents débits. Les objectifs spécifiques du projet de recherche sont (1) d'examiner l'effet du débit sur les variables turbulentes et les caractéristiques des structures turbulentes cohérentes, (2) d'investiguer l'effet du débit sur les statistiques des événements de transport de sédiments en charge de fond et (3) de relier les caractéristiques de l'écoulement turbulent aux événements de transport individuels.

2.2 MÉTHODOLOGIE

2.2.1 Site d'étude et collecte de données

Le site d'étude est le ruisseau Béard, un cours d'eau d'ordre 3 drainant un petit bassin versant d'environ 11 km^2 qui est tributaire de la rivière Yamaska près de Bromont en Montérégie (Québec). Le ruisseau Béard a un tracé en plan sinueux et il se situe du côté Est du mont Brome dans un secteur majoritairement agricole. La section étudiée est rectiligne et a une longueur de 20 m se caractérisant par une séquence de seuils-mouilles. Le lit graveleux se compose de particules anguleuses provenant d'un till glaciaire. La taille médiane (D_{50}) des particules du lit est de 45 mm (Fig. 2.1a). La pente du lit de la section à l'étude est de 1%. À cette section, la largeur et la profondeur au niveau plein-bord sont de $6,8 \text{ m}$ et $0,7 \text{ m}$ respectivement. Le site a été choisi et instrumenté par Geneviève Marquis en 2006, dans le cadre de ses études doctorales. Il a été sélectionné parmi d'autres à cause de ses caractéristiques sédimentaires et morphologiques qui permettent d'étudier les relations entre la turbulence et le transport par charriage et aussi à cause de sa proximité de Montréal ce qui facilite l'échantillonnage en période de crue.

Le protocole expérimental consiste principalement en l'échantillonnage simultané

à haute fréquence temporelle des vitesses de l'écoulement et du transport des sédiments en charge de fond. Au ruisseau Béard, l'aménagement d'un pont temporaire traversant le cours d'eau à la hauteur de la berge permet de mesurer l'écoulement lors d'une crue (Fig. 2.1b). On peut donc installer des instruments à n'importe quelle position le long de la largeur du chenal lorsque le débit trop élevé limite l'accès au ruisseau. Une trappe à sédiments de type Birkbeck a aussi été aménagée dans le thalweg de la rivière immédiatement en aval du pont (Fig. 2.1c). Les trappes à sédiments de type Birbeck sont considérées comme la meilleure méthode d'échantillonnage du transport par charriage (Garcia *et al.*, 2000). En plus de recueillir les sédiments déplacés lors d'un événement de crue, une cellule de charge (Interface 2400) positionnée sous la boîte qui recueille les sables et les graviers en mouvement mesure en continu la masse qui s'y accumule et transmet l'information à un collecteur de données (Campbell, CR1000) installé sur la berge. La cellule de charge donne un signal électrique en millivolt en fonction du poids qui lui est appliqué à une fréquence d'échantillonnage de 10 Hz. On convertit le voltage en masse (*kg*) par une courbe de calibration élaborée sur le site. Une jauge (Levelogger 3001) située à environ 200 m en aval du site de mesure échantillonne la hauteur d'eau toutes les minutes. À partir de ces données, le débit de la section s'obtient à l'aide d'une courbe de tarage. Deux autres jauges installées en amont et en aval de la section transversale où la trappe à sédiments est installée permettent de mesurer la hauteur d'eau et la pente de la surface de l'eau chaque minute.

Les données utilisées pour la recherche ont été recueillies lors de deux événements de crues : une crue de forte intensité (28 août 2011) qui a atteint 220% du débit plein-bord et une crue de faible intensité qui représente 60% du débit plein-bord (29 septembre 2011). Un premier événement de crue a été échantillonné le 30 septembre 2010, mais les données ne sont pas utilisées dans cette recherche puisqu'un problème avec l'accumulateur de données a causé une décimation des séries temporelles.



FIGURE 2.1: a) Sédiments qui composent le lit du ruisseau Béard. b) Crue du 28 août 2011 lors de l'ouragan Irène. c) Trappe à sédiments avec une cellule de charge placée au fond de la trappe. d) Courantomètres électromagnétique, ECMS.

La mesure de l'écoulement turbulent s'est effectuée avec quatre courantomètres électromagnétiques (ECMs) Marsh-McBirney 523 (Fig. 2.1D). Les ECMs ont été choisis puisqu'ils procurent une meilleure qualité de données que d'autres courantomètres (e.g. ADVs) pour l'échantillonnage lors de conditions de turbulence intense telles que celles observées lors de hauts niveaux d'eau (MacVicar *et al.*, 2007). Les ECMs sont des instruments électromagnétiques de forme sphérique de diamètre de 1,3 cm qui mesure la vitesse instantanée dans un volume autour de la sphère correspondant à environ deux à trois fois le diamètre de la sonde. Ils emploient le principe de Faraday selon lequel un fluide traversant un champ magnétique produit un voltage proportionnel à sa vitesse (Marsh-McBirney, 1994). Les ECMs ont été placés sur une tige en bois nous permettant de mesurer l'écoulement sur un profil vertical pour les composantes longitudinale (U) et verticale (W) du champ de vitesse. Le senseur le plus près du lit en était distant de 10 cm, puis les autres ECMs étaient espacés régulièrement de 10 cm. Les courantomètres ont été positionnés dans le thalweg à une distance de 13 cm en amont du centre de la fente de la trappe qui a une largeur de 12 cm. Les données de turbulence ont été mesurées au même endroit pour les deux événements grâce au système de référencement élaboré sur le pont. La fréquence d'échantillonnage des ECMs est de 10 Hz et les données sont enregistrées à partir du même programme opérant sur le même accumulateur de données que celui de la cellule de charge ce qui garantit leur synchronisme. Pour chaque événement, la série temporelle de vitesse a été échantillonnée au cours de la montée de la crue. La durée totale de l'enregistrement de l'événement du 28 août est de 58 minutes. La courte durée de cet échantillonnage se justifie par l'intensité élevée de la crue qui nous a empêché de poursuivre la manipulation. L'événement du 29 septembre de plus faible magnitude a une durée totale d'échantillonnage de 165 minutes. L'écoulement des deux événements à l'étude est sous-critique ($0,31 < Fr < 0,87$) et est caractérisé par un nombre de Reynolds plus grand que 120 000.

2.2.2 Prétraitement des données

Étant donné que la campagne de terrain s'est effectuée à la fin de l'été et au début de l'automne, l'écoulement transportait beaucoup de matière organique. Ainsi, plusieurs sections des signaux de vitesse sont inutilisables surtout pour les trois senseurs les plus distants du lit. Pour l'étude, seulement les données du senseur situé à 10 *cm* au-dessus du lit sont utilisées pour caractériser l'écoulement turbulent. L'objectif de l'étape du prétraitement des données des séries temporelles est de segmenter en un maximum de séries plus courtes de qualité satisfaisante le signal de fluctuations de vitesse. Étant donné la grande intensité de la crue de l'événement du 28 août 2011, un bris de la trappe à sédiments limite l'utilisation du signal de la cellule de charge aux 18 premières minutes de l'échantillonnage. Pour chaque série temporelle de transport en charge de fond, les événements de transport de sédiments individuels sont identifiés. Le tableau 2.1 résume les caractéristiques des jeux de données obtenus pour les deux crues.

2.2.2.1 Série temporelle de vitesse

La série temporelle continue a été coupée en plusieurs petites séries dont la durée varie. Les séries conservées sont stationnaires et leur durée minimum est d'une minute afin d'assurer une estimation suffisamment précise des quantités turbulentes (Buffin-Belanger et Roy, 2005). Les portions du signal brut retranchées ne sont pas utilisées dans l'analyse. Afin de s'assurer de la qualité des signaux de vitesse, chaque série turbulente conservée a été inspectée visuellement et traitée avec des filtres. Les séries temporelles de vitesse ont d'abord été passées dans un filtre qui permet de retirer l'effet du filtre analogue des ECMs. Les pics anormaux des séries turbulentes ont été retirés à l'aide du filtre phase-space de Goring et Nikora (Goring et Nikora, 2002). Le bruit électronique dans les hautes fréquences a été retiré avec un filtre Butterworth de troisième ordre. Aucune rotation n'a été effectuée sur les

Crue	28 aout 2011	29 septembre 2011
Intensité	$Q > Q_{bf}$	$Q < Q_{bf}$
Nombres de séries temporelles de vitesse	9	19
Nombres de séries temporelles de vitesse avec transport concomitant	2	17
Gamme de profondeurs	0.69 - 1 m	0.15 - 0.47 m
Durée d'échantillonnage	58 minutes	165 minutes
Durée de la série temporelle de masse cumulée	18 minutes	113 minutes

TABLE 2.1: Détails des données récoltées et des conditions d'échantillonnage

signaux de vitesse.

2.2.2.2 Série temporelle du transport des sédiments

L'objectif du prétraitement des données de transport des sédiments en charge de fond est d'identifier des événements de transport individuel afin d'avoir des variables caractéristiques du transport à une échelle temporelle comparable à celle de la turbulence. Aussi, l'identification des événements de transport individuel permet de caractériser le transport pendant des crues d'intensité différentes. Le taux de transport des sédiments est une variable qui a déjà été utilisée pour caractériser la nature stochastique du transport en charge de fond (Kuhnle et Willis, 1998; Ancey *et al.*, 2006; Turowski, 2010).

Puisqu'une série temporelle de transport des sédiments échantillonnée à partir d'une cellule de charge n'a pas déjà fait l'objet d'une analyse à l'échelle de la turbulence dans la littérature, on doit établir une méthode qui permette de détecter les événements de transport individuel. On définit un événement de transport de sédiments individuel comme un moment dans le temps où le taux de transport mesuré

par la cellule de charge est supérieur à zéro ce qui signifie qu'une masse s'y dépose. Ceci peut être créé par le dépôt d'une particule individuelle ou par un groupe de sédiments. Afin de créer un algorithme de détection satisfaisant, on a procédé à un test dont l'objectif est de déterminer la meilleure méthode pour effectuer le prétraitement des données de la cellule de charge. Le test consiste à recréer une courbe de masse cumulée telle que mesurée en conditions de mobilité du lit en déposant successivement des sédiments dans la trappe à partir d'échantillons de diverses masses composés de particules de taille variée (Tableau 2.2-2.5). Le test a été effectué avant toute autre analyse sur les données de transport de sédiments obtenues lors des deux crues.

Quatre courbes de masse cumulée ont été créées au site d'étude à l'étiage. Les événements qui constituent chaque courbe de masse cumulée comportent trois masses similaires. Pour chacune de ces masses, on a pris des échantillons composés de particules de tailles différentes pour un total de 42 sous-tests. Le premier échantillon d'un test consiste en un seul sédiment plus grossier, puis on a reproduit la même masse avec des groupes de sédiments de taille inférieure afin de couvrir plusieurs tailles de particules qui constituent la charge de fonds. Chaque sédiment et groupe de sédiments a été déposé dans la trappe. De cette façon, on connaît les caractéristiques des sédiments déposés ainsi que le moment où l'ajout de masse a été fait sur la courbe de la masse cumulée. Une première observation de la courbe de la masse cumulée a fait ressortir que certaines fluctuations du signal mesuré ne correspondent pas à un événement de transport. Ceci a motivé la recherche d'un algorithme dont la logique est de transformer le signal brut en retirant les petites fluctuations qui ne correspondent pas à un événement de transport et de conserver les ruptures de pentes de la courbe cumulée pour mettre en évidence l'augmentation de la masse dans la trappe pour rendre possible la détection d'événement de transport individuel. L'algorithme doit répondre à trois critères : (1) maximiser le nombre d'événements de transport détectés, (2) minimiser le nombre de détections erronées

Échantillon de sédiments	Nombre d'événements détectés									Nombre de fausses détections
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
masse (kg)	0,025	0,03	0,04	0,025	0,03	0,04	0,025	0,03	0,04	0,04
axe b (mm)	28 (1)	33 (1)	29 (1)	14 (11)	14 (11)	14 (12)	x < 2	x < 2	x < 2	x < 2
ME5	0	0	0	1	1	1	1	1	0	5
ME11	0	0	0	1	0	0	1	0	0	2
ME21	0	1	0	0	1	0	0	1	0	3
MM5	0	0	0	1	0	0	0	1	0	2
MM11	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
MM21	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
										27
										14
										11
										19
										7
										2

TABLE 2.2: Détails des échantillons utilisés pour le test de sédiments #1. Le nombre entre parenthèses indique le nombre de particules qui composent l'échantillon. 0 = événement non détecté, 1 = événement détecté. ME fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne des extrêmes et MM fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne mobile.

Échantillon de sédiments	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Nombre d'événe- ments détectés	Nombre de fausse détections
	0,72	0,975	0,755	0,72	0,97	0,755	0,72	0,97	0,755		
masse (kg)	24 (14)	19 (15)	19 (15)	70 (1)	94 (1)	76 (1)	x < 2	x < 2	x < 2		
axe b (mm)	0	1	1	1	1	1	1	1	1	8	40
ME5	0	1	1	1	1	1	1	1	1	8	23
ME11	0	1	1	1	1	1	1	1	1	8	14
ME21	0	1	1	1	1	1	1	1	1	8	31
MM5	0	1	1	1	1	1	1	1	1	8	12
MM11	0	1	1	1	1	1	1	1	1	8	3
MM21	0	1	1	1	1	1	1	1	1	8	

TABLE 2.3: Détails des échantillons utilisés pour le test de sédiments #2. Le nombre entre parenthèses indique le nombre de particules qui composent l'échantillon. 0 = événement non détecté, 1 = événement détecté. ME fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne des extrêmes et MM fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne mobile.

Échantillon de sédiments	Nombre d'événements détectés												Nombre de fausses détections
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
masse (kg)	0,113	0,164	0,156	0,115	0,165	0,155	0,113	0,165	0,155	0,113	0,163	0,155	
axe b (mm)	1.77 < x < 2.83	1.77 < x < 2.83	1.77 < x < 2.83	1.77	1.77	1.77	x < 1.77	x < 1.77	x < 1.77	x < 1.77	x < 1.77	x < 1.77	
ME5	1	1	1	0	0	1	1	1	1	1	1	1	10
ME11	1	1	1	0	0	1	1	1	1	1	1	1	10
ME21	1	0	0	0	0	1	1	0	1	0	1	1	6
MM5	1	1	1	0	0	1	1	1	1	1	1	1	10
MM11	1	0	1	0	0	0	0	1	1	0	1	1	6
MM21	1	0	0	0	0	0	0	1	1	0	1	0	4

TABLE 2.4: Détails des échantillons utilisés pour le test de sédiments #3. Le nombre entre parenthèses indique le nombre de particules qui composent l'échantillon. 0 = événement non détecté, 1 = événement détecté. ME fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne des extrêmes et MM fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne mobile.

Échantillon de sédiments	Nombre d'événements détectés												Nombre de fausses détections
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
masse (kg)	0,12	0,18	0,08	0,12	0,18	0,08	0,11	0,18	0,08	0,12	0,18	0,08	
axe b	1.77 <	1.77 <	1.77 <	x <	x <	x <	16	15	14	56	52	43	
(mm)	x < 2.83	x < 2.83	x < 2.83	1.77	1.77	1.77	(23)	(22)	(22)	(1)	(1)	(1)	
ME5	1	1	1	1	0	1	0	1	1	1	1	1	10
ME11	0	0	0	0	1	0	0	1	0	1	1	1	5
ME21	1	1	0	1	0	1	0	1	1	1	1	1	9
MM5	0	0	1	0	0	0	1	1	1	1	1	1	7
MM11	0	0	1	0	0	0	0	1	0	1	1	1	5
MM21	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	1

TABLE 2.5: Détails des échantillons utilisés pour le test de sédiments #4. Le nombre entre parenthèses indique le nombre de particules qui composent l'échantillon. 0 = événement non détecté, 1 = événement détecté. ME fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne des extrêmes et MM fait référence aux algorithmes qui utilisent la moyenne mobile.

et (3) de reproduire au mieux la masse totale déposée dans la trappe.

Le traitement des séries de transport de sédiments se divise en quatre étapes :

1. Lissage
2. Calcul des taux de transport
3. Retrait des taux inférieurs à $0,02 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$
4. Retrait des événements de durée inférieur à 2 pas de temps ($0,2 \text{ s}$)

Les séries temporelles obtenues à la suite de chaque traitement sont illustrées à la figure 2.2. Afin de déterminer la meilleure méthode pour traiter le signal, six algorithmes ont été testés. La première étape du traitement effectue un lissage soit par la moyenne mobile ou par la moyenne des extrêmes sur une fenêtre centrée. Le lissage est effectué sur la série de données avec trois fenêtres (w) mobiles de tailles différentes. Les tailles de fenêtre testées sont de 5, 11 et 21 pas de temps où un pas de temps correspond à un dixième de seconde ($0,1 \text{ s}$), soit la fréquence d'échantillonnage du signal. Cette première étape du traitement transforme la courbe cumulée brute en une nouvelle série temporelle de masse cumulée simplifiée à partir de laquelle on calcule des taux de transport instantané (Fig. 2.2a). La moyenne mobile pondère les valeurs du signal par $1/w$, alors que la moyenne des extrêmes calcule une moyenne avec la valeur minimale et maximale estimée sur la fenêtre de temps w . Les taux instantanés (q_s) sont obtenus en calculant la pente de la droite de régression linéaire des données centrées sur chaque pas de temps, i , sur une fenêtre mobile d'une taille d'une seconde (1 s) (Fig. 2.2b). La troisième étape est établie en regard des considérations de la capacité de détection de la cellule de charge. Sur le terrain, la capacité de détection de la cellule de charge est de 15 grammes. Étant donné cette valeur, on a attribué une valeur de zéro à toutes les données inférieures à $0,02 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ (Fig. 2.2b). La dernière étape identifie tous les événements de transport à partir de la série temporelle des taux instantanés où un événement est considéré lorsque $q_s > 0$ et que la durée de l'événement est égale ou supérieur à 2 pas de temps ($0,2 \text{ s}$) (Fig. 2.2b).

