

DOCTORAT EN ENGINYERIA CIVIL

Experiments de flux i sedimentació de llim fi

AUTOR: Sergio Capapé Miralles
DIRECTOR: Juan P. Martín-Vide



Tesi presentada per obtenir el títol de Doctor
per la Universitat Politècnica de Catalunya

Departament d'Enginyeria Civil i Ambiental

Barcelona, a maig de 2017



Acta de qualificació de tesi doctoral

Curs acadèmic: 2016 / 2017

Nom i cognoms: SERGIO CAPE MIRALLES

Programa de doctorat: DOCTORAT EN ENGINYERIA CIVIL

Unitat estructural responsable del programa: ESCOLA TÈCNICA SUPERIOR D'ENGINYERS DE CAMINS, CANALS I PORTS DE BARCELONA (ETSECCPB)

Resolució del Tribunal

Reunit el Tribunal designat a l'efecte, el doctorand exposa el tema de la seva tesi doctoral titulada
EXPERIMENTS DE FLUX I SEDIMENTACIÓ DE LLIM FI.

Acabada la lectura i després de donar resposta a les qüestions formulades pels membres titulars del tribunal, aquest atorga la qualificació:

NO APTE APROVAT NOTABLE EXCEL·LENT

(Nom, cognoms i signatura) FERRAN COLOMBO PIÑOL President		(Nom, cognoms i signatura) GUSTAVO A.M. DE ALMEIDA Secretari/ària	
(Nom, cognoms i signatura) RUI M.L. FERREIRA Vocal	(Nom, cognoms i signatura) ANDRÉ PAQUIER Vocal	(Nom, cognoms i signatura) GUILLAUME NORD Vocal	

BARCELONA, 18 de MAIG de 2017

El resultat de l'escrutini dels vots emesos pels membres titulars del tribunal, efectuat per la Comissió Permanent de l'Escola de Doctorat, atorga la MENCIO CUM LAUDE:

SÍ NO

(Nom, cognoms i signatura) President/a de la Comissió Permanent de l'Escola de Doctorat	(Nom, cognoms i signatura) Secretari/ària de la Comissió Permanent de l'Escola de Doctorat
--	---

Barcelona, _____ d'/de _____ de _____

Menció Internacional en el títol de doctor o doctora

- Com a secretari/ària del tribunal faig constar que part de la tesi doctoral, com a mínim el resum i les conclusions, s'ha redactat i presentat en una de les llengües habituals per a la comunicació científica en el seu camp de coneixement i diferent de les que són oficials a Espanya. Aquesta norma no s'aplica si l'estada, els informes i els experts provenen d'un país de parla hispana.

(Nom, cognoms i signatura)

Secretari/ària del Tribunal

Allunyeu-vos de l'Anell!

El capvespre dels déus de Richard Wagner

Agraïments

(*i disculpes*)

Necessito l'energia del cicle de L'Anell wagnerià —per cert, la primera escena té lloc al fons d'un riu— per agrair-vos de tot cor que durant aquest trajecte hagi pogut comptar sempre amb vosaltres. Disculpeu la tardança, i moltes, moltes gràcies.

Als Amics i la Família, creieu-me que no hi ha res que em faci més il·lusió que poder gaudir amb tots vosaltres el temps que, d'una manera o altra, l'elaboració d'aquesta tesi m'ha pres.

La col·laboració d'en Ferran Colombo (Catedràtic a la Facultat de Geologia de la Universitat de Barcelona) ha estat indispensable per a la realització dels experiments en el Canal de laboratori SIMGEO UB-CSIC. La contribució de la Laia Ragués mereix ser esmentada i també el manetes d'en David Solans. Gràcies a Jose Anta (professor a la Universidade da Coruña) i a Luis Castillo (professor a la Universidad Politécnica de Cartagena) per l'ajuda durant els primers compassos de la recerca. I sort d'en Guillaume Nord que va permetre la meua estada a Grenoble.

En Juan Pedro és el responsable de tot plegat. Aquesta ~~boeria~~ tesi no seria sense la seva companyia, com a mestre i com a amic. També en Carles i en Francisco comparteixen certa culpa per no alertar-me prou dels perills de la recerca, ans al contrari, la seva passió ha estat engrescadora. Moltes gràcies! *Martin-Vide & Friends* es va fent gran.

Gràcies mamà i papà perquè contagiueu amor a dojo i m'heu sustentat quan les forces eren escasses. Sóc el fill més afortunat del món. Moltíssimes gràcies.

En Matt és mereixedor d'una part molt important d'aquesta petita victòria. Quina paciència. Hem vençut el desafiament del doctorat i no hi haurà res que ens aturi. Thank you very much.

Tato, i ara què toca? Vull dedicar-te aquesta tesi. *And the Master Sword sleeps again... FOREVER.*

Resum

La recerca en el transport de sediment fi (llim i argila) està menys avançada que la relacionada amb el moviment de sorra i grava. Nogensmenys, el sediment fi en la càrrega en suspensió d'alguns rius pot ser majoritari i la seva gestió en els embassaments, els ports, el clavegueram i les conduccions industrials esdevé molt important. Com més fi és el sediment més complexes són les relacions entre les partícules, el fluid que les envolta i el seu contorn.

L'objectiu principal de la tesi és trobar la capacitat del transport d'una pols de quars en un canal de laboratori i relacionar-la amb la càrrega de rentat en rius. La mida mitjana de les partícules de la pols de quars és 0.004 mm (és a dir, un llim fi proper a l'argila) i el canal de laboratori té unes dimensions de 14.75 m de longitud útil i 0.37 m d'amplada. Sorprenentment, es descobreix que la sedimentació és abundant malgrat que les condicions hidràuliques —resumides en una velocitat de tall que és alguns ordres de magnitud superior a la velocitat de sedimentació de les partícules— són a priori desfavorables per a que es produeixi. Encara més, la sedimentació succeeix malgrat que el transport de llim en suspensió sigui molt baix. Així és que s'investiga la creació i l'evolució dels dipòsits de llim.

Les expressions més emprades en el càlcul de la capacitat del transport en suspensió provenen d'igualar l'energia necessària pel manteniment de sediment en suspensió i l'energia dissipada durant el transport de sediment, i poden incorporar factors que depenen del fons (fix o al·luvial, hidràulicament llis o rugós). En aquesta recerca, els efectes viscosos, sobretot quan la mida de les partícules és inferior al gruix de la subcapa viscosa, són identificats com a possibles factors que influeixen en la sedimentació (o atrapada) de partícules a dins la subcapa viscosa.

Els experiments de la tesi comencen amb una concentració inicial de llim en suspensió que varia entre 1.28 kg/m³ i 51.72 kg/m³ i tenen una durada de fins a 3 dies. S'obtenen mesures de la velocitat amb un velocímetre acústic per efecte Doppler ADV i més de 1000 mostres de la mescla en suspensió per avaluar la concentració en suspensió i la granulometria amb tècniques de difracció làser.

La sedimentació de llim a sobre la solera llisa i no erosionable del canal genera dipòsits amb morfologies diverses que no són freqüents en l'entorn de l'enginyeria fluvial. En destaquen les barcanes, que són formes de fons característiques, segons la literatura científica, d'entorns amb un subministrament limitat de sediment. En aquesta recerca, les barcanes apareixen a sobre la solera del canal malgrat que el transport de llim en suspensió és molt elevat. Els dipòsits de llim tenen una densitat aparent seca (amb buits) de 1340 kg/m^3 i una porositat de 0.49.

Es conjectura que la morfologia final dels dipòsits és una funció de la concentració en suspensió i de la durada de l'experiment. Les dimensions mitjanes de les formes de fons en els experiments d'un dia de durada són 4.93 cm d'amplada, 10.33 cm de longitud, i 0.45 cm d'alçada. El dipòsit s'aplana, probablement com a resultat d'efectes cohesius en el llim que sedimenta, i s'observen dipòsits plans en experiments llargs amb concentracions de sediment superiors a 22.5 kg/m^3 . El transport de fons de llim per la migració de les formes de fons és alguns ordres de magnitud inferior al transport en suspensió.

De mitjana, un terç del llim inicialment en suspensió sedimenta quan han transcorregut 1440 min. L'evolució de la concentració de llim en suspensió es defineix amb una funció racional que depèn del temps i de la quantitat inicial de llim. Segons aquesta funció racional, la concentració en suspensió per a temps infinit és zero.

Tot i la petitesa de les partícules del llim original, el que és transportat en suspensió esdevé encara més fi a mesura que avancen els experiments mentre que el que sedimenta conté la fracció grossa. Les concentracions màximes es mesuren a prop del fons i la diferència amb les mesures a prop de la superfície lliure és inferior a 0.2 kg/m^3 , independentment de la quantitat total de llim en suspensió. La distribució de la concentració amb el calat tampoc canvia tot i la sedimentació i l'aparició de les formes de fons.

De l'ajust de les mesures de concentració al perfil teòric de Rouse s'obté que la ràtio entre la difusió de les partícules i la difusió de quantitat de moviment és diferent a la unitat: més petita que 1 per a concentracions baixes però més gran que 1 per a concentracions elevades.

L'aparició de les formes de fons, l'evolució temporal de la granulometria del llim en suspensió i les concentracions elevades no permeten aprofitar l'ADV per mesurar concentracions. De forma temptativa, el límit superior de l'interval de concentracions de llim que podria monitorar l'ADV s'estableix en 1 kg/m^3 .

Tot i la presència de les formes de fons, els perfils de velocitat es poden descriure força bé tant amb la llei de la paret per a un fons hidràulicament llis com amb la llei del deixant per a un paràmetre del deixant de 0.2. El paràmetre del deixant sembla disminuir per a concentracions creixents.

L'aparició de formes de fons altera les mesures de la velocitat a prop del fons. Les oscil·lacions de la velocitat mitjana vertical al voltant del valor inicial són amplificades per les formes de fons i mostren un patró singular. De l'evolució temporal dels patrons de velocitat es calcula la celeritat de les formes de fons que és d'entre 4 mm/min per a les petites o incipients i 1 mm/min per a les grosses. Aquestes celeritats són de l'ordre de la celeritat de les formes que s'observen i monitoren des del lateral del canal.

Les tensions de tall de Reynolds principals segueixen una distribució aproximadament lineal amb el calat i, tot i les concentracions elevades de llim en suspensió, l'esmortiment de la turbulència només sembla que existeix en el component transversal de la velocitat, potser per les limitacions de l'aparell ADV. L'aparició de les formes de fons provoca un augment de les tensions de Reynolds i de les intensitats turbulentes en relació amb les magnituds durant els primers minuts dels experiments quan el fons és pla.

La migració de les formes de fons deixa empremta en els espectres de fluctuacions de la velocitat longitudinal. El pendent de la densitat espectral pel règim d'escala relacionat amb la migració de les formes de fons és -1.5 o -1.2 .

Hi ha un buit espectral que separa els règims d'escala espectrals distintius de la turbulència (de freqüències altes) del relacionat amb la migració de les formes de fons (de freqüències baixes). L'interval de freqüències que ocupa el buit espectral depèn de la distància de les mesures al fons mòbil i de les irregularitats del fons. El límit del buit espectral per a les freqüències més baixes es relaciona amb les formes més petites que identifica l'ADV, i la freqüència màxima del buit

espectral està relacionada amb l'escala de longitud integral de la turbulència, de l'ordre de magnitud del calat.

El diagrama clàssic d'estabilitat del sediment en el fons (diagrama de Shields) es reinterpreta com un diagrama d'estabilitat del sediment fi en suspensió. Amb els resultats de la tesi es conjectura que l'atrapada de partícules a dins la subcapa viscosa seria possible quan la subcapa viscosa cobreix la rugositat del fons i és més gruixuda que el sediment transportat en suspensió.

Abstract

Research on fine sediment transport (silt and clay) is less advanced than research on sand and gravel movement. Nevertheless, fine sediment can be the predominant fraction of the suspended load in some rivers, and its management in reservoirs, ports, sewage and industrial pipes is very important. As sediment becomes finer, the relation between the particles, the fluid and the boundaries becomes more complex.

The main goal of the thesis is to find the transport capacity of a quartz dust from laboratory flume experiments and compare it to wash-load in rivers. The average size of the quartz dust particles is 0.004 mm (i.e. fine silt) and the flume is 14.75 m-long and 0.37 m-wide. Surprisingly, it is discovered that there is sedimentation although the hydraulic conditions —summarized by a shear velocity several orders of magnitude higher than the settling velocity of the particles— are *a priori* unfavourable. Moreover, the sedimentation occurs despite suspended silt transport is very low. In consequence, it is studied the formation and evolution of the silt deposits.

The expressions used in the calculation of the suspended transport capacity are based on the energy equilibrium between the energy required to keep the sediment in suspension and the energy dissipated during the transport. They may include correction factors that depend on bed conditions (fixed or alluvial, hydraulically smooth or rough). In this research, the viscous effects —especially when the particle size is smaller than the thickness of the viscous sublayer— are identified as factors that affect the sedimentation (or trapping) of particles within the viscous sublayer.

The experiments of this thesis start with silt concentrations ranging between 1.28 kg/m³ and 51.72 kg/m³ and last up to three days. Velocity measurements are performed with an acoustic Doppler velocimeter ADV and over 1000 samples of the mixture of water and silt are withdrawn from the flow to obtain particle size distributions (with the laser diffraction technique) and suspended silt concentrations.

The sedimentation of silt over the smooth, non-erodible bottom of the flume generates deposits, with various and rare morphologies in fluvial engineering, where barchans stand out. Barchans are bedforms characteristic —as per the scientific literature— of environments with a limited supply of sediment. In this research, barchans appear although the transport of silt is very high. Silt deposits have a dry bulk density (with holes) of 1340 kg/m^3 and a porosity of 0.49.

It is conjectured that the final morphology of the deposits is a function of the suspended silt concentration and the duration of the experiment. The average size of the bedforms in one-day experiments are 4.93 cm-wide, 10.33 cm-long and 0.45 cm-high. The deposit flattens, probably because of the cohesive effects, and flat deposits are observed in experiments with silt concentration exceeding 22.5 kg/m^3 . Bedform migration constitutes a bed-load transport that is several orders of magnitude lower than the suspended transport.

Overall, one third of the silt in suspension sediments after 1440 min. Temporal evolution of silt concentration is defined by a rational function with variables time and silt mass. This function gives a value of nil concentration at infinite time.

As the experiment progresses, silt in suspension becomes finer whereas sedimentation of the coarser fraction does not stop. Near-bed sediment concentration measurements are maximum. However, the difference between near-bed measures and close to the free surface concentration measures is only 0.2 kg/m^3 regardless of the total suspended silt in suspension. Vertical concentration distribution does not change with the appearance of bedforms.

The Rouse's concentration profile is fitted to measured silt concentration and the ratio between particle diffusion and momentum diffusion is found to be smaller than one for low silt concentration but greater than one for large silt concentration.

The migrating bedforms, the temporal evolution of the silt particle size and the large silt concentration prevent the use of the ADV device to measure suspended sediment concentrations. Tentatively, it is postulated that surrogate concentration measurements from an ADV device are only valid up to 1 kg/m^3 .

The law of the wall (for a hydraulically smooth bed) and the law of the wake provide a good representation of the measured velocity profiles. The wake parameter appears to reduce for increasing values of silt concentration.

The appearance of the bedforms alters the near-bed velocity measurements. Oscillations of the mean vertical velocity around the initial value are amplified with the presence of bedforms and display a pattern. From the temporal evolution of these patterns, it is calculated the bedform migration rate. Small and incipient bedforms migrate at 4 mm/min and larger bedforms migrate at 1 mm/min. These migration rates are similar to the measured ones from the side of the flume.

The dominant Reynolds shear stresses follow a distribution roughly linear with the depth and, despite the high suspended silt concentration, turbulence damping seems to exist only in the transverse component of the velocity, perhaps because of the ADV limitations. Reynolds stresses and turbulent intensities increase over time with the emergence of bedforms.

Bedform migration leaves a trace in the spectra of the longitudinal velocity fluctuations. The power spectral density exhibits a scaling regime related to the bedform migration with a slope of -1.5 or -1.2 .

There is a spectral gap that separates the inertial subrange of turbulence (high frequency) and the scaling regime related to bedform migration (low frequency). The frequency range of the spectral gap is a function of the position of the ADV and the bed morphology. The low-frequency end of the spectral gap is related to the scale of the smallest bedforms identified by the ADV, and the high-frequency end of the spectral gap is related to the integral length scale of turbulence.

The Shields diagram for bed particle stability is reinterpreted as a stability diagram of fine sediment in suspension. From the results of the thesis, it is conjectured that trapping of particles within the viscous sublayer is possible provided that the viscous sublayer covers the roughness of the bed and is thicker than the size of sediment transported in suspension.

Prefaci

El que us trobareu a continuació són els experiments, els resultats i les discussions de massa temps dedicat a la investigació del transport i de la sedimentació d'un sediment massa fi. Massa perquè són 0.000004 m, la mida de les partícules de la pols de quars, que m'han portat a una frontera de l'estat del coneixement de la que m'ha costat sortir. Dels experiments, el gran gruix realitzat durant l'estiu del 2013 a la Facultat de Geologia de la Universitat de Barcelona, han sortit resultats ben curiosos com les barcanes, que tant em van sorprendre la primera vegada que vaig buscar una manera de definir aquesta peculiar morfologia. La possibilitat d'utilitzar un aparell de difracció làser per a l'obtenció de granulometries durant l'estada al Laboratori d'Hidrologia i del Medi Ambient *LTHE* de Grenoble va obrir nous camps molt interessants (tot i que poc relacionats amb l'enginyeria civil de la que provinc). També trobareu els resultats de les mesures amb un ADV que s'ha utilitzat en condicions, de vegades, extremes pel que fa la concentració de partícules en suspensió. És clar, la concentració del llim en suspensió ocupa una part important del document tot i que no s'ha trobat el valor que indiqui una capacitat del transport o una concentració en equilibri. Finalment, les conjectures sobre el fenomen d'atrapada de partícules a la solera del canal, malgrat que el temps les hagi incorporat de forma natural al meu raonament, no haurien de deixar de sorprendre. I sí, encara queda molt per fer.

Taula de continguts

Agraïments	v
Resum	vi
Abstract	x
Prefaci	xiii
Taula de continguts	xiv
Llista de símbols	xviii
1 Introducció	1
1.1 Motivació: del quant al què.....	1
1.2 Capacitat del transport	3
1.3 Dipòsits de llim	6
1.3.1 Fons de barcanes	7
1.4 Contingut de la tesi.....	10
1.5 Objectius	11
2 Disseny experimental i procediment	12
2.1 Canal de laboratori	12
2.2 Circuit hidràulic i instrumentació	13
2.2.1 Condicions de contorn	15
2.2.2 Velocitats.....	16
2.2.3 Distàncies verticals	18
2.2.4 Concentració de sediment en suspensió	19
2.2.5 Temperatura.....	23
2.2.6 Fotografies	23
2.2.7 Caracterització del sediment.....	24
2.2.8 Incerteses	24
2.3 Descripció del sediment	25
2.3.1 Densitat del sediment	27
2.3.2 Distribució de la mida	28
2.3.3 Morfologia de les partícules	32

2.3.4	Velocitat de sedimentació	33
2.4	Programa experimental	34
2.5	Procediment experimental.....	37
2.5.1	Homogeneïtat de la concentració de llim en suspensió	44
3	Bases teòriques	46
3.1	Densitat i viscositat	46
3.2	Formació de la capa límit	48
3.3	Distribució de la velocitat en el calat.....	51
3.4	Distribució de la tensió de tall en el calat.....	52
3.5	Rugositat equivalent del fons.....	54
3.6	Distribució de la concentració en el calat.....	57
3.7	Notes sobre l'anàlisi espectral	60
3.7.1	Construcció de sèries de velocitats.....	63
3.8	Anàlisi dimensional i semblança.....	64
3.8.1	Anàlisi dimensional.....	64
3.8.2	Semblança.....	68
4	Resultats i discussió.....	72
4.1	Presentació dels resultats	72
4.1.1	Fotografies dels dipòsits de llim.....	78
4.2	Conservació de la massa de llim.....	84
4.3	Variació de la concentració de llim en suspensió.....	90
4.3.1	Variació de la concentració als experiments especials.....	98
4.3.2	Estimació de la cota del fons	100
4.3.3	Obtenció de la concentració de llim amb l'ADV	102
4.4	Evolució de la granulometria del llim	106
4.4.1	Variació de la granulometria als experiments especials	108
4.5	Distribució de la concentració en el calat.....	109
4.6	Dipòsits de llim	119
4.6.1	Morfologia dels dipòsits de llim del grup 1	119
4.6.2	Morfologia dels dipòsits de llim del grup 2	122
4.6.3	Morfologia dels dipòsits de llim del grup 3	125
4.6.4	Morfologia dels dipòsits de llim del grup 4	126

4.6.5	Granulometria dels dipòsits de llim	126
4.6.6	Transport de fons per la migració de formes	128
4.7	Distribucions en el calat de mesures amb ADV	129
4.7.1	Velocitats mitjanes	130
4.7.2	Corrents secundaris i capbussament de la velocitat.....	135
4.7.3	Tensions de tall de Reynolds	138
4.8	Monitoratge amb ADV	141
4.9	Anàlisi espectral	154
4.10	La sedimentació de llim	165
5	Conclusions i futurs treballs	173
5.1	Conclusions	173
5.2	Conclusions (english)	175
5.3	Línies futures d'investigació	176
6	Referències.....	179
	Apèndix.....	196
A1.	Incerteses.....	196
A2.	Mesures amb ADV.....	200
A2.1.	Principis	200
A2.2.	Postprocessament	204
A2.3.	Durada del mostreig.....	208
A3.	Distribució de la mida de les partícules	211
A4.	Volum d'una barcana.....	214
A5.	Resultats suplementaris	216
A5.1.	Perfils de velocitats	216
A5.2.	Variacions temporals de velocitats mitjanes	217
A5.3.	Variacions temporals de tensions i variàncies	232
A5.4.	Distribució en el calat d'intensitats turbulentes.....	249
A5.5.	Variacions temporals d'intensitats turbulentes	256
A6.	Granulometries.....	273
A7.	Fotografies	281
A8.	Particle size and morphology of crystalline silica dust.....	291
A9.	Difusió de la recerca.....	332