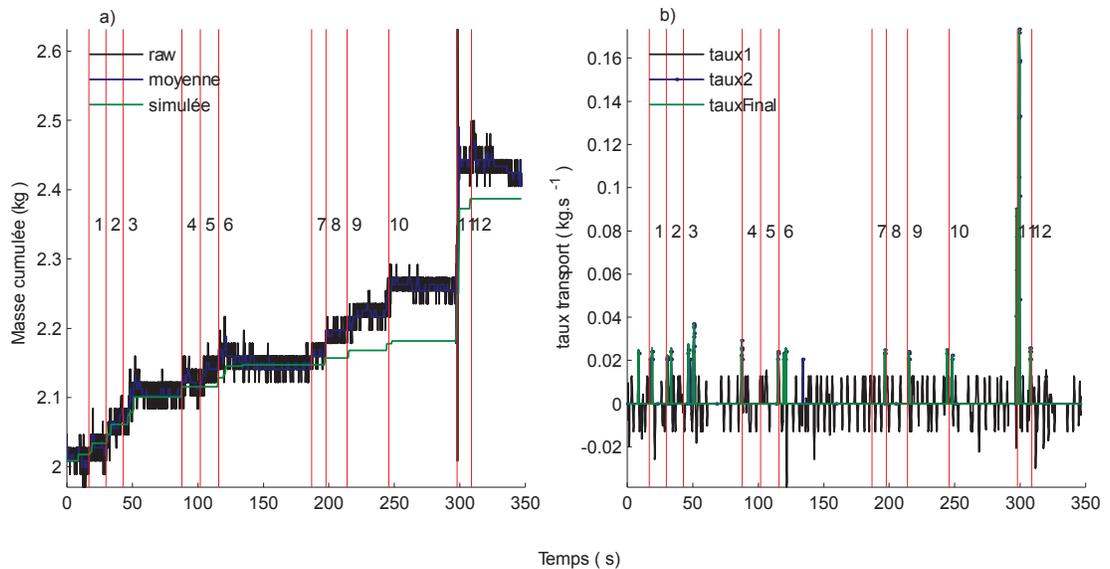


FIGURE 2.2: Étapes du prétraitement des séries temporelles de transport des sédiments avec le lissage effectué par une moyenne des extrêmes sur une fenêtre de 21 pas de temps. Les lignes verticales rouges indiquent les moments où les sédiments ont été déposés dans la trappe. Les numéros indiquent le sous-échantillon du test 4. La figure 2.2a) illustre les séries temporelles de masse cumulée ; la courbe identifiée *raw* est la courbe du signal brut de la cellule de charge, la courbe identifiée *moyenne*, est la série temporelle obtenue après l'étape du lissage et la courbe identifiée *simulée*, est la courbe de masse cumulée reproduite à partir de la série temporelle des taux de transport finaux. La figure 2.2b) illustre les séries temporelles de taux de transport instantané ; la courbe identifiée *taux1* est la série temporelle obtenue après le calcul de la régression linéaire, la courbe *taux2* est la série temporelle obtenue après le retrait des fluctuations $< 0,02\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ et la courbe *tauxFinal* est celle obtenue après le retrait des événements de moins de 2 pas.

test4

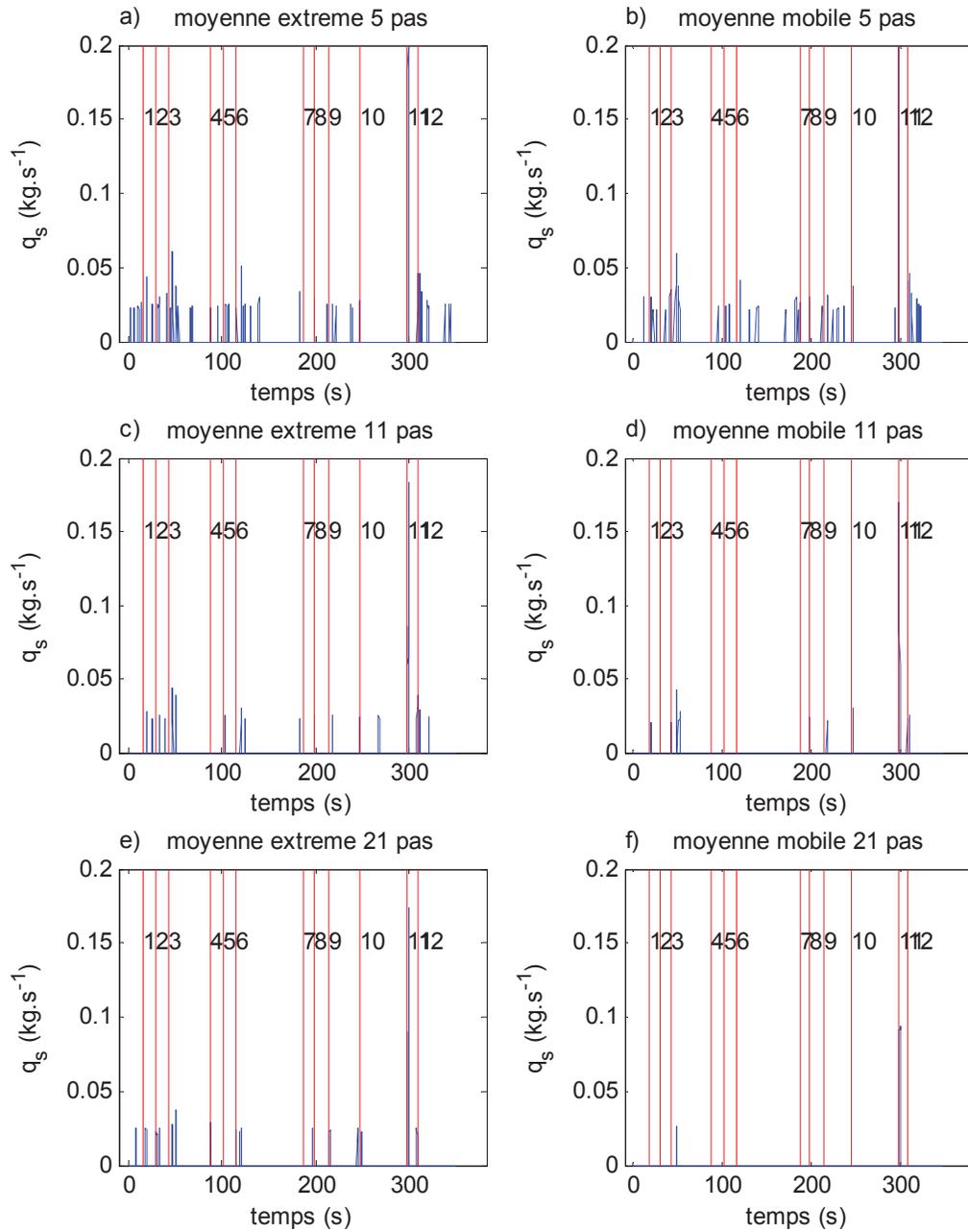


FIGURE 2.3: Taux de transport instantané (q_s) pour les six algorithmes du test 4. Les lignes rouges représentent les moments où les groupes de sédiments identifiés avec les numéros ont été déposés dans la trappe.

Les tableaux 2.2–2.5 présentent les résultats de la détection des événements pour chaque échantillon de sédiments et algorithme testé et la figure 2.3 illustre les séries temporelles de taux de transport instantanés obtenus pour chaque taille de fenêtre et méthodes de lissage testées. Les résultats montrent que la détection d'événement varie selon la masse de l'échantillon et aussi en fonction de la taille des particules qui le composent. On remarque que les faibles masses (< 40 g, test 1) qui tombent dans la trappe à sédiment sont difficilement détectées par les algorithmes. On observe qu'elles sont plus facilement détectées lorsque la fenêtre de calcul est petite et que l'échantillon est composé de groupe de particules. À l'inverse, les grandes masses sont facilement détectées. Au test2 (Tableau 2.3), chaque algorithme détecte huit événements sur neuf. Par contre, le nombre de fausses détections est plus élevé pour les fenêtres de petite taille. Les échantillons de sédiments composés de sable ne sont pas détectés pour la plupart des algorithmes (Tableaux 2.4 et 2.5). Les échantillons de graviers fins ne sont pas détectés par tous les algorithmes. Les échantillons de graviers et les cailloux sont dans l'ensemble détectés par les algorithmes à moins que la masse soit faible comme au test 1 (Tableau 2.2). Aussi, les échantillons composés de sables ou de graviers ont pour la plupart une détection multiple. C'est-à-dire qu'on observe plusieurs événements pour un échantillon puisqu'il y a un délai entre l'arrivée du premier et dernier sédiment dans la trappe à sédiments. Pour une même masse, les échantillons de graviers et de cailloux sont détectés par un plus grand nombre d'algorithmes que les sables et les graviers fins.

Pour la gamme de masses testées, on voit à la figure 2.3 que le nombre de fausses détections est plus grand pour les algorithmes avec une courte fenêtre de calcul (5 pas) et s'associe surtout aux dépôts de groupes de sédiments (échantillon 1 à 6). Lorsque la fenêtre de calcul augmente, le nombre d'événements détectés est réduit et les valeurs de taux instantanés sont concentrées autour du moment où s'est effectué le dépôt. De plus, les valeurs des taux instantanés sont réduites. Ces observations soulèvent la difficulté d'identifier des événements de transport à une

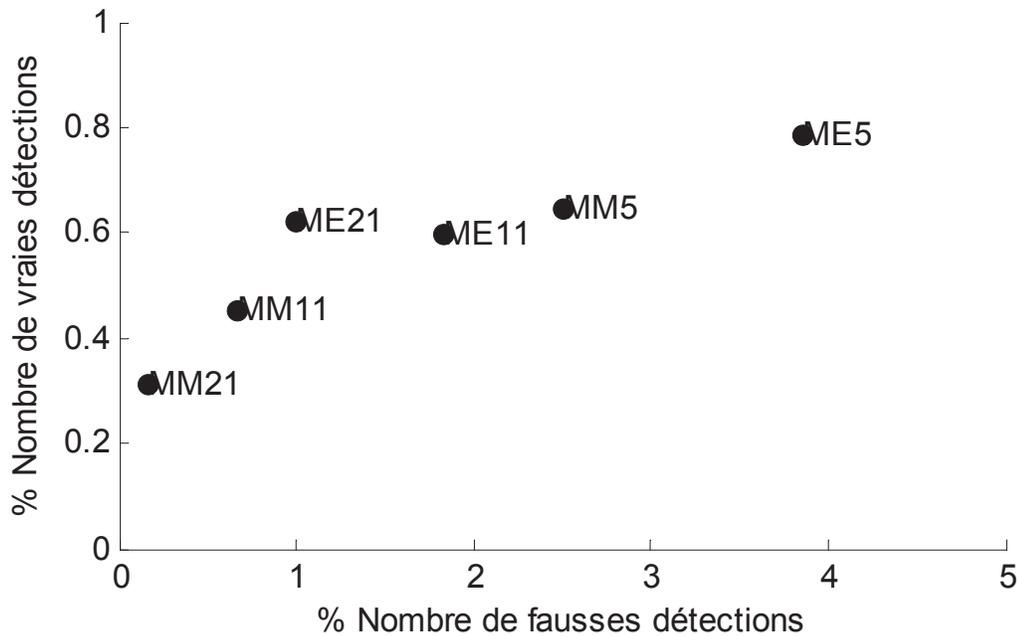


FIGURE 2.4: Proportion du nombre de bonnes détections faites par l’algorithme en fonction du nombre de détection non associées à un événement de transport. Les proportions sont calculées sur le nombre total d’événement de transport simulés (N = 42).

échelle de temps aussi réduite. Le nombre élevé de fausses détections pour les courtes fenêtres de calcul reflète le fait que la détection peut se faire à plusieurs temps. La figure 2.4 met en relation le nombre de vraies détections en fonction du nombre de fausses détections identifiées pour chaque algorithme. On observe que les algorithmes ME11, MM5 et ME5 détectent une proportion de faux événements trop élevée sans augmenter la détection de vrais événements de transport.

La figure 2.5 présente la relation entre la masse d’un échantillon de sédiments et le taux de transport moyen de l’événement détecté pour les six algorithmes testés. Sur les graphiques, la durée de l’événement est représentée par la couleur du point, r est le coefficient de corrélation de Pearson entre la masse et le taux moyen et a , la pente de la relation de régression linéaire entre la masse et le taux moyen. La relation entre la masse de l’échantillon et le taux moyen de l’événement est faible pour tous les algorithmes testés. Toutefois, pour chaque fenêtre de lissage (5 pas, 11 pas et 21 pas) testée, la relation est plus forte pour les algorithmes qui utilisent un lissage par la moyenne des extrêmes. Aussi, on remarque qu’il y a une tendance

aux échantillons les plus lourds d'être des événements de durée plus grande.

Afin de déterminer quel algorithme reproduit au mieux la masse déposée dans la trappe, on a calculé une série temporelle de masse cumulée simulée (Fig. 2.2a). La série temporelle de masse cumulée simulée est obtenue en faisant l'intégrale de la série temporelle des taux instantanés. Le tableau 2.6 présente les différences de masse calculées entre la masse totale estimée et la masse totale donnée par la cellule de charge ainsi que la somme de la masse des échantillons à chacun des tests de sédiments. Les valeurs négatives de Δ_{test} indiquent que la masse simulée par tous les algorithmes est presque toujours plus grande que la masse du signal brut de la cellule de charge. Ceci peut s'expliquer par le changement graduel du signal de la cellule de charge dans le temps (creep) qui peut donner lieu à des variations négatives du signal. Le retrait des fluctuations négatives du signal permet de réduire l'écart entre la masse totale de sédiments et celle estimée avec les algorithmes. La masse estimée est plus proche de la masse ajoutée dans la trappe pour la plupart des algorithmes qui utilisent une courte fenêtre de lissage. De plus, la masse simulée par les algorithmes qui utilisent un lissage par la moyenne des extrêmes est plus près de la masse réelle que les masses simulées avec les algorithmes qui utilisent la moyenne mobile.

L'analyse des résultats des tests de simulation d'événement de transport permet de dégager plusieurs conclusions. Pour l'ensemble des tests, une petite fenêtre de calcul crée davantage de détections erronées ce qui rend ces algorithmes peu fiables. Aussi, on remarque que le lissage par la moyenne mobile est plus sévère que le lissage par la moyenne des extrêmes en détectant moins d'événements de transport, vrais et faux événements confondus. Ceci s'explique par le fait qu'un sédiment ou groupe de particules tombant dans la trappe peut augmenter la masse très subitement et qu'avec un calcul par moyenne mobile, la différence est très atténuée puisqu'elle est pondérée sur la longueur de la fenêtre de calcul. Les algorithmes avec les fenêtres de calcul plus petites semblent donner un meilleur résultat pour

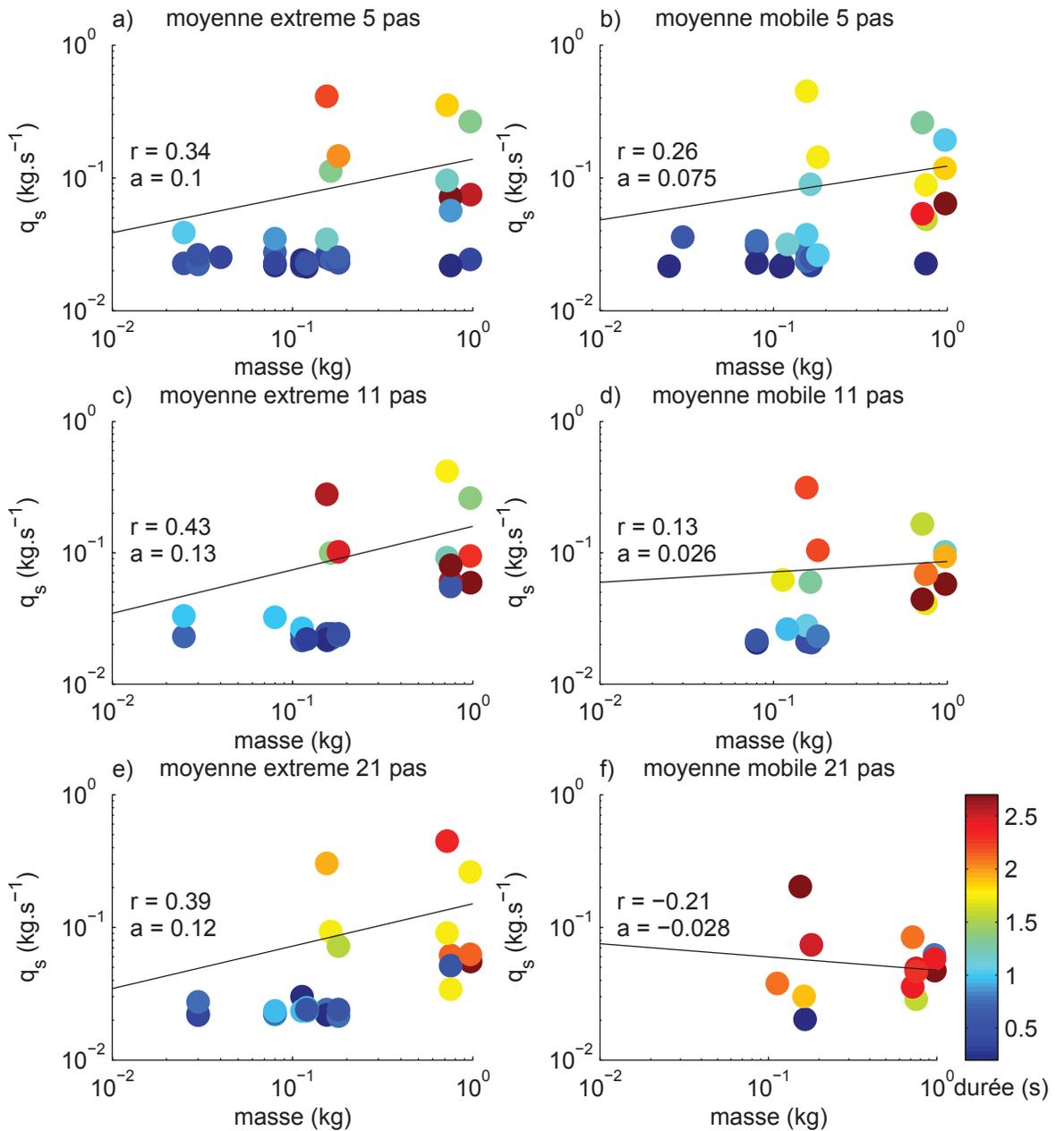


FIGURE 2.5: Relation entre le taux de transport moyen estimé (q_s) et la masse d'un échantillon de sédiments associée à l'événement de transport. r est le coefficient de corrélation de Pearson entre q_s et la masse, a est la pente de la droite de régression linéaire estimée. Les points sont colorés en fonction de la durée estimée de l'événement de transport.

Algorithme	Test1		Test 2		Test 3		Test 4		
	Δ masse estimée	Δ test							
moyenne mobile	ME5	0,49	-0,58	2,09	-1,06	1,62	-1,26	0,70	-0,28
	ME11	0,31	-0,40	2,12	-1,09	1,28	-0,92	0,46	-0,05
	ME21	0,24	-0,33	1,90	-0,87	0,97	-0,61	0,38	0,04
moyenne des extrêmes	MM5	0,38	-0,47	1,70	-0,67	1,28	-0,92	0,57	-0,16
	MM11	0,19	-0,28	1,26	-0,22	0,88	-0,53	0,32	0,09
	MM21	0,03	-0,12	0,96	0,08	0,73	-0,37	0,21	0,21
masse totale des échantillons		0,285		7,34		1,73		1,5	
masse totale (signal brut)		-0,09		1,03		0,36		0,42	

TABLE 2.6: Résultats des masses totales d'échantillons de sédiments estimées pour chaque test avec différents calculs. La masse totale des échantillons correspond à la somme de la masse des sédiments déposés dans la trappe pour chaque test. La masse totale du signal brut correspond à la masse mesurée par la cellule de charge lorsque tous les échantillons d'un test sont dans la trappe. Δ masse estimée représente la masse totale estimée par la courbe de masse cumulée simulée. La courbe de masse cumulée simulée est obtenue par l'intégrale de la courbe des taux de transport instantané. Δ test représente la différence de la masse finale entre la courbe de masse cumulée brute et la courbe de masse cumulée simulée (*brute - simulée*). Une différence négative indique que la courbe de masse cumulée brute a une valeur plus faible que la courbe de masse cumulée simulée.

estimer la masse totale déposée dans la trappe, car les masses finales estimées sont plus proches que celle des fenêtres de 21 pas de temps. Étant donné que le traitement de la série brute retire les fluctuations négatives et considère davantage d'événements de transport lorsque le lissage s'effectue sur une courte fenêtre, on obtient une estimation finale de la masse plus près de la réalité. On observe ceci probablement à cause d'un certain délai dans la détection de la masse tombée dans la trappe. L'analyse orientée sur la détection d'événements individuels de transport s'effectue mieux avec un code plus sévère au détriment de la sous-estimation de la masse totale mesurée. Aussi, les algorithmes procurent des résultats plus fiables quand les taux de transport sont élevés (test 2) que lorsqu'ils sont faibles (test 1,3 et 4). Finalement, étant donné à la capacité de détection de la cellule de charge et le fonctionnement des algorithmes, les faibles masses qui tombent dans la trappe peuvent ne pas être détectées ce qui peut causer une sous-estimation du flux de sédiments en faible condition de mobilité.

Suite à cette analyse, on choisit les algorithmes qui utilisent la moyenne des extrêmes pour lisser la série temporelle de masse cumulée. Cette méthode de lissage est choisie puisque les taux de transport moyens associés aux masses déposées dans la trappe suivent une relation plus forte que ceux obtenus avec la moyenne mobile et que les algorithmes qui utilisent cette méthode reproduisent mieux la masse totale déposée dans la trappe. On choisit l'algorithme de plus longue fenêtre de calcul de lissage (21 pas de temps), car il procure un maximum de détections d'événements tout en minimisant le nombre de faux événements de transport. La fenêtre de 21 pas de temps concentre la détection autour d'un seul point dans le temps. Afin de voir l'effet des six méthodes de lissage sur les variables calculées (taux de transport moyen, durée moyenne des événements et intervalle moyen entre événements successifs), on a traité les deux séries de masses cumulées obtenues pour chacune des crues avec chaque algorithme. La taille de la fenêtre de calcul semble influencer surtout le nombre d'événements détectés. C'est donc la variable d'inter-

valle entre le début de deux événements de transport ainsi que la fréquence des événements de transport qui est sujette à davantage d'erreurs. On observe que ce sont les moyennes d'intervalle de temps entre les événements de transport de la crue de faible intensité qui varient le plus en fonction de la longueur de la fenêtre de lissage. Pour la crue de forte intensité, la moyenne d'intervalle de temps entre les événements de transport varie peu d'une fenêtre de calcul de lissage à une autre. L'intervalle de temps moyen est plus grand lorsque la fenêtre de calcul est plus grande, ce qui est probablement causé par un nombre réduit de fausses détections. La moyenne des taux de transport ainsi que la durée moyenne des événements de transport changent peu d'un algorithme à l'autre, et ce pour les deux intensités de crues différentes. Étant donné que l'algorithme ME21 (moyenne des extrêmes sur 21 pas de temps) détecte moins de faux événements de transport que les lissages effectués sur une plus petite fenêtre de temps, l'intervalle de temps moyen peut difficilement être inférieur à la valeur estimée avec cet algorithme. Les algorithmes avec davantage de fausses détections augmentent la fréquence des événements de transport détectés et réduisent l'intervalle de temps estimé entre eux.

2.3 SCHÉMA GÉNÉRAL DE L'ANALYSE DES DONNÉES

L'analyse des données permet d'étudier les relations des variables d'écoulement et de transport des sédiments lorsque le débit change lors d'une crue à Béard. Les caractéristiques de l'écoulement moyen ainsi que les statistiques turbulentes moyennes sont estimées pour chacune des séries temporelles de fluctuations de vitesse obtenues lors des deux crues. Les moyennes échantillonnées à différents moments lors de la montée de la crue permettent de construire des relations à la manière de la géométrie hydraulique. Aussi, on utilise l'analyse conditionnelle sur les signaux de fluctuations de vitesse afin de détecter les structures turbulentes co-

hérentes. L'analyse conditionnelle est un type d'analyse quantitative du signal de vitesse qui permet d'identifier des types de structures turbulentes cohérentes en fonction de critères statistiques propres à un événement. Les algorithmes de détection des structures turbulentes cohérentes choisis pour l'analyse sont la méthode des Quadrant (Lu et Willmarth, 1973) et la méthode U-Level (Luchik et Tiederman, 1987). La première méthode identifie les structures turbulentes du cycle d'éjection-incursion et la seconde identifie les grandes structures turbulentes cohérentes de l'écoulement. Une fois les signaux de vitesse traités avec les algorithmes de détection (Quadrant et U-Level), on estime des variables qui permettent de caractériser la structure de l'écoulement turbulent et de caractériser les structures turbulentes.

Afin de caractériser le transport des sédiments, trois variables sont estimées. Pour chaque événement de transport individuel détecté par l'algorithme, on estime le taux instantané moyen et la durée de l'événement. Aussi, on calcule l'intervalle de temps entre le début de deux événements de transport pour tous les événements de transport. L'ensemble des événements de transport est regroupé par classe de débit ($0,5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ - $3,5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) dont l'intervalle est de $0,25 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui permet de voir les changements des valeurs moyennes des variables et de leur variabilité pour différents débits. Aussi, on compare les distributions de fréquence des variables de transport en charge de fond pour les deux crues.

Finalement, les moyennes des variables d'écoulement sont estimées pour chaque événement de transport individuel. On fait la comparaison avec des moments où il n'y a pas de transport. Pour ce faire, on échantillonne aléatoirement la série temporelle dans les moments où il n'y a pas de transport et on calcule la moyenne des variables instantanées d'écoulement sur une fenêtre de temps caractéristique des événements de transport.

3 RÉSULTATS

Ce chapitre présente les résultats du projet de recherche sous la forme d'un article scientifique qui a été écrit en collaboration avec André G. Roy.

3.1 INTRODUCTION

Recent studies have shown the role played by individual turbulent flow structures on the displacement of sediment particles over a bed (Dey *et al.*, 2011; Dwivedi *et al.*, 2011; Paiement-Paradis *et al.*, 2011). They highlight the role of turbulent coherent flow structures, especially sweeps on the initiation of particle motion. Sweeps can provide a force large enough during a sufficient amount of time to cause the entrainment of particle as they generate strong longitudinal force gradients. This is associated with a reduction in the magnitude of ejections (Dey *et al.*, 2011). Similar results were reported in earlier studies of Thorne *et al.* (1989) and Nelson *et al.* (1995) have measured turbulent flow while sediments were mobile in order to provide quantitative evidence supporting the visual observations of Drake *et al.* (1988) on the role of sweep structures on bedload transport. Coupled with a high magnitude force, sediment entrainment occurs when turbulent flow structures are of longer duration (Nelson *et al.*, 1995; Diplas *et al.*, 2008; Valyrakis *et al.*, 2010; Dwivedi *et al.*, 2011). At low flow conditions, particle motion is linked to the probability that a turbulent event has a force and a duration that overlap the critical threshold of particle entrainment (Valyrakis *et al.*, 2010). In numerical simulations incorporating a fine characterization of the spatial variability of the bed and of the flow, these variables were found to have

an effect on bedload movement (Schmeeckle et Nelson, 2003).

These findings on the effect of coherent turbulent flow structures on particle motion come mainly from laboratory studies by the means of flow visualization and velocity measurement over a mobile bed (Nelson *et al.*, 1995; Valyrakis *et al.*, 2010; Dey *et al.*, 2011; Dwivedi *et al.*, 2011). Only a few experiments have investigated the role of turbulent flow structures on bedload transport in natural environments (Drake *et al.*, 1988; Thorne *et al.*, 1989; Paiement-Paradis *et al.*, 2011). This can be explained by the challenge of measuring flow and sediment movement at the time scale of turbulence in the field especially when particles are mobilized at high flow stages. Recent results from a natural environment showed that a strong longitudinal and vertical flow acceleration of opposite signs are linked to particle movement as bedload (Paiement-Paradis *et al.*, 2011). These small scale flow fluctuations are embedded within larger patterns of flow acceleration and deceleration (Marquis et Roy, 2011) and thus the magnitude of a flow structure can be reinforced or damped by the interactions with larger flow pulsations.

Previous *in situ* observations were mainly conducted at low flow stages. The observed behavior may be different at higher flow conditions as the scale of the large-scale turbulent flow structures may vary with discharge (MacVicar et Roy, 2007b). In addition, the forcing of the flow by bed morphological features causes flow non-uniformity. In decelerated or accelerated flow, turbulent flow structures differ from what is observed in steady, uniform flow conditions. In a decelerated flow, turbulent intensities are higher than in uniform or accelerated flows (Kironoto et Graf, 1995) and the flow has a strong vertical component toward the water surface (Song et Chiew, 2001; Yang et Chow, 2008). In non-uniform flows, there is a departure from the normal longitudinal velocity profile caused by the vertical velocity that is orientated toward the bed (accelerated) or toward the water surface (decelerated) and creates a redistribution of Reynolds shear stresses (Yang et Chow, 2008). In rivers, we also observe a pattern of flow deceleration and acceleration linked with the pool and riffle unit transition

(MacVicar et Roy, 2007a; Thompson, 2007). Very little is known about the scaling of turbulent flow structures in non-uniform flow conditions at different flow stages. In high stage conditions, flow becomes more homogeneous and the scale of the larger turbulent flow structures decreases with flow velocity (MacVicar et Roy, 2007b). Because the flow pattern changes with flow stage, questions are raised on the role of coherent turbulent flow structures on bedload transport. Findings from laboratory studies under conditions of low particle mobility conditions may not be applicable to high flow conditions in a natural gravel-bed river as the behavior of bedload transport changes with flow stage.

Bedload transport can be divided into three different phases according to Ashworth et Ferguson (1989). The phase of transport is as a function of bedload transport intensity and of the level of exceedance above the critical threshold of particle entrainment. In gravel-bed rivers, bedload transport equations with threshold for motion fail to predict transport rate at low flow conditions that can be associated with phase I (Lavelle et Mofjeld, 1987; Recking *et al.*, 2012). Reasons for this can be that bedload transport processes show temporal intermittency (Gomez *et al.*, 1989) related to the low mean shear stress exerted on the bed by the turbulent flow and that forces provided by turbulence vary greatly in time and space (Schmeeckle et Nelson, 2003). At flow conditions close to the critical bed shear stress, bedload intermittency is high (Singh *et al.*, 2009). Because bedload processes are highly discontinuous, a probabilistic analysis is better suited to portray its variable nature (Habersack, 2000). In a probabilistic approach, the bedload transport process is viewed as a succession of discrete periods when particles are moving interrupted by those when particles are at rest. The variables are the step length and the rest periods as described by Einstein (1950). The classical strategy for documenting the process generally rests on the use of particle tracers. Most studies have shown that the distribution of travel distances are strongly skewed with a heavy right tail (Ergenzinger et Schmidt, 1990; Schmidt et Ergenzinger, 1992; Habersack, 2001; McNamara et Borden, 2004; Liebault *et al.*,

2012). The distributions are generally well fitted by a Gamma function (Habersack, 2001; McNamara et Borden, 2004) or an exponential model (Ergenzinger et Schmidt, 1990; Schmidt et Ergenzinger, 1992). Other researchers have focused their attention on an Eulerian approach to bedload variables like the transport rate (Kuhnle et Willis, 1998) and the time interval between bedload movements (Ancy *et al.*, 2006; Turowski, 2010). This less classical approach to Einstein's (1950) theory has also led to important insight into bedload process as it allowed for scaling bedload transport variability at different flow stages (Kuhnle et Willis, 1998; Turowski, 2010). This research has shown that the frequency distributions of the bedload transport rate at low flow conditions are more rightly skewed than those at higher discharges because of the presence of rare events (Ancy *et al.*, 2006; Singh *et al.*, 2009). In our study, the analysis is based on Einstein's (1950) approach and relies on the detection of individual bedload transport events from a bedload transport rate signal. From the sampled time series of bedload, we derived bedload variables such as transport rate, event duration and time interval between consecutive transport events. The objectives of the study are to (1) investigate the effect of discharge on the mean and turbulent flow statistics and the scale of the coherent turbulent flow structures and on the statistics of bedload transport events and (2) relate the properties of the turbulent flow to those of bedload transport events.

3.2 METHODOLOGY

3.2.1 Field Site and Data Collection

The field site, Béard creek, is located in Southern Québec, Canada. Béard creek is a small gravel-bed river in an agriculture area mainly cultivated fields and forest. The study reach is straight and has a riffle-pool fluvial style. The bed topography is shown in Figure 3.1a. Bedload and velocity time series were measured at a cross section located at the entrance of a pool unit as shown in Fig. 3.1b. Channel width

and depth at bankfull discharge ($2.5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) are 6.8 m and 0.7 m respectively. The gravel-bed is composed of particles with a median size of 45 mm (Fig. 3.1d) and the bed slope is 1%. The experimental design is based on concomitant measurements at a high temporal resolution of bedload transport rates and of the near-bed streamwise (U) and vertical (W) flow velocity components during a flood. Because the study is concerned with the change of the near-bed hydraulics at a range of discharges and with the relationships between turbulent variables and bedload transport, we did not sample spatially in the riffle-pool unit. We focused the sampling at a point in the active bedload transport zone.

At Béard creek, the installation of a temporary bridge that crossed the river from bank to bank allowed us to measure flow and bedload at high flow conditions. The bedload is sampled with a Birbeck pit trap installed in the thalweg just downstream of the bridge. The trap is equipped with a load cell that records the accumulated mass of sediments. More details about the sediment sampler are provided in Marquis et Roy (2012). Velocity measurements were taken with a vertical array of four Marsh-McBirney electromagnetic current meters (ECMs) placed 13 cm upstream of the open slot of the bedload sampler. The probes have a diameter of 13 mm and measure the flow velocity in a spherical volume that is 2.5 times the probe diameter. The first probe was positioned at 10 cm above the bed and the other probes are 10 cm apart on a vertical wading rod. The rod is attached to a support installed on the bridge thus giving more stability for measuring in high flow conditions and also serving as a referencing system for subsequent sampling. The ECMs were preferred to other instrument (e.g. ADVs) because (1) they are reliable in a very turbulent and high velocity flow (MacVicar *et al.*, 2007), (2) they are easily deployed on a vertical rod and (3) they do not offer much resistance to the flow at high stages. The load cells and the ECMs were wired to the same data logger to ensure simultaneity of measurements. The sampling frequency was set to 10 Hz for both instruments. The water surface slope was monitored by two pressure gauges installed upstream and

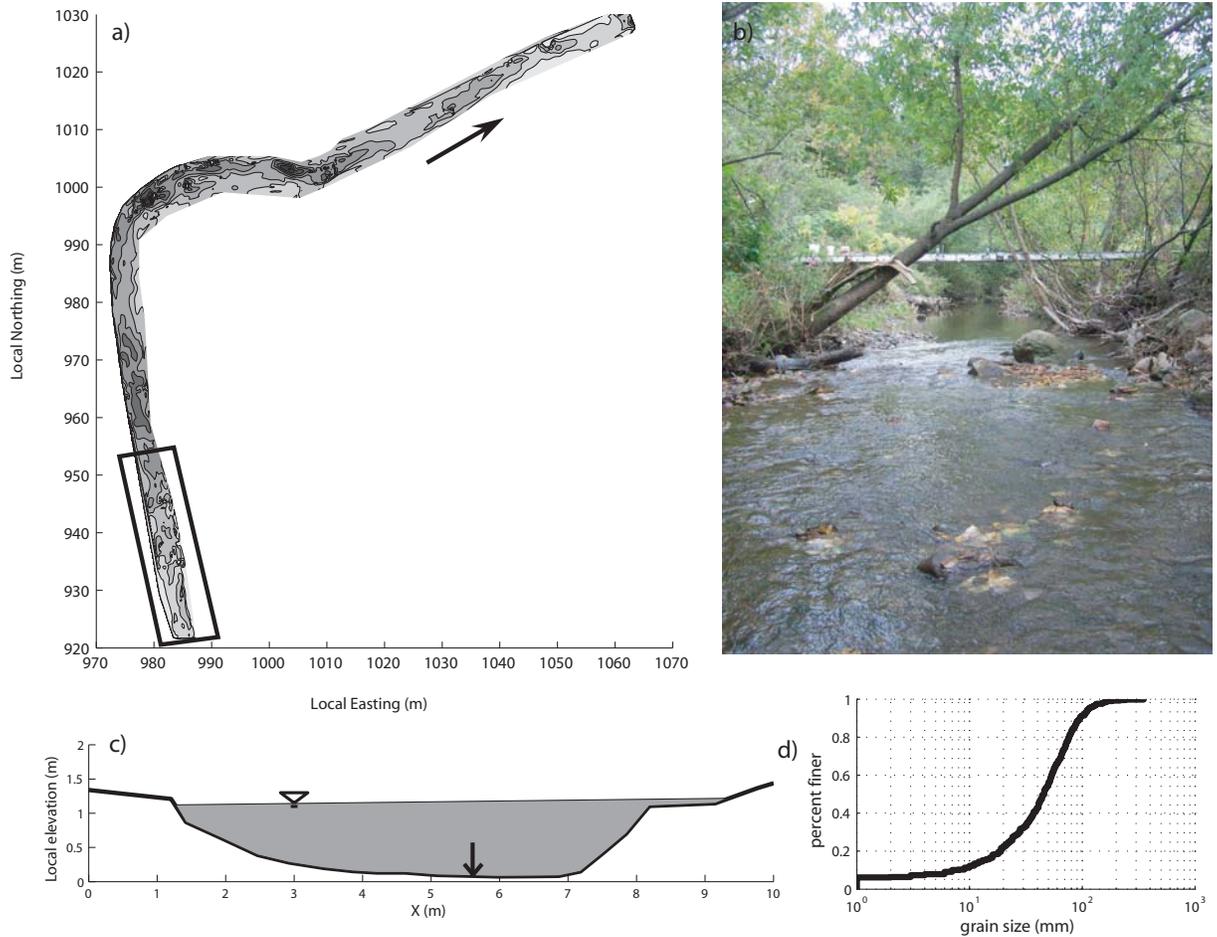


FIGURE 3.1: a) Bed topography of Béard creek with flow direction indicated by the arrow. b) Downstream view of the study section illustrated by the enclosed area on the bed topographic map. c) Channel cross section at the bridge with water level at $5.5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. The vertical arrow indicates the location of the ECMs installed on the wading rod. d) Cumulative frequency distribution of particle b axes based on a Wolman pebble count ($N = 400$).

downstream of the pit trap and the discharge was estimated using a stage-rating curve.