A9.1.	Participació en conferències	332
A9.2.	Articles indexats.....	332

Llista de símbols

Variable	Descripció	Dimensions
A_{ADV}	amplitud que enregistra l'ADV durant la mesura de la velocitat	$[-]$
$A_{\text{ADV},r}$	amplitud màxima que enregistra l'ADV durant la mesura de la velocitat	$[-]$
b	amplada del canal	$[L]$
B	paràmetre que depèn del tipus de flux turbulent en la definició del perfil de velocitats ([20], pàg. 51)	$[-]$
C	concentració mitjana de llim	$[M \cdot L^{-3}]$
\bar{c}	concentració de llim en suspensió a una cota z	$[M \cdot L^{-3}]$
c_0	coeficient empíric de l'ajust de la llei de decaïment ([62], pàg. 93) (a l'experiment 3 és c'_0 , [63], pàg. 95)	$[T]$
c'_0	coeficient empíric de l'ajust de la llei de decaïment per a l'experiment 3 [63] (pàg. 95)	$[T]$
C_0	concentració mitjana de llim a l'inici de l'experiment	$[M \cdot L^{-3}]$
c_1	coeficient empíric de l'ajust de la llei de decaïment ([62], pàg. 93)	$[-]$
c'_1	coeficient empíric de l'ajust de la llei de decaïment per a l'experiment 3 [63] (pàg. 95)	$[-]$
c_2	coeficient empíric de l'ajust de la llei de decaïment ([62], pàg. 93)	$[T^{-1}]$
\bar{c}_a	concentració de referència definida com la mesura de la concentració més propera al fons	$[M \cdot L^{-3}]$
C_{ADV}	correlació que enregistra l'ADV durant la mesura de la velocitat	$[-]$
C_f	concentració mitjana de llim al final de l'experiment	$[M \cdot L^{-3}]$
C_p	concentració de sediment en suspensió en pes	$[-]$
C_v	concentració volumètrica ([2], pàg. 21)	$[-]$
C_z	coeficient de resistència al flux adimensional de Chézy	$[-]$
C_{zB}	coeficient de resistència al flux adimensional de Blasius	$[-]$
D	mida característica que representa el diàmetre equivalent de la partícula	$[L]$
D_i	centre de la classe i	$[L]$
$D_{l,i}$	mida	$[L]$
D_g	mitjana geomètrica de la distribució de la mida de les partícules	$[L]$
D_g^0	mida mitjana geomètrica del llim a l'inici de l'experiment	$[L]$
D_g^b	mida mitjana geomètrica del llim sedimentat	$[L]$

D_g^s	mida mitjana geomètrica del llim en suspensió a l'aturar l'experiment	[L]
D_{m1}	moda de la distribució de la mida de les partícules	[L]
D_o	longitud d'1 mm pel càlcul del diàmetre en l'escala ψ	[L]
D_x	mida per la qual l' $x\%$ de la mostra és més fina	[L]
e	eficiència per al transport de sediment en suspensió	[-]
E	energia turbulenta	[-]
f	freqüència	[T^{-1}]
F	paràmetre d'idoneïtat de l'ADV per a descriure la turbulència	[-]
$f_{0,i}$	funció de densitat de probabilitat del llim original per al centre de classe ψ_i (§A3, pàg. 211) (té unitats de $1/\psi$)	[-]
f_{ADV}	freqüència de l'ADV	[T^{-1}]
$f_{b,i}$	funció de densitat de probabilitat del llim que sedimenta per al centre de classe ψ_i (§A3, pàg. 211) (té unitats de $1/\psi$)	[-]
f_s	freqüència de mostreig de velocitats	[T^{-1}]
$f_{s,i}$	funció de densitat de probabilitat del llim que roman en suspensió per al centre de classe ψ_i (§A3, pàg. 211) (té unitats de $1/\psi$)	[-]
$f_{r,i}$	funció de densitat de probabilitat de la reconstrucció del llim original per al centre de classe ψ_i (§A3, pàg. 211) (té unitats de $1/\psi$)	[-]
Fr	número de Froude	[-]
g	acceleració de la gravetat	[$L \cdot T^{-2}$]
h	calat definit com la distància entre la superfície lliure i la cota que marca el gruix mitjà del dipòsit de llim ([67], pàg. 102)	[L]
\hat{h}	distància des de la solera del canal fins a la superfície lliure	[L]
h'	distància entre el fons i la cota de la velocitat mitjana longitudinal màxima	[L]
H	alçada mitjana de les formes de fons (Figura 3, pàg. 7)	[L]
H_M	alçada màxima de les formes de fons	[L]
I_{ADV}	intensitat del senyal reflectit que enregistra l'ADV durant la mesura de la velocitat en dB	[-]
k	nombre d'ona en l'anàlisi espectral	[L^{-1}]
k_s	rugositat del fons	[L]
l	longitud útil del canal	[L]
L	longitud del cos d'una barca (Figura 3, pàg. 7)	[L]
L_h	longitud de les banyes d'una barca (Figura 3, pàg. 7)	[L]
L_l	projecció sobre el pla horitzontal de la distància entre el punt llindar i el punt base (Figura 3, pàg. 7)	[L]
L_t	escala de longitud dels remolins turbulents	[L]
L_x	longitud integral de la turbulència ([52], pàg. 62)	[L]

M_b^b	massa de llim que sedimenta a partir de les dimensions del dipòsit de llim	[M]
M_b^c	massa de llim que sedimenta a partir de la diferència entre concentracions	[M]
M_s	massa de llim en suspensió a l'instant t	[M]
M_{s0}	massa de llim que hi ha en el circuit hidràulic (o massa inicial de llim en suspensió)	[M]
M_b	quantitat de llim sedimentat	[M]
N	ràtio entre la superfície del canal coberta amb barcanes i la superfície total del canal	[–]
n_b	nombre aproximat de formes de fons a la superfície del canal	[–]
n_m	nombre de mesures en una sèrie de velocitats	[–]
p	porositat del dipòsit de llim	[–]
q	cabal per unitat d'amplada	[$L^2 \cdot T^{-1}$]
Q	cabal líquid	[$L^3 \cdot T^{-1}$]
Q_b	transport de fons com migració de formes de fons	[$L^3 \cdot T^{-1}$]
$r(\tau)$	autocovariància del senyal segons el desfasament τ en s	[$L^2 \cdot T^{-2}$]
R	densitat relativa del sediment submergit	[–]
R_h	radi hidràulic	[L]
R_p	número de Reynolds explícit de la partícula	[–]
Re	número de Reynolds del flux ([32], pàg. 55)	[–]
Re _*	número de Reynolds de les partícules ([55], pàg. 66)	[–]
Re _k	número de Reynolds del contorn ([55], pàg. 66)	[–]
s	gruix d'una capa plana que cobreix la superfície del canal a sobre de la qual les arrugues són un afegit	[L]
S_{ADV}	relació senyal-soroll que enregistra l'ADV durant la mesura de la velocitat en dB	[–]
S_b	pendent longitudinal de la solera del canal	[–]
S_f	pendent motriu	[–]
S_s	pendent longitudinal de la superfície lliure	[–]
$S_{xx}(f)$	densitat espectral de potència	[$L^2 \cdot T^{-1}$]
t	instant de temps (l'inici de l'experiment és $t = 0$ min)	[T]
T	període de fluctuacions de la velocitat mitjana relacionat amb la migració de les formes de fons	[T]
t_d	escala temporal dels remolins turbulents dissipatius	[T]
t_f	durada de l'experiment	[T]
t_p	escala temporal de les partícules	[T]
t_w	escala temporal de la paret	[T]
u	velocitat instantània longitudinal	[$L \cdot T^{-1}$]
U	velocitat longitudinal mitjanada pel calat	[$L \cdot T^{-1}$]
\bar{u}	velocitat mitjana longitudinal	[$L \cdot T^{-1}$]

$ \mathbf{u} $	mitjana del mòdul del vector de velocitats	$[L \cdot T^{-1}]$
u'	fluctuació turbulenta de la velocitat longitudinal	$[L \cdot T^{-1}]$
$\overline{u'^2}$	variància de la velocitat longitudinal	$[L^2 \cdot T^{-2}]$
u_*	velocitat de tall	$[L \cdot T^{-1}]$
u_{*E}	velocitat de tall que s'obté de l'energia turbulenta	$[L \cdot T^{-1}]$
u_{*l}	velocitat de tall que s'obté del perfil de velocitats mitjanes seguint la llei de la paret	$[L \cdot T^{-1}]$
u_{*S}	velocitat de tall que s'obté del pendent motriu	$[L \cdot T^{-1}]$
u_{*t0}	velocitat de tall crítica per a l'inici del moviment de partícules no cohesives segons el criteri de <i>Mantz</i> [1977]	$[L \cdot T^{-1}]$
u_{*tc}	velocitat de tall crítica per a l'inici del moviment de partícules amb cohesió segons el criteri de <i>van Rijn</i> [2007b]	$[L \cdot T^{-1}]$
u_{*ts}	velocitat de tall crítica per posar en suspensió partícules segons el criteri de <i>Niño et al.</i> [2003]	$[L \cdot T^{-1}]$
$u_{*\tau}$	velocitat de tall que s'obté de l'extrapolació al fons del perfil de tensions de Reynolds τ_{xz}	$[L \cdot T^{-1}]$
$\overline{u_0}$	velocitat mitjana longitudinal associada als 5 minuts inicials de l'experiment	$[L \cdot T^{-1}]$
$\overline{u_0'^2}$	variància de la velocitat longitudinal associada als 5 minuts inicials de l'experiment	$[L^2 \cdot T^{-2}]$
U_c	velocitat convectiva	$[L \cdot T^{-1}]$
$\overline{u_M}$	velocitat mitjana longitudinal màxima	$[L \cdot T^{-1}]$
v	velocitat instantània transversal	$[L \cdot T^{-1}]$
V	volum d'aigua en el circuit hidràulic	$[L^3]$
\bar{v}	velocitat mitjana transversal	$[L \cdot T^{-1}]$
v'	fluctuació turbulenta de la velocitat transversal	$[L \cdot T^{-1}]$
$\overline{v'^2}$	variància de la velocitat transversal	$[L^2 \cdot T^{-2}]$
$\overline{v_0}$	velocitat mitjana transversal associada als 5 minuts inicials de l'experiment	$[L \cdot T^{-1}]$
v_b	volum d'una barca (§A4, pàg. 214)	$[L^3]$
V_b	el volum que ocupa el dipòsit de llim	$[L^3]$
V_f	celeritat de les formes de fons	$[L \cdot T^{-1}]$
$v_{r,i}$	per a $i = 1:4$, velocitats que proporcionen els 4 receptors de l'ADV	$[L \cdot T^{-1}]$
w	velocitat instantània vertical	$[L \cdot T^{-1}]$
W	amplada d'una barca (Figura 3, pàg. 7)	$[L]$
\bar{w}	velocitat mitjana vertical	$[L \cdot T^{-1}]$
w'	fluctuació turbulenta de la velocitat vertical	$[L \cdot T^{-1}]$
$\overline{w'^2}$	variància de la velocitat vertical	$[L^2 \cdot T^{-2}]$
$\overline{w_0}$	velocitat mitjana vertical associada als 5 minuts inicials de l'experiment	$[L \cdot T^{-1}]$

w_s	velocitat de sedimentació que té en compte la interacció entre les partícules ([7], pàg. 33)	$[L \cdot T^{-1}]$
w_{s0}	velocitat de sedimentació segons la solució d'Stokes	$[L \cdot T^{-1}]$
x	coordenada en la direcció principal del flux (positiva cap a aigües avall). $x = 0$ m indica l'extrem aigües amunt del canal.	$[L]$
y	coordenada en la direcció transversal (positiva cap al marge esquerre). $y = 0$ m indica la posició del centre d'una secció transversal.	$[L]$
y'	distància entre la coordenada transversal y i la paret lateral més propera	$[L]$
z	coordenada en la direcció vertical (positiva cap a la superfície lliure). $z = 0$ m indica la posició del fons.	$[L]$
Z	número de Rouse ([43], pàg. 59)	$[-]$
Z'	número de Rouse ([43], pàg. 59)	$[-]$
\hat{z}	distància des de la solera del canal fins a la mesura	$[L]$
z_0	longitud que depèn del tipus de flux turbulent en la definició del perfil de velocitats	$[L]$
z_a	cota a la que es mesura la concentració de referència \bar{c}_a	$[L]$
z_b	gruix mitjà del dipòsit de llim en un instant t	$[L]$
Z_b	gruix mitjà del dipòsit de llim al final de l'experiment quan $t = t_f$	$[L]$
α_b	angle al punt base de la barcana (entre la solera i la cara cap avall) (Figura 3, pàg. 7)	$[-]$
α_p	angle al peu de la barcana (entre la solera i la cara cap amunt) (Figura 3, pàg. 7)	$[-]$
β	ràtio entre la difusió de les partícules i la difusió de quantitat de moviment ([40], pàg. 58)	$[-]$
β_0	coeficient estimat amb l'ajust del perfil de Rouse a les mesures de concentració per a la mida del llim original	$[-]$
β_f	coeficient estimat amb l'ajust del perfil de Rouse a les mesures de concentració per a la mida del llim en suspensió	$[-]$
δ	gruix de la capa límit turbulenta que s'identifica per la cota de la velocitat mitjana longitudinal màxima	$[L]$
δ_t	gruix teòric de la capa límit turbulenta ([18], pàg. 49)	$[L]$
δ_v	gruix de la subcapa viscosa ([19], pàg. 51)	$[L]$
ε	dissipació turbulenta	$[L^2 \cdot T^{-3}]$
η	escala de longitud de Kolmogorov ([51], pàg. 62)	$[L]$
η_d	escala turbulenta interna	$[L]$
κ	constant de Von Karman	$[-]$
λ	escala geomètrica (prototip/model)	$[-]$
λ_b	distància entre els caps de dues barcanes consecutives (Figura 3, pàg. 7)	$[L]$

λ_D	escala de la mida del sediment (prototip/model)	[-]
λ_R	escala del número de Reynolds (prototip/model)	[-]
λ_u	escala de la velocitat (prototip/model)	[-]
λ_τ	escala de la tensió adimensional de Shields (prototip/model)	[-]
λ_{ADV}	longitud d'ona acústica de l'ADV	[L]
μ	viscositat dinàmica de la mescla d'aigua i de llim [12] (pàg. 46)	[L · T ⁻¹]
μ_0	viscositat dinàmica de l'aigua en condicions normals (T = 20°C i C = 0 kg/m ³)	[M · L ⁻¹ · T ⁻¹]
ν	viscositat cinemàtica de la mescla d'aigua i de llim [17] (pàg. 47)	[L ² · T ⁻¹]
ν_0	viscositat cinemàtica de l'aigua en condicions normals (T = 20°C i C = 0 kg/m ³)	[L ² · T ⁻¹]
ν_m	difusió turbulenta de la quantitat de moviment (<i>eddy viscosity</i>) [39] (pàg. 58)	[L ² · T ⁻¹]
ν_s	difusió turbulenta per de les partícules de sediment [38] (pàg. 58)	[L ² · T ⁻¹]
Π	paràmetre del deixant ([22], pàg. 52)	
ρ	densitat de la mescla d'aigua i de llim [11] (pàg. 46)	[M · L ⁻³]
ρ_0	densitat de l'aigua en condicions normals (T = 20°C i C = 0 kg/m ³)	[M · L ⁻³]
ρ_s	densitat del sediment	[M · L ⁻³]
ρ_{sd}	densitat aparent seca	[M · L ⁻³]
ρ_{ss}	densitat aparent saturada	[M · L ⁻³]
σ_D	desviació estàndard granulomètrica	[-]
σ_g	desviació estàndard de la distribució de la mida de les partícules	[-]
σ_u	desviació estàndard de les sèries de velocitat instantània longitudinal	[L · T ⁻¹]
σ_v	desviació estàndard de les sèries de velocitat instantània transversal	[L · T ⁻¹]
σ_w	desviació estàndard de les sèries de velocitat instantània vertical	[L · T ⁻¹]
σ_{u10}	desviació estàndard de sèries de 10 min de velocitat instantània longitudinal, transversal i vertical	[L · T ⁻¹]
σ_{v10}	desviació estàndard de sèries de 10 min de velocitat instantània longitudinal, transversal i vertical	[L · T ⁻¹]
σ_{w10}	desviació estàndard de sèries de 10 min de velocitat instantània longitudinal, transversal i vertical	[L · T ⁻¹]
τ	desfasament	[T]
τ^*	tensió adimensional de Shields	[-]
τ_b	tensió de tall en el fons	[M · L ⁻¹ · T ⁻²]

τ_{yz}	tensió de tall de Reynolds en la direcció z a sobre una cara perpendicular a y	$[M \cdot L^{-1} \cdot T^{-2}]$
τ_{xy}	tensió de tall de Reynolds en la direcció y a sobre una cara perpendicular a x	$[M \cdot L^{-1} \cdot T^{-2}]$
τ_{xz}	tensió de tall de Reynolds en la direcció z a sobre una cara perpendicular a x	$[M \cdot L^{-1} \cdot T^{-2}]$
τ_{xz10}	tensió de tall de Reynolds associada a sèries de 10 min de durada	$[M \cdot L^{-1} \cdot T^{-2}]$
$\phi_M(t)$	funció racional que descriu la llei de decaïment [62] (pàg. 93)	[-]
ϕ_{sM}	fracció sòlida màxima estimada que pot assolir el fons	[-]
ϕ_s	fracció sòlida del fons o densitat estructural	[-]
ψ_i	centre de la classe i en unitats ψ	[-]
$\psi_{l,i}$	mida en unitats ψ	[-]

1 Introducció

1.1 Motivació: del quant al què

Durant el treball amb la base de dades del riu Pilcomayo (frontera entre l'Argentina i el Paraguai), els valors marcadament alts de la concentració de sediment en suspensió (superior a 60 kg/m^3) majoritàriament de mida llim [Martín-Vide et al., 2014], acompanyats d'una detallada singular geometria hidràulica (amb fluctuacions diàries del tàlveg de l'ordre de metres), van ressaltar les mancances en el coneixement de la hidràulica del transport de sediment, en particular de les mides més fines altrament anomenat la càrrega de rentat. Quant de sediment fi en suspensió pot transportar un flux?

La càrrega de rentat és tradicionalment caracteritzada per la dependència del subministrament de sediment fi amb origen a la conca i per la presència escassa en lleres al·luvials [Einstein et al., 1940; Garde i Ranga Raju, 1985; Chien i Wan, 1999; Martín-Vide, 2006] i que conjuntament amb les propietats fisicoquímiques complexes que, de vegades, acompanyen les partícules més fines [Mehta, 2013] promouen ometre-la de les equacions de transport de sediment.

Tot i que el contingut de sílice del llim en suspensió en rius pot representar la fracció predominant [Bagnold i Mantz, 1980; te Slaa et al., 2015], no són molts els experiments de laboratori que investiguen la capacitat del transport i la sedimentació de material molt fi de mineralogia no cohesiva [Kalinske i Hsia, 1945; Mantz, 1973, 1978, 1992; Jopling i Forbes, 1979; Bagnold i Mantz, 1980; Westrich i Juraschek, 1985]. Sovint, els experiments amb sediment molt fi contenen proporcions elevades de material cohesiu (minerals de l'argila) [Mehta, 2013] o, més recentment, contenen petites quantitats de material cohesiu amb l'objectiu d'investigar la influència de la mineralogia del sediment en l'estabilitat dels fons [Baas et al., 2013, 2016].

La condició de capacitat del transport de sediment amb origen a la llera en canals al·luvials implica que, normalment, hi hagi una capa de sediment en el fons en moviment (un transport de fons) amb la mateixa granulometria que el sediment que és transportat en suspensió [Cellino, 1998].

1.1. Motivació: del quant al què

L'objectiu originari dels experiments que es presenten en aquesta tesi és avaluar la capacitat del transport en suspensió de sediment fi de mineralogia no cohesiva (en particular una pols de quars de 0.004 mm), definida com la quantitat crítica de partícules en suspensió a partir de la qual comença la sedimentació sobre un fons no erosionable [Itakura i Tsutomu, 1980; Arora et al., 1984; Westrich i Juraschek, 1985; Khullar, 2006].

El plantejament originari dels experiments està resumit a la Figura 1: donades unes condicions del flux en un circuit hidràulic tancat (és a dir, amb recirculació d'aigua i de sediment), es van afegint quantitats creixents de llim a un volum constant d'aigua (l'abscissa) i es mesura la concentració del llim en suspensió.

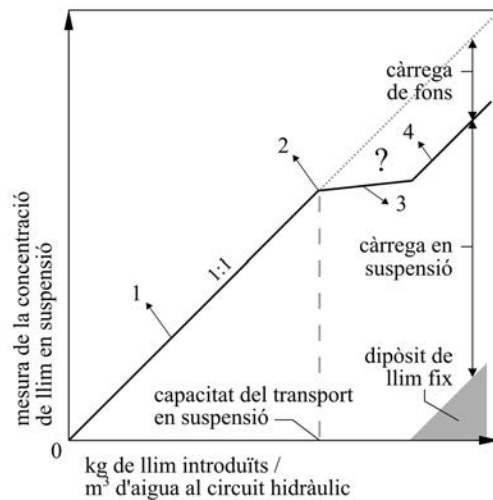


Figura 1. Plantejament originari en aquesta tesi sobre l'evolució del sediment fi en un canal de laboratori. L'explicació dels números apareix en el text.

D'entrada, es suposa que la suspensió és completa per a concentracions de llim petites (1). Seguidament, la sedimentació de partícules comença a partir d'una quantitat de llim en el sistema hidràulic. Aquest punt d'inflexió representa la capacitat del transport en suspensió (2). Després, la sedimentació i l'acció del flux genera formes de fons (i, per tant, existeix un transport de fons) que influeixen en la capacitat del transport en suspensió però encara no hi ha un dipòsit permanent al fons (3). Finalment, el llim que continua afegint-se en el sistema hidràulic només engrandeix el gruix del dipòsit perquè les formes de fons

1.2. Capacitat del transport

atenyen una morfologia en equilibri i la capacitat del transport en suspensió està exhaurida.

Es desconeixen les relacions entre la mesura de la concentració de llim en suspensió, la càrrega de fons i la concentració màxima que podria haver-hi.

Ara bé, en els experiments preliminars d'aquesta tesi s'observa la sedimentació de la pols de quars per a concentracions inferiors a 0.1 kg/m^3 (Figura 2), malgrat que la capacitat del transport en suspensió estimada és molt superior. Aquest fet altera l'objectiu i el plantejament originari i motiva una investigació exploratòria sobre el transport de la pols de quars, la sedimentació i la creació dels fons.



Figura 2. Formes de fons aïllades similars a les dunes barcanes creades per la sedimentació d'una pols de quars de 0.004 mm .

1.2 Capacitat del transport

Quan s'investiga la capacitat del transport de sediment fi (relacionat amb la càrrega de rentat) i s'accepta que la seva granulometria no representa la del fons al ·luvial, no és estrictament aplicable l'enfocament a la capacitat del transport com un problema de transport de sediment amb origen a la llera mitjançant mètodes basats en un valor crític per a l'inici del moviment (per exemple la recopilació a *ASCE* [2008], capítol 2) [*Celik i Rodi*, 1991; *Chien i Wan*, 1999].

Les alternatives per al càlcul de la capacitat de transport de sediment en suspensió per a un fons fix, sense material al ·luvial, l'ofereixen alguns mètodes empírics basats en les anàlisis dimensional i de la regressió de paràmetres (motivats per la despesa econòmica en el manteniment de canals de regadiu,

1.2. Capacitat del transport

clavegueram i canals amb contorns fixos en general) [Arora et al., 1984; Nalluri i Spaliviero, 1998; Khullar, 2006] i els mètodes basats en criteris energètics (l'energia necessària per mantenir el sediment en suspensió i l'energia dissipada durant el transport de sediment) [Bagnold, 1966; Bagnold i Mantz, 1980; Itakura i Tsutomu, 1980; Westrich i Juraschek, 1985; Wiuff, 1985; Celik i Rodi, 1991; Yang, 2005]. En la seva forma més senzilla, aquests últims criteris adopten expressions similars a

$$C_v = e \cdot \frac{\rho}{\rho_s - \rho} \cdot \frac{U \cdot S_f}{w_{s0}} \quad [1]$$

on C_v és la concentració volumètrica (en m^3/m^3) que representa la capacitat del transport, ρ i ρ_s són la densitat de l'aigua i del sediment respectivament (en kg/m^3), U és la velocitat del flux mitjanada pel calat (en m/s), S_f és el pendent motriu (en m/m), w_{s0} és la velocitat de sedimentació en condicions d'aigua clara (p. ex. la llei de Stokes o la velocitat de sedimentació de Dietrich [1982]) (en m/s), i e és l'eficiència de la despesa energètica per al transport de sediment en suspensió.

La Taula 1 conté l'expressió de l'eficiència segons la referència (i després d'operar les expressions originals dels autors), la mida mitjana mínima del sediment en suspensió (tant si prové d'experiments propis com de la recopilació de dades d'altres autors), i la condició del fons.

Taula 1. Eficiència en els mètodes basats en criteris energètics (D és una mida característica del sediment, τ_b és la tensió de tall en el fons, U és la velocitat mitjana del flux, u_* és la velocitat de tall, τ^* és la tensió adimensional de Shields, k_s és la rugositat del fons i h és el calat). Entre parèntesis, a la columna D mínim, s'indica la referència de les dades que els autors utilitzen.

Referència	e	D mínim	Comentaris
[Bagnold, 1966]	0.01	0.11 mm (1)	fons al · luvial
[Bagnold i Mantz, 1980]	$0.021 \cdot (\tau_b \cdot U)^{1.94}$	0.018 mm	fons al · luvial
[Itakura i Tsutomu, 1980]	$0.05 \cdot \frac{u_*}{U}$	0.12 mm	fons fix rugós
[Westrich i Juraschek, 1985]	0.0018	0.026 mm	fons fix llis i fons fix rugós
[Wiuff, 1985]	$0.016 \cdot \tau^*$	0.19 mm (2)	fons al · luvial
[Celik i Rodi, 1984, 1991]	$0.034 \cdot \left[1 - \left(\frac{k_s}{h}\right)^{0.06}\right]$	0.011 mm (3)	fons fix llis i fons al · luvial

1.2. Capacitat del transport

[Yang, 2005]	$12.5 \cdot \left(\frac{u_*}{U}\right)^2$	0.02 mm (4)	fons al·luvial
--------------	---	-------------	----------------

(1) Laursen, E.M. (1957), An investigation of the total sediment load, Iowa State University Institute Hydrology Research.

(2) Guy, H. P., Simons, D. B., Richardson, E. V. (1966), Summary of alluvial channel data from flume experiments, 1956-61, U.S. Geological Survey Professional Paper 462-1.

(3) Kalinske, A., Hsia, C. (1945), Study of transportation of fine sediments by flowing water, Bulletin No. 29, University of Iowa Studies in Engineering.

(4) Brownlie, W. R. (1981), Compilation of alluvial channel data: Laboratory and field, California Institute of Technology.

Les discrepàncies entre els diferents mètodes són molt grans (com resumeix *Khullar* [2006]).

Westrich i Juraschek [1985] adverteixen de la influència de les condicions del fons en l'avaluació de la capacitat del transport en suspensió: 1) la capacitat del transport no està afectada per la rugositat del fons k_s sempre i quan la ràtio $k_s/h \ll 1$ (on h és el calat); 2) la capacitat del transport amb un fons hidràulicament llis disminueix en comparació amb un fons hidràulicament rugós si $\delta_v/D > 1$ (on δ_v és el gruix de la subcapa viscosa i D és la mida del sediment); i 3) la capacitat del transport amb un fons al·luvial (erosionable) augmenta en comparació amb un fons fix (no erosionable).

La condició inicial ens els experiments de *Bagnold i Mantz* [1980] és un fons pla erosionable de llim (de 0.018 mm o de 0.040 mm) que evoluciona cap a un fons en equilibri dinàmic amb formes de fons pel transport de fons i en suspensió del sediment fi. El procediment és idèntic en els experiments exploratoris de *Kalinske i Hsia* [1945] (llim de 0.011 mm) i *Jopling i Forbes* [1979] (llim de 0.045 mm) malgrat que les capacitats del transport són superiors (més d'un ordre de magnitud) a les de *Bagnold i Mantz* [1980].

Amb dades de rius al·luvials amb un gran transport de sediment fi, *Yang i Simões* [2005] modifiquen l'expressió de la capacitat del transport en suspensió per a sediment amb origen a la llera de *Yang* [1996], basada en el concepte de l'energia del flux unitària adimensional ($U \cdot S_f/w_{s0}$) [*Yang i Stall*, 1974; *Yang*, 1979; *Yang et al.*, 1996], per incorporar la càrrega de rentat en el càlcul de la capacitat del transport al riu Groc (Xina) i defineixen la càrrega de rentat com el sediment de mida ≤ 0.01 mm.

1.3. Dipòsits de llim

Van Rijn [2007b] introdueix els efectes de la interacció entre les partícules en suspensió a l'equació [1] (pàg. 4) per obtenir dues capacitats de transport de càrrega de rentat en rius al·luvials, una relacionada amb l'arrencada de llim amb origen a la llera (*entrainment* en anglès, de fins a 150 kg/m^3 per a partícules de $8 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$) i l'altre per a condicions hiperconcentrades ($\sim 1000 \text{ kg/m}^3$) relacionada amb el subministrament de sediment aigües amunt.

Khullar et al. [2010], a partir d'experiments en els que utilitza un sediment de mida 0.062 mm com a càrrega de rentat, considera que el procés del transport de càrrega de rentat i del transport en suspensió de sediment amb origen a la llera són similars.

L'aplicació dels anteriors mètodes a un flux turbulent com el dels experiments d'aquesta recerca (que s'identifica, de mitjana, per $U = 0.27 \text{ m/s}$, $h = 0.077 \text{ m}$, $S_f = 4.8 \cdot 10^{-4}$ i una viscositat cinemàtica $\nu = 7.7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) amb una pols de quars de 0.004 mm ($w_{s0} = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$ amb la llei de Stokes) proporciona valors de la capacitat del transport en suspensió molt diversos, alguns superiors a 100 kg/m^3 . Tot i així, malauradament, no s'ha trobat una concentració de sediment en suspensió per a la que no sedimentin les partícules a sobre la solera del canal de laboratori. És a dir, per a totes les concentracions, fins i tot les més petites, sempre hi ha sedimentació.

1.3 Dipòsits de llim

La condició inicial en els experiments d'aquesta tesi és la solera llisa, rígida i no erosionable del canal de laboratori, a diferència de les investigacions sobre formes de fons que parteixen d'una capa plana de material granular que canvia per l'acció d'un flux (p. ex. una capa de llim a *Rees* [1966] o *Mantz* [1978]).

El catàleg de formes de fons per a sediment no cohesiu de mida inferior a 0.15 mm el componen les arrugues (*ripples* en anglès) [*Southard i Boguchwal*, 1990]. Les arrugues són petites formes de fons independents del calat, dependents de la granulometria i relacionades amb el gruix de la subcapa viscosa [*Jopling i Forbes*, 1979; *Mantz*, 1992]. A partir d'un fons granular pla no cohesiu, les primeres formes de fons que hi apareixen són les arrugues. Amb prou temps, les arrugues creixen i evolucionen cap a formes tridimensionals de geometria

1.3. Dipòsits de llim

linguoide [Mantz, 1992; Baas, 1994, 1999; Raudkivi, 1997]. Quan la geometria en planta no és linguoide s'interpreta com una manca d'equilibri perquè o bé no ha transcorregut el temps suficient per desenvolupar aquesta geometria o bé hi ha una manca de material granular no cohesiu [Baas et al., 2013].

Per a increments del flux, la seqüència d'un fons en equilibri a partir d'un fons pla estacionari de sediment conté la morfologia barcanoide seguida de la morfologia linguoide [Mantz, 1992].

1.3.1 Fons de barcanes

Les barcanes són formes de fons amb una geometria en planta de lluna minvant o de lletra C i dues banyes apuntant en el sentit principal del flux (Figura 3). El cos de la barcana està definit per la distància entre el punt base i el peu L , l'amplada W i l'alçada H . La longitud de les banyes és la distància entre el cap i el punt base L_h , i la projecció sobre el pla horitzontal de la distància entre el punt de llindar i el punt base s'identifica per L_l .

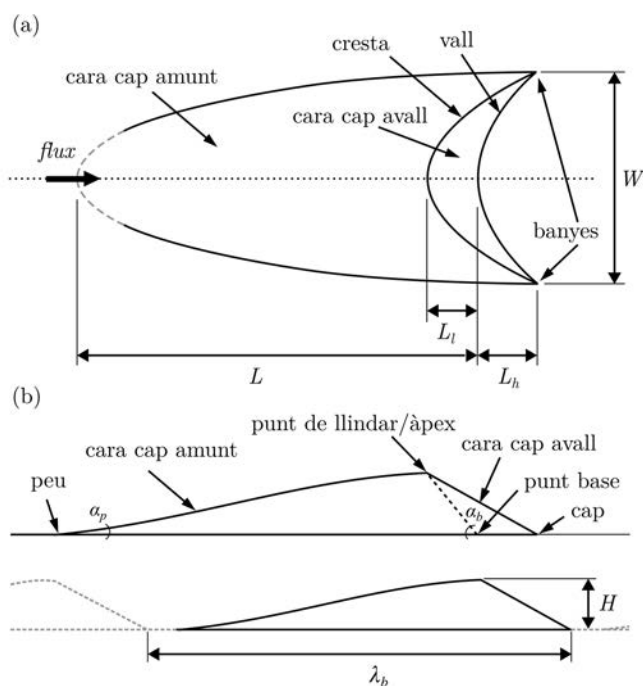


Figura 3. Dibuix i nomenclatura d'una duna barcana (a) en planta i (b) en alçat. L'àpex i el punt de llindar poden no coincidir. L'escala vertical està exagerada. Font: adaptat de Sauremann et al. [2000].

1.3. Dipòsits de llim

En alçat es defineixen els angles al punt base de la barcana α_b (entre la solera i la cara cap avall) i al peu de la barcana α_p (entre la solera i la cara cap amunt). La distància entre el cap d'una barcana i el cap de la següent barcana —una mena de longitud d'ona del fons— es denota per λ_b . A més de les barcanes aïllades, les barcanoides són formes similars a les barcanes però en contacte lateralment [McKee, 1979] que poden precedir la formació de barcanes [Endo et al., 2005]. Les arrugues linguoides presenten crestes curtes, obertes i corbades en el sentit contrari al de les barcanes [Allen, 1968].

Un flux unidireccional d'aigua o d'aire a sobre un fons no erosionable, donat un subministrament limitat però continu de sorra (és a dir, un transport de sediment controlat per la disponibilitat, o en altres paraules, un transport de sediment per sota de la capacitat del transport), típicament generarà arrugues amb una forma i unes relacions similars a les dunes barcanes i barcanoides del desert terrestre [Allen, 1968; Mantz, 1978; Bullard i Livingstone, 2010] o marcià [Bourke i Goudie, 2009].

S'han observat barcanes subaquàtiques en medis fluvials [McCulloch i Janda, 1964], marins [Hollister i McCave, 1984] i d'estuaris [Allen, 1968]; en experiments de laboratori [Kalinske i Hsia, 1945; Mantz, 1978; Hersen et al., 2002; Endo et al., 2005; Hersen, 2005; Katsuki et al., 2005; Groh et al., 2009; Franklin i Charru, 2011; Courrech du Pont et al., 2014]; i en la indústria [Boulanger i Wong, 2016]. Alguns exemples apareixen a la Figura 4.

1.3. Dipòsits de llim

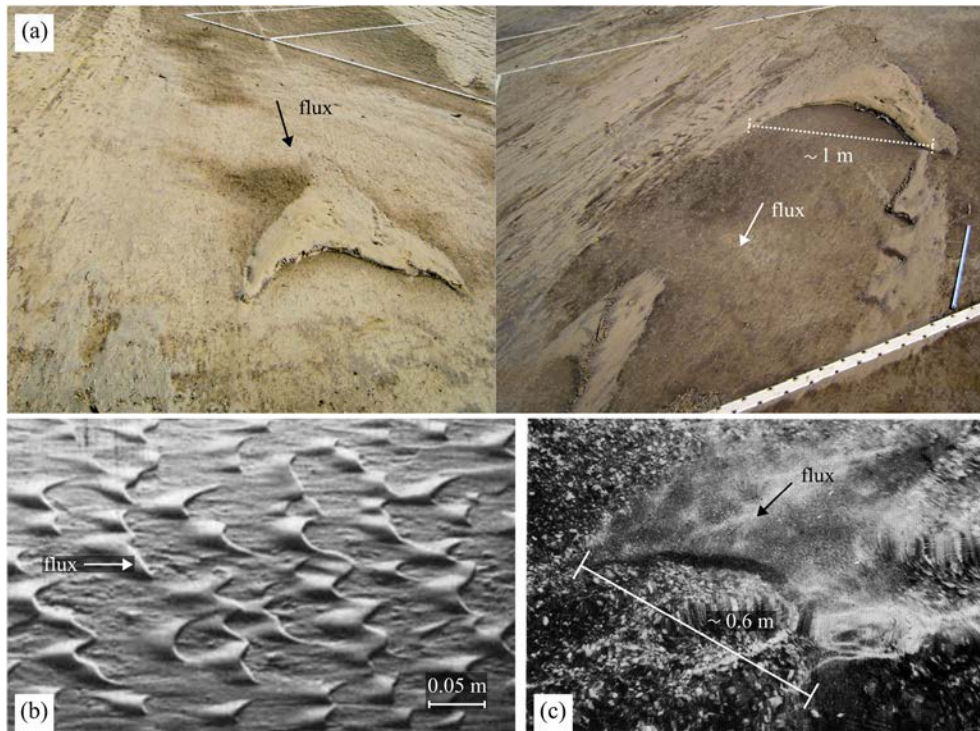


Figura 4. Barcanes subaquàtiques: a) de sediment fi a sobre d'un camp de beisbol i tennis després del pas d'una avinguda del riu Kizu (al Japó) causada per un tifó l'octubre de 2009 (cortesia de la Prof. Miwa Yokokawa de Osaka Institute of Technology i del Prof. F. Masuda de Doshisha University); b) en un canal de laboratori amb una pols de quars de $0.015 \cdot 10^{-3}$ mm [Mantz, 1978]; c) de sorra a sobre d'una llera de grava al riu Nome (Alaska) [McCulloch i Janda, 1964].

Els corredors de barcanes eòliques són sistemes dinàmics amb col·lisions entre barcanes grans (més ràpides) i petites (més lentes) [Hersen *et al.*, 2004]. Les observacions a partir d'anàlisis d'estabilitat lineal en barcanes eòliques són que els corredors de barcanes són inestables (malgrat que els corredors no manifestin les inestabilitats) [Hersen *et al.*, 2004] i que les barcanes poden generar-se a partir de dunes transversals migrant per sobre d'un fons no erosionable [Parteli *et al.*, 2011; Melo *et al.*, 2012].

Normalment, la quantitat de sediment que una barcana incorpora a la cara amunt depèn del flux de sediment que expulsa una barcana situada aigües amunt. Una barcana interacciona amb l'entorn a través de l'expulsió de partícules per les banyes i amb la incorporació de partícules en la seva cara amunt [Zhang *et al.*, 2014]. Les barcanes aïllades no són estables i la quantitat de material que

1.4. Contingut de la tesi

poden incorporar a la cara amunt controla el seu creixement [*Hersen et al.*, 2004; *Hersen i Douady*, 2005].

En experiments amb aigua i pols de sílice de 0.015 mm, *Mantz* [1978] descriu com “*per un procés de fusió, les petites arrugues evolucionen amb el temps cap a formes més grans i menys nombroses [...] semblants en forma a les molt més grans dunes barcana del desert*”.

1.4 Contingut de la tesi

S’investiga el transport i la sedimentació d’un llim fi de mineralogia no cohesiva (una pols de quars de 0.004 mm variada¹) amb un flux turbulent sobre una solera llisa i no erosionable d’un canal de laboratori. Els objectius de la recerca es descriuen a l’apartat §1.5 (pàg. 11). El capítol §2 (pàg. 12) conté la descripció del canal de laboratori, l’equipament, el sediment i la campanya experimental.

En el capítol §3 (pàg. 46) hi ha les bases teòriques dels resultats de la tesi. Hi apareixen la formació de la capa límit, la distribució en el calat de velocitats, tensions de tall i concentracions de sediment, la rugositat del fons, l’anàlisi espectral i, finalment, una anàlisi dimensional del transport de sediment en suspensió i un estudi de la semblança als experiments.

Els resultats es presenten conjuntament amb les discussions en el capítol §4 (pàg. 72). Primer es mostren les taules amb la informació general (Taula 14 a la pàg. 75 i Taula 16 a la pàg. 78) i les fotografies dels dipòsits de llim (Figura 28, pàg. 84). Els resultats s’organitzen segons la temàtica: variacions temporals de la concentració de les granulometries, distribució en el calat de la concentració, morfologia dels dipòsits de llim, i mesures amb ADV (variacions temporals, distribucions en el calat i anàlisi espectral). L’últim apartat és un resum dels

¹ Per a descriure la desviació estàndard de la distribució de la mida de les partícules del llim s’utilitzen els termes *uniforme* (valors baixos de desviació estàndard) i *variada* (valors grans de la desviació estàndard). En anglès, els equivalents són *well sorted* i *poorly sorted*, respectivament (§2.3.2, pàg. 28).

1.5. Objectius

resultats que permet conjecturar sobre la creació d'aquests dipòsits com a conseqüència dels efectes viscosos.

El capítol §5 (pàg. 173) és per als comentaris finals i els treballs futurs.

Els apèndix complementen tant la informació sobre les mesures com els resultats. Hi ha fotografies a l'apèndix §A7 (pàg. 281), el document realitzat durant l'estada d'investigació al Laboratori d'Hidrologia i del Medi Ambient LTHE de Grenoble (§A8, pàg. 291), i un resum de la difusió de la recerca (§A9, pàg. 332).

1.5 Objectius

L'aspiració d'aquest treball, de sempre, ha estat entendre el transport de les mides més fines. Els resultats preliminars, com s'ha explicat a §1.2 (pàg. 3), han alterat la formulació d'aquesta aspiració, han introduït noves incògnites i han establert els següents objectius principals:

1. Atès que hi ha un dipòsit de llim, demostrar la variació de sediment en suspensió i trobar la llei de decaïment malgrat la permanència de la turbulència.
2. Determinar l'ocurrència de les formes de fons de morfologia barcana.
3. Esbossar una explicació de mecànica de fluids a la formació dels dipòsits.

Durant l'elaboració dels experiments, s'acorden els següents objectius experimentals:

1. Relacionar els resultats de la hidràulica clàssica en canals amb les mesures dels experiments, investigant la influència de la concentració de sediment.
2. Establir l'aplicabilitat d'un aparell ADV com a traçador de la morfologia/posició d'un fons mòbil.
3. Estudiar l'aplicabilitat d'un aparell ADV en condicions d'una elevada concentració de sediment en suspensió.

2 Disseny experimental i procediment

2.1 Canal de laboratori

El conjunt d'assajos es realitza en el Laboratori de Simulació de Processos Geològics (SIMGEO UB-CSIC) localitzat a la Facultat de Geologia de la Universitat de Barcelona (Figura 5).



Figura 5. Canal de laboratori SIMGEO UB-CSIC, Facultat de Geologia, Universitat de Barcelona.

El canal de laboratori té una longitud útil de 14.75 m i és rectangular, amb una amplada de 0.37 m i una altura de 0.42 m. Les parets laterals del canal són de vidre blindat transparent que no deforma les imatges. Els fons del canal el componen cinc planxes d'alumini polit de 3 m de longitud, rígides i planes amb algunes aspreses distribuïdes aleatòriament. L'origen de les aspreses és la corrosió per picadura. L'alçada màxima de les impureses és aproximadament 0.3 mm (Figura 6).

2.2. Circuit hidràulic i instrumentació

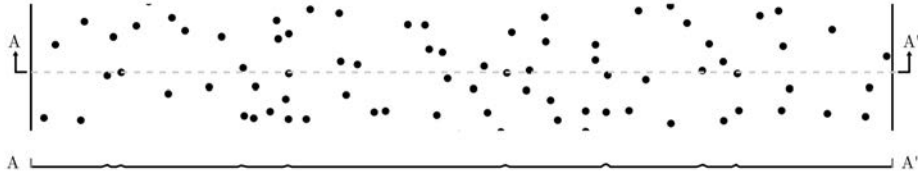


Figura 6. Amunt, recreació de la quantitat i la distribució de les aspreses en el fons d'alumini del canal en un tram de 5 cm. Els punts en negre representen les aspreses. A sota, tall transversal A–A' amb les aspreses per facilitar la interpretació (no a escala).

El pendent és variable. El canal està suportat per sis braços hidràulics (tres a cada banda) i per un mecanisme de ròtula d'eix horitzontal en el seu extrem aigües avall que permet la basculació del canal. Per un error d'anivellament hi ha un pendent transversal negatiu cap a la dreta màxim del 0.1%. Des d'un panell de control digital es configura el pendent del canal i el cabal líquid (segons la velocitat del rotor de la bomba centrífuga).

2.2 Circuit hidràulic i instrumentació

El canal funciona a través d'un circuit hidràulic tancat (Figura 7). L'aigua s'obté directament de la xarxa de distribució de la ciutat de Barcelona. La salinitat mesurada és 500 mg/l (i la conductivitat és $\sim 900 \mu\text{S}/\text{cm}$ a 20°C) i el pH és 7.5. La duresa total de l'aigua és de 260 mg CaCO_3 segons la companyia encarregada del tractament Aigües de Barcelona SA. Durant els assajos no es practica cap tractament a l'aigua.