Velocity and bedload transport data were obtained for two floods at the end of the 2011 summer season (Fig. 3.2). The first flood event has reached a peak discharge of about 220% the bankfull discharge while the peak of the second flood is 60% of the bankfull stage (Table 3.1). For both floods, we sampled during the rising limb of the hydrograph because the trap can fill very rapidly. The sampling was initiated at the beginning of the flood in order to make sure that we could record both bedload transport and flow turbulence data. The length of the recording for the first flood event

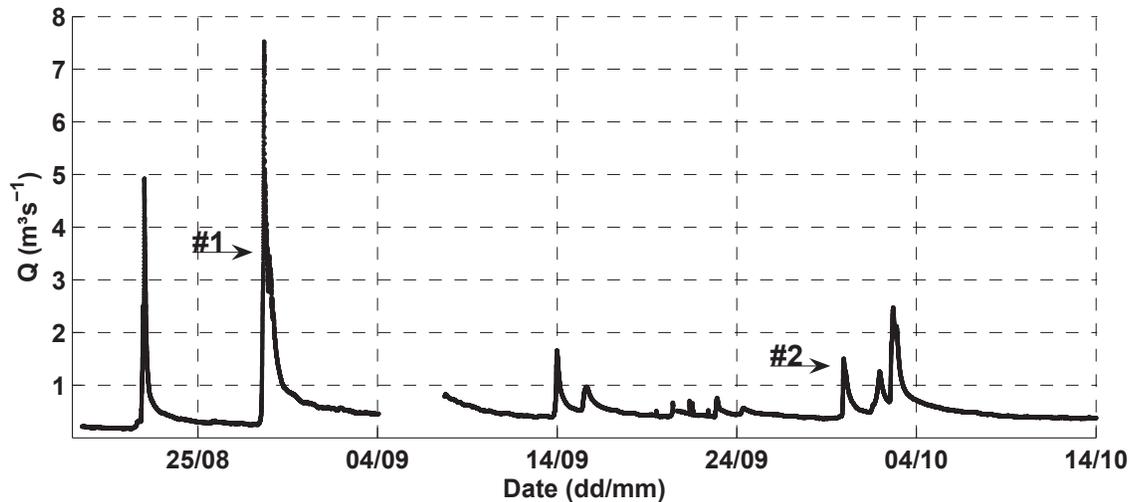


FIGURE 3.2: Flow hydrograph for the two sampled events.

is 58 minutes. We did not sample for the entire duration of the rising limb because the intensity of the flood made standing on the bridge very unsafe. The time series of the second flood last for 165 minutes. Sub-critical flow conditions and very turbulent flow conditions ($Re > 120\,000$) were observed during both sampling periods. At the highest flow stage, the ratio of the width over the depth is over 5 suggesting that secondary circulation should be at a minimum (Rodriguez et Garcia, 2008).

3.2.2 Pre-analysis

Because both sets of measurements were done at the end of the summer season and early fall, the flowing water contained a large amount of organic debris (e.g. leaves, woody debris) that restricted the use of the flow velocity measurements to the probe located nearest to the bed. In order to only analyze velocity data of good quality, we visually inspected the time series and discarded parts of the signals that were unusable due to the effect of organic debris. This resulted in a set of shorter velocity time series of different length that last longer than a minute during which the flow is considered to be steady (Table 3.1). The minimum length of usable velocity time series is set to one minute because shorter time series lead to unreliable tur-

bulent statistics (Buffin-Belanger et Roy, 2005). The time series cover a wide range of discharges from $0.41 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ to $5.43 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. The times series were defiltered to remove the effect of the analogue R/C filter in the ECMs measurements. We also removed the spikes present in the signal by using the filter of Goring et Nikora (2002) and the electronic noise above the Nyquist frequency with a third-order Butterworth filter. We did not rotate the velocity signal. A summary of flow conditions and of time series characteristics is provided in Table 3.1.

The objective of the pre-treatment of the bedload dataset is to develop a method that can detect and isolate individual bedload transport events from the load cell signal. This approach is based on the assumption that bedload sediment transport is composed of discrete events. A bedload transport event is defined as a moment of a given duration where the instantaneous transport rate is higher than zero ($q_s > 0$). An event occurs when a particle or a group of particles fall into the pit trap. In order to develop an effective algorithm, we did a series of tests at low stage in the field. Each test consists of a reproduction of a cumulated sediment mass time series using particles and group of particles of known weight and dimension. In order to cover the range of bedload conditions, we selected samples of average mass ranging from 0.03 kg to 0.82 kg and of size ranging from sand (2 mm) to particle with a b axis length of 94 mm . These samples were dropped in the trap where their effect was recorded by the load cell. We dropped 9 to 12 samples within each test for a total of 42 sediment samples tested. We used these data to develop an algorithm to identify individual bedload transport events. Details of the samples used in one of the tests are presented in Table 3.2. The algorithm used the raw signal of the load cell to which we applied the following steps : (1) smoothing ; (2) calculation of instantaneous transport rate ; (3) the deletion of instantaneous transport rates lower than 0.02 kg.s^{-1} which corresponds to the threshold of detection of the load cell and (4) the deletion of bedload events shorter than 2 time lags. An example of the processing of the signal is illustrated in Figure 3.3. Different algorithms were developed

TABLE 3.1: Summary of the flow conditions and of the velocity times series characteristics. Length of the velocity time series, S is the water surface slope and β is the non-uniformity parameter.

#Time Series	Length (s)	$Q(m^3.s^{-1})$	Q/Q_{bf}
Flood 1 $Q > Q_{bf}$			
1	159,8	2,72	1.1
2	147,0	3,01	1.2
3	129,8	3,32	1.3
4	63,8	3,54	1.4
5	128,8	3,65	1.5
6	303,8	4,15	1.6
7	128,8	4,60	1.8
8	193,8	5,19	2.1
9	172,8	5,43	2.2
Flood 2 $Q < Q_{bf}$			
1	372,9	0,41	0.2
2	79,2	0,41	0.2
3	60,1	0,58	0.2
4	71,8	0,64	0.3
5	64,8	0,66	0.3
6	106,8	0,67	0.3
7	65,8	1,31	0.5
8	101,8	1,33	0.5
9	111,8	1,35	0.5
10	93,8	1,37	0.5
11	107,3	1,41	0.6
12	73,8	1,44	0.6
13	87,8	1,47	0.6
14	81,8	1,48	0.6
15	189,8	1,79	0.6
16	69,8	1,50	0.6
17	121,8	1,50	0.6
18	123,8	1,49	0.6
19	65,8	1,49	0.6

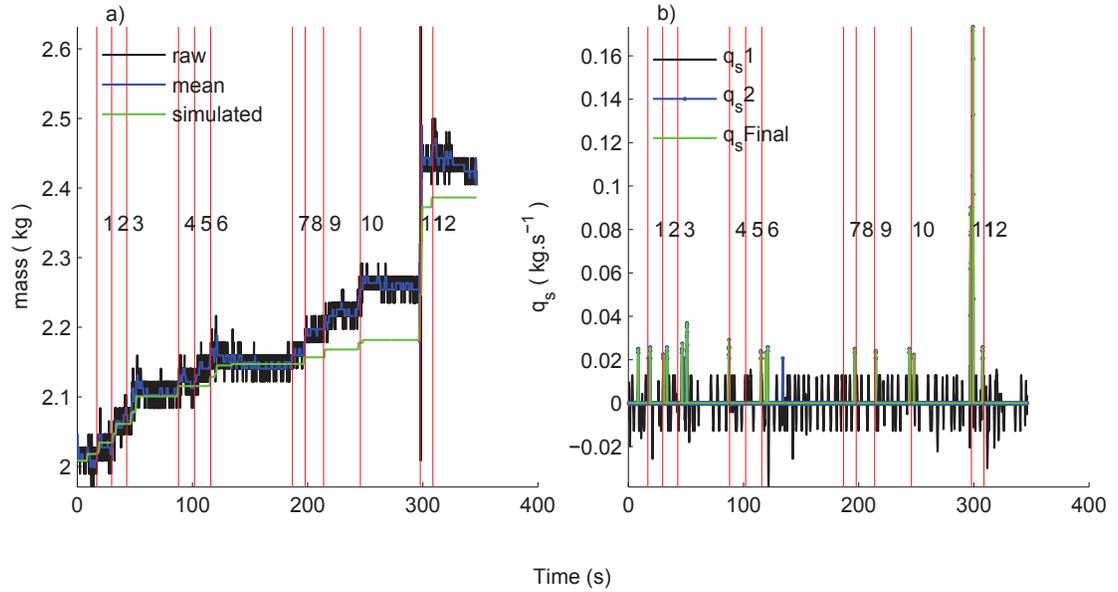


FIGURE 3.3: a) Processing of the bedload signal. The vertical red lines represent the moments when we dropped sediments into the pit trap and the numbers identify the sample. The mean curve is obtained after smoothing. b) Instantaneous bedload rates as a function of time. q_{s1} represents the instantaneous transport rate obtained after the estimation using the slope of a linear regression on a one second time window. q_{s2} is the instantaneous transport rate after removing sediment transport rates lower than $0.02 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$. q_{final} is the instantaneous sediment rate after removing the events shorter than two lags. The simulated curve in a) is the integral of the q_{final} curve in b).

by changing the smoothing method and the size of the averaging estimation window (w). We tested two smoothing methods are the moving average and the extreme average. The moving average method calculates a centered value by making the sum of the values weighted by w over the total length of the time window. The extreme mean method calculates a centered value by averaging the maximum value and the minimum value estimated over the time window w . Tested time windows are 5 lags, 11 lags and 21 lags time window where one lag is 0.1 s . The calculation of the instantaneous bedload transport rate time series is done by fitting a linear regression over a one second moving window on the smoothed cumulated sediment mass time series. The instantaneous bedload transport rate at each time lag corresponds to the slope of the regression on the centered time window. The developed algorithm must correctly identified most of the real bedload transport events while minimizing the number of false detections.

Sediment sample	Total of events detected												Number of false detections
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
mass (kg)	0,12	0,18	0,08	0,12	0,18	0,08	0,11	0,18	0,08	0,12	0,18	0,08	
axe b	1.77 <	1.77 <	1.77 <	x <	x <	x <	16	15	14	56	52	43	
(mm)	x < 2.83	x < 2.83	x < 2.83	1.77	1.77	1.77	(23)	(22)	(22)	(1)	(1)	(1)	
ME5	1	1	1	1	0	1	0	1	1	1	1	1	10
ME11	0	0	0	0	1	0	0	1	0	1	1	1	5
ME21	1	1	0	1	0	1	0	1	1	1	1	1	9
MM5	0	0	1	0	0	0	1	1	1	1	1	1	7
MM11	0	0	1	0	0	0	0	1	0	1	1	1	5
MM21	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	1

TABLE 3.2: Characteristics and results of sediments samples from test 4. In this table, 0 = event not detected, 1 = event detected. The number in parentheses indicates the number of particles for each sample. ME refers to the algorithm using the extreme mean method and MM refers to the moving average method. The number indicates the length of the averaging time window in lags (each lag is 0.1 s).

Results from the test (Table 3.2) indicate that the algorithm with different sets of parameters works best for higher mass sample. Very small mass samples are more easily detected from shorter averaging time window and when the sediment sample is composed of a group of particles. However, the algorithm using a short averaging time window are less reliable compared to the longer averaging time window because they detect bedload transport events that should be considered part of the same event. The moving average is more severe than the extreme average and it does not identify some bedload events in the pit trap that are detected with the extreme average method. Also, the simulated mass with extreme average is closer to the real mass than the moving average method. Results from the bedload tests (Table 3.2) indicate that the algorithm that performs best is the one using the extreme average method with a time window of 21 lags .

3.2.3 Analysis

3.2.3.1 Mean flow variables

We estimated mean flow and mean turbulent properties for each velocity time series. These consist of the mean longitudinal (U) and vertical (W) flow velocity, the relative turbulent intensity defined by the ratio of the standard deviation of the velocity time series over the mean longitudinal velocity, the mean normal longitudinal ($-\langle \rho u'^2 \rangle$) and vertical ($-\langle \rho w'^2 \rangle$) Reynolds stress, the Reynolds shear stress ($-\langle \rho u'w' \rangle$) and the turbulent kinetic stress, τ_k , as estimated by

$$\tau_k = 0.75\rho K_1(\langle u'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle) \quad (3.1)$$

where K_1 is 0.19 based on the value suggested by Biron *et al.* (2004) and MacVicar et Roy (2007a). The two methods of calculation of the bed shear stress were used in the study of MacVicar et Roy (2007a) in the high turbulent flow conditions of a gravel-bed creek. We plotted all mean flow variables and mean turbulent variables against

Q in order to develop hydraulic geometry relationships for the near-bed hydraulics in the thalweg. The Spearman correlation coefficient, r , and the slope, a , of the relations are estimated for all flow variables. We characterized the non-uniformity of the flow with the parameter β (eq. 3.2) of Afzalimehr (2010).

$$\beta = \frac{Y}{\tau_k}(\gamma(-S_b + S)) \quad (3.2)$$

In this equation, Y , is the water depth, τ , is the bed shear stress, γ , is the specific weight of water, S_b , is the bed slope and S , is the water surface slope. In the calculation, we use the turbulent kinetic stress (eq. 3.1) as the bed shear stress value. When $\beta > -1$ the flow is decelerating and when $\beta < -1$, the flow is accelerating.

3.2.3.2 Turbulent flow structures

The mean duration of coherent flow structures was estimated using the autocorrelation function of the U and W flow velocity components. The autocorrelation function, r_{ls} , is estimated at different time lags, t . The integral time scale (ITS) is computed by integrating the autocorrelation function to the time T where r_{ls} is not different from zero.

$$ITS = \int_0^T r_{ls}(t) dt \quad (3.3)$$

The quadrant technique was used to detect individual turbulent flow structures (Lu et Willmarth, 1973). This technique relies on the velocity fluctuations signal of the longitudinal and vertical components of the flow and it has been commonly used in previous studies of turbulent flow structures in gravel-bed rivers (e.g. Robert *et al.*, 1996; Buffin-Belanger et Roy, 1998; Marquis et Roy, 2006; MacVicar et Roy, 2007b). With this method, an ejection (Q_2) is detected when $u' < 0$ and $w' > 0$, a sweep (Q_4) when $u' > 0$ and $w' < 0$, an outward interaction (Q_1) when $u' > 0$ and $w' > 0$ and an inward interaction (Q_3) when $u' < 0$ and $w' < 0$. A threshold, H , based on

the departure of the absolute instantaneous Reynolds shear stress from the mean stress can be used to detect higher momentum flow structures, but here we used no threshold. The contribution (TQ) of each individual type of turbulent flow structures to the entire velocity signal is evaluated by the percentage of time occupied by each quadrant event in a velocity time series. This is done using the ratio of the time associated to a quadrant structure over the total time of the time series. We have estimated the duration of each quadrant event for all velocity signals.

In order to detect the largest coherent flow structures present in the flow, we used the U-Level technique without a threshold. The U-Level method detects a high-speed flow structure when the longitudinal flow velocity fluctuations (u') is greater than zero and a low-speed structure when $u' < 0$. For each velocity time series, we estimated the mean duration of low- and high-speed turbulent flow structures. The analysis of the relationship between the duration of coherent flow structures and the frequency used the same method developed by Paiement-Paradis *et al.* (2003) and MacVicar et Roy (2007b). In this analysis, we extracted the slope, b , of the frequency-duration log-log relation. The strong relationship between structure duration and frequency of the large turbulent structures indicates the self-organization of the turbulent flow. We used b as a quantity that represents the time scale of the flow as a steeper slope means that there are fewer long duration flow events while a gentler slope indicates the presence of long duration events in the velocity signal.

3.2.3.3 Bedload analysis

We applied the algorithm to detect all bedload events from the load cell signal of the two floods. All bedload events are characterized by a mean transport rate (q_s) and a duration. We also estimated the time interval between consecutive bedload events and the frequency of bedload events for each one minute time increment in the bedload transport time series. In order to investigate the relationship of bedload variables with discharge, we binned all bedload events by $0.25 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ increments and estima-

ted mean and standard deviation of bedload variables. The statistical properties of the bedload transport events are investigated using the frequency distributions for the two floods.

3.3 RESULTS

3.3.1 Mean flow and mean turbulent variables

Relationships between mean flow variables and mean turbulent flow properties against discharge for all velocity time series measured during the two floods are shown in Figure 3.4. All variables except W and S are well represented by positive power relations. The Spearman correlation coefficients (r) show a strong link for most variables and all r are significantly ($\alpha = 0.05$) different from zero except for $ITRU$. All variables are strongly intercorrelated. All data points from both floods plot on a same line showing a consistent behavior of the near-bed hydraulics in the thalweg for different flow stages. U reaches a value as high as 2.5 m.s^{-1} when the flow is above the bankfull level (Fig. 3.4a). The exponent a shows that U increases at a fast rate with Q at the entrance of the pool unit and is similar to other values in the literature (Milan *et al.*, 2001). At low flow, W has a low magnitude and becomes directed toward the bed (Fig. 3.4b). Above Q_{bf} , W increases faster than at low flow and is directed toward the water surface. Relative turbulent intensities (Fig. 3.4c, d) and normal Reynolds stresses (Fig. 3.4e, f) have higher exponent for the vertical velocity component than for the longitudinal velocity component. This could be linked to the increasing contribution of banks frictions to turbulence production. Reynolds (Fig. 3.4g) and turbulent kinetic shear stresses (Fig. 3.4h) increase at the same rate. The normal stress of the U and W velocity components of the flow increase both faster than the mean velocity and reach values about an order of magnitude higher than the Reynolds and turbulent kinetic shear stress. Both normal stresses, $-\langle \rho u'^2 \rangle$ and $-\langle \rho w'^2 \rangle$, cover four orders over the range of discharges. At high

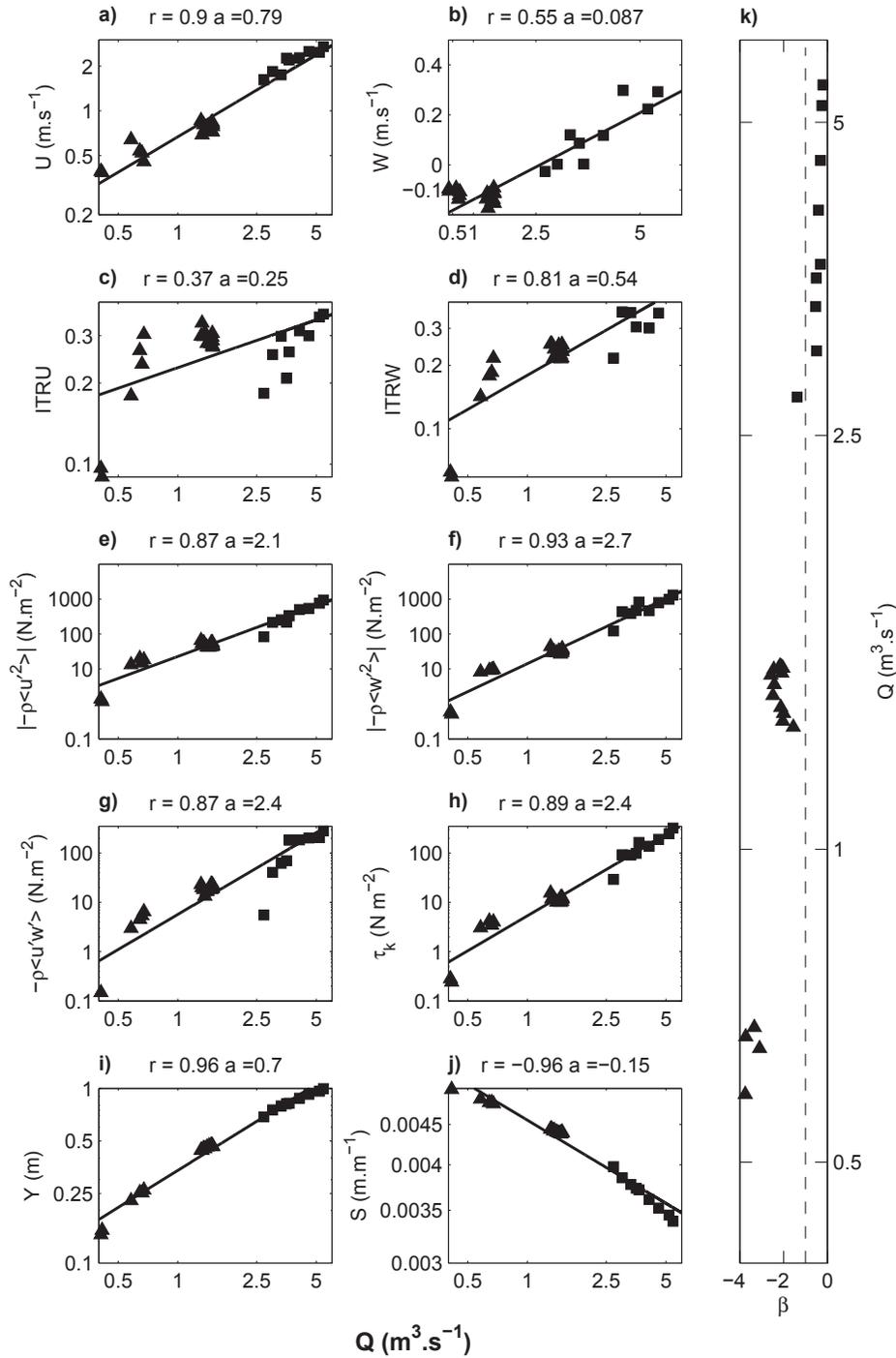


FIGURE 3.4: Relations between mean and turbulent flow variables with discharge. a) Longitudinal mean velocity (U), b) Vertical mean velocity (W), c) Longitudinal turbulence intensity ($ITRU$), d) Vertical turbulence intensity ($ITRW$), e) Longitudinal normal stress ($|\rho < u'^2 >|$), f) Vertical normal stress ($|\rho < w'^2 >|$), g) Reynolds shear stress ($-\rho < u'w' >$), h) Turbulent kinetic stress (τ_k), i) Water depth (Y), j) Water surface slope (S) and k) β the non-uniformity parameter. Squares represent flood #1 ($Q > Q_{bf}$) and triangles represent flood #2 ($Q < Q_{bf}$). r is the Spearman correlation coefficient of the variable and a is the exponent of the power law relation. All plots are on logarithm scales except the W and β plot where there are negative values.

flow velocity, the turbulence is very high. Variations of the water surface slope in the study reach indicate that as stage rises, the water surface is less steep (Fig. 3.4j). This could be related to the diminishing effect of the topographical forcing caused by the pool riffle morphology at higher water levels. We observed that the change in the orientation of the vertical velocity is linked to change in the non-uniformity parameter, β (Fig. 3.4k). At stages under Q_{bf} , the vertical flow is directed toward the bed and parameter β indicates that the flow is accelerating. As stage level rises, the vertical current is reversed. When discharge is over Q_{bf} , W is directed toward the water surface and β shows a decelerated flow. These observations are similar to laboratory studies results (Kironoto et Graf, 1995; Song et Chiew, 2001; Yang et Chow, 2008; Afzalimehr, 2010). At the study site, the type of flow non-uniformity changes with stage (Milan *et al.*, 2001).

3.3.2 Coherent turbulent flow structures

Figure 3.5 presents the time contribution (TQ) of each type of turbulent flow structures as detected by the quadrant analysis to the entire velocity signal for a hole size of 0. Maximum duration of events is scaled by the size of the circle. We observe that $Q2$ and $Q4$ turbulent events always dominate over $Q1$ and $Q3$ events for the whole range of discharge values considered. At low discharge, maximum duration of turbulent events is higher than at high flood stage. Also, we see that the contributions of $Q1$ and $Q3$ are larger when Q is over Q_{bf} as the contributions of $Q2$ and $Q4$ tend to decrease. In the highly turbulent flow, the flow structure shows a tendency toward homogenization. This observation is related to the change in the correlation, r_{uw} , between the fluctuations of the U and W velocity components (Table 3.3). At low discharge, r_{uw} has a mean value of -0.43 typical of the turbulent boundary layer. In contrast, as Q increase the mean value decrease to -0.24, thus indicating a more isotropic turbulent flow. Figure 3.6 presents typical time matrices of the quadrant turbulent events for five discharge values on a ten seconds time window. The matrices,

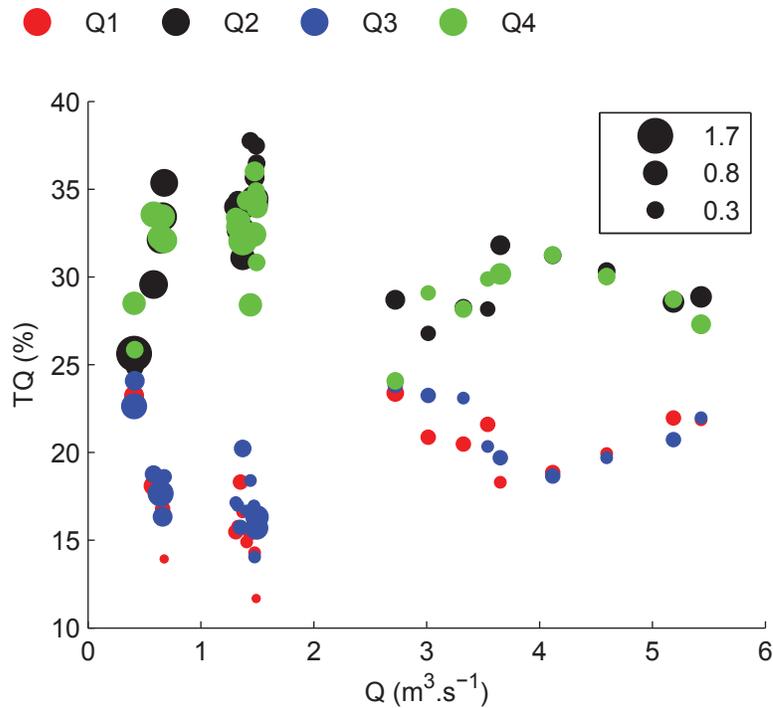


FIGURE 3.5: Time contribution (TQ) of individual turbulent flow structures for a hole size of 0. Circle size represents the maximum event duration (s).

clearly show that at low discharge $Q2$ and $Q4$ turbulent events dominate the flow structure. We also observe that their duration becomes shorter when discharge increases. In high flow conditions, turbulent events rapidly switch from a type to another and lead to an increase in their respective frequency.

Average sizes of coherent flow structures are smaller for high flow stages compared to a low flow stage (Table 3.3). Smaller values of $ITSu$ and $ITSw$ mean that the flow shows less coherency. At low flow conditions, there is more variability of $ITSu$ value for the $1 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ discharge compared to higher discharges ($2.7 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$) the $ITSu$ variability is low. $ITSu$ is more variable than $ITSw$ for all discharge values investigated here and $ITSu$ is almost always larger. The tendency towards shorter turbulent events is also seen in the decrease with discharge of the mean duration of large-scale flow structures detected with the U-Level method. The mean duration of high- and low-speed structures is shorter for over bankfull discharge values. In general, low-speed flow structures last longer than high-speed flow structures. In order

Flood 1						
$Q > Q_{bf}$						
# Time series	$Q(m^3.s^{-1})$	$ITSu(s)$	$ITSw(s)$	$HS(s)$	$LS(s)$	r_{uw}
1	2,72	0,32	0,08	0,43	0,48	-0.05
2	3,01	0,14	0,07	0,35	0,35	-0.13
3	3,32	0,08	0,07	0,31	0,32	-0.20
4	3,54	0,08	0,07	0,32	0,31	-0.22
5	3,65	0,17	0,07	0,33	0,35	-0.35
6	4,12	0,08	0,07	0,30	0,30	-0.38
7	4,6	0,08	0,07	0,32	0,32	-0.31
8	5,19	0,07	0,07	0,29	0,29	-0.24
9	5,43	0,08	0,07	0,29	0,30	-0.25
Flood 2						
$Q < Q_{bf}$						
# Time series	$Q(m^3.s^{-1})$	$ITSu(s)$	$ITSw(s)$	$HS(s)$	$LS(s)$	r_{uw}
1	0,41	0,76	0,22	0,6	0,58	-0.16
2	0,41	0,29	0,14	0,55	0,56	-0.04
3	0,58	0,35	0,15	0,74	0,69	-0.28
4	0,64	0,35	0,23	0,61	0,61	-0.34
5	0,66	0,35	0,17	0,57	0,6	-0.46
6	0,67	0,45	0,2	0,64	0,79	-0.48
7	1,31	0,23	0,27	0,54	0,59	-0.43
8	1,33	0,35	0,12	0,52	0,55	-0.50
9	1,35	0,89	0,12	0,51	0,48	-0.44
10	1,37	0,5	0,16	0,5	0,54	-0.34
11	1,41	0,3	0,12	0,5	0,52	-0.47
12	1,44	0,28	0,12	0,49	0,63	-0.49
13	1,47	0,29	0,15	0,46	0,5	-0.53
14	1,48	0,24	0,08	0,48	0,48	-0.56
15	1,79	0,36	0,11	0,64	0,65	-0.45
16	1,50	0,2	0,08	0,54	0,53	-0.54
17	1,50	0,3	0,12	0,5	0,52	-0.53
18	1,49	0,21	0,08	0,46	0,52	-0.51
19	1,49	0,14	0,08	0,41	0,48	-0.54

TABLE 3.3: Integral Time Scale of the longitudinal ($ITSu$) and vertical ($ITSw$) velocity components. HS and LS , are the mean duration of high-speed and low-speed coherent flow structures respectively. r_{uw} is the correlation between the u' and w' velocity fluctuations.

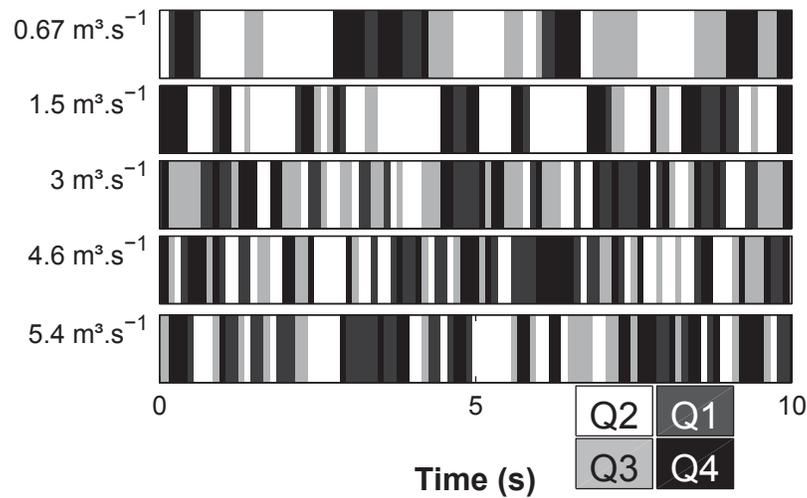


FIGURE 3.6: Typical turbulent flow structures time matrices for five discharge values. The cells are coloured according to the event it represents.

to examine the scaling of these macroturbulent flow structures present in the turbulent flow, we estimated the slope, b , in the log-log relations between the frequency and duration of the structures (Fig.3.7a). Figure 3.7a illustrates a typical frequency-duration plot observed for all velocity time series. Figure 3.7b presents the relation of b with discharge for both high- and low-speed flow structures. The negative relation means that as the water level increases, the largest flow structures become shorter in time than at lower discharges. The observed values of b range from -0.5 to 2.1 and are very similar to those presented by MacVicar et Roy (2007b) who have measured in a non-uniform flow in a riffle-pool sequence in a gravel-bed river. Non-uniformity and fast flow conditions create together shorter flow structures as the flow tends to homogenize. When the discharge is over the bankfull stage, turbulence is very high (Fig. 3.4) and coherent turbulent flow structures stand out less than at lower discharges.

3.3.3 Bedload transport variables

To investigate the relations between the characteristics of the individual bedload transport events and discharge, we estimated the mean and the standard deviation

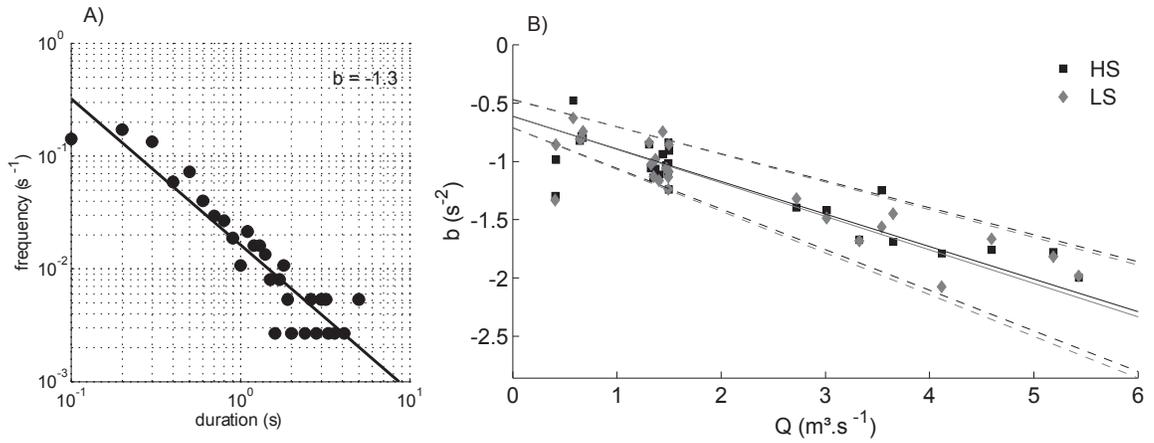


FIGURE 3.7: A) Typical plot of the frequency-duration relation of the large-scale turbulent flow structures. B) Slopes of the log-log frequency-duration relation for all velocity time series plot against discharge. *HS* and *LS* are the high-speed and low-speed respectively. Solid lines represent the linear regression relation and dashed-lines indicate the 95% confidence intervals.

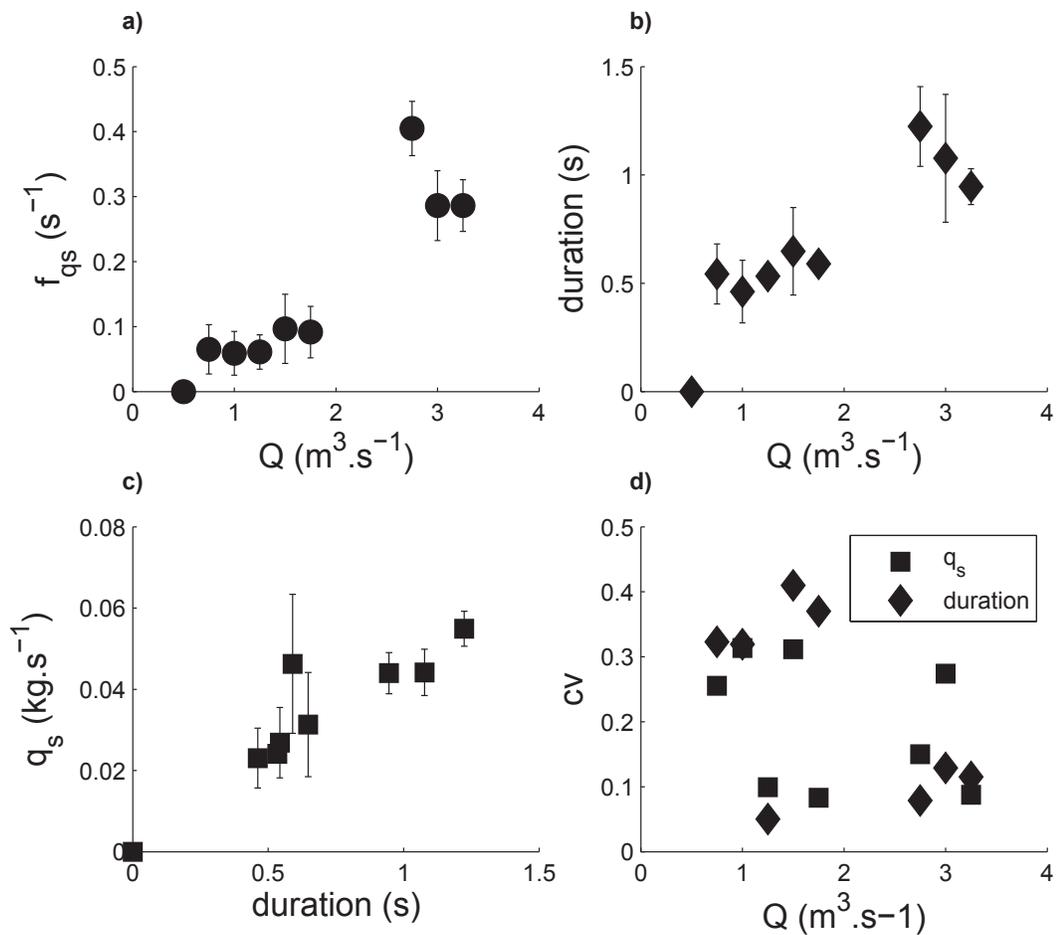


FIGURE 3.8: Mean bedload variables for a range of discharge values. f_{qs} is the bedload event frequency, duration of individual bedload events, q_s is the mean instantaneous transport rate, cv is the coefficient de variation (standard deviation over the mean).

of all transport events binned at every $0.25 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ for discharges from 0.5 to 3.5 $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. The frequency of individual bedload events slowly increases under the bankfull stage and rises rapidly once this level is exceeded (Fig. 3.8a). The variability of the frequency is steady for the range of discharges investigated. Values of mean duration of individual bedload transport events range from 0.5 s to 1.2 s (Fig. 3.8b). Duration of bedload events is typically to the time scale of the high- and low-speed large turbulent flow structures, but shows an opposite tendency with discharge. Bedload transport processes become more continuous as the frequency and duration of individual events increase with discharge. The proportion of time with transport in the trap defined as the ratio of the sum of bedload events duration over the total time (interval time + event duration) changes from 5% when the flow ranges between 20 and 60% of the bankfull level to 25% when the flow range is 110-120% of the bankfull discharge. The intensity of individual bedload transport events is also strongly related to its duration (Fig. 3.8c). Variability of event duration and of the mean rate of bedload transport is higher at low flow conditions (Fig. 3.8d). The greatest variability of the mean transport rate is observed when the transport is most intermittent. This occurs when the flow exerts a low mean shear stress on the bed, but when the flow is characterized by a high relative turbulent intensity (Fig. 3.4).