Els instruments que s'han utilitzat durant els experiments es poden classificar en:

- aparells per mesurar velocitats;
- aparells per mesurar distàncies verticals;
- aparells per mesurar la concentració de sediment en suspensió;
- aparells per obtenir fotografies;
- aparells per caracteritzar el sediment;
- aparells per mesurar la temperatura.

2.2. Circuit hidràulic i instrumentació

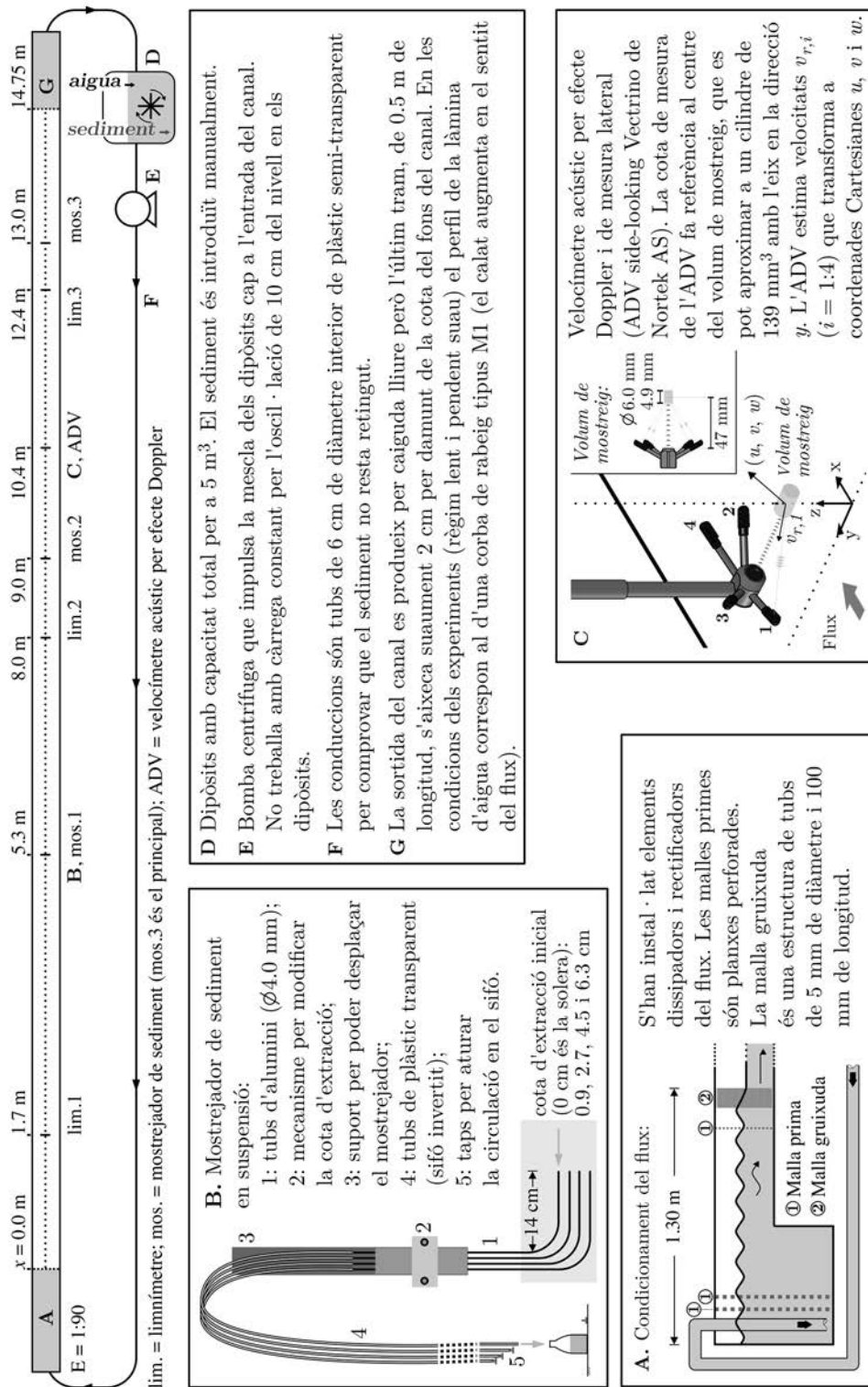


Figura 7. Croquis i explicació del circuit hidràulic. El canal està dibuixat a escala 1:90.

2.2.1 Condicions de contorn

Aigües amunt, el cabal és controlat. Els elements rectificadors de dissipació de l'energia garanteixen l'entrada ordenada del flux (Figura 7A).

Aigües avall, la sortida del canal és una caiguda lliure a la coordenada $x = 14.75 + 0.60$ m. A $x = 14.75 + 0.10$ m hi ha un petit esglaó de la solera (2 cm d'altura) (Figura 8a). L'esglaó i la caiguda lliure exerceixen el control hidràulic.

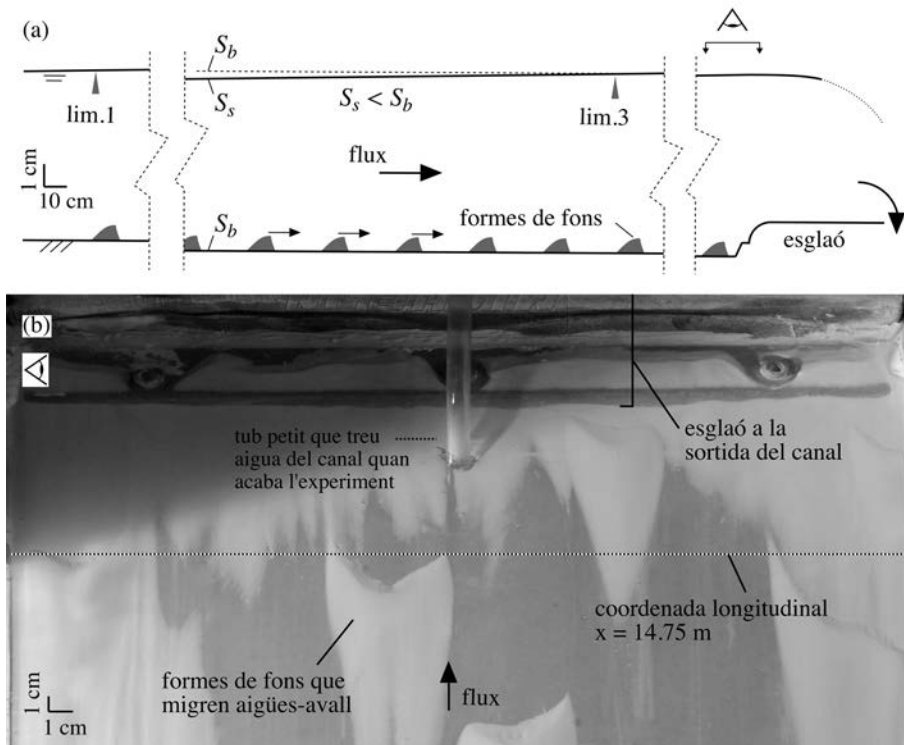


Figura 8. (a) Esquema (a escala distorsionada) del flux en el canal amb la condició de control aigües avall (esglaó de 2 cm). S_b és el pendent de la solera, S_s el pendent de la superfície lliure, lim.1 i lim.3 representen la posició dels limnímetres (Figura 8). La superfície lliure traça una corba de rabeig M1 (el calat creix lleugerament cap a aigües avall: entre la mesura del calat lim.1 i lim.3 hi ha -0.3 cm mentre que el calat mitjà és 7.8 cm). (b) Fotografia en planta del canal abans de l'esglaó. No s'observa sedimentació general i, en canvi, sí s'observen formes de fons que saltarien l'esglaó.

Com es veurà més endavant, apareixen formes de fons en el transcurs dels experiments. L'esglaó actua de condició de contorn del fons però, a la pràctica, les formes de fons migren aigües avall sense cap alteració i salten l'esglaó (Figura

8b). Ara bé, si hi ha sedimentació general, l'altura de l'esglaió exerceix de topall del fons.

2.2.2 Velocitats

Les dades de velocitat es prenen amb un velocímetre acústic per efecte Doppler (per les sigles en anglès ADV de *acoustic Doppler velocimeter*) Vectrino de Nortek AS (Figura 9)². Mesurar amb l'ADV és considerat un mètode poc intrusiu perquè la distància entre el punt de mesura i l'aparell és d'aproximadament 5 cm [Poindexter et al., 2010].

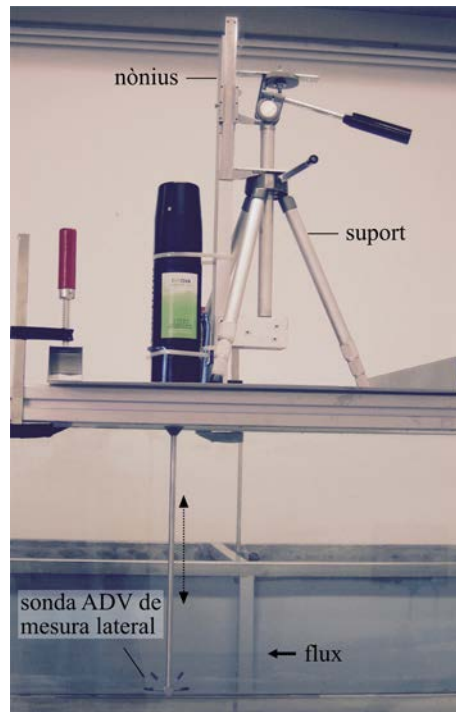


Figura 9. ADV Vectrino de Nortek AS amb sonda de mesura lateral i suport dissenyat per facilitar el desplaçament manual en les direccions x , y i z .

² Per a un control primari de la velocitat mitjana també es mesuren velocitats amb un molinet.

2.2. Circuit hidràulic i instrumentació

En els assajos preliminars s'ha determinat la configuració dels paràmetres del software de l'ADV (Taula 2).

Taula 2. Configuració del software de l'ADV

freqüència de mostreig f_s	25 Hz
interval de velocitats	± 0.30 m/s
longitud del pols acústic emès	1.2 mm
alçada del volum de mostreig	4.9 mm

Aquests paràmetres defineixen el volum de mostreig, d'on s'obtenen les mesures, com un cilindre de 6 mm de diàmetre i eix de 4.9 mm en la direcció transversal y .

L'ADV enregistra sèries temporals de variables aleatòries. A més de velocitats instantànies amb freqüència 25 Hz (el conveni de representació de velocitats es mostra a la Taula 3), l'ADV enregistra, per a cada receptor i amb la mateixa freqüència i en el mateix volum de mostreig que les velocitats, les variables que anomena correlació C_{ADV} , relació senyal-soroll S_{ADV} (*signal-to-noise ratio* SNR en anglès) i amplitud A_{ADV} .

Taula 3. Conveni de representació de velocitats.

	direcció		
	x (longitudinal)	y (transversal)	z (vertical)
velocitat instantània	u	v	w
velocitat mitjana	\bar{u}	\bar{v}	\bar{w}
fluctuació turbulenta	$u' = u - \bar{u}$	$v' = v - \bar{v}$	$w' = w - \bar{w}$
regla de la mà dreta: positiva cap a...	aigües avall	marge esquerre	superfície lliure

En un principi, com més grans siguin les magnituds d'aquestes tres variables, més bona és la mesura. La C_{ADV} (en %, amb un valor màxim de 100%) és una mesura de la similitud entre dos polsos reflectits enregistrats per l'ADV [Rusello, 2009]; S_{ADV} (en dB) és una mesura de la contaminació del senyal per soroll³ [Strom i Papanicolaou, 2007; Durgesh et al., 2014]; i A_{ADV} (en unitats arbitràries) es

³ El significat del soroll a les dades que enregistra un aparell ADV es presenta a §A2, pàg. 200.

2.2. Circuit hidràulic i instrumentació

relaciona amb la intensitat del senyal reflectit (*backscatter strength* en anglès) que prové de les partícules de sediment a l'interior del volum de mostreig i s'utilitza per avaluar la concentració de sediment en suspensió⁴ [Lohrmann, 2001; Fugate i Friedrichs, 2002; Nikora i Goring, 2002; Chanson et al., 2006].

La sonda que s'ha acoblat a l'ADV emet el pols acústic cap a la paret lateral del canal (comercialment es coneix com *side-looking*)⁵. Els quatre receptors de la sonda han d'estar submergits per obtenir els tres components de la velocitat u , v i w , i només els receptors inferiors (1 i 2, Figura 7C) han d'estar submergits per obtenir els components de la velocitat en el pla horitzontal u i v .

L'apèndix §A2 (pàg. 200) conté detalls de les mesures amb l'ADV, del postprocessament de les dades i de la durada del mostratge.

2.2.3 Distàncies verticals

Les distàncies verticals són el gruix del dipòsit de llim que sedimenta i el calat. Es mesuren amb un limnítmetre amb nònius la lectura del qual és manual (Figura 10).

⁴ Sobre l'ús de les sèries A_{ADV} per a avaluar la concentració de sediment en suspensió vegeu §4.3.3, pàg. 102.

⁵ Una sonda que emet el pols acústic, en condicions normals, cap el fons del canal (*down-looking*) no proporciona bones mesures per la interacció del pols acústic amb el fons metàl·lic del canal. En contrapartida, la particular configuració geomètrica de la sonda de mesura lateral no permet obtenir dues estimacions independents del component vertical de la velocitat w que permetria obtenir una estimació del soroll en el senyal [Hurther i Lemmin, 2001].

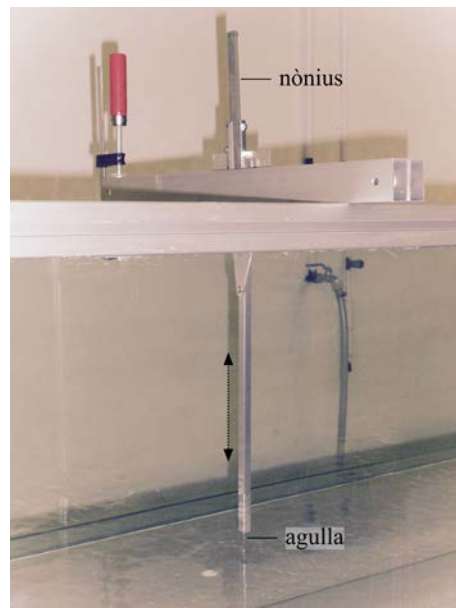


Figura 10. Linnímetre dissenyat per mesurar distàncies verticals.

2.2.4 Concentració de sediment en suspensió

La mesura de la concentració de sediment en suspensió s'obté a partir de les mostres del flux (de ~120 ml) obtingudes per succió. Els mostrejadors de sediment en suspensió (Figura 7B i Figura 11) són 4 tubs d'alumini rígid de 4 mm de diàmetre interior i 6 mm de diàmetre exterior. Els tubs tenen una forma d'L arrodonida. L'extrem que xucla està orientat cap a l'entrada del canal (sentit aigües amunt) i s'ha dissenyat pensant en una afectació mínima del flux al voltant de l'orifici d'entrada. La mida del diàmetre de l'orifici d'entrada és típic en mostrejadors de sediment en suspensió [*Tennessee Valley Authority et al.*, 1941]. Els tubs d'alumini estan subjectes per un mecanisme que permet desplaçar-los lateralment i col·locar-los a una cota d'extracció de la mostra determinada.

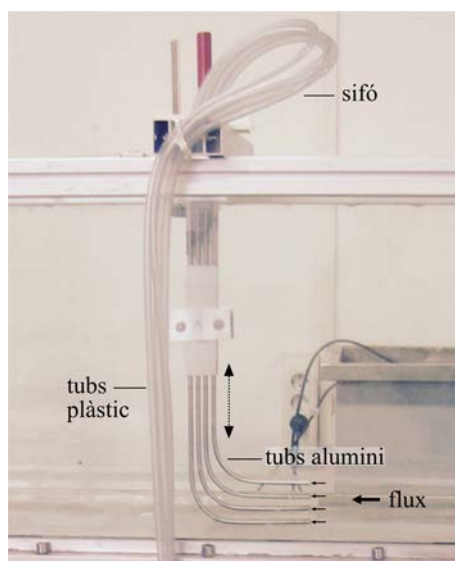


Figura 11. Mostrejador de la mescla en suspensió.

L'extracció de la mescla es realitza mitjançant un sifó invertit. Un extrem del tub d'alumini s'enclava en un tub de plàstic transparent i flexible que transporta la mescla d'aigua i de llim fins a un recipient de vidre apte per forn. Un tap al final del tub de plàstic atura la circulació en el sifó.

Les cotes d'extracció inicials dels 4 mostrejadors, referides a la solera del canal i fins als centres dels tubs, són 0.9 cm, 2.7 cm, 4.5 cm i 6.3 cm. Si la capa de llim que sedimenta és gruixuda es modifiquen les cotes d'extracció per a no pertorbar el dipòsit de llim.

Els recipients amb les mostres del flux es pesen tan bon punt s'obtenen en una balança amb una precisió de 0.01 g. Els recipients es tapen i s'emmagatzemen. Posteriorment, els recipients s'introdueixen en un forn per eliminar l'aigua⁶. L'últim pas consisteix en tornar a pesar els recipients en la mateixa balança⁷.

⁶ Per accelerar el procés d'assecat, la temperatura a dins del forn assoleix els ~150°C. No s'observen diferències amb processos d'assecat a ~60 °C.

⁷ Es necessiten fins a 18 hores per assecat una tongada de mostres. Alguns recipients es tornen a introduir en el forn per verificar que el temps d'assecat ha estat suficient.

2.2. Circuit hidràulic i instrumentació

La velocitat de succió en els experiments és de ~ 0.6 m/s (~ 2 vegades la velocitat mitjana longitudinal del flux). L'eficiència del mostrejador (que és la ràtio de la concentració obtinguda respecte de la concentració real) està determinada principalment per la velocitat d'extracció respecte de la velocitat del flux, la mida del sediment i l'orientació de l'orifici d'entrada respecte de la component predominant del flux, però es pot considerar una eficiència del 100% quan la granulometria del sediment és inferior a 0.03 mm independentment de la velocitat d'extracció i del flux [*Winterstein i Stefan, 1983*].

De cada mostra del flux que s'obté a una cota z , s'aconsegueix una concentració que està representada per \bar{c} (la barra simbolitza una mitjana temporal, per coherència amb la definició de velocitat instantània i velocitat mitjana). La mitjana de les concentracions d'un perfil (normalment són quatre mesures de \bar{c}) es representa per C . Per facilitar la lectura dels resultats, les unitats són:

- en kg/m^3 ; es descriu com la ràtio entre la massa de sediment i el volum de la mescla d'aigua i de sediment i s'identifica per una lletra C .
- sense dimensions (concentració de sediment en suspensió volumètrica m^3/m^3); s'expressa com la ràtio entre el volum de sediment i el volum total de la mescla d'aigua i de sediment i que s'identifica pel símbol C_v .

Genuïnament, la ràtio entre el pes del sediment sec en el recipient i el pes total de la mescla d'aigua i de sediment proporcionen una concentració de sediment en suspensió en pes C_p . A partir de la concentració de sediment en suspensió en pes, la concentració volumètrica s'obté com

$$C_v = \frac{C_p}{1 + R \cdot (1 - C_p)} \quad [2]$$

on $R = 1.6$ és la densitat relativa del sediment submergit. La concentració en kg/m^3 s'obté com

$$C = \rho_s \cdot C_v \quad [3]$$

on $\rho_s = 2600 \text{ kg}/\text{m}^3$ és la densitat de les partícules del sediment (§2.3.1, pàg. 27).

2.2. Circuit hidràulic i instrumentació

La mesura de la concentració de sediment en suspensió també s'intenta estimar dels registres de l'aparell ADV. Diversos estudis han provat la relació entre la intensitat del senyal reflectit d'un aparell tipus ADV i la concentració de sediment en suspensió [Nikora i Goring, 2002; Chanson et al., 2008; Salehi i Strom, 2011; Nord et al., 2014]. També s'han obtingut mesures de la difusió turbulenta de les partícules de sediment [Decrop et al., 2015].

Malgrat tot, encara hi ha dubtes sobre el rendiment dels aparells tipus ADV amb concentracions de sediment en suspensió elevades ($\sim 1 \text{ kg/m}^3$ que és habitualment superada durant els assajos d'aquesta tesi) [Velasco i Huhta, 2010; Nord et al., 2014].

Típicament, existeix una relació monòtona creixent entre la concentració de sediment en suspensió i la intensitat del senyal reflectit fins que s'observa una atenuació en la intensitat mesurada i la relació pot tornar-se, fins i tot, inversa [Lohrmann et al., 1994; Lohrmann, 2001; Nikora i Goring, 2002; Chanson et al., 2008; Ha et al., 2009; Salehi i Strom, 2011].

Hi ha diverses alternatives per definir la *intensitat del senyal reflectit* amb les sèries d'amplitud A_{ADV} (§2.2.2) com a font d'informació necessària [Chanson et al., 2006]. Seguint *Fugate i Friedrichs* [2002], es defineix la intensitat del senyal reflectit I_{ADV} en dB de manera anàloga a la relació senyal-soroll (equació [A8], pàg. 201) com

$$I_{\text{ADV}} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{A_{\text{ADV}}}{A_{\text{ADV,r}}} \right) \quad [4]$$

on el valor de referència $A_{\text{ADV,r}}$ és la màxima amplitud enregistrada (i aleshores, per definició, $I_{\text{ADV}} \leq 0 \text{ dB}$). Les sèries A_{ADV} estan associades als receptors 1 i 2⁸ (Figura 7C), s'han filtrat (§A2.2, pàg. 204) i s'han suavitzat per reduir les fluctuacions amb mitjanes mòbils d'entre 1 min i 50 min [Salehi i Strom, 2011].

⁸ Els receptors 1 i 2 són els que contenen valors A_{ADV} més grans i un nivell de soroll de referència associat menor.

2.2. Circuit hidràulic i instrumentació

La intensitat del senyal reflectit I_{ADV} s'ha de calibrar en les mateixes condicions amb les que es realitzaran les mesures [Lohrmann, 2001; Schindler i Robert, 2004; Chanson, 2008; Ha et al., 2009; Salehi i Strom, 2011].

A §4.3.3 (pàg. 102) s'estudia la relació entre I_{ADV} i la concentració de sediment en suspensió. S'avança que no s'ha obtingut una relació òptima entre la concentració que s'obté dels mostrejadors de sediment i les mesures amb ADV⁹.

2.2.5 Temperatura

La temperatura de la mescla d'aigua i de llim es mesura amb l'ADV i un termòmetre digital instal·lat a l'entrada al canal del flux.

2.2.6 Fotografies

Les fotografies s'han obtingut amb una Nikon D70 (càmera fotogràfica rèflex digital) i una Samsung PL21 (càmera digital compacta). Un suport especial permet desplaçar la càmera digital compacta per sobre del canal i obtenir les fotografies dels diferents fons creats per la sedimentació del llim (Figura 12).