Figure 3.9 presents the relative frequency distributions of the mean transport rate, bedload transport events duration and the time interval between consecutive bedload transport events. The distributions are made for all measured bedload events for both floods thus allowing us to compare their behavior for an over (Fig.3.9a) and under (Fig.3.9b) bankfull stage. The intermittent nature of bedload transport processes is captured by the identification of the characteristics of individual events. Data tend to be represented by a two-parameter Gamma distribution, but data are not significantly fitted to the models as indicated by a Kolmogorov-Smirnov tests ($\alpha = 0.05$) (Table 3.4). In general, distributions mode are underestimated by the Gamma models. All of the distributions are right skewed and have a heavy tail. Distributions of event duration

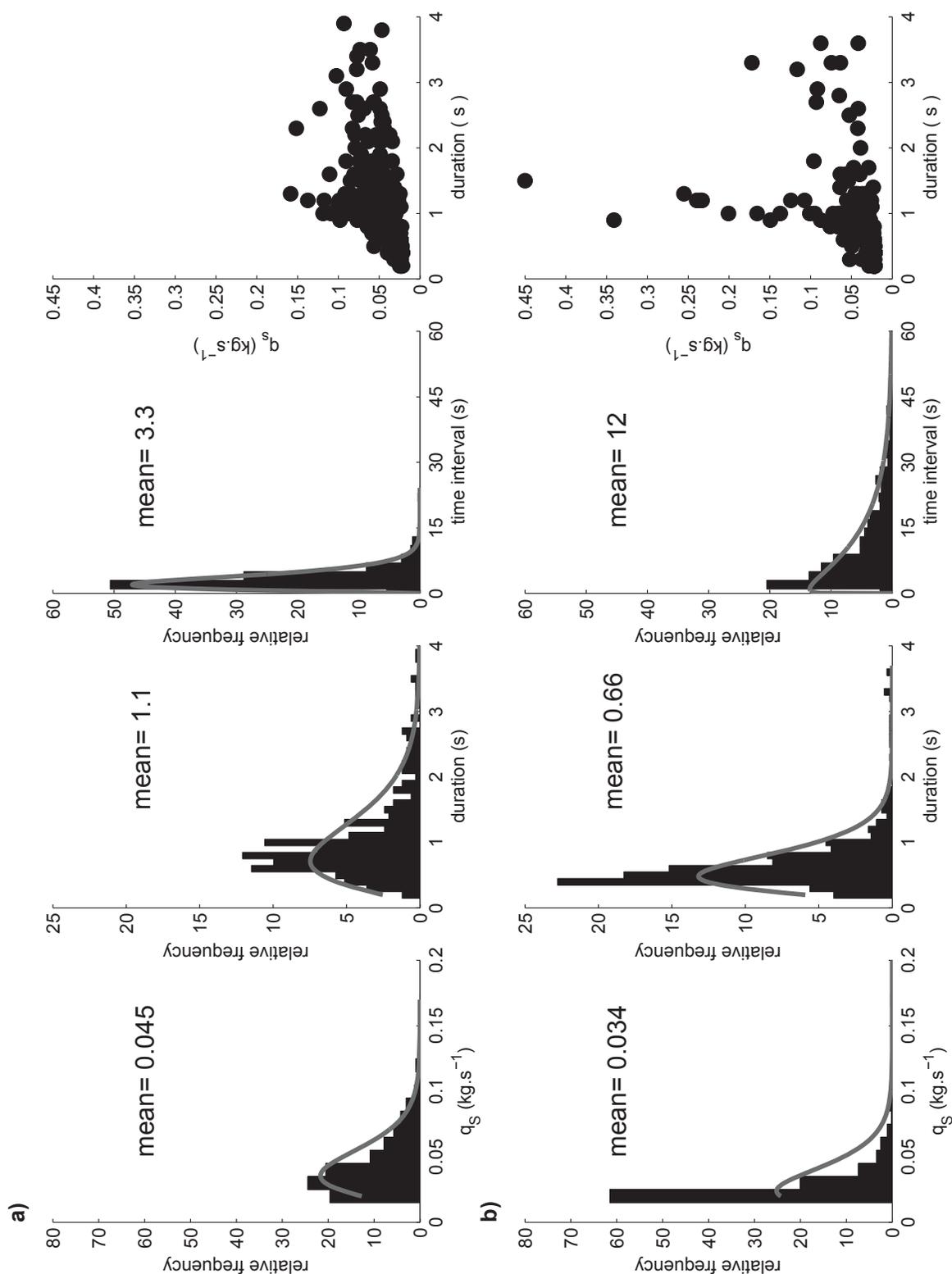


FIGURE 3.9: Relative frequency distributions for the mean transport rate of bedload events, q_s , duration of bedload events and the time interval between two consecutive bedload events. The grey line show the adjusted Gamma distribution. a) Distributions for the bedload event when $Q > Q_{bf}$ and b) when $Q < Q_{bf}$ flood. N = 331 in a) and N = 553 in b).

and time intervals are both rightly skewed which highlights the stochastic behavior of the bedload transport process. For each variable, the shape of the distribution differs for the two levels of discharges. Distributions of mean transport rate (q_s) and event duration have smaller kurtosis values for the over bankfull flood suggesting that their shape is flatter (Table 3.4). The time interval between events is the variable most affected by discharge. There is a clear difference between the shapes of the distribution for the two floods. The shape of the distribution of the time intervals for the lowest flood has an exponential form as the shape parameter (Table 3.4) is very near one while the distribution form of the events during the largest flood is narrow. In the bedload stochastic theory, the time without sediment transport is a more important variable than the time when particles are moving. These results support this hypothesis.

3.3.4 Individual bedload events and flow turbulence

The association between turbulent flow variables and bedload transport events is made by comparing turbulent flow properties at the moment when transport occurs to those of when there is no sediment transport. Figure 3.10 shows the flow vertical acceleration against the flow longitudinal acceleration for the individual transport events and for randomly selected moments when there is no sediment transport. Average flow acceleration for the no transport events are calculated on a time window corresponding to the average duration of the bedload event for each flood. The plots show different behaviors for the two floods. The pattern of the flow acceleration observed during the small flood has a preferential orientation aligned along the quadrants of opposite signs. In this plot, 27% of the data with transport are outside of the 95% ellipse of no transport data. Also, we see on Figure 3.10a that most of the transport dots are located in the quadrants of opposite signs. In contrast, the data for the largest flood (Fig. 3.10 b) show no preferential orientation and there is a large scatter in the data. Even if the absolute values are higher, flow acceleration seems

Flood	Bedload variables	$\langle x \rangle$	σ	sk	k	θ_b	c	$K - S$
$Q > Q_{bf}$	$q_s(kg.s^{-1})$	0.045	0.023	1.76	6.86	4.9 (4.2-5.7)	0,009 (0.008-0.011)	0.0004
	duration (s)	1.1	0.8	2.6	13.4	2.95 (2.6-3.4)	0,37 (03-0.4)	0
	time interval (s)	3.3	2.4	2.6	15.6	2.56 (2.2-3)	1,29 (1.1-1.5)	0.0002
$Q < Q_{bf}$	$q_s(kg.s^{-1})$	0.034	0.034	7	65.3	3.45 (3.1-3.9)	0,01 (0.009-0.011)	0
	duration (s)	0.7	0.5	3.5	19.5	3.71 (3.3-4.2)	0,18 (0.16-0.2)	0
	time interval (s)	12.4	14	2.7	13.9	1.09 (0.98-1.2)	11,39 (10-13)	0.007

TABLE 3.4: $\langle x \rangle$ (mean), σ (standard deviation), sk (skewness), k (kurtosis) of the bedload variables distributions. θ_b is the shape parameter, c is the scale parameter of the Gamma probability density function, $K - S$ are the p-values from a Kolmogorov-Smirnov test ($\alpha=0.05$). Values in parentheses are the 95% confidence interval on the Gamma parameters.

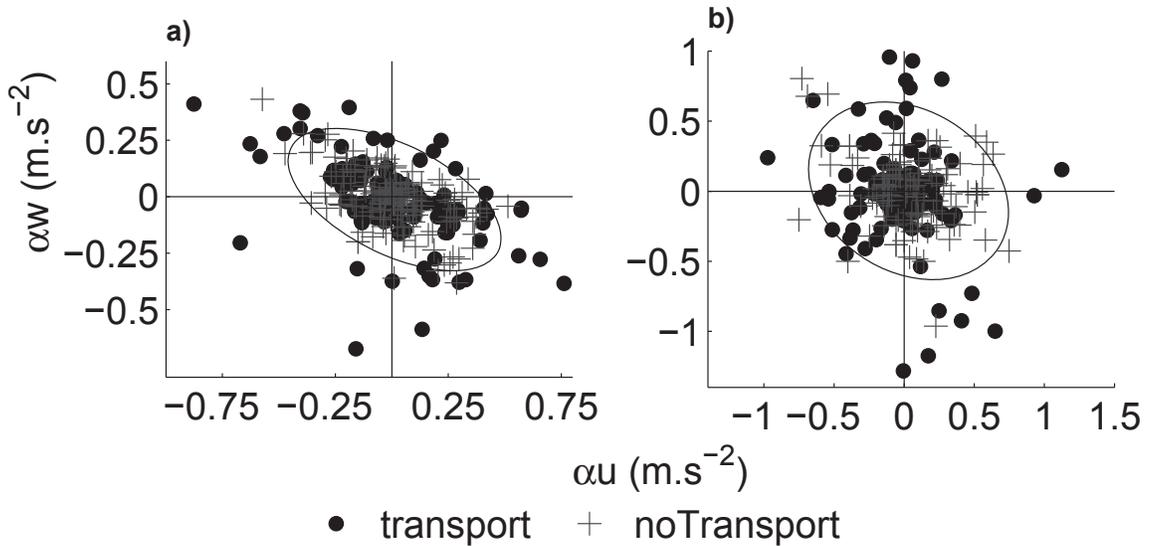


FIGURE 3.10: Plot of the vertical flow acceleration, αw , against the longitudinal flow acceleration, αu for bedload events when $Q > Q_{bf}$ (a) and $Q < Q_{bf}$ (b). The black ellipse on both plots contour 95% of the events where there is no bedload transport.

to play a less important role on bedload movement. This suggests that the force provided by turbulence may have an effect on the displacement of bed particles at low flow conditions. At a turbulent time scale, periods of strong flow acceleration are characteristics of transition phase between turbulent flow structures where the Reynolds shear stress is lower because velocity fluctuations (u' and w') are damped and switch signs. Thus bedload events with strong flow velocity acceleration are poorly linked to the Reynolds shear stress. However, the interface between successive turbulent flow structures could be characterised by a high shear that is not captured by the Reynolds shear stress value. Another explanation to the relationship between flow velocity acceleration and bedload events could be related to the cumulated effect of the forces applied on the bed. Bed particle has more chance to be entrained when the magnitude of the turbulent event applying a force on it is high enough for a sufficient duration (Diplas *et al.*, 2008; Valyrakis *et al.*, 2010). This could explain why transport occurs just after a peak in velocity fluctuations as reported in some studies (e.g. Schmeeckle et Nelson, 2003) and would correspond to a moment where flow velocity acceleration is high.

The role played by individual turbulent flow structures detected by the quadrant method is investigated in Figure 3.11 where we present the proportion of all bedload events associated with a given type of turbulent flow structures where the stress was at its maximum. For the lowest flood (Fig. 3.11a), the maximum Reynolds stress occurring during sediment transport event is mainly done by ejection and sweep structures. These turbulent flow structures are more frequently presented at low flow, but their percentages of occurrence during bedload events are higher than their time proportion in the flow (Fig. 3.5). As in the relation with the flow acceleration, there is no preferential tendency of bedload events to be associated with a particular quadrant type structure for the over bankfull stage values (Fig. 3.11b). Outward ($Q1$) and inward ($Q3$) turbulent flow structures contribute negatively to the Reynolds shear stress. Figure 3.11 and especially 3.11b show that bedload movement occurs under negative instantaneous Reynolds shear stress. This suggests that the process of bedload transport is not well predicted by the variations of the Reynolds shear stress at a fine time scale as almost half of bedload events in the largest flood are related to a decrease in bed shear stress. It also hints that in non-uniform and high velocity flows, average Reynolds shear stress may not always be positive.

3.4 DISCUSSION

This study reports field data on turbulence and bedload transport measured simultaneously in a gravel-bed channel. The data cover a wide range of discharges from very low flow, $0.41 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, to an over bankfull stage, $5.5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, allowing for the understanding of the change in the turbulent flow and the bedload processes with discharge. It is one of the rare studies that documents simultaneously the fine hydraulics boundary conditions and bedload transport during a flood in a natural environment. The study provides insight on the scaling relations of coherent turbulent flow structures and the change of the turbulent flow field as average flow velocity increases. The analysis of bedload process focused on individual bedload trans-

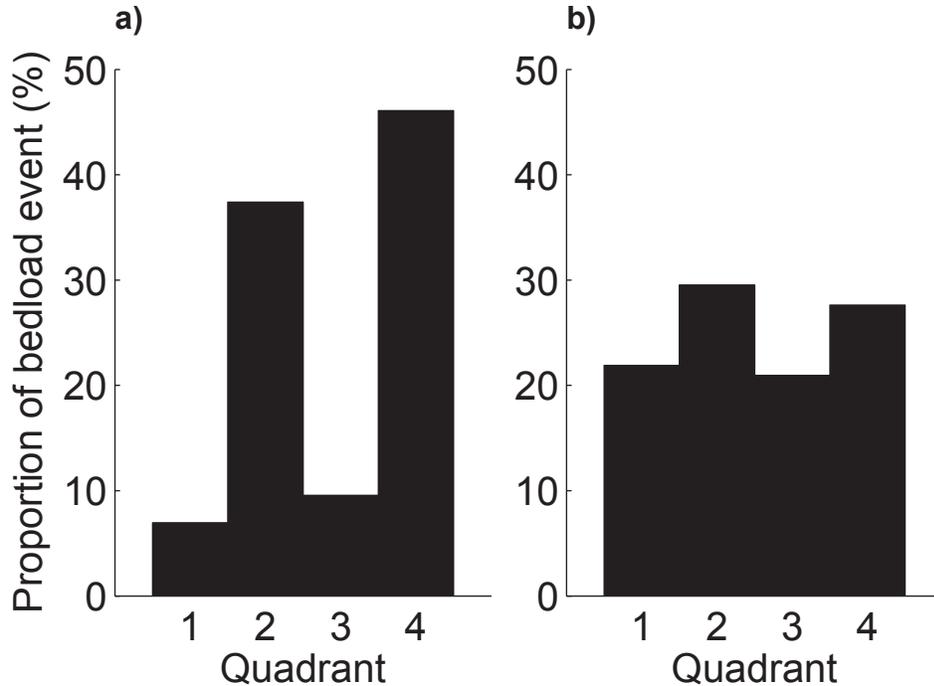


FIGURE 3.11: Proportions of bedload events where the maximum Reynolds shear stress is associated with a type of flow structure over the total of bedload events. a) $Q > Q_{bf}$ flood and b) $Q < Q_{bf}$ flood.

port events detected with a newly developed algorithm. Results concerning bedload transport are related to the probabilistic theory of Einstein (1950) on sediment transport and are based on bedload variables sampled in a Eulerian fashion. We observed that individual bedload transport events are associated with longitudinal and vertical flow velocity acceleration and deceleration especially when flow stage is below the bankfull level.

Linking bedload transport events to the turbulent properties of the flow is very difficult principally because of methodological issues. In the field, it is even harder because one has to catch a flood. Among available instruments measuring bedload transport, we used a pit trap combined to a load cell that allowed us to get high frequency measurements recorded continuously in flood conditions. Other Eulerian bedload transport surrogate measurement, like motion picture, satisfy these criteria but cannot work at high flow velocity when organics debris and suspended sediments prevent from seeing the bed clearly. The principal difficulty in this study rests on the

way bedload events are defined at a very fine time scale. Even if we chose the best algorithm, there is some uncertainty related to the detection of bedload events. Some part of bedload events at low transport rate can be missed due to the detection capacity of the load cell leading to an underestimation of bedload fluxes while others detected events could be unreal. This might affect the shape of bedload variables frequency distributions. In our study, the length of the velocity time series did not enable us to characterize the low frequency flow pulsation (Marquis et Roy, 2011) and to relate them to the migration of bedforms (Gomez *et al.*, 1989). Obtaining long high resolution velocity time series may be complicated in a rapidly changing flow and it may be extremely difficult to detect flow pulsations and to assess their role on sediment transport.

3.4.1 Mean flow and mean turbulent variables

In Béard creek, as the water level rises, the water surface slope decreases and tends to flatten once the discharge is over the bankfull stage. This behavior of the water surface slope is often seen in riffle-pool systems (Whiting, 1997; Milan *et al.*, 2001). This is related to the diminishing effect of the relative flow depth as the water level rises in the channel thus creating a smoother water surface at high water levels (Whiting, 1997). From the near-bed shear stress and water surface slope measurements, we were able to see that at low stage, the flow is accelerating while at high stages, the flow is decelerating at our site. The changing pattern of convective flow acceleration can be linked to the variation of the topographical forcing and to the direction of the vertical flow velocity in the thalweg. An important characteristic of non-uniform flow is the non null vertical velocity. At all flow stages, average W was never null. Even if the current meters were carefully aligned with the flow, probe misalignment may account for a small error on the estimation of the average vertical velocity. The trends, however, seem to be consistent. The tendency is that higher flow stages have higher vertical velocity magnitude and is orientated towards

the water surface. This could reflect the decelerating flow that enters the pool where there is a kind of backwater effect occurring. As seen in laboratory studies, flow non-uniformity affects the velocity profile (Kironoto et Graf, 1995; Song et Chiew, 2001; Yang et Chow, 2008; Afzalimehr, 2010), and in particular it has been observed that the average vertical flow velocity is directed towards the bed in accelerated flow and vice versa.

Results on flow variables show the consistency of the behavior of the near-bed hydraulics in the thalweg of Béard creek for increasing discharge values. We observed that the mean flow variables measured during two flood hydrographs having different shape and intensity are well described by similar log-log relationships with discharge. Other studies have reported that turbulent flow properties are stage dependent and that at high flow, bed roughness effect is damped creating a more spatially homogeneous turbulent flow (Legleiter *et al.*, 2007). Measurements of Reynolds shear stress, turbulent kinetic stress and both normal stresses ($-\rho \langle u'^2 \rangle$, $-\rho \langle w'^2 \rangle$) all showed a very strong positive dependency on discharge. Normal stresses reach higher values than Reynolds shear stress hinting that the contribution of $Q1$ and $Q3$ turbulent events is larger as discharge increases.

3.4.2 Scales of turbulence

Not many studies have investigated and compared the scaling of flow turbulence for a range of discharges. In general, our results on near-bed turbulence support the findings of MacVicar et Roy (2007b) on the hydraulics of a riffle-pool. The turbulent flow structure in Béard creek shows a changing behavior. At low flow to a flow near the bankfull stage, turbulence is clearly dominated by ejection ($Q2$) and sweep ($Q4$) turbulent flow structures and the correlation between the U and the W velocity component is around -0.4. This is typically observed in the turbulent flow in a gravelly channel (Robert *et al.*, 1996; Roy *et al.*, 1996). A transition occurs once the flow is above the bankfull stage. In this intense turbulent flow, individual turbulent

flow structures of Q_2 and Q_4 types still dominate the flow structure, but they have shorter duration while those of Q_1 and Q_3 types have durations similar from what was observed at a lower flow level. This creates an overall higher contribution of Q_1 and Q_3 flow structures at higher discharges. This is reflected by the reduction in the correlation between the vertical and longitudinal flow velocity fluctuations. As individual turbulent events become shorter, the flow pattern is less organized than at a lower flow stage. Turbulent events change more rapidly from one type to the other type and as a result, their frequency increases.

In parallel to the homogenization of the flow, the largest turbulent flow structures tend to become smaller at a higher flood level. Average duration of large-scale turbulent flow structures and the ITS_u both decrease with discharge. The power law relation between frequency and duration of large-scale turbulent flow structures observed at low flow (Paiement-Paradis *et al.*, 2003) and high flows (MacVicar et Roy, 2007b) hold for a very wide range of discharges. Our results show a consistent negative relation of the scaling of coherent flow structures with discharge. This negative trend observed at one point in the channel thalweg was seen at seven cross-sections in the study of MacVicar et Roy (2007b). The scaling relations of large-scale flow structures inform that at higher flow stages, higher frequency and shorter duration of turbulent events characterize the turbulent flow. This suggests a less coherent flow. Our results can be linked to the findings of Hardy *et al.* (2009) from a laboratory study where large-scale flow structures characteristics have been compared for different Reynolds numbers flow. Over a gravel bed, the flow at higher Reynolds number has a higher proportion of higher frequency flow structures and show less coherency in the lower frequency flow structures. Large-scale turbulent flow structures duration are related to the relative roughness of the bed (Hardy *et al.*, 2010). Longer duration turbulent events were found in larger relative roughness environment because of the coalescence of smaller flow structure from the protruding elements. In Béard creek, both processes could be reinforced by the increase of discharge that could

explain the observed negative trend in the scaling of the large-scale flow structures with discharge. Our results likely suggest that a threshold in the turbulent behaviour occurs near the bankfull level. This may suggest the relative role of bank friction when the water is still fully contained within the channel on the structure of turbulent flows in gravel-bed rivers.

3.4.3 Bedload transport

Studies that used particle tracers in the natural environment have shown that sediment moved by discrete steps (Ergenzinger et Schmidt, 1990; Schmidt et Ergenzinger, 1992; Habersack, 2001; McNamara et Borden, 2004). From the first movement to the last, particles are in motion only a small amount of the time (Habersack, 2001; McNamara et Borden, 2004) during in a flood. This highlights the discontinuous nature of bedload transport processes in gravel-bed rivers (Schmidt et Ergenzinger, 1992). In our study, we sampled bedload transport in an Eulerian fashion and documented its behaviour in a similar fashion as what was done in a laboratory experiment (Ancy *et al.*, 2006) and in other studies based on data measured in rivers (Kuhnle et Willis, 1998; Turowski, 2010). Other rivers based studies derived probability density function of bedload rate for specific increments of discharge or bed shear stress with data sampled from load cell (Turowski, 2010) and Helley-Smith (Kuhnle et Willis, 1998) bedload sampler. They compared their data to theoretical probability density function. However, they used bedload rate on a larger time scale instead of focusing on individual bedload event and discretizing a continuous signal as in our study. Our approach allowed us to observe that bedload events duration have a time scale comparable to that of the turbulent flow structures. Bedload transport events are slightly longer than coherent turbulent flow structures. These are of the order of a few tens of seconds to a second and is similar to other reported event time scale (e.g. Bottacin-Busolin *et al.* 2008). For the range of discharges investigated here, we observed a positive relationship between the frequency of individual bed-

load transport events with discharge. Yet, even at the highest discharge, the bedload movement recorded in the pit trap was still intermittent. As bedload events frequency increases, the time interval between consecutive events decreases. In a laboratory environment, Ancy *et al.* (2006) found that the time interval decreases with increasing flow velocity. In the bedload transport theory of Einstein (1950), the rest period is a more important variable than the event duration. However, for the largest flood, we found that the difference between event duration and time interval became smaller. To model bedload transport at high flow conditions, event duration must be considered (Habersack, 2001) as it will have an effect on the total movement of bedload.

We observed a major difference between the shape of time interval frequency distributions between the two floods. Ancy *et al.* (2006) also showed that the probability distributions of the number of moving particles have different shapes for six discharges investigated and that the distribution shapes tend to follow a normal law in higher flow conditions in contrast to low flow conditions where an exponential law describes well the experimental distributions. Our results are consistent with their observations in a way that mean transport rate and event duration distributions showed a larger departure from the normal law in the smallest flood than in the largest flood. Heavy tail and right skewed distributions are commonly observed for bedload transport variables like bedload transport rates (Ancy *et al.*, 2006; Turowski, 2010), path lengths (Ergenzinger et Schmidt, 1990; Schmidt et Ergenzinger, 1992; Habersack, 2001; McNamara et Borden, 2004; Liebault *et al.*, 2012) and rest periods. These studies found that the Gamma law (McNamara et Borden, 2004; Turowski, 2010) or exponential law (Ergenzinger et Schmidt, 1990; Schmidt et Ergenzinger, 1992; Liebault *et al.*, 2012) best describe their experimental distributions. The two-parameters Gamma model was the probability density function that tends to describe our data best, except for the time interval between consecutive events during the smallest flood event where it was an exponential law that represent better the data. Valyrakis *et al.* (2011) also observed that an exponential distribution fitted the time interval bet-

ween two successive entrainments. It is likely to reflect the non-collective movement of the bed particle that occur at flow stages under the bankfull level. As we found that Gamma distribution tend to describe the data like others studies (Kuhnle et Willis, 1998; Turowski, 2010) and the possibility to parametrize the probability density functions from field and laboratory data may provide a valuable modelling approach for simulating bedload in gravel-bed rivers.

3.4.4 Bedload transport in relation to flow turbulence

Our results allow for the comparison of the bedload transport behaviours at low and high flow conditions. At low flow conditions, we observed that strong flow acceleration at the turbulent time scale is related to the bedload movement. This confirms recent observations reported by Paiement-Paradis *et al.* (2011) where longitudinal and vertical flow acceleration of opposite signs played a role on particle incipient motion. Other studies on the relationships between turbulence and bedload transport have reported that variations of the longitudinal flow velocity is linked to the movement of bed particles (Nelson *et al.*, 1995; Bottacin-Busolin *et al.*, 2008). Also, at low flow conditions, spatial and temporal variability of turbulence is important and models that consider that show successful results (Schmeeckle et Nelson, 2003). In partial transport conditions, simulations (Schmeeckle et Nelson, 2003) and laboratory results (Valyrakis *et al.*, 2010; Dwivedi *et al.*, 2011) showed that the magnitude and duration of turbulent events exert a strong control on particle motion. In our study, we observed that coherent flow structures last longer at low flow conditions and that the flow is better organised. Also, turbulent event time scale was very near bedload event time scale. Hence, there is a greater chance at low flow conditions that a turbulent event has the necessary magnitude and duration characteristic to lead to bedload entrainment. At high flow conditions, turbulent events duration is scaled down, events frequency are higher and their magnitudes are attenuated when compared to the force of the mean flow. Turbulence shows less spatial variability (Leglei-

ter *et al.*, 2007) and bedload transport become less intermittent at high flow stages (Singh *et al.*, 2009). At high flow conditions, bedload events could be the effect of a force cumulated rapidly on bed particle. This transition from a stronger association between turbulence and bedload transport events to a dominance of the global characteristics of the flow on bedload is important. In Béard creek, this transition seems to occur near the bankfull stage and it may be related to the switch between phases in bedload sediment transport.

3.5 CONCLUSION

Not many studies have investigated the changes in turbulent properties during the rising stage of a flood. Here we provide results on mean flow and turbulent flow properties and on the scale of coherent turbulent flow structures that characterize the near-bed flow. We also documented bedload transport processes at a time scale comparable to the one of the turbulent flow using a different approach to the investigation of bedload transport in gravel-bed rivers. This approach is based on the detection of individual transport events and it seems more appropriate to establish relations with the scale of the turbulent flow structures. The algorithm that we have developed for the detection of individual bedload sediment transport events may not recognize all the events and may identify events that did not take place. Nonetheless, it seems efficient to discretize the bedload flux into a succession of transport events and to characterize the mean transport intensity, duration of events and to estimate the time interval between two successive bedload events. It appears that large scale turbulent flow structures may be an important part of the bedload transport processes at least at flow stages below bankfull where instantaneous flow variables have a positive effect on bedload motion. At high flow stages, the highly turbulent flow is more homogeneous and characterized by shorter coherent turbulent flow structures compare to low flow stages. The lower flow coherency at high flow stages could be related to the reducing effect of bed topography on flow as water level rise in the creek. Fre-

quency distributions of bedload transport variables are more characterized by rare events at low flow stages. The time interval between successive bedload transport events seems to be the most important variable for the estimation of mean bedload fluxes as this variable shown important changes with flow intensity. Results on the behavior of the turbulent flow confirm previous studies in a gravel-bed river where flow coherency has a negative trend with discharge (MacVicar et Roy, 2007b) and that Gamma distribution could well describe bedload transport in gravelly channels (Kuhnle et Willis, 1998; Turowski, 2010).

4 DISCUSSION GÉNÉRALE

Ce projet de recherche contribue à la compréhension de la dynamique fluviale en rivière à lit de graviers par l'analyse fine de l'écoulement turbulent au moment critique où les sédiments du lit sont mobiles. Les données présentées ici sont inédites et d'une grande rareté ce qui confère au mémoire une originalité certaine. De plus, nous proposons une nouvelle méthode d'analyse du transport en charge de fond basée sur la détection d'événements de transport individuels à partir d'un signal continu des taux de transport en charge de fond. Cette méthode a permis de documenter le transport par charriage à une échelle temporelle comparable à celle de la turbulence dans un environnement naturel. Grâce à l'échantillonnage de séries temporelles de vitesse simultanées à la mesure du transport des sédiments, on a pu établir des relations entre turbulence de l'écoulement et les événements de transport individuels pendant deux crues de différentes intensités.

Les principaux résultats de l'étude concernent : 1) la diminution de la cohérence de l'écoulement turbulent et de la taille des tourbillons avec le débit, 2) les différences entre les formes des distributions de fréquence des variables de transport de sédiments en fonction du débit et 3) la différence des liens entre les variables d'écoulement à l'échelle instantanée et les événements de transport de sédiments observés pour les deux crues.

Parmi les résultats importants, nous avons noté que :

1. Le type d'accélération convective de l'écoulement (accélération / décélération) change selon l'intensité de la crue à l'entrée de la mouille et l'orientation de la vitesse verticale change concurremment. Ces modifications dans le type de

non-uniformité de l'écoulement sont probablement contrôlées par la diminution de l'effet de la topographie du lit à mesure que la hauteur d'eau augmente dans le chenal. À l'entrée de la mouille lors de bas niveau d'eau, la pente du lit accélère l'écoulement qui entre dans une zone de pente plus douce. Or, à grands débits, la hauteur d'eau est élevée dans la mouille et le seuil aval agit comme un obstacle à l'écoulement ce qui crée une décélération par un effet de reflet. De plus, la turbulence intense observée lors de niveau d'eau au dessus du niveau plein-bord est peut être un effet de l'augmentation de la friction de l'écoulement avec les berges. Cette dynamique d'ajustement de l'écoulement au débit a probablement un effet sur les changements de la structure de l'écoulement turbulent. À grand débit, la turbulence est intense, les structures cohérentes turbulentes ont une courte durée, leur fréquence augmente et l'écoulement est moins cohérent et plus homogène. Lors de faible débit, la structure de l'écoulement turbulent correspond à ce qui est généralement observé en milieux graveleux, en écoulement uniforme.

2. La détection d'événements de transport individuel à l'aide de l'algorithme que nous avons développé est en lien avec la théorie stochastique du transport des sédiments d'Einstein (1950) selon laquelle le transport par charriage est constitué d'événements individuels. Ces événements de transport sont caractérisés par une durée, une intensité de transport moyenne et un intervalle de temps entre deux événements consécutifs. Les trois variables caractéristiques des événements de transport individuels tendent à se distribuer selon une fonction de densité de probabilité Gamma. L'intervalle de temps entre deux événements de transport successifs semble être la variable la plus importante pour déterminer le flux de sédiments moyen. Le transport en charge de fond a un comportement différent pour les deux intensités de débits. À faible intensité, les événements rares caractérisent davantage les distributions de fréquence qu'à grand débit. Ceci suggère que lorsque l'intensité de l'écoulement est grande,

les mouvements collectifs de sédiments sont plus fréquents et qu'à faible intensité d'écoulement le transport de sédiments est plus intermittent et constitué d'événements ponctuels.

3. Les variables instantanées et turbulentes de l'écoulement telles que l'accélération des composantes verticale et longitudinale de la vitesse de l'écoulement et les cisaillements de Reynolds associés aux structures turbulentes individuelles sont en lien avec les événements de transport de sédiments et ces liens ne sont pas identiques pour les deux intensités de débits investigués. Les variables d'écoulement instantanées sont reliées aux variables caractérisant les événements de transport lorsque la crue mobilisatrice est en dessous du niveau plein-bord. Lors de grands débits, le flux de sédiments n'est pas lié au cisaillement de Reynolds instantané puisque près de la moitié des événements de transport ont lieu à des moments où la valeur absolue instantanée maximale est négative ce qui se produit lors d'un événement turbulent de type Q1 ou Q3.

Ces analyses permettent de voir que le mouvement des sédiments en rivière de graviers peut se décrire à l'aide de certaines règles qui ne font pas intervenir directement les caractéristiques de l'écoulement et qu'elles s'ajustent selon le débit. Avec l'estimation des paramètres de distribution de fréquence sur une plus grande gamme de débit, on pourrait tester notre capacité à reproduire le signal du flux de sédiments.

Toutefois, la méthode d'analyse du transport en charge de fond que nous avons proposée comporte des limites. Elle ne nous permet pas de déterminer si l'événement de transport de sédiments est constitué d'une ou plusieurs particules. Conséquemment, on ne peut pas estimer la masse du ou des sédiments déplacés. Aussi, la détection d'événement de transport de faible masse est limitée par la capacité de détection de la cellule de charge. Ainsi, à faible taux de transport, des événements de transport de sédiments peuvent ne pas avoir été détectés par l'algorithme et faire en sorte qu'on sous-estime le flux de sédiments. Bien qu'on ait choisi l'algorithme

offrant le meilleur compromis, il existe une incertitude quant à la détection de tous les événements de transport et à la possibilité de fausses détections ce qui peut affecter les distributions de fréquence des variables de transport de sédiments. Lors du test de détection d'événements de transport de sédiments préalable, on a identifié que certains événements détectés par l'algorithme pouvaient être de faux événements. La réalisation de tests plus précis et l'amélioration de l'algorithme pourraient donner des résultats plus fiables, mais il est aussi possible que la limite de la cellule de charge pour identifier des événements individuels soit atteinte.

Les futures recherches devraient pouvoir mesurer l'écoulement en crue et obtenir de longues séries temporelles de vitesse continues. L'utilisation de courantomètres non intrusifs pourrait arriver à combler les problèmes méthodologiques rencontrés avec les senseurs intrusifs, notamment le contact avec la matière organique transportée par l'écoulement en crue. Les longues séries temporelles de vitesse permettraient d'identifier les structures de l'écoulement de faible fréquence (e.g. pulsation telles que montré par Marquis et Roy, 2011) et de détecter leur imbrication avec les plus petits événements turbulents. Il est important d'étudier cette dynamique en période de crue où les formes du lit, le transport des sédiments et l'écoulement sont en interrelations et en action. Ultimement, l'avancement des connaissances sur la dynamique du transport des sédiments en charge de fond pourra permettre de mieux comprendre les ajustements morphologiques du chenal dans les cours d'eau dominés par ce type de charge sédimentaire.

RÉFÉRENCES

- AFZALIMEHR, H. (2010). Effect of non-uniformity of flow on velocity and turbulence intensities over a cobble-bed. *Hydrological Processes*, 24(3):331–341.
- AFZALIMEHR, H. et ANCTIL, F. (1999). Velocity distribution and shear velocity behaviour of decelerating flows over a gravel bed. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 26(4):468–475.
- ANCEY, C., BOEHM, T., JODEAU, M. et FREY, P. (2006). Statistical description of sediment transport experiments. *Physical Review E*, 74(1, Part 1).
- ASHWORTH, P. et FERGUSON, R. (1989). Size-selective entrainment of bed-load in gravel bed streams. *Water Resources Research*, 25(4):627–634.
- BARRY, J. (2004). A general power equation for predicting bed load transport rates in gravel bed rivers. *Water Resources Research*, 40(10).
- BEST, J. (1993). *Turbulence : perspective on flow and sediment transport*, chapitre On the interactions between turbulent flow structures, sediment transport and bed-forms : Some considerations from recent experimental research, pages 61–92. John Wiley & Sons Ltd.
- BIGILLON, F., COURONNE, G., CHAMPAGNE, J. Y., RECKING, A. et FREY, P. (2006). Investigation of flow hydrodynamics under equilibrium bedload transport conditions using PIV. In FERREIRA, RML AND ALVES, CTL AND LEAL, GAB AND CARDOSO, AH, éditeur : *River Flow 2006, Vols 1 and 2*, Proceedings and Monographs in Engineering, Water and Earth Sciences, pages 859–865, 11 New Fetter Lane, London EC4P 4EE, England. Taylor & Francis Ltd. International Conference on Fluvial Hydraulics, Lisbon, PORTUGAL, SEP 06-08, 2006.
- BIRON, P., LANE, S., ROY, A., BRADBROOK, K. et RICHARDS, K. (1998). Sensitivity of bed shear stress estimated from vertical velocity profiles : The problem of sampling resolution. *Earth Surface Processes and Landforms*, 23(2):133–139.
- BIRON, P., ROBSON, C., LAPOINTE, M. et GASKIN, S. (2004). Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields. *Earth Surface Processes and Landforms*, 29(11):1403–1415.

- BOTTACIN-BUSOLIN, A., TAIT, S. J., MARION, A., CHEGINI, A. et TREGNAGHI, M. (2008). Probabilistic description of grain resistance from simultaneous flow field and grain motion measurements. *Water Resources Research*, 44(9).
- BRAVARD, J. et PETIT, F. (1997). *Les cours d'eau, dynamique du système fluvial*. Masson & Armand Colin Ed.
- BUFFIN-BELANGER, T. (2001). *Structure d'un écoulement turbulent dans un cours d'eau à lit de graviers en présence d'amas de galets*. Thèse de doctorat, Université de Montréal.
- BUFFIN-BELANGER, T. et ROY, A. (1998). Effects of a pebble cluster on the turbulent structure of a depth-limited flow in a gravel-bed river. *Geomorphology*, 25(3-4): 249–267.
- BUFFIN-BELANGER, T. et ROY, A. (2005). 1 min in the life of a river : selecting the optimal record length for the measurement of turbulence in fluvial boundary layers. *Geomorphology*, 68(1-2):77–94.
- BUFFIN-BELANGER, T., ROY, A. et KIRKBRIDE, A. (2000). On large-scale flow structures in a gravel-bed river. *Geomorphology*, 32(3-4):417–435.
- BUFFIN-BELANGER, T., ROY, A. et LEVASSEUR, M. (2001). Interactions entre les structures d'échappement et les structures à grande échelle dans l'écoulement turbulent des rivières à lit de graviers. *Revue des sciences de l'eau*, 14:381–407.
- BUFFINGTON, J. et MONTGOMERY, D. (1997). A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers. *Water Resources Research*, 33(8):1993–2029.
- CHANG, H. (1988). *Fluvial Processes in River Engineering*. John Wiley & Sons.
- CHURCH, M., HICKIN, E., GOMEZ, B. et SLAYMAKER, O. (1985). Geomorphological Sociology. *Earth Surface Processes and Landforms*, 10(6):539–540.
- CLIFFORD, N., McCLATCHEY, J. et FRENCH, J. (1991). Measurements of turbulence in the benthic boundary-layer over a gravel-bed and comparison between acoustic measurements and predictions of bedload transport of marine gravels. *Sedimentology*, 38(1):161–166.
- CLIFFORD, N., RICHARDS, K. et ROBERT, A. (1992a). The influence of microform bed roughness elements on flow and sediment transport in gravel bed rivers - comment. *Earth Surface Processes and Landforms*, 17(5):529–534.