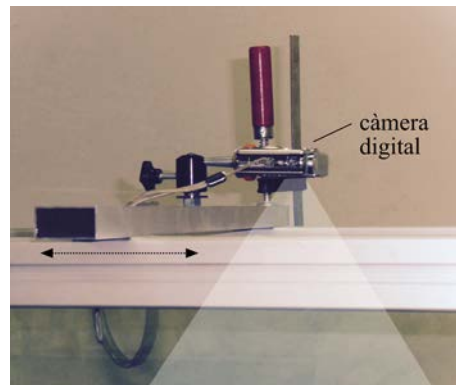


Figura 12. Suport per a la càmera digital que es desplaça per sobre del canal.

⁹ Conseqüentment, tampoc s'han obtingut mesures de les fluctuacions turbulentes de la concentració.

2.2. Circuit hidràulic i instrumentació

El tractament de les fotografies amb eines digitals permet calcular les dimensions mitjanes de les formes de fons que s'observen a sobre de la solera del canal.

2.2.7 Caracterització del sediment

La caracterització de la forma i de les mides del sediment es realitza amb les tècniques de difracció làser i d'anàlisi d'imatges. La distribució de la mida de les partícules s'obté amb un equip Coulter LS230 VSM+ de Beckman Coulter (equip Coulter d'ara endavant) i un equip Mastersizer 2000 Hydro 2000G de Malvern Instruments (equip Mastersizer d'ara endavant). Ambdós aparells proporcionen resultats lleugerament diferents sobretot en les fraccions més fines (mides inferiors a ~ 0.001 mm) per motius que estan a fora de l'abast d'aquesta recerca¹⁰.

La informació sobre la morfologia de les partícules es basa en les dades obtingudes amb un equip Occhio 500 Nano d'Occhio SA (equip Occhio d'ara endavant, que proporciona la mida i la forma de partícules d'entre $0.4 \cdot 10^{-3}$ mm i 2 mm) i en les imatges amb un gran augment d'un microscopi electrònic d'escombratge SM-6510LV de Jeol USA (equip SEM d'ara en endavant per les sigles en anglès)¹¹. La tècnica d'anàlisi d'imatges caracteritza la morfologia de les partícules en dues dimensions que és la projecció de les partícules.

2.2.8 Incerteses

La incertesa és un paràmetre, associat amb el resultat d'una mesura, que caracteritza la dispersió dels valors que podrien ser atribuïts a la propietat que s'està mesurant [JCGM, 2008]. Donades les característiques dels experiments i

¹⁰ L'apèndix §A8 (pàg. 291) conté l'estudi "Particle size and morphology of crystalline silica dust" [Capape, 2013] que explica amb més detall les diferències tècniques entre les dues marques dels equips que s'utilitzen per analitzar la distribució de la mida de les partícules.

¹¹ L'equip Coulter i l'equip SEM pertanyen al Departament d'Estratigrafia, Paleontologia i Geociències Marines de la Universitat de Barcelona. L'equip Occhio i un equip Malvern pertanyen al Laboratori d'Hidrologia i del Medi Ambient LTHE de Grenoble. Un segon equip Malvern pertany al Jandro Research Centre de Tarragona.

2.3. Descripció del sediment

les condicions de treball, no sempre ha estat possible seguir un procediment òptim de repetició de mesures (la recomanació és repetir les mesures tres vegades [Bell, 2001]). S'han minimitzat els errors sistemàtics i de biaix en les mesures, però una incertesa acompanya tant el resultat de les mesures com les quantitats que se'n deriven.

La Taula 4 conté un resum de les incerteses per a les mesures més importants. El veritable valor de la propietat que es mesura es troba a dins de l'interval $y \pm \delta y$ per un nivell de confiança aproximat del 95%, on y és el valor mesurat i δy és la incertesa associada, seguint el procediment descrit a l'apèndix §A1 (pàg. 196).

Taula 4. Incerteses associades a les mesures ($y \pm \delta y$).

Mesura	Valor de la incertesa
Calat	0.82 mm
Gruix del llim sedimentat	0.82 mm
Velocitat	2 mm/s ^a
Concentració de llim en suspensió	0.14 kg/m ³
Granulometria (mitjana geomètrica de la distribució D_g)	$0.06 \cdot D_g$
Granulometria (desviació estàndard de la distribució σ_g)	$0.16 \cdot \sigma_g$
Amplada d'una forma de fons	0.64 cm
Longitud d'una forma de fons	0.64 cm
Temperatura	1.0°C

^a Se suposa una velocitat del flux característica de 0.3 m/s.

2.3 Descripció del sediment

El sediment ha estat seleccionat per dos motius: la mida de les partícules (molt fina) i la seva composició mineralògica no cohesiva. És una pols de quars amb l'aspecte de la Figura 13 que prové del matxuqueig de roca¹². El certificat de qualitat de la pols de quars afirma que el 95% de les partícules tenen una mida inferior a 0.02 mm. La Taula 5 conté l'anàlisi química que proporciona el fabricant.

¹² La mina de la que s'obté l'àrid està a Llançà (Girona, Catalunya), i està explotada per Llansà SA. Les seves coordenades GPS són 42° 21.165', 3° 7.719'. El producte final té el nom comercial Sílice-10 i el subministra l'empresa Lorda y Roig SA.

2.3. Descripció del sediment



Figura 13. Pols de quars. (a) Per la mida de les partícules es formen aglomerats de cohesió molt baixa. S'assembla, en el tacte i la vista, a la farina. (b) Suspensió d'aigua i pols de quars. L'aspecte és el de la llet.

Taula 5. Anàlisi de la pols de quars que proporciona el fabricant. Font: Lorda y Roig SA.

SiO ₂	Al ₂ O ₃	K ₂ O	CaO	Fe ₂ O ₃	TiO ₂	PPC ¹	ρ_s (g/cm ³)
> 97%	< 1.5%	< 1.0%	< 0.2%	< 0.06%	< 0.1%	< 0.3%	2.6

¹ Pèrdua per calcinació.

La mida, les característiques superficials, la mineralogia i les propietats fisicoquímiques de les partícules i el fluid determinen el caràcter cohesiu del sediment [Castellanos, 2005; Partheniades, 2009]. El quars és un mineral extremament dur i no cohesiu per definició (inert, estable i resistent a la floculació¹³) [Salopek et al., 1992; Kim i Lawler, 2005; Walton, 2008]. S'ha seleccionat una pols de quars pel caràcter no cohesiu quan està en suspensió amb aigua tot i que un cop sedimenta exhibeix, probablement, propietats cohesives [Kalinske i Hsia, 1945; Roberts et al., 1998; Van Maren et al., 2009; te Slaa et al., 2015; Walder, 2016].

¹³ També s'ha estudiat l'absència de floculació de les partícules de la pols de quars amb assajos tipus *Jar Test*. Els resultats són els mateixos tant amb aigua de l'aixeta com amb aigua destil·lada i amb diferents pH (àcids i bàsics).

2.3. Descripció del sediment

En aquesta recerca, la cohesió de la pols de quars s'observa quan el dipòsit creat per la sedimentació de partícules a sobre la solera del canal 1) s'asseca i es formen esquerdes de dessecació i estructures sedimentàries que recorden a les patates xips (Figura 14), 2) experimenta un augment en el temps de la densitat aparent per consolidació¹⁴ i 3) és arrencat pel flux com grumolls o paquets de partícules (*mass erosion* en anglès). L'acció mecànica dels agitadors a l'interior del tanc d'aigua desfà els grumolls creats per l'assecament del dipòsit de pols de quars i la suspensió recupera l'aspecte lletós original.

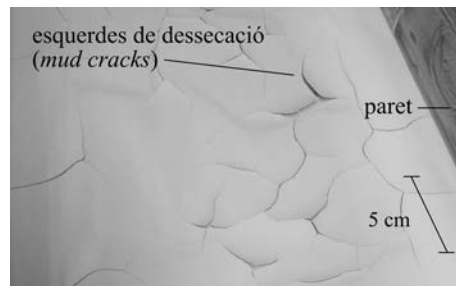


Figura 14. Dipòsit sec de pols de quars creat per la sedimentació de partícules a sobre la solera del canal.

2.3.1 Densitat del sediment

La Taula 6 especifica les densitats de la pols de quars. La densitat mitjana de les partícules és 2.6 g/cm^3 segons el laboratori contractat pel fabricant. Així doncs, en aquesta tesi s'utilitza $\rho_s = 2600 \text{ kg/m}^3$.

Taula 6. Densitat de les partícules de la pols de quars i densitats aparent i seca dels dipòsits de pols de quars. Els experiments d'aquesta recerca s'han classificat en 4 grups (§2.5, pàg. 37).

grup	ρ_s (kg/m^3)	ρ_{ss} (kg/m^3)	ρ_{sd} (kg/m^3)	p (-)
grups 1, 2 i 3	2600	1820	1340	0.49
grup 4	2600	1710	1150	0.56

¹⁴ La consolidació s'observava en el llim que sedimentava, que es recollia i que s'emmagatzemava en cubells. Amb el pas del temps, el volum que ocupava el llim disminuïa.

2.3. Descripció del sediment

Les densitat aparent saturada ρ_{ss} (amb buits plens d'aigua) i la densitat aparent seca ρ_{sd} (amb buits) dels dipòsits creats per la sedimentació de partícules s'obtenen mesurant volums i pesos dels dipòsits *in-situ*¹⁵. Es distingeixen els dipòsits de pols de quars dels grups 1, 2 i 3 dels dipòsits del grup 4 perquè la distribució de la mida de les partícules és diferent (la granulometria de la pols de quars és més fina en el grup 4 perquè no conté la fracció grossa §4.6.5, pàg. 126).

Els valors que s'obtenen estan en concordança amb els valors que s'han obtingut en d'altres recerques que utilitzen pols de quars (per exemple *Roberts et al.* [1998] i *te Slaa* [2015]). La porositat expressada en funció de la densitat aparent seca i de la densitat de les partícules és

$$p = 1 - \frac{\rho_{sd}}{\rho_s} \quad [5]$$

i es troba entre 0.49 i 0.56, típica de sediment natural fi sense floculació [*Chien i Wan*, 1999].

2.3.2 Distribució de la mida

Els equips de difracció làser estimen la distribució d'una mida de les partícules que està ponderada pel volum (anàloga a la ponderada pel pes si la densitat de les partícules és constant). Dels resultats obtinguts amb les tècniques de difracció làser i les d'anàlisi d'imatge, aquesta mida s'identifica amb la longitud del diàmetre equivalent que és el diàmetre d'una esfera que té el mateix volum que la partícula mesurada¹⁶.

¹⁵ En particular, tot el dipòsit que s'ha format per la sedimentació de les partícules de la pols de quars durant l'experiment 10 del grup 2 (§2.4, pàg. 34) es recull i es pesa després d'haver mesurat les dimensions (gruixos, amplades, etc.). En la resta d'experiments es recullen i es pesen mostres del dipòsit de les quals també es coneix el seu volum.

¹⁶ L'apèndix §A8 (pàg. 291) amb l'estudi "Particle size and morphology of crystalline silica dust" [*Capape*, 2013] conté més detalls de la correlació entre els resultats obtinguts amb les tècniques de difracció làser i d'anàlisi d'imatge.

2.3. Descripció del sediment

Atès que la classificació del sediment segons la mida (p. ex. l'escala de Wentworth [Folk, 1974]) segueix una escala logarítmica, l'òptima representació del mostratge resulta d'especificar les mides segons l'escala logarítmica en base 2 *psi* (ψ) [Parker, 2004] que està definida com:

$$\psi = \log_2 \left(\frac{D}{D_o} \right) \quad [6]$$

on D és una mida i D_o és una longitud de referència amb les mateixes unitats que D i que en aquesta recerca es defineix com $D_o = 1$ mm. Per exemple, el llim (de mida entre 0.002 mm i 0.062 mm) i la sorra (de mida entre 0.062 mm i 2 mm) abasten cadascú 5 unitats ψ . La distribució de la mida de les partícules està definida en l'escala ψ per $n + 1$ diàmetres equivalents $\psi_{l,i}$ que defineixen n classes de centre $\psi_i = 0.5 \cdot (\psi_{l,i+1} + \psi_{l,i})$.

La Taula 7 mostra el conveni de classes i noms que s'adopta per al sediment fi. Tot i així, la terminologia pot variar segons la proporció relativa d'argila (mides inferiors a 0.002 mm), sorra (mides més grosses que 0.062 mm fins a 2 mm) i llim (mides entre 0.002 mm i 0.062 mm) en el mostratge. Quan el contingut en sorra és inexistent, per a un contingut en argila inferior al 33% es considera que el sediment fi és només llim. Entre el 33% i el 67% d'argila es considera que el sediment fi és sediment fi és un fang (*mud* en anglès).

Taula 7. Noms de les classes en la classificació del sediment segons la mida de les partícules [Blott i Pye, 2001].

10^{-3} mm	unitats ψ	nom de la classe
62.5	-4	sorra molt fina
31.3	-5	llim molt gros
15.6	-6	llim gros
7.8	-7	llim mitjà
3.9	-8	llim fi
2.0	-9	argila

2.3. Descripció del sediment

La Figura 15 mostra les gràfiques de les funcions de densitat $f(\psi)$ i de distribució acumulada $F(\psi_l)$ (altrament corba granulomètrica) de la mida de les partícules de la pols de quars i la Taula 8 conté els paràmetres estadístics que caracteritzen la distribució de la mida de les partícules del mostratge¹⁷. La mida representada es considera un diàmetre equivalent.

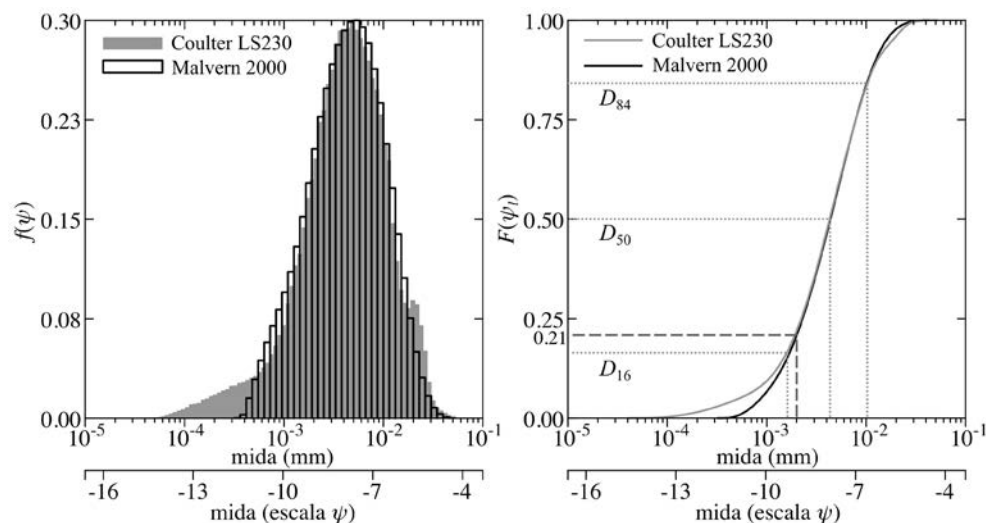


Figura 15. Funcions de densitat de probabilitat (esquerra) i funcions de distribució acumulada (dreta) obtingudes amb un equip Mastersizer i un equip Coulter de la distribució de la mida de les partícules de la pols de quars.

La definició dels paràmetres estadístics que caracteritzen la distribució de la mida de les partícules del mostratge, en l'ordre que apareixen a la Taula 8 (pàg. 31), és:

1. D_g (mm) mida mitjana geomètrica de la distribució
2. D_{m1} (mm) moda major de la distribució
3. σ_g (ψ) desviació estàndard σ_g expressada en unitats ψ . Per a valors $\sigma_g > 1.0$ la mostra és variada [Folk, 1974]

¹⁷ A l'apèndix §A3 (pàg. 211) es defineixen formalment les funcions $f(\psi)$ i $F(\psi_l)$ per tal que siguin versions discretes de la funció de densitat de probabilitat i de la funció de distribució acumulada, respectivament. També inclou la definició completa dels paràmetres estadístics que caracteritzen la distribució de la mida de les partícules del mostratge.

2.3. Descripció del sediment

4. σ_D (-) La desviació estàndard granulomètrica $\sigma_D = (D_{84}/D_{16})^{1/2}$. Si $\sigma_D > 3.0$ el sediment és variat [Martín-Vide, 2006]
5. asi. (-) asimetria, mesura del grau de simetria de la funció de densitat de probabilitat. La distribució és aproximadament simètrica si té valors entre 0.5 i -0.5
6. cur. (-) curtosí, mesura del grau d'apuntament de la funció de densitat de probabilitat. La distribució és mesocúrtica si té valors entre -1.0 i 1.0
7. D_x (mm) mida D_x per la qual l' $x\%$ de la mostra és més fina. La mida D_{50} coincideix amb la mediana de la distribució. Les interpolacions es fan en unitats ψ

Taula 8. Distribució de la mida de les partícules de la pols de quars. El peu de la taula conté el significat de les variables.¹⁸

D_g (10^{-3} mm)	D_{m1} (10^{-3} mm)	σ_g (ψ)	σ_D (-)	asi. (-)	cur. (-)			
4.01	4.91	1.38	2.51	-0.50	0.28			
diàmetres característics (10^{-3} mm)								
D_5	D_{10}	D_{16}	D_{25}	D_{50}	D_{75}	D_{84}	D_{90}	D_{95}
0.70	1.16	1.61	2.25	4.33	7.88	10.18	12.72	17.25

L'única discrepància entre la distribució de la mida que proporciona un equip Mastersizer i la que proporciona un equip Coulter (Figura 15) s'observa per a mides inferiors a 0.001 mm. La fracció que correspon a argila és del 20% en els resultats d'ambdós equips.

La terminologia de la Taula 7 i els resultats de la Taula 8 defineixen la pols de quars com un llim fi, variat, amb una distribució aproximadament simètrica i mesocúrtica. En aquest document, els mots pols de quars i llim fi identifiquen la mateixa entitat abreujada com llim. Els mots sediment fi o material fi s'utilitzen per a explicacions més generals.¹⁹

¹⁸ La Taula 8 conté la mitjana de 20 anàlisis de la mida de les partícules del llim original que s'han mesurat indistintament amb un equip Mastersizer i un equip Coulter.

¹⁹ És curiós adonar-se que les 20 anàlisis del llim amb tècniques de difracció làser han emprat un màxim de 20 g. Com que durant la recerca s'han utilitzat gairebé 1000 kg de llim, significa que únicament s'ha mostrejat el 0.002% del llim.

2.3.3 Morfologia de les partícules

Malgrat que aquest llim és obtingut del matxuqueig de roca, la morfologia de les partícules és similar a les d'un llim del riu Groc (Xina) (Figura 16b) tot i la diferència en les mides.

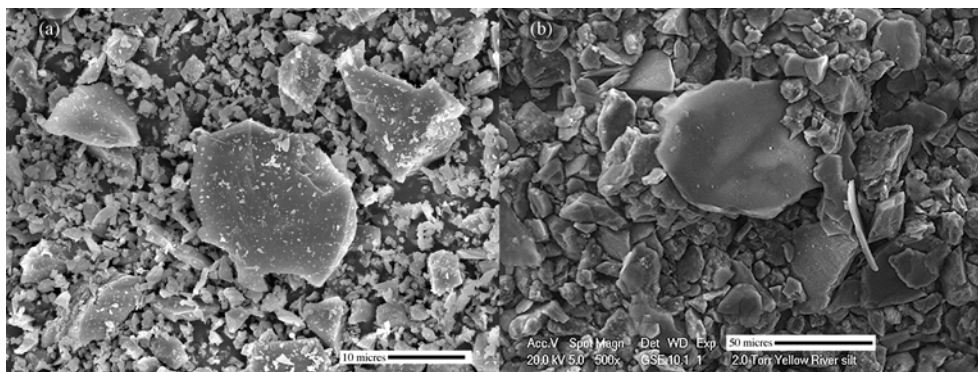


Figura 16. Imatges amb un equip SEM. a) pols de quars d'aquesta recerca. b) llim extret d'una zona amb poca argila al riu Groc (Huáng Hé, Xina) de *te Slaa et al.* [2015]. L'augment a la imatge (a) és aproximadament 4 vegades superior. En ambdues imatges s'observa una àmplia distribució de mides.

De les imatges amb l'equip SEM i l'equip Occhio (amb exemples a la Figura 16a i a la Figura 17) s'extreu que les partícules de llim (i estrictament la fracció grossa degut a la resolució de l'equip Occhio) tenen una morfologia no massa irregular (ni molt allargada ni molt plana) i pertanyen al grup de formes compactes. Si s'accepta que l'anàlisi d'imatges proporciona les magnituds de l'eix més llarg i de l'intermedi dels tres mútuament perpendiculars que defineixen una partícula, la mitjana del seu quocient és 1.3.

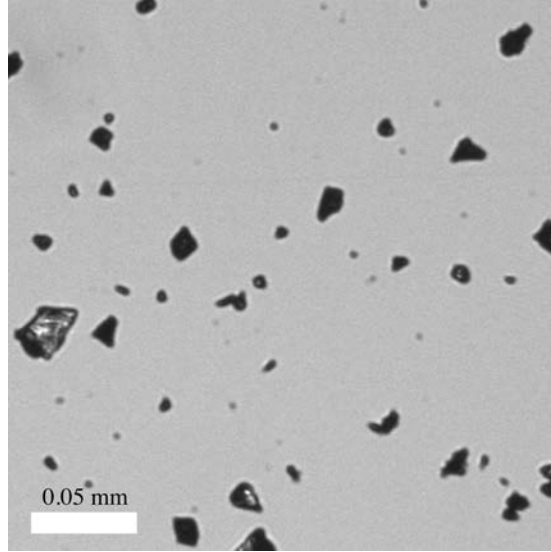


Figura 17. Visualització de les partícules de pols de quars amb l'equip Occhio.

Qualitativament, se li atorga un valor d'arrodoniment segons l'escala de Powers de 2 (entre angular i subangular) i un valor de l'esfericitat segons el factor de Corey de 0.7, típic per a àrids de matxuqueig [Dietrich, 1982].

2.3.4 Velocitat de sedimentació

La velocitat de sedimentació de les partícules del llim que té en compte la interacció entre les partícules w_s s'obté amb la formulació de *te Slaa* [2015] que multiplica la solució de Stokes (vàlida en condicions d'aigua clara) per un factor que es pot expressar com

$$w_s = w_{s0} \cdot \frac{\left(1 - \frac{C_v}{\phi_s}\right)^\alpha \cdot (1 - C_v)}{\left(1 - \frac{C_v}{\phi_M}\right)^{-2.5 \cdot \phi_{sM}}} \quad [7]$$

on C_v és la concentració de llim en suspensió expressada com la ràtio entre el volum de sediment i el volum total, $\alpha = 1.5$ és un coeficient experimental (valor d'entre 1 i 2 [te Slaa et al., 2015]), $\phi_s = 1 - p = 0.51$ és la fracció sòlida mesurada del fons llim on p és la porositat, $\phi_{sM} = 0.65$ és la fracció sòlida màxima estimada que pot assolir el fons de llim i w_{s0} és la solució d'Stokes vàlida per a les mides del llim fi [Graf, 1984] que s'escriu com

2.4. Programa experimental

$$w_{s0} = \frac{g \cdot R \cdot D^2}{18 \cdot \nu} \quad [8]$$

amb $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ l'acceleració de la gravetat, $R = 1.6$ la densitat relativa del sediment submergit i D una mida característica. La utilització de l'equació [7] en el càlcul de la capacitat del transport (p. ex. l'equació [1], pàg. 4) proporcionaria dues capacitats, una relacionada amb l'arrencada de partícules amb origen a la llera i l'altre per a condicions hiperconcentrades [van Rijn, 2007b].

La Taula 9 conté la velocitat de sedimentació w_{s0} segons l'equació [8] per a diverses mides del llim original.

Taula 9. Velocitat de sedimentació segons la solució de Stokes ($R = 1.6$, $\nu = 7.7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ §3.1, pàg. 46)

mida (10^{-3} mm):	D_g	D_{10}	D_{50}	D_{90}
	4.01	1.16	4.33	12.7
w_{s0} (10^{-5} m/s):	1.82	0.151	2.12	18.3

La conseqüència de la interacció entre partícules que introdueix l'equació [7] és, de mitjana, la reducció en un 2.7% de la velocitat de sedimentació calculada amb l'equació [8] (la solució de Stokes). La reducció màxima del 12% es calcula a l'inici d'un experiment amb una concentració inicial de llim en suspensió de 51.7 kg/m^3 .

2.4 Programa experimental

Aquesta tesi presenta els resultats de 14 experiments classificats en 4 grups que han seguit el procediment experimental que es descriu a §2.5 (pàg. 37). Les seves característiques apareixen resumides conjuntament amb les dels experiments de suport a la Taula 10. Els experiments de suport han servit per reforçar hipòtesis i procediments.

2.4. Programa experimental

Taula 10. Taula d'experiments amb les característiques que s'expliquen al peu de la taula.

exp.	data	t_f	V (m ³)	C_0 (kg/m ³)	A	B	C	D	E	F	G
grup 1 (curts)											
1	11/7/2013	100	4.8	7.51	1	✓	44		✓	✓	1
2	14/7/2013	100	4.8	21.30	1	✓	16	✓	✓	✓	1
grup 2 (ordinaris)											
3	5/9/2013	1440	4.8	1.28	1	✓	76	✓	✓	✓	1
4	10/9/2013	1440	4.8	1.99	1	✓	60	✓	✓	✓	1
5	13/9/2013	1440	4.8	3.01	1	✓	60	✓	✓	✓	1
6	16/9/2013	1440	4.8	3.57	1	✓	64	✓	✓	✓	1
7	18/9/2013	1440	4.8	4.44	1	✓	64	✓	✓	✓	1
8	20/9/2013	1440	4.8	4.52	1	✓	66	✓	✓	✓	1
9	23/9/2013	1440	4.8	9.17	1	✓	72	✓	✓	✓	1
10	7/8/2013	1440	4.8	9.82	1	✓	124	✓	✓	✓	1
grup 3 (llargs)											
11	25/9/2013	4320	4.8	22.46	1	✓	120	✓	✓	✓	1
12	1/10/2013	2040	4.8	51.72	1	✓	85	✓	✓	✓	1
grup 4 (especials)											
13	10/8/2013	330	4.6	6.68	2	✓	58	✓	✓	✓	2
14	13/8/2013	800	4.6	6.68	2	✓	82	✓	✓	✓	2
suport ²⁰											
s1	19/11/2012	120	5.0	0.50	1	✓	68		✓	✓	3
s2	29/11/2012	490	5.0	0.00	1		32			✓	4
s3	5/12/2012	500	5.0	7.89	1		38	✓		✓	4
s4	10/12/2012	190	5.0	45.88	1		10				5
s5	17/12/2012	290	5.0	22.53	1		7		✓		5
s6	19/12/2012	180	5.0	42.62	1		7		✓		5
s7	21/12/2012	450	5.0	47.03	1		13		✓	✓	5
s8	8/5/2013	250	5.0	38.50	1		7		✓		5
s9	9/7/2013	330	5.0	0.48	1		2		✓	✓	5
s10	16/7/2013	200	5.0	5.16	1	✓	36		✓	✓	1
s11	18/7/2013	190	5.0	5.45	1	✓	36		✓		1
s12	29/7/2013	180	5.0	5.15	1		2		✓		6
s13	3/8/2013	180	5.0	5.15	1		2		✓		6

exp.: de l'1 al 14 són els experiments principals. De l's1 a l's13 són els experiments de suport.

t_f : és la durada de l'experiment en minuts;

V : és el volum d'aigua que es manté constant durant l'experiment en m³;

C_0 : és la concentració de llim en suspensió a l'inici de l'experiment en kg/m³;

²⁰ La Laia Ragués ha participat activament en la realització dels experiments de suport. El resultat està resumit a la seva tesina d'especialitat que té el títol *Estudi experimental del flux concentrat de llims en un canal* de l'Escola de Camins, Canals i Ports de Barcelona.

2.4. Programa experimental

A: 1 indica que el llim a l'inici l'experiment és el directament proporcionat pel fabricant; 2 indica que el llim a l'inici l'experiment és el que no sedimenta durant l'experiment 10.

B: indica si s'ha seguit el procediment estàndard de §2.5 (pàg. 37);

C: conté el nombre de mostres de la mescla d'aigua i de llim que s'obtenen;

D: indica si s'han obtingut granulometries del llim en suspensió i del que sedimenta;

E: indica si s'obtenen mesures amb un aparell ADV;

F: indica si s'han obtingut fotografies del fons;

G: informa del focus de l'experiment. Si és 1, el focus és la concentració de llim en suspensió, les variables hidràuliques i la creació d'un fons de llim. Si és 2, el focus és l'efecte d'extreure el llim que sedimenta. Si és 3, el focus són les concentracions baixes (no superiors a 0.5 kg/m^3 de llim). Si és 4, el focus és la tècnica fotogràfica per obtenir mesures de concentració (Figura 18)²¹. Si és 5, el focus és el temps d'observació de les primeres formes de fons i la uniformitat de la suspensió de llim en el canal. Si és 6, el focus és l'obtenció de mesures amb l'ADV a diferents coordenades del canal.

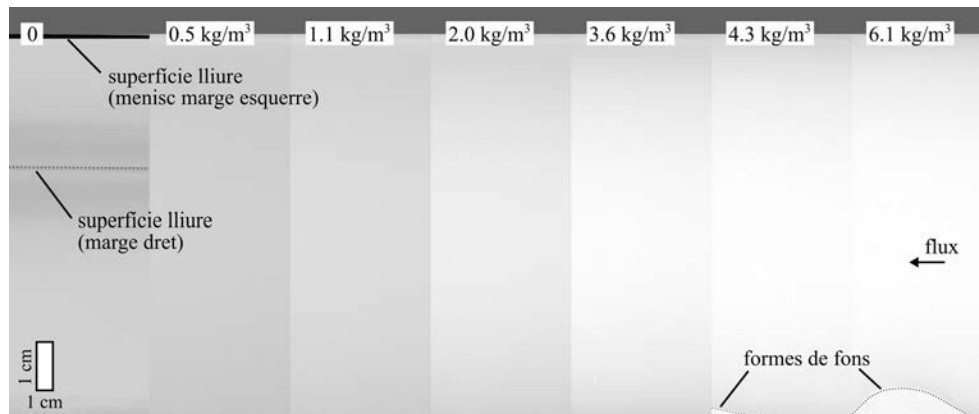


Figura 18. Tècnica fotogràfica per obtenir mesures de concentració. És la mateixa vista lateral del canal (des del marge esquerre cap al marge dret) amb diferents concentracions de llim en suspensió. La franja 0 representa les

²¹ Durant els experiments de suport es va provar la relació entre la intensitat del color de la mescla d'aigua i de llim i les mesures de la concentració amb el procediment habitual (obtenció de mostres, pesatge i assecat). L'objectiu era poder monitorar la concentració de llim en suspensió sense haver d'extreure mostres. En condicions lumíniques controlades (dos focus de llum de 1000W exclusivament), es fotografia la mateixa secció del canal amb la mescla de llim i aigua en recirculació. L'interval de concentracions que es prova va d' 1 kg/m^3 fins a 44 kg/m^3 . Malauradament, la intensitat del color de la mescla, definida per una quantitat de vermell, verd i blau (format RGB), és constant per a concentracions superiors a $\sim 5 \text{ kg/m}^3$ i la relació entre concentració i color és marcadament no lineal. A més, la paret del canal s'emblanquina amb el pas de les hores i altera els resultats. Conseqüentment, la tècnica fotogràfica per mesurar la concentració de llim en suspensió es desestima.

2.5. Procediment experimental

condicions d'aigua clara. Per a concentracions de llim superiors a $\sim 5 \text{ kg/m}^3$ les diferències en el color de la mescla d'aigua i de llim són inapreciables.

En total, s'han realitzat 27 experiments que sumen 15 dies, s'han obtingut 1251 mostres de la mescla d'aigua i de llim, s'han emmagatzemat més d'1 GB de dades amb l'ADV i s'han analitzat 76 mostres de llim amb tècniques de difracció làser.

2.5 Procediment experimental

Primer, es prepara el canal per a la realització dels experiments. Les condicions inicials són:

- la solera no erosionable i llisa del canal de laboratori.
- els tancs amb la mescla d'aigua i de llim amb una concentració inicial determinada.

El llim s'introdueix manualment a dins dels tancs. Els agitadors, que són bombes centrífugues submergides que estan sempre en funcionament, proporcionen ràpidament una mescla homogènia. En alguns experiments s'aprofita la quantitat de llim en suspensió de l'experiment precedent i únicament s'afegeix als tancs la quantitat de llim necessària per aconseguir la nova concentració²².

La bomba es posa en marxa i la mescla d'aigua i de llim homogènia —com es mostra a §2.5.1, pàg. 44— comença a circular pel circuit tancat que formen la canonada, els tancs d'aigua i el canal²³. Els experiments es fan amb un pendent longitudinal de la solera i un cabal constants.

²² No s'observen canvis en el llim que es reutilitza en més d'un experiment que facin sospitar en un *envelliment* del sediment. Tot i així, la mescla d'aigua i de llim es renova completament, com a màxim, cada 3 setmanes. La neteja del circuit tancat és complicada, ha de ser exhaustiva, i malgasta un gran volum d'aigua potable.

²³ Per allargar la vida útil de la bomba centrífuga, abans de l'inici d'un experiment es neteja el cos de la bomba. El poder abrasiu de la pols de quars desgasta els àleps i fa malbé la junta de separació entre el cos de la bomba i el motor de la bomba.

2.5. Procediment experimental

El volum d'aigua es manté constant (4.8 m^3 amb l'excepció de dos experiments que és 4.6 m^3). El llim únicament pot sedimentar en el canal (en d'altres paraules, a fora del canal hi ha suspensió completa)²⁴ i la mescla està en recirculació fins a finalitzar l'experiment.

Les mesures comencen un cop transcorren 5 minuts (Figura 19a) des de la posada en marxa del bombament. En d'altres paraules, l'instant $t = 0$ als resultats es considera quan han transcorregut 5 min des de que la mescla comença a circular pel canal. Aquest lapse és necessari perquè el flux presenti una condició òptima per a les mesures²⁵.

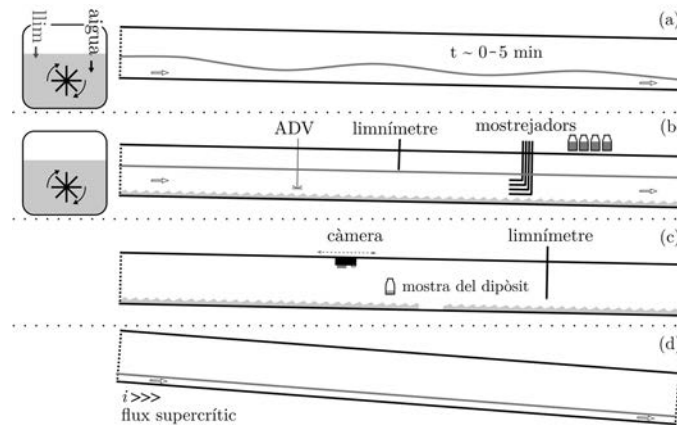


Figura 19. Esquema del procediment experimental. a) posada en marxa; b) mesures i control del volum de la mescla; c) amb el bombament aturat, mesura del fons de llim; d) neteja del canal.

La concentració mitjana inicial de llim en suspensió (C_0 per a $t = 0 \text{ min}$) s'obté de mostrejar els tancs a més del canal quan han transcorregut els 5 minuts des de la posada en marxa del bombament. Com que el control del pes de llim que s'introdueix en els tancs és difícil, la quantitat de llim que hi ha en el circuit

²⁴ En els tancs d'aigua s'han instal·lat els agitadors necessaris per evitar la decantació del llim i no s'observa cap dipòsit en la canonada principal de plàstic semi-transparent. En el circuit hi ha un element que fa la funció de decantador i que en aquests experiments s'ha suprimit instal·lant-li els agitadors necessaris per a que la suspensió sigui completa.

²⁵ Quan la mescla d'aigua i de pols de quars entra al canal al començar l'experiment es generen ondulacions a la superfície lliure que desapareixen passats uns instants.

2.5. Procediment experimental

hidràulic en el moment de començar els experiments s'identifica amb la concentració C_0 (en kg/m^3) com

$$M_{s0} = V \cdot C_0 \quad [9]$$

on M_{s0} (en kg) és la massa de llim que hi ha en el circuit hidràulic i V (en m^3) és el volum d'aigua²⁶. Anàlogament, i per a qualsevol instant t , la massa de llim en suspensió és $M_s = V \cdot C$ (on C , en kg/m^3 , és la mitjana de les concentracions d'un perfil) i la quantitat de llim sedimentat és $M_b^c = M_{s0} - M_s$ o bé és estimat de les dimensions del dipòsit de llim sobre la solera com $M_b^b = \rho_{sd} \cdot V_b$ (on ρ_{sd} , en kg/m^3 , és la densitat aparent seca del dipòsit de llim i V_b , en m^3 , és el volum que ocupa el dipòsit de llim). La conservació de la massa de llim s'estudia a §4.2 (pàg. 84).

Les mesures s'agrupen en blocs que es repeteixen periòdicament. Cada bloc de mesures (Figura 19b) inclou:

- la cota de la superfície lliure;
- l'extracció de mostres amb el mostrejador de sediment;
- el control de l'enregistrament de mesures amb l'ADV²⁷;
- la lectura de la temperatura;
- la comprovació del nivell d'aigua en els dipòsits (l'evaporació pot ser superior a 60 l/dia²⁸).

Aquesta rutina es repeteix aproximadament cada 30, 60 o 120 minuts, amb l'excepció del període nocturn on no se'n realitzen (i únicament l'ADV enregistra dades).

²⁶ Durant aquesta recerca s'han utilitzat gairebé 1000 kg de pols de quars.

²⁷ Inclou aturar i reiniciar l'enregistrament de dades amb l'ADV, tant si s'ha de moure l'ADV com no. Alhora, es compara la mesura de l'ADV amb la mesura de la velocitat mitjana per un molinet de laboratori.

²⁸ És similar al valor obtingut amb expressions per calcular l'evaporació en piscines interiors seguint la formulació de *Shah* [2012].

2.5. Procediment experimental

A l'inici de l'experiment, durant, i al final s'extreuen mostres de la mescla en suspensió per analitzar la granulometria del llim transportat en suspensió.

L'ADV enregistra contínuament sèries amb les tres components de la velocitat a una cota propera al fons del canal en el centre de la secció transversal. La distància inicial que es deixa entre la solera del canal i la cota de la mesura amb l'ADV és 1.09 cm. L'ADV roman a la mateixa posició sempre i quan 1) no es programi mesurar un perfil de velocitats o 2) el gruix del llim sedimentat (visible des de la paret del canal) recomani apujar la cota de mesura^{29,30}.

Els experiments tenen una durada de 100 minuts (curts), d'un dia (ordinaris), o de més d'un dia (llargs), d'acord amb les observacions en els experiments de suport (Figura 20).

²⁹ A §3.7.1 (pàg. 63) s'explica com s'han construït sèries de velocitats que abasten la durada total de l'experiment.

³⁰ A l'utilitzar un ADV que emet el pols acústic cap a la paret lateral del canal, s'ha de considerar que: la distància mínima entre la solera del canal i la cota de la mesura amb l'ADV és 0.59 cm (i significa que l'aparell està recolzat a sobre la solera); la distància mínima entre la cota de la mesura amb l'ADV i la superfície lliure és d'aproximadament 1 cm per a velocitats longitudinals i transversals i de 2.5 cm per a velocitats verticals com a conseqüència de la geometria de l'aparell.

Com que la distància inicial que es deixa entre la solera del canal i la cota de la mesura amb l'ADV és 1.09 cm, les distàncies de l'anterior paràgraf, especificades com a cotes relatives, delimiten una regió del flux de la que s'han obtingut dades amb ADV entre $0.14 < z/h < 0.87$.

A més, com que l'alçada mitjana de les formes de fons no supera els ~ 0.7 cm ($z/h \approx 0.09$) (Taula 16, pàg. 78), les mesures amb l'aparell ADV estan per damunt de les possibles formes de fons que apareixen al canal.

2.5. Procediment experimental

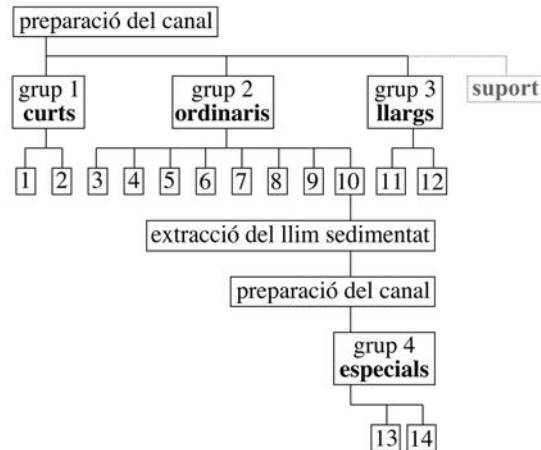


Figura 20. Diagrama amb la classificació dels experiments. El número dins del quadre indica el número de l'experiment.

Les condicions hidràuliques macroscòpiques de tots els experiments són gairebé idèntiques (calats, velocitats mitjanes i pendents motrius) però les concentracions inicials de llim en suspensió varien molt, de $C_0 = 1.28 \text{ kg/m}^3$ fins a $C_0 = 51.72 \text{ kg/m}^3$. El pendent longitudinal del canal no es toca, però s'observa que és $S_b = 6.0 \cdot 10^{-4} \text{ m/m}$ pels experiments curts, ordinaris i especials, i $S_b = 7.0 \cdot 10^{-4} \text{ m/m}$ pels experiments llargs. De totes maneres, una variable més rellevant és el pendent motriu S_f que, d'acord amb les variables mesurades, es calcula com³¹

$$S_f = S_b - \frac{h - h_1}{\Delta x} - \frac{q^2}{2 \cdot g \cdot \Delta x} \cdot \left(\frac{1}{h^2} - \frac{1}{h_1^2} \right) \quad [10]$$

on $\Delta x = 10.7 \text{ m}$ és la distància entre mesures a prop de l'entrada del canal ($x = 1.7 \text{ m}$) i a prop de la sortida del canal ($x = 12.4 \text{ m}$) (Figura 7, pàg. 14), $q = U \cdot h$ és el cabal per unitat d'amplada que s'obté a $x = 12.4 \text{ m}$ (amb U la velocitat mitjanada pel calat al centre de la secció transversal i h el calat), i h_1 és la

³¹ És el mateix que aplicar l'equació de Bernoulli a la secció propera a l'entrada del canal i a la secció propera a la sortida del canal.

2.5. Procediment experimental

mesura del calat a $x = 1.7$ m. Les condicions hidràuliques mitjanes dels experiments apareixen a la Taula 11. El règim del flux és lent i turbulent.

Taula 11. Resum de les condicions hidràuliques ($Q = b \cdot h \cdot U$ el cabal, b l'amplada constant, h el calat, U la velocitat mitjanada pel calat, S_f el pendent motriu [10] (pàg. 41), ν la viscositat cinemàtica [17] (pàg. 47), $Fr = U/(g \cdot h)^{1/2}$ el número de Froude, $Re = 4 \cdot R_h \cdot U/\nu$ el número de Reynolds amb R_h el radi hidràulic, $C_z = U/[(g \cdot R_h \cdot S_f)^{1/2}]$ el coeficient de resistència al flux adimensional de Chézy).

Q	b	h	U	S_f	ν	Fr	Re	C_z
(m ³ /s)	(m)	(m)	(m/s)	(-)	(m ² /s)	(-)	(-)	(-)
$7.7 \cdot 10^{-3}$	0.37	$7.7 \cdot 10^{-2}$	0.27	$4.8 \cdot 10^{-4}$	$0.77 \cdot 10^{-6}$	0.31	$7.5 \cdot 10^4$	17

El coeficient de rugositat de manning és $n = R_h^{1/6}/(g^{1/2} \cdot C_z) = 0.012$.

El bombament s'atura per finalitzar l'assaig i la mescla d'aigua i de llim en suspensió surt del canal per l'extrem aigües avall per gravetat, mantenint el pendent longitudinal inicial. Les alteracions que les formes de fons poden sofrir durant el buidatge seguint aquest procediment es consideren negligibles.

El dipòsit de llim és únicament enregistrat (les seves dimensions i fotogràficament) en finalitzar l'experiment perquè l'opacitat de la mescla d'aigua i de llim posa traves a l'observació del què hi ha a la solera del canal, més enllà del llim que es pot veure a ull nu tocant les parets laterals.

Les fotografies del fons de llim s'obtenen quan han transcorregut un mínim de 90 min des del final de l'experiment. Aquest lapse és suficient perquè el fons de llim sobre la solera del canal sigui visible i l'aigua que queda acumulada en alguns trams no destorbi l'apreciació de les formes de fons. És inevitable que una fracció del llim en suspensió sedimenti durant el procés de buidatge. Nogensmenys, aquesta fracció és marginal³².

³² Una partícula de 4 micres necessita més de 2 hores per desplaçar-se 7.7 cm (el calat mitjà als experiments) si la velocitat de decantació és $1 \cdot 10^{-5}$ m/s que s'obté d'aplicar la llei de Stokes. El temps necessari per poder obtenir una bona visualització del fons de llim és de menys de 90 minuts.

2.5. Procediment experimental

Una càmera fotogràfica acoblada a un suport es desplaça manualment per tot el canal i obté imatges que cobreixen tota la superfície del fons del canal (Figura 19c, pàg. 38). La càmera s'anivella paral·lela a la solera del canal amb un nivell de bombolla. Les fotografies individuals es solapen les unes amb les altres per acoblar-les i obtenir una composició d'imatges de tota la superfície. Cada fotografia captura una porció del canal de 45 cm de longitud i de 37 cm d'amplada (l'amplada del canal) i té un solapament de 13 cm amb la fotografia contigua. El canal està il·luminat des del lateral amb focus per ressaltar les formes del fons de llim. Amb el calibratge es transforma l'espai de les fotografies en unitats de píxels al sistema mètric decimal i el resultat final és similar a una ortofoto³³.

A més de la descripció en planta del llim que ha sedimentat, el seu gruix es mesura amb un limnítmetre. Si s'observen formes de fons ben definides, es mesura el gruix a la cresta, a l'extrem aigües avall i a l'extrem aigües amunt de la forma de fons. Allà on es mesura el gruix del fons de llim —manualment punt a punt— es referencia en la fotografia del fons de llim.

Finalment, es prenen mostres del llim que ha sedimentat. Normalment es recullen dues mostres, a les coordenades longitudinals $x = 4$ m i a $x = 12$ m. Les mostres s'agafen amb una cullera de plàstic si el llim està sec o amb una pipeta si hi ha aigua. La granulometria de les mostres s'analitza amb un equip que utilitza la tècnica de la difracció làser (§2.2.7, pàg. 24).

Per deixar el canal llest pel següent experiment (Figura 19d, pàg. 38), el llim que ha sedimentat es retorna als tancs posant en marxa la bomba i incrementant el pendent del canal per forçar un flux supercrític que neteja de llim tota la superfície de la solera del canal.

³³ La composició d'imatges i l'anàlisi d'aquestes composicions per analitzar les formes de fons s'ha fet amb els softwares de codi obert GIMP v2.8.14 i LibreCAD v2.0.7. La conversió d'unitats és 1 píxel = 0.061 cm.

2.5. Procediment experimental

En finalitzar l'experiment ordinari 10 (grup 2), el fons de llim que ha sedimentat no es retorna als tancs sinó que es recull i amb el llim romanent en el circuit hidràulic es prepara el canal per a dos experiments especials (Figura 20, pàg. 41). Les condicions inicials són les mateixes amb l'única diferència que el llim és més fi ja que, com es veurà més endavant, el llim que sedimenta i que es retira és més gros que el llim original (§4.6.5, pàg. 126).

2.5.1 Homogeneïtat de la concentració de llim en suspensió

S'ha verificat que la mescla d'aigua i de llim és homogènia en els tancs, en l'amplada i en la longitud del canal obtenint simultàniament —lapses inferiors a 10 s— mostres en els tancs i a diferents coordenades longitudinals i transversals del canal.

Les mesures de referència de les concentracions de llim en suspensió estan associades al mostrejador de sediment situat a les coordenades longitudinal $x = 13.0$ m i transversal $y = 0.00$ m (el centre de la secció transversal). A més, s'han col·locat dos mostrejadors suplementaris a les coordenades $x = 5.3$ m i $x = 9.0$ m (Figura 7, pàg. 14), és a dir, aigües amunt de les mesures de referència. Els mostrejadors es col·loquen a les coordenades transversals $y = -0.15$ m, $y = 0.00$ m o $y = 0.15$ m.

La Figura 21 mostra les concentracions de llim en suspensió mesurades simultàniament a les coordenades de referència $x = 13.0$ m i $y = 0.00$ m, als tancs, i a les coordenades $x < 9.0$ m i $y = 0.00$ m o $y = 0.15$ m. Hi ha un total de 254 mesures (és a dir, 254 mostres de la mescla d'aigua i de llim en suspensió).

2.5. Procediment experimental

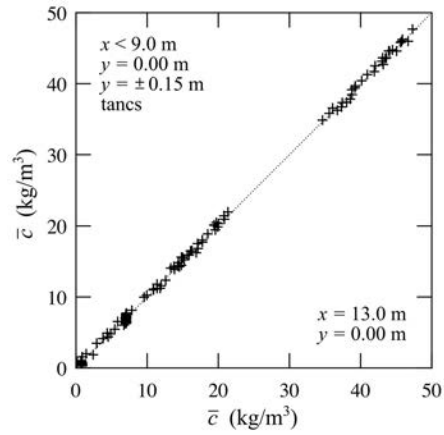


Figura 21. Concentració de llim en suspensió obtinguda simultàniament a: $x = 13.0$ m i $y = 0.00$ m a diferents cotes (eix abscisses); $x < 9.0$ m i $y = 0.00$ m o $y = \pm 0.15$ m a diferents cotes o als tancs (eix ordenades)

Les diferències absolutes entre les mesures de referència i la resta no superen els 0.6 kg/m^3 (la incertesa en la mesura de la concentració és de 0.14 kg/m^3). Per tant, el transport turbulent homogeneïtza la mescla; no hi ha cap diferència entre aigües–amunt o aigües–avall, o entre el centre de la secció transversal i els laterals, o entre els tancs i el canal.

3 Bases teòriques

3.1 Densitat i viscositat

La viscositat i la densitat de la mescla d'aigua i de llim canvien amb la temperatura i la concentració de llim en suspensió. Es fa la hipòtesi que els efectes de la temperatura i de la concentració són independents a l'hora d'avaluar la viscositat i la densitat de la mescla d'aigua i de llim. Funcionalment s'expressa com

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \phi_\rho(T) \cdot \phi_\rho(C) \quad [11]$$

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \phi_\mu(T) \cdot \phi_\mu(C) \quad [12]$$

on ϕ_ρ i ϕ_μ indica una relació funcional entre les variables, T és la temperatura en °C, C és la concentració en kg/m³, ρ és la densitat de la mescla en kg/m³, $\rho_0 = 998.2$ kg/m³ és la densitat de l'aigua clara per a $T = 20^\circ\text{C}$, μ és la viscositat dinàmica de la mescla en Pa · s i $\mu_0 = 1002.0 \cdot 10^{-6}$ Pa · s és la viscositat dinàmica de l'aigua clara per a $T = 20^\circ\text{C}$.

La viscositat cinemàtica de l'aigua clara per a $T = 20^\circ\text{C}$ és $\nu_0 = \mu_0/\rho_0 = 1.004 \cdot 10^{-6}$ m²/s.

L'efecte de la temperatura en la densitat s'avalua amb la fórmula de *Tanaka et al.* [2001] com

$$\phi_\rho(T) = 1.001771 \cdot \left[1 - \frac{(T - 3.983035)^2 \cdot (T + 301.797)}{522528.9 \cdot (T + 69.34881)} \right] \quad [13]$$

i l'efecte de la temperatura en la viscositat dinàmica s'obté de la fórmula de *Kestin et al.* [1978] que s'escriu com

3.1. Densitat i viscositat

$$\log_{10}(\phi_{\mu}(T)) = \frac{20 - T}{T + 96} \cdot [1.2364 - 1.37 \cdot 10^{-3} \cdot (20 - T) + 5.7 \cdot 10^{-6} \cdot (20 - T)^2] \quad [14]$$

Quan s'afegeix el llim a l'aigua, la densitat canvia com

$$\phi_{\rho}(C) = 1 + \frac{C}{\rho_s} \cdot (\rho_s - 1) \quad [15]$$

amb $\rho_s = 2600 \text{ kg/m}^3$ la densitat de les partícules de llim.

Quan s'afegeix el llim a l'aigua, la viscositat dinàmica s'obté amb la relació d'Einstein

$$\phi_{\mu}(C) = 1 + 2.5 \cdot \frac{C}{\rho_s} \quad [16]$$

vàlida per a concentracions fins a $\sim 100 \text{ kg/m}^3$ [Roscoe, 1952].

Consegüentment, es proposa calcular la viscositat cinemàtica de la mescla d'aigua i de llim per a una temperatura T i una concentració de llim C com

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{\phi_{\rho}(T) \cdot \phi_{\rho}(C)}{\phi_{\mu}(T) \cdot \phi_{\mu}(C)} \quad [17]$$

d'acord amb les equacions [11], [12], [13], [14], [15] i [16].

La temperatura de la mescla és pràcticament constant durant els experiments i es troba al voltant de 30°C ³⁴. La Taula 12 conté les magnituds de la densitat,

³⁴ Durant els primers 100 min d'assaig s'observa un lleuger augment de la temperatura, però les altes temperatures en el laboratori, l'agitació en els dipòsits d'aigua per mantenir la pols de quars en suspensió i la bomba centrífuga mantenen la temperatura pràcticament constant durant el període d'experiments.

3.2. Formació de la capa límit

la viscositat dinàmica i la viscositat cinemàtica de la mescla d'aigua i de llim per a diferents temperatures i concentracions.

Taula 12. Densitat, viscositat dinàmica i viscositat cinemàtica de la mescla d'aigua i de pols de quars.

T (°C)	C (kg/m ³)	ρ (kg/m ³)	μ (Pa · s)	ν (m ² /s)
20	0	998.2	$1002 \cdot 10^{-6}$	$1.004 \cdot 10^{-6}$
30	0	995.6	$797.3 \cdot 10^{-6}$	$0.8008 \cdot 10^{-6}$
40	0	992.2	$652.7 \cdot 10^{-6}$	$0.6578 \cdot 10^{-6}$
20	20	1011	$1021 \cdot 10^{-6}$	$1.011 \cdot 10^{-6}$
30	20	1008	$812.6 \cdot 10^{-6}$	$0.8062 \cdot 10^{-6}$
40	20	1005	$665.2 \cdot 10^{-6}$	$0.6622 \cdot 10^{-6}$

El valor de la viscositat cinemàtica no canvia gaire en l'interval de concentracions dels experiment i per a una $T \approx 30^\circ\text{C}$ (Figura 22). Llavors, s'assumeix que el valor característic de la viscositat cinemàtica pels experiments és $\nu = 7.7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$.

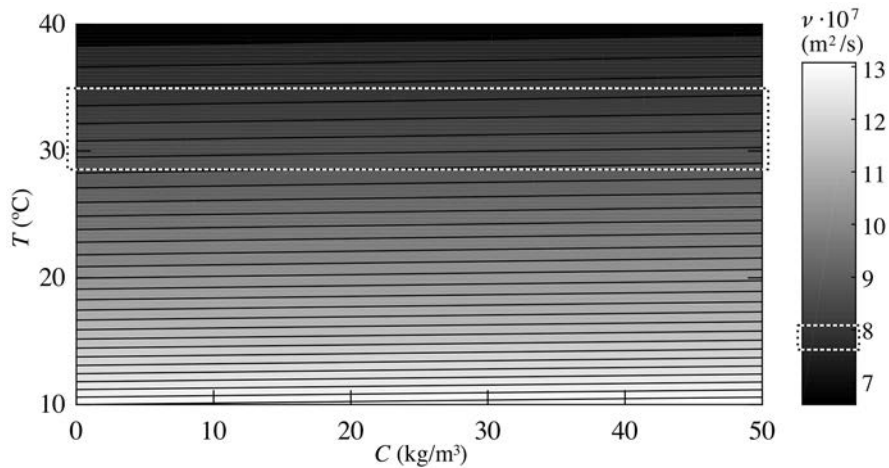


Figura 22. Viscositat cinemàtica de la mescla d'aigua i de llim segons la temperatura i la concentració. La intensitat del color indica el valor (escala de grisos adjunta). S'emmarca l'àrea d'interès per les condicions dels experiments.

3.2 Formació de la capa límit

S'assumeix que la capa límit turbulenta està completament desenvolupada, és a dir, ocupa aproximadament tot el calat, a la coordenada longitudinal $x = 10.4 \text{ m}$ a on està mesurant l'aparell ADV (Figura 7, pàg. 14). La distància necessària per al desenvolupament de la capa límit es pot estimar a partir de la relació semiempírica de *Monin i Yaglom* [1971],

3.2. Formació de la capa límit

$$\delta_t = 0.33 \cdot \frac{u_*}{\bar{u}_M} \cdot x \quad [18]$$

on δ_t és el gruix teòric de la capa límit, u_* és la velocitat de tall, \bar{u}_M és la velocitat màxima en el perfil de velocitats i x és la distància des del final del tram de condicionament del flux del canal a la coordenada de la mesura (Figura 7A, pàg. 14). Donades les condicions hidràuliques dels experiments (Taula 11, pàg. 42) (de mitjana, $u_* = (g \cdot R_h \cdot S_f)^{1/2} = 0.016$ m/s, $h = 0.077$ m i com es veurà més endavant $\bar{u}_M = 0.30$ m/s), la distància necessària per a que la capa límit ocupi tot el calat és de 4.4 m (57 vegades el calat), inferior als 10.4 m on es realitzen les mesures de la velocitat amb l'ADV. [Amb l'expressió de *Schlichting* [1979] on $\delta_t = 0.37 \cdot x / (\bar{u}_M \cdot x / \nu)^{5/4}$ amb ν la viscositat cinemàtica del flux, la distància necessària per a que la capa límit turbulenta ocupi tot el calat és de ~ 3.5 m.]

A la Figura 23 es mostren perfils de velocitats obtinguts amb l'ADV al centre de la secció transversal del canal ($y = 0.00$ m) en dues coordenades longitudinals diferents ($x = 1.7$ m i $x = 10.4$ m).

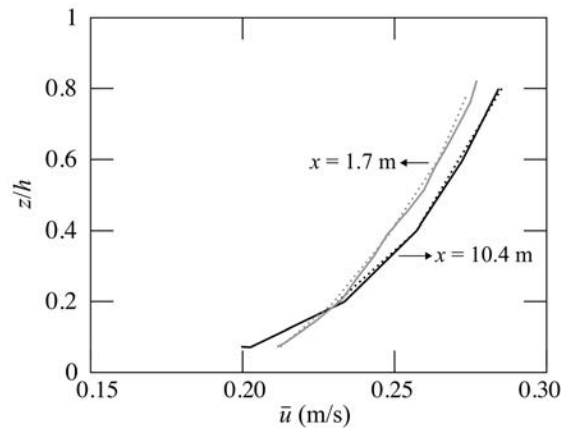


Figura 23. Perfils de velocitats mesurats al centre de la secció transversal del canal: 2 obtinguts a prop de l'entrada a la coordenada $x = 1.7$ m (de color gris) i 2 obtinguts a $x = 10.4$ m (de color negre). Mesures obtingudes en un experiment de suport amb una concentració de llim en suspensió de 5.1 kg/m³.

Com que la capa límit turbulenta no estaria completament desenvolupada a la coordenada $x = 1.7$ m, la distribució de les velocitats en el calat és més uniforme si es compara amb la distribució de les velocitats a $x = 10.4$ m.

3.2. Formació de la capa límit

Atès que la distància és suficient per al desenvolupament d'una capa límit turbulenta que ocupa pràcticament tot el calat, es fa la hipòtesi que la llei de la paret i la llei del deixant (§3.3, pàg. 51) descriuen la distribució de la velocitat en el calat.

La distribució de les tensions viscoses i turbulentes, en un flux turbulent llis amb una capa límit desenvolupada, determina canònicament: la zona viscosa que inclou la capa de transició (per a escales $z \cdot u_* / \nu < 30$ on z és la distància al fons), la zona logarítmica (per a escales $z \cdot u_* / \nu > 30$ i $z/h < 0.2 \cdot \delta$ on δ és el gruix de la capa límit) i la zona del deixant (per a escales $0.2 \cdot \delta < z/h < \delta$) [López i García, 1999] (Figura 24).

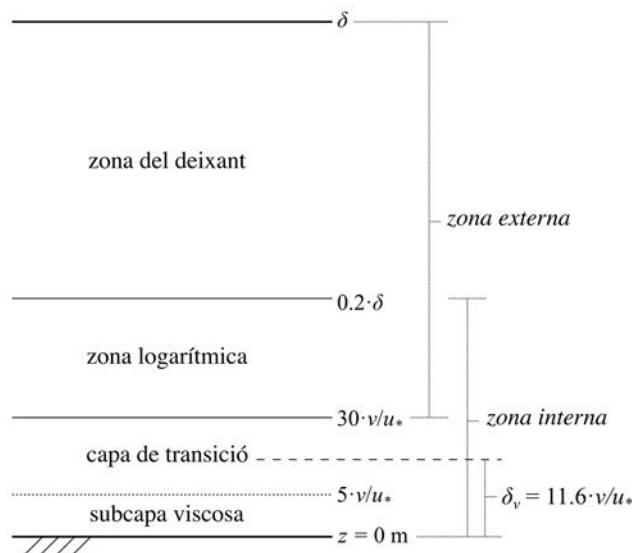


Figura 24. Esquema de les zones en un flux turbulent llis (δ és la capa límit que s'aproxima pel calat, ν és la viscositat cinemàtica del flux, u_* és la velocitat de tall i δ_v és la definició pràctica del gruix de la subcapa viscosa). Font: modificat de López i García [1999].

De forma simplificada, les tensions de tall laminars prevalen davant les turbulentes a la zona viscosa (és a dir, els efectes viscosos són importants), les tensions viscoses són pràcticament nul·les i hi ha un equilibri entre la producció i la dissipació turbulentes a la zona logarítmica, i les tensions turbulentes decreixen a la zona del deixant.

A la pràctica, el gruix de la subcapa viscosa s'escriu com [Schlichting, 1979]

3.3. Distribució de la velocitat en el calat

$$\delta_v = 11.6 \cdot \frac{\nu}{u_*} \quad [19]$$

i expressa la distància teòrica des del fons a on coincideixen la distribució de la velocitat segons la llei lineal $\bar{u}/u_* = z \cdot u_*/\nu$ (on \bar{u} és la velocitat mitjana longitudinal a la cota z) —únicament vàlida per a punts molt propers al fons a on les tensions laminars són rellevants— i el perfil de velocitats logarítmic ([32], pàg. 55).

3.3 Distribució de la velocitat en el calat

En el marc de la llei de la paret, l'expressió del perfil de velocitats a la zona interna (definida per un ràtio entre la cota de la mesura i el calat $z/h < 0.2$) és [Schlichting, 1979]

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{z}{z_0} + B \quad [20]$$

on z_0 és una longitud que depèn del tipus de flux turbulent (llis, en transició o rugós) i B és un paràmetre que també depèn del tipus de flux turbulent. Per a un flux turbulent sobre un fons hidràulicament llis $z_0 = \nu/u_*$ i $B = 5.5$ ³⁵. Aleshores, el perfil de velocitats és

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{u_* \cdot z}{\nu} + 5.5 \quad [21]$$

A la zona externa ($z/h > 0.2$) és normal observar una desviació de les mesures de la velocitat en relació amb la distribució de velocitats teòrica seguint [21] [Coleman, 1981; Cardoso *et al.*, 1989; Cardoso, 1998; Cellino i Graf, 1999]. En

³⁵ Per a un flux turbulent rugós z_0 és una mesura de la rugositat del fons k_s i $B = 8.5$. Per a un flux turbulent en transició z_0 és una mesura de la rugositat del fons i B depèn de la rugositat del fons i del gruix la subcapa viscosa [veure Cardoso [1998], figura 2.6 de la pàgina 49].

3.4. Distribució de la tensió de tall en el calat

particular, la velocitat acostuma a ser superior a l'obtinguda d'extrapolar el perfil de velocitats logarítmic fins a la superfície lliure.

Coles [1956] va introduir la llei del deixant (en anglès *law of the wake*) que descriu aquesta desviació amb un nou terme que depèn de la cota relativa z/δ (on δ és el gruix de la capa límit que s'identifica per la cota de la velocitat mitjana longitudinal màxima del perfil de velocitats, és a dir, $\bar{u} = \bar{u}_M$ quan $z = \delta$) i del paràmetre del deixant Π (que no és universal i s'ha de determinar per a cada cas [*Wang et al.*, 2001]). Expressat amb la forma de perfil de defecte de velocitat, la llei del deixant és [*Cellino i Graf*, 1999]

$$\frac{\bar{u}_M - \bar{u}}{u_*} = -\frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{z}{\delta} + \frac{2 \cdot \Pi}{\kappa} \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot z}{2 \cdot \delta} \right) \quad [22]$$

i és vàlida tant a la regió interna com externa del flux i per a qualsevol condició del fons (hidràulicament llis, en transició o rugós)³⁶. És per això que també s'utilitza per estudiar l'efecte del sediment en suspensió en els perfils de velocitats [*Coleman*, 1981; *Cardoso*, 1998].

3.4 Distribució de la tensió de tall en el calat

L'equació de la conservació de la quantitat de moviment en la direcció del flux principal (la longitudinal) en un volum de control es pot escriure com

³⁶ El perfil de velocitats es pot escriure com $\bar{u}/u_* = (1/\kappa) \cdot \ln z + f_1(k_s, \delta_v) + f_2(\Pi, z/\delta)$, amb f_1 una funció que depèn de les condicions del flux (llis o rugós) i f_2 una funció del deixant. Restant la velocitat màxima (\bar{u}_M és el valor de la velocitat quan $z = \delta$) al perfil de velocitats de l'expressió anterior, s'obté $(\bar{u}_M - \bar{u})/u_* = -(1/\kappa) \cdot \ln(z/\delta) + F_2(\Pi, z/\delta)$, vàlida per qualsevol condició del fons (f_1 es cancel·la) i que incorpora la funció del deixant F_2 .

3.4. Distribució de la tensió de tall en el calat

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\
&= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \cdot \overline{u' \cdot u'} \right) + \frac{1}{\rho} \\
&\quad \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \cdot \overline{u' \cdot v'} \right) + \frac{1}{\rho} \\
&\quad \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \cdot \overline{u' \cdot w'} \right) + g \cdot S_b
\end{aligned} \tag{23}$$

on \bar{u} , \bar{v} i \bar{w} són velocitats mitjanes longitudinals, transversals i verticals; u' , v' i w' són fluctuacions turbulentes de les velocitats longitudinals, transversals i verticals; ρ i μ són la densitat i la viscositat de l'aigua; g és l'acceleració de la gravetat i S_b és el pendent longitudinal de la solera.

Si el flux és permanent i uniforme en les direccions longitudinal x i transversal y ³⁷, l'equació [23] pot reduir-se a

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \cdot \overline{u' \cdot w'} \right) = -\rho \cdot g \cdot S_b \equiv \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \tag{24}$$

i a dins del parèntesi apareixen les tensions de tall degudes a la viscositat dinàmica (primer terme del parèntesi a [24]) i les tensions de Reynolds (segon terme del parèntesi a [24]). Les tensions viscoses disminueixen molt ràpidament amb la distància al fons i normalment són negligibles a partir de cotes superiors al gruix de la subcapa viscosa perquè les tensions de Reynolds en un flux turbulent són molt superiors [Cardoso, 1998].

Integrant l'equació [24] en el calat, amb la condició que les tensions són zero a la superfície lliure, s'obté la distribució lineal de la tensió de tall

$$\tau_{xz} = \tau_b \cdot \left(1 - \frac{z}{h} \right) \tag{25}$$

³⁷ Aquesta hipòtesi es pot acceptar al començament dels experiments però esdevé més incerta a mesura que la sedimentació de llim crea formes de fons tridimensionals.

3.5. Rugositat equivalent del fons

on τ_b és la tensió de tall en el fons que es reescriu com

$$\tau_b = \rho \cdot g \cdot R_h \cdot S_f \quad [26]$$

on R_h és el radi hidràulic i S_f és el pendent motriu. Per a un flux permanent unidireccional, el pendent motriu es defineix com

$$S_f = S_b - \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{2 \cdot g} \cdot \frac{\partial U^2}{\partial x} \quad [27]$$

on U és la velocitat mitjana longitudinal mitjanada pel calat.

La velocitat de tall es defineix a de la tensió de tall al fons com

$$u_* = \left(\frac{\tau_b}{\rho} \right)^{1/2} \quad [28]$$

Si es negligeixen les tensions viscoses, seguint [24], [25] i [28] s'obté

$$\tau_{xz} \equiv -\rho \cdot \overline{u' \cdot w'} = \rho \cdot u_*^2 \cdot \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad [29]$$

i resulta que la velocitat de tall també es pot estimar de l'extrapolació al fons de les tensions de Reynolds com

$$z/h = 0: u_* = \left(-\overline{u' \cdot w'} \right)^{1/2} \quad [30]$$

Els perfils de tensions de Reynolds s'obtenen de les sèries de velocitats enregistrades amb l'ADV a diferents cotes —sempre per damunt de la cota que marca el gruix de la subcapa viscosa.

3.5 Rugositat equivalent del fons

La solera llisa i no erosionable del canal queda coberta per llim, almenys parcialment, durant el transcurs dels experiments (Figura 25). Consegüentment,

3.5. Rugositat equivalent del fons

la rugositat equivalent del fons k_s pot variar entre l'inici (el contorn és la solera metàl·lica del canal) i el final dels experiments (el contorn és un dipòsit de llim amb formes de fons).



Figura 25. La rugositat del fons varia durant l'experiment per la sedimentació de llim. 1: solera metàl·lica del canal a l'inici de l'experiment; 2: superfície lliure durant el transcurs d'un experiment; 3: dipòsit de llim visible a l'aturar l'experiment.

D'entrada, s'assumeix un fons hidràulicament llis o en transició tant si la solera del canal està o no coberta de llim com si hi ha o no formes de fons.

El coeficient de resistència al flux adimensional de Chézy C_z es defineix com

$$C_z = \frac{U}{u_*} \quad [31]$$

on U és la velocitat longitudinal mitjanada pel calat i u_* és la velocitat de tall. Amb la relació de Colebrook i White [Henderson, 1966] s'estima una mesura de la rugositat equivalent com

$$\frac{C_z}{\sqrt{8}} = -2 \cdot \log_{10} \left(\frac{k_s}{12 \cdot R_h} + \frac{2.5 \cdot C_z}{\text{Re} \cdot \sqrt{8}} \right) \quad [32]$$

on R_h és el radi hidràulic i $\text{Re} = 4 \cdot R_h \cdot U / \nu$ el número de Reynolds del flux.

Quan no existeix una solució $k_s > 0$ m a l'expressió [32], el fons es defineix com hidràulicament llis (és a dir, el coeficient de resistència al flux no depèn de la rugositat del fons) i es proposa la següent metodologia per estimar k_s . La

3.5. Rugositat equivalent del fons

integració del perfil de velocitats logarítmic [21] (pàg. 51) en el calat, negligint la contribució a la subcapa viscosa, proporciona l'equació

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{u_* \cdot h}{\nu} + 3.0 \quad [33]$$

de la que s'aïlla ν/u_* , amb unitats de longitud, per obtenir una estimació de la rugositat equivalent en un flux turbulent llis com³⁸

$$\frac{\nu}{u_*} = 4.06 \cdot R_h \cdot \exp(-0.4 \cdot U/u_*) \equiv k_s \quad [34]$$

La ràtio k_s/δ_v , on δ_v és el gruix de la subcapa viscosa [20] (pàg. 51), s'utilitza per definir la condició hidràulica del fons en un flux turbulent [Henderson, 1966]: el fons és llis si $k_s/\delta_v < 0.26$, en transició si $0.26 < k_s/\delta_v < 8.62$, o rugós si $k_s/\delta_v > 8.62$.

S'avança que, de mitjana, els valors calculats de k_s i de δ_v són $1.0 \cdot 10^{-4}$ m i $6.5 \cdot 10^{-4}$ m, respectivament (Taula 14, pàg. 75)³⁹. Per tant, la ràtio $k_s/\delta_v \approx 0.15$ identifica un fons hidràulicament llis en els experiments d'aquesta tesi.

La rugositat està relacionada amb una mida grossa del sediment que hi ha en el fons com, per exemple, $k_s = 2 \cdot D_{90}$ [Wong i Parker, 2006]. Una mida representativa dels dipòsits de llim que s'han format durant els experiments és $D_{90} = 0.26 \cdot 10^{-4}$ m (Taula 24, pàg. 126). Això fa que, de forma general, en els experiments de la tesi es compleixi la desigualtat $D < k_s < \delta_v$ amb D qualsevol mida del fons.

³⁸ D'acord amb Cardoso [1998] [equació 2.56 de la pàg. 51], és millor que a [33] el radi hidràulic aparegui en comptes del calat i que la constant d'integració augmenti fins a 3.5.

³⁹ van Rijn [2007a] argumenta que la rugositat equivalent d'un fons de sediment de mida més petita que 0.032 mm és constant i igual a $6.4 \cdot 10^{-4}$ m (i inclou la rugositat de la partícula i la rugositat per formes de fons —arrugues).

3.6. Distribució de la concentració en el calat

En conseqüència, la condició de fons llis o en transició es satisfà tant si la rugositat s'estima amb el primer procediment descrit ([32] i [34]) —vàlid a l'inici dels experiments quan el fons és la solera del canal— com si la rugositat s'estima a partir de la granulometria del dipòsit —estrictament vàlid quan el llim cobreix la solera del canal (Figura 25, pàg. 55).

El coeficient de resistència al flux per a un fons llis també s'ha calculat amb l'expressió de Blasius [Henderson, 1966] $C_{zB} = 5.032 \cdot \text{Re}^{1/8}$ (per a $\text{Re} < 10^5$) i el resultat és molt semblant a C_z (de mitjana, $C_{zB}/C_z = 1.05$). Per aquest motiu, l'única mesura emprada per tenir en compte l'efecte de les parets laterals en el flux ha estat utilitzar el radi hidràulic en comptes del calat.

3.6 Distribució de la concentració en el calat

Tradicionalment, l'expressió per a la distribució del sediment en suspensió en el calat s'obté de l'equació de la conservació de les partícules en suspensió en un volum de control com [Cardoso, 1998]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u} \cdot \bar{c})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v} \cdot \bar{c})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{w} \cdot \bar{c})}{\partial z} \\ = - \frac{\partial(\overline{u' \cdot c'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{v' \cdot c'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{w' \cdot c'})}{\partial z} \end{aligned} \quad [35]$$

on per a les partícules en suspensió, \bar{u} , \bar{v} i \bar{w} són velocitats mitjanes longitudinals, transversals i verticals; u' , v' i w' són fluctuacions turbulentes de les velocitats longitudinals, transversals i verticals; i \bar{c} i c' concentracions volumètriques mitjanes i fluctuacions turbulentes de les concentracions.

S'assumeix, com és habitual, que la velocitat de l'aigua és igual a la de les partícules i que la velocitat vertical de les partícules representa la velocitat de sedimentació ($\bar{w} = -w_{s0}$) que, per simplicitat, és la que proporciona la solució de Stokes [8] (pàg. 34). Aleshores, per a un flux permanent i uniforme en les direccions longitudinal x i transversal y que manté una suspensió igualment permanent i uniforme, l'equació [42] queda reduïda a

3.6. Distribució de la concentració en el calat

$$-w_{s0} \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = -\frac{\partial(\overline{w' \cdot c'})}{\partial z} \quad [36]$$

La integració de [36] en el calat prenent zero la constant d'integració proporciona l'expressió

$$\overline{w' \cdot c'} - w_{s0} \cdot \bar{c} = 0 \quad [37]$$

El transport com a difusió turbulenta s'estipula mitjançant els coeficients de difusió ν_s (per a les partícules de sediment) i ν_t (per a la quantitat de moviment) amb unitats de m^2/s . D'aquesta manera, el flux de sediment en suspensió en la direcció vertical z s'escriu com

$$\overline{w' \cdot c'} = -\nu_s \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \quad [38]$$

i el flux de quantitat de moviment en la direcció vertical z s'escriu com

$$-\rho \cdot \overline{u' \cdot w'} = \rho \cdot \nu_m \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad [39]$$

on ν_m apareix com una viscositat cinemàtica turbulenta del flux. Normalment, els coeficients de difusió ν_s i ν_m es relacionen de la següent manera [Cellino i Graf, 1999]

$$\nu_s = \beta \cdot \nu_m \quad [40]$$

on β és un coeficient que, com a primera aproximació, s'assumeix constant en el calat. L'estimació de ν_m s'obté en el marc de la llei de la paret com⁴⁰

⁴⁰ A [39] s'introdueix la derivada del perfil de velocitats (p. ex. [21], pàg. 51) i s'igualava a la distribució de les tensions de tall [29] (pàg. 54).

3.6. Distribució de la concentració en el calat

$$\text{de} \quad \nu_m = u_* \cdot \kappa \cdot z \cdot \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad [41]$$

on u_* és la velocitat de tall, $\kappa = 0.4$ és la constant de von Karman, z és la cota de la mesura i h és el calat.

Combinant les equacions [38], [40] i [41], substituint-ho a la [37] i integrant entre els límits z_a (que simbolitza una distància molt propera al fons, típicament $z_a = 0.05 \cdot h$) i el calat h , s'arriba a la distribució de sediment en el calat, coneguda com el perfil de Rouse, següent

$$\frac{\bar{c}}{c_a} = \left(\frac{h-z}{z} \cdot \frac{z_a}{h-z_a} \right)^{Z/\beta} \quad [42]$$

on \bar{c}_a és la concentració de referència avaluada a la cota a i Z és el número de Rouse

$$Z = \frac{w_{s0}}{\kappa \cdot u_*} \equiv Z' \cdot \beta \quad [43]$$

on $Z' = Z/\beta$ és una altra definició del número de Rouse.

A la literatura científica no hi ha unanimitat sobre el valor del coeficient β . *Cardoso* [1998] recomana un valor $\beta \approx 1$ per a sediment fi i un valor $\beta > 1$ per a sediment gros. En condicions de capacitat, *Cellino i Graf* [2000] conclouen que per a suspensions de sorra (utilitzen les mides 0.135 mm i 0.230 mm) $\beta < 1$ si el fons és pla però $\beta > 1$ quan hi ha formes de fons. En condicions a prop de la capacitat, destaca el valor de $\beta = 2.539$ que calcula *Cellino* [1998] d'experiments amb un fons hidràulicament llis i una sorra de 0.420 mm de *Coleman* [1986].

Els mostrejadors de sediment (§2.2.4, pàg. 19) permeten mesurar la concentració mitjana \bar{c} . No s'han pogut obtenir fluctuacions turbulentes de la concentració de les mesures amb ADV (s'investiga a §4.3.3, pàg. 102).

3.7 Notes sobre l'anàlisi espectral

Si es defineix qualsevol de les sèries de fluctuacions de la velocitat u' , v' o w' de forma general com un senyal variable amb el temps real i estacionari amb mitjana igual a zero, la densitat espectral de potència s'obté aplicant la transformada de Fourier a l'autocovariància del senyal [Stoica i Moses, 2005]

$$S_{ii}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\tau) \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau} \cdot d\tau \quad [44]$$

on $S_{ii}(f)$ és la densitat espectral de potència en m^2/s segons la freqüència f en Hz per a $i = x, y$ o z si s'escull u' , v' o w' , respectivament, $j = \sqrt{-1}$, i $r(\tau)$ és l'autocovariància del senyal en m^2/s^2 segons el desfasament τ en s,

$$r(\tau) = E[x(t) \cdot x(t + \tau)] \quad [45]$$

on $E[\cdot]$ és l'operador esperança. Alhora, l'autocovariància està determinada per la densitat espectral amb la transformada inversa de Fourier com

$$r(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{ii}(f) \cdot e^{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau} \cdot df \quad [46]$$

A partir de [45] i [46], per a un desfasament $\tau = 0$ s i particularitzant per a la sèrie de fluctuacions turbulentes de la velocitat longitudinal u' s'obté

$$r(0) = E[u'(t)^2] = \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(f) \cdot df \quad [47]$$

3.7. Notes sobre l'anàlisi espectral

És a dir, la variància $\overline{u'^2} \equiv E[u'(t)^2]$ (que s'interpreta com l'energia total calculada en el domini temporal) és igual a la integral en tot el domini freqüencial de l'espectre d'energia⁴¹.

Una manera més eficient d'estimar la densitat espectral de potència és el mètode de la transformada ràpida de Fourier al càlcul de periodogrames [García et al., 2004a; Lacey i Roy, 2007; Singh et al., 2010] que s'expressa com

$$S_{xx}(f) = \frac{\Delta t}{n_m} \cdot \left| \sum_{p=1}^{n_m} u' \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot p} \right|^2 \quad [48]$$

on n_m és la quantitat de mesures que conté la sèrie u' , $\Delta t = 1/f_s$ en s és la separació entre dades ($f_s = 25$ Hz és la freqüència de mostreig) i el sumatori equival a la transformada discreta de Fourier de u' .

Els espectres es poden traslladar al domini espacial $k = f/U_c$, on k és el nombre d'ona (en m^{-1}) i U_c és la velocitat convectiva⁴² (en m/s), si la hipòtesi de la turbulència congelada de Taylor (*frozen turbulence* en anglès)

$$k \cdot S_{xx}(k)/U_c^2 \ll 1 \quad [49]$$

és certa. Llavors, es compleix la igualtat $k \cdot S_{xx}(k) = f \cdot S_{xx}(f)$ [Kim et al., 2000; Bagherimiyab i Lemmin, 2013].

La descripció de la turbulència amb la cascada d'energia turbulenta de Kolmogorov [Pope, 2000] permet definir la famosa llei del règim d'escala inercial per a l'espectre d'energia

⁴¹ Pel teorema de Parseval, l'energia total calculada en el domini temporal ha de ser igual a l'energia total calculada en el domini freqüencial.

⁴² La velocitat convectiva és $U_c = (\overline{u^2} + 2 \cdot \overline{v^2} + 2 \cdot \overline{w^2} + \overline{u'^2} + 2 \cdot \overline{v'^2} + 2 \cdot \overline{w'^2})^{1/2} \approx \bar{u}$ [García et al., 2005]. De mitjana, en els experiments de la tesi s'obté $U_c = 0.24$ m/s.

$$S_{xx}(k) = 0.49 \cdot k^{-5/3} \cdot \varepsilon^{2/3} \quad [50]$$

on k és un nombre d'ona (en m^{-1}) i ε és la dissipació (en m^2/s^3). L'existència d'un interval d'escala inercial es prova calculant la ràtio L_x/η on η és l'escala de longitud de Kolmogorov

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad [51]$$

que caracteritza els remolins turbulents (o eddies) més petits en el flux. Per a valors $L_x/\eta > 150$ existeix l'interval inercial [López i García, 1999].⁴³

La descripció de la turbulència de Kolmogorov també permet relacionar escales associades a freqüències baixes amb la longitud integral de la turbulència L_x que és una longitud relacionada amb les dimensions del flux (per exemple, el calat) que es calcula com [Pope, 2000; García et al., 2004a]

$$L_x = U_c \cdot \frac{S_{xx}(f = 0 \text{ Hz})}{(4 \cdot u'^2)} \quad [52]$$

La durada de les sèries de velocitats depèn de l'objectiu del càlcul. És recomanable emprar sèries que continguin $n_m = 2^p$ dades (amb p un número natural) per optimitzar l'ús d'algoritmes de transformació ràpida de Fourier amb la suavització de Welch en el càlcul dels espectres d'energia.

En el càlcul dels paràmetres de turbulència que s'obtenen de l'anàlisi espectral (per exemple, longitud integral de la turbulència, la dissipació, etc.) s'utilitzen sèries de velocitats de 2^{14} dades —que equivalen a 11 min de mesures—

⁴³ El règim dissipatiu de la turbulència està caracteritzat per escales inferiors a $60 \cdot \eta$ [Nikora i Göring, 2002].

3.7. Notes sobre l'anàlisi espectral

que es divideixen en 16 blocs sense superposició a l'aplicar la suavització de Welch.

Per a l'anàlisi espectral s'ha fet ús de l'eina MATLAB® *Signal Processing Toolbox*.

3.7.1 Construcció de sèries de velocitats

Pel càlcul de les densitats de potència espectral s'han construït sèries temporals de velocitats que contenen una quantitat de mesures n_m equivalent a la que s'obté d'enregistrar ininterrompudament amb una freqüència de mostreig $f_s = 25$ Hz durant tot l'experiment, és a dir, que $n_m = t_f \cdot f_s$ on t_f és la durada de l'experiment.

L'enregistrament de velocitats amb l'aparell ADV és ininterromput durant ~60 min (o superior durant el període nocturn), s'atura i es reinicia al cap d'uns segons per evitar la creació de fitxers de dades massa pesats⁴⁴ (§2.5, pàg. 37).

Aleshores, les sèries de velocitats que abasten des de l'inici fins al final de l'experiment s'aconsegueixen acoblant-ne de consecutives, respectant la línia temporal i omplint els lapses amb zeros o velocitats mitjanes si són de fluctuacions de la velocitat o de velocitats instantànies, respectivament.

Malauradament, aquestes sèries temporals no compleixen la condició d'estacionarietat perquè el sensor de l'ADV està mesurant a una distància del fons a l'inici dels experiments que canvia per la sedimentació de llim, per l'evolució i la migració de les formes de fons i perquè s'apuja l'ADV per no interferir amb el creixement del dipòsit. Per aquest motiu, el focus en els resultats està en la identificació dels diferents règims d'escala espectral (*scaling regimes* en anglès) que són els intervals d'escala (o freqüències) a on s'observa una relació

⁴⁴ Les matrius de dades amb les que es treballa en el programa de càlcul MATLAB® ocupen més de 1.1 GB d'espai.

lineal log–log en la densitat espectral de potència (similar a l’anàlisi de *Singh et al.* [2010] amb un fons de grava mòbil).

Un cop construïdes les sèries de velocitats amb $n_m = t_f \cdot f_s$ dades, l’exponent p determina si s’afegeixen zeros (quan $n_m < 2^p$) o si no s’utilitzen totes les dades (quan $n_m > 2^p$) atès que $2^p < n_m < 2^{p+1}$.

3.8 Anàlisi dimensional i semblança

Els experiments en el canal de laboratori de la tesi no estan plantejats com un model, sinó que estan orientats cap a l’aprofundiment del problema del transport en suspensió de càrrega de rentat en un riu.

Es presenta l’anàlisi dimensional del problema de la capacitat de transport de sediment fi en suspensió (la variable independent). En particular, es defineix la capacitat de transport en suspensió de sediment fi com la quantitat de partícules en suspensió a partir de la qual comença la sedimentació a sobre del fons. És, per tant, la concentració màxima de sediment que pot transportar un flux sense que el sediment transportat interactuï amb el fons.

La semblança s’introdueix més endavant, una vegada identificats els paràmetres adimensionals del problema.

3.8.1 Anàlisi dimensional

Els següents grups de variables són susceptibles de caracteritzar la capacitat de transportar sediment [*Cardoso*, 1998; *Chien i Wan*, 1999]:

- Característiques del flux: la velocitat mitjana U , el pendent motriu S_f , l’acceleració de la gravetat g , l’amplada b i el calat h .
- Propietats físiques de l’aigua: la densitat ρ , la viscositat cinemàtica ν ⁴⁵.

⁴⁵ L’efecte de la temperatura en la viscositat i la densitat del l’aigua està inclòs amb la utilització de les equacions [13] i [14] (§2.2.5, pàg. 23).

3.8. Anàlisi dimensional i semblança

- Propietats físiques del sediment transportat: una mida característica D , una mesura de la uniformitat de la granulometria (per exemple la desviació estàndard granulomètrica $\sigma_D = (D_{84}/D_{16})^{1/2}$), la densitat del sediment ρ_s i la velocitat de sedimentació w_s .
- Condicions del contorn: el fons representat per una rugositat k_s ⁴⁶.

En general, la capacitat de transport en suspensió avaluada com la concentració volumètrica mitjana C_v és

$$C_v = \phi_C(U, h, S_f, g, b, \rho, \nu, D, \sigma_D, \rho_s, w_s, k_s) \quad [53]$$

on ϕ_C indica una relació funcional entre les variables. El nombre de variables que apareixen a [53] es redueix seguint el raonament dels següents paràgrafs.

Primer, en aquesta anàlisi únicament es considera el transport de sediment fi en suspensió pel que la velocitat de sedimentació segons la solució de Stokes [8] (pàg. 34) és vàlida si la interacció entre les partícules es negligeix. Aleshores, per a $w_s \equiv w_{s0}$, les variables g, ρ, ρ_s, D, ν i w_{s0} estan interrelacionades i les escollides com a variables independents són g, ρ, ρ_s, D i ν .

Segon, el flux compleix una relació de resistència al flux com la de Chézy $U = C_z \cdot (g \cdot h \cdot S_f)^{1/2}$, on C_z és el coeficient de Chézy adimensional que depèn de la rugositat del contorn k_s i del número de Reynolds del flux $Re = (4 \cdot U \cdot h)/\nu$ (on el radi hidràulic s'assumeix igual al calat) sempre i quan els efectes viscosos no siguin negligibles [Henderson, 1966]. Aleshores, les variables g, U, h, S_f, ν i k_s estan interrelacionades i les escollides com a variables independents són g, h, S_f, ν i k_s .

⁴⁶ En el cas d'un fons granular no cohesiu, la rugositat podria estar representada per una mida característica del sediment del fons ($k_s \propto D$) i que podria coincidir amb la granulometria del sediment transportat si només es considera el transport de sediment amb origen a la llera. Aquí no es contempla la interacció del sediment del fons amb el sediment