- CLIFFORD, N., ROBERT, A. et RICHARDS, K. (1992b). Estimation of flow resistance in gravel-bedded rivers - a physical explanation of the multiplier of roughness length. *Earth Surface Processes and Landforms*, 17(2):111–126.
- DEY, S., SARKAR, S. et SOLARI, L. (2011). Near-Bed Turbulence Characteristics at the Entrainment Threshold of Sediment Beds. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 137(9):945–958.
- DINEHART, R. (1999). Correlative velocity fluctuations over a gravel river bed. *Water Resources Research*, 35(2):569–582.
- DINGMAN, S. (1984). *Fluvial Hydrology*. Freeman, New-York, 383.
- DIPLAS, P., DANCEY, C. L., CELIK, A. O., VALYRAKIS, M., GREER, K. et AKAR, T. (2008). The Role of Impulse on the Initiation of Particle Movement Under Turbulent Flow Conditions. *Science*, 322(5902):717–720.
- DOUGLAS, I. (1982). The unfulfilled promise - earth surface processes as a key to landform evolution. *Earth Surface Processes and Landforms*, 7(2):101.
- DRAKE, T., SHREVE, R., DIETRICH, W., WHITING, P. et LEOPOLD, L. (1988). Bedload transport of fine gravel observed by motion-picture photography. *Journal of Fluid Mechanics*, 192:193–217.
- DWIVEDI, A., MELVILLE, B. W., SHAMSELDIN, A. Y. et GUHA, T. K. (2011). Flow structures and hydrodynamic force during sediment entrainment. *Water Resources Research*, 47.
- EINSTEIN, H. (1950). The bed-load function for sediment transport in open-channel flows. Rapport technique, Soil Conservation Service.
- EMADZADEH, A., CHIEW, Y. M. et AFZALIMEHR, H. (2010). Effect of accelerating and decelerating flows on incipient motion in sand bed streams. *Advances in Water Resources*, 33(9):1094–1104.
- ERGENZINGER, P. et SCHMIDT, K. (1990). Stochastic elements of bed load transport in a step-pool mountain river.
- FALCO, R. (1977). Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers. *The physics of fluids*, 20:124–132.
- FERGUSON, R. (2005). Estimating critical stream power for bedload transport calculations in gravel-bed rivers. *Geomorphology*, 70(1-2):33–41.

- FRISCH, U. (1995). *Turbulence, The legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge.
- GARCIA, C., LARONNE, J. et SALA, M. (2000). Continuous monitoring of bedload flux in a mountain gravel-bed river. *Geomorphology*, 34(1-2):23–31.
- GOMEZ, B. (1991). Bedload transport. *Earth-Science Reviews*, 31(2):89–132.
- GOMEZ, B. (2006). The potential rate of bed-load transport. *Proceedings of the national academy of sciences of the united states of america*, 103(46):17170–17173.
- GOMEZ, B. et CHURCH, M. (1989). An assessment of bed-load sediment transport formulas for gravel bed rivers. *Water Resources Research*, 25(6):1161–1186.
- GOMEZ, B., NAFF, R. et HUBBELL, D. (1989). Temporal variations in bedload transport rates associated with the migration of bedforms. *Earth Surface Processes and Landforms*, 14(2):135–156.
- GORING, D. et NIKORA, V. (2002). Despiking acoustic Doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 128(1):117–126.
- GRAF, W. et ALTINAKAR, M. (1991). *Hydrodynamique*. Eyrolles, Paris, 482.
- GRAF, W. et SUSZKA, L. (1985). Unsteady flow and its effect on sediment transport. *In International Association For Hydraulic Research*.
- GRAY, J., LARONNE, J. et MARR, J. (2010). Bedload-Surrogate Monitoring Technologies. Rapport technique, USGS.
- HABERSACK, H. (2000). Invited lecture : Stochastic and deterministic sediment transport model concepts. *In WANG, ZY AND HU, SX, éditeur : Stochastic Hydraulic 2000*, pages 235–245, Schipholweg 107C, PO BOX 447, 2316 XC Leiden, Netherlands. Tsinghua Univ, Int Res & Training Ctr Eros & Sedimentat ; Int Assoc Hydraul Res ; Natl Nat Sci Fdn China ; UNESCO ; Int Assoc Hydraul Sci ; Amer Soc Civil Engineers, Water Resources Engn Div ; German Sino Unsteady Sediment Transport ; Chinese Hydraul Engn Soc, A A BALKEMA PUBLISHERS. 8th International Symposium Stochastic Hydraulics, BEIJING, PEOPLES R CHINA, JUL 25-28, 2000.
- HABERSACK, H. (2001). Radio-tracking gravel particles in a large braided river in New Zealand : a field test of the stochastic theory of bed load transport proposed by Einstein. *Hydrological Processes*, 15(3):377–391.

- HABERSACK, H., SEITZ, H. et LIEDERMANN, M. (2010). Integrated automatic bedload transport monitoring. Rapport technique, USGS.
- HARDY, R. J., BEST, J. L., LANE, S. N. et CARBONNEAU, P. E. (2009). Coherent flow structures in a depth-limited flow over a gravel surface : The role of near-bed turbulence and influence of Reynolds number. *Journal of Geographical Research-Earth Surface*, 114.
- HARDY, R. J., BEST, J. L., LANE, S. N. et CARBONNEAU, P. E. (2010). Coherent flow structures in a depth-limited flow over a gravel surface : The influence of surface roughness. *Journal of Geographical Research-Earth Surface*, 115.
- HOFLAND, B., BATTJES, J. et BOOIJ, R. (2005). Measurement of fluctuating pressures on coarse bed material. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 131(9): 770–781.
- KAFTORI, D., H. G. et BANERJEE, S. (1995). Particle behavior in the turbulent boundary-layer .1. motion, deposition, and entrainment. *Physics of Fluids*, 7(5): 1095–1106.
- KIM, K. et ADRIAN, R. (1999). Very large-scale motion in the outer layer. *Physics of Fluids*, 11(2):417–422.
- KIRKBRIDE, A. (1993). Observations of the influence of bed roughness on turbulence structure in depth limited flows over gravel beds. In *Turbulence : perspectives on flow and sediment transport* . John Wiley.
- KIRKBRIDE, A. et FERGUSON, R. (1995). Turbulent flow structure in a gravel-bed river : Markov chain analysis of the fluctuating velocity profile. *Earth Surface Processes and Landforms*, 20(8):721–733.
- KIRONOTO, B. et GRAF, W. (1995). Turbulence characteristics in rough non-uniform open-channel flow. *Proceedings of the institution of civil engineers-water maritime and energy*, 112(4):336–348.
- KLINE, S., REYNOLDS, W., SCHRAUB, F. et RUNSTRALDER, P. (1967). The structure of turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 64.
- KNIGHTON, D. (1984). *Fluvial forms and processes*. Edward Arnold.
- KROGSTAD, P., KASPERSEN, J. et RIMESTAD, S. (1998). Convection velocities in a turbulent boundary layer. *Physics of Fluids*, 10(4):949–957.

- KUHNLE, R. et WILLIS, J. (1998). Statistics of sediment transport in Goodwin Creek. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 124(11):1109–1114.
- LACEY, R. W. J. et ROY, A. G. (2007). A comparative study of the turbulent flow field with and without a pebble cluster in a gravel bed river. *Water Resources Research*, 43(5).
- LAMARRE, H. et ROY, A. (2001). Organisation morphologique des blocs et des amas de galets dans les cours d'eau à lit de graviers. *Géographie physique et Quaternaire*, 5:275–287.
- LAMARRE, H. et ROY, A. (2005). Reach scale variability of turbulent flow characteristics in a gravel-bed river. *Geomorphology*, 68(1-2):95–113.
- LAVELLE, J. et MOFJELD, H. (1987). Do critical stresses for incipient motion and erosion really exist. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 113(3):370–&.
- LAWLESS, M. et ROBERT, A. (2001a). Scales of boundary resistance in coarse-grained channels : turbulent velocity profiles and implications. *Geomorphology*, 39(3-4):221–238.
- LAWLESS, M. et ROBERT, A. (2001b). Three-dimensional flow structure around small-scale bedforms in a simulated gravel-bed environment. *Earth Surface Processes and Landforms*, 26(5):507–522.
- LEGLEITER, C. J., PHELPS, T. L. et WOHL, E. E. (2007). Geostatistical analysis of the effects of stage and roughness on reach-scale spatial patterns of velocity and turbulence intensity. *Geomorphology*, 83(3-4):322–345. 101st Annual Meeting of the Association-of-American-Geographers, Denver, CO, APR 05-09, 2005.
- LIEBAULT, F., BELLOT, H., CHAPUIS, M., KLOTZ, S. et DESCHATRES, M. (2012). Bed-load tracing in a high-sediment-load mountain stream. *Earth Surface Processes and Landforms*, 37(4):385–399.
- LIU, Z., ADRIAN, R. et HANRATTY, T. (2001). Large-scale modes of turbulent channel flow : transport and structure. *Journal of Fluid Mechanics*, 448:53–80.
- LU, S. et WILLMARTH, W. (1973). Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 60:481–511.
- LUCHIK, T. et TIEDERMAN, W. (1987). Timescale and structure of ejections and bursts in turbulent channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 174:529–552.

- LYLES, L. et WOODRUFF, N. (1972). Boundary-layer flow structure : effects on detachment of noncohesive particles.
- MACVICAR, B. J., BEAULIEU, E., CHAMPAGNE, V. et ROY, A. G. (2007). Measuring water velocity in highly turbulent flows : field tests of an electromagnetic current meter (ECM) and an acoustic Doppler velocimeter (ADV). *Earth Surface Processes and Landforms*, 32(9):1412–1432.
- MACVICAR, B. J. et ROY, A. G. (2007a). Hydrodynamics of a forced riffle pool in a gravel bed river : 1. Mean velocity and turbulence intensity. *Water Resources Research*, 43(12).
- MACVICAR, B. J. et ROY, A. G. (2007b). Hydrodynamics of a forced riffle pool in a gravel bed river : 2. Scale and structure of coherent turbulent events. *Water Resources Research*, 43(12).
- MARQUIS, G. A. et ROY, A. G. (2006). Effect of flow depth and velocity on the scales of macroturbulent structures in gravel-bed rivers. *Geophysical Research Letters*, 33(24).
- MARQUIS, G. A. et ROY, A. G. (2011). Bridging the gap between turbulence and larger scales of flow motions in rivers. *Earth Surface Processes and Landforms*, 36(4):563–568.
- MARQUIS, G. A. et ROY, A. G. (2012). Using multiple bed load measurements : Toward the identification of bed dilation and contraction in gravel-bed rivers. *Journal of Geographical Research-Earth Surface*, 117.
- MCLELLAND, S., ASHWORTH, P., BEST, J. et LIVESEY, J. (1999). Turbulence and secondary flow over sediment stripes in weakly bimodal bed material. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 125(5):463–473.
- MCNAMARA, J. et BORDEN, C. (2004). Observations on the movement of coarse gravel using implanted motion-sensing radio transmitters. *Hydrological Processes*, 18(10):1871–1884.
- MILAN, D., HERITAGE, G., LARGE, A. et CHARLTON, M. (2001). Stage dependent variability in tractive force distribution through a riffle-pool sequence. *Catena*, 44(2):85–109.
- NELKIN, M. (2000). Resource letter TF-1 : Turbulence in fluids. *American Journal of Physics*, 68(4):310–318.

- NELSON, J., MCLEAN, S. et WOLFE, S. (1993). Mean flow and turbulence fields over 2-dimensional bed forms. *Water Resources Research*, 29(12):3935–3953.
- NELSON, J., SCHMEECKLE, M. et SHREVE, R. (2001). Turbulence and particle. *In Gravel-bed River V.*
- NELSON, J., SHREVE, R., MCLEAN, S. et DRAKE, T. (1995). Role of near-bed turbulence structure in bed-load transport and bedform mechanics. *Water Resources Research*, 31(8):2071–2086.
- NEZU, I. et NAKAGAWA, H. (1993). *Turbulence in open-channel flows*. A.A. Balkema/rotterdam/Brookfield.
- NIKORA, V. (2008). Hydrodynamics of gravel-bed rivers :scales issues. *In Gravel-bed rivers VI.*
- NIKORA, V. et GORING, D. (2000). Flow turbulence over fixed and weakly mobile gravel beds. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 126(9):679–690.
- PAIEMENT-PARADIS, G., BUFFIN-BELANGER, T. et ROY, A. (2003). Scalings for large turbulent flow structures in gravel-bed rivers. *Geophysical Research Letters*, 30(14).
- PAIEMENT-PARADIS, G., MARQUIS, G. et ROY, A. (2011). Effects of turbulence on the transport of individual particles as bedload in a gravel-bed river. *Earth Surface Processes and Landforms*, 36(1):107–116.
- PAPANICOLAOU, A., DIPLAS, P., DANCEY, C. et BALAKRISHNAN, M. (2001). Surface roughness effects in near-bed turbulence : Implications to sediment entrainment. *Journal of Engineering Mechanics-ASCE*, 127(3):211–218.
- RECKING, A., LIEBAULT, F., PETEUIL, C. et JOLIMET, T. (2012). Testing bedload transport equations with consideration of time scales. *Earth Surface Processes and Landforms*, 37(7):774–789.
- REID, I., FROSTICK, L. et LAYMAN, J. (1985). The incidence and nature of bedload transport during flood flows in coarse-grained alluvial channels. *Earth Surface Processes and Landforms*, 10(1):33–44.
- RICHARDS, K. (1990). Rearl Geomorphology. *Earth Surface Processes and Landforms*, 15(3):195–197.
- ROBERT, A., ROY, A. et DESERRES, B. (1996). Turbulence at a roughness transition in a depth limited flow over a gravel bed. *Geomorphology*, 16(2):175–187.

- RODRIGUEZ, J. F. et GARCIA, M. H. (2008). Laboratory measurements of 3-D flow patterns and turbulence in straight open channel with rough bed. *Journal of Hydraulic Research*, 46(4):454–465.
- ROY, A., BIRON, P., BUFFIN-BELANGER, T. et LEVASSEUR, M. (1999). Combined visual and quantitative techniques in the study of natural turbulent flows. *Water Resources Research*, 35(3):871–877.
- ROY, A., BUFFIN-BELANGER, T. et DELAND, S. (1996). *Coherent Flow Structures in Open Channel*, chapitre Scales of Turbulent Coherent Flow Structures in Gravel-bed Rivers, pages 147–164. John Wiley, Wallingford.
- ROY, A., BUFFIN-BELANGER, T., LAMARRE, H. et KIRKBRIDE, A. (2004). Size, shape and dynamics of large-scale turbulent flow structures in a gravel-bed river. *Journal of Fluid Mechanics*, 500:1–27.
- SCHMEECKLE, M. W. et NELSON, J. M. (2003). Direct numerical simulation of bedload transport using a local, dynamic boundary condition. *Sedimentology*, 50(2):279–301.
- SCHMIDT, K. et ERGENZINGER, P. (1992). Bedload entrainment, travel lengths, step lengths, rest periods - studied with passive (iron, magnetic) and active (radio) tracer techniques. *Earth Surface Processes and Landforms*, 17(2):147–165.
- SHVIDCHENKO, A. et PENDER, G. (2001). Macroturbulent structure of open-channel flow over gravel beds. *Water Resources Research*, 37(3):709–719.
- SINGH, A., FIENBERG, K., JEROLMACK, D. J., MARR, J. et FOUFOULA-GEORGIU, E. (2009). Experimental evidence for statistical scaling and intermittency in sediment transport rates. *Journal of Geographical Research-Earth Surface*, 114.
- SINGH, A., PORTE-AGEL, F. et FOUFOULA-GEORGIU, E. (2010). On the influence of gravel bed dynamics on velocity power spectra. *Water Resources Research*, 46.
- SONG, T. et CHIEW, Y. (2001). Turbulence measurement in nonuniform open-channel flow using acoustic Doppler velocimeter (ADV). *Journal of Engineering Mechanics-ASCE*, 127(3):219–232.
- STRAHLER, A. (1952). Dynamic base of geomorphology. *Bull. Geol. Soc. America*, 63:923–937.

- SUMER, B., CHUA, L., CHENG, N. et FREDSOE, J. (2003). Influence of turbulence on bed load sediment transport. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 129(8):585–596.
- SUTHERLAND, A. (1967). Proposed Mechanism for sediment entrainment by turbulent flows. *Journal of Geographical Research*, 72:6183–6194.
- THOMPSON, D. M. (2007). The characteristics of turbulence in a shear zone downstream of a channel constriction in a coarse-grained forced pool. *Geomorphology*, 83(3-4):199–214. 101st Annual Meeting of the Association-of-American-Geographers, Denver, CO, APR 05-09, 2005.
- THORNE, P., WILLIAMS, J. et HEATHERSHAW, A. (1989). In situ acoustic measurements of marine gravel transport threshold and transport. *Sedimentology*, 36(1):61–74.
- TOWNSEND, A. (1976). *The structure of turbulent shear flow*. Cambridge University Press.
- TUROWSKI, J. M. (2010). Probability distributions of bed load transport rates : A new derivation and comparison with field data. *Water Resources Research*, 46.
- VALYRAKIS, M., DIPLAS, P. et DANCEY, C. L. (2011). Entrainment of coarse grains in turbulent flows : An extreme value theory approach. *Water Resources Research*, 47.
- VALYRAKIS, M., DIPLAS, P., DANCEY, C. L., GREER, K. et CELIK, A. O. (2010). Role of instantaneous force magnitude and duration on particle entrainment. *Journal of Geographical Research-Earth Surface*, 115.
- VAN DYKE, M. (2007). *An Album of fluid motion*. The parabolic press.
- WHITING, P. (1997). The effect of stage on flow and components of the local force balance. *Earth Surface Processes and Landforms*, 22(6):517–530.
- YALIN, M. (1977). *Mechanics of sediment transport*. Oxford ; Pergamon Press, Toronto, 298.
- YALIN, M. (1992). *River Mechaniscs*. Oxford ; Pergamon Press, Exeter, 219.
- YANG, S.-Q. et CHOW, A. T. (2008). Turbulence structures in non-uniform flows. *Advances in Water Resources*, 31(10):1344–1351.
- YANG, S.-Q., XU, W.-L. et YU, G.-L. (2006). Velocity distribution in a gradually accelerating free surface flow. *Advances in Water Resources*, 29(12):1969–1980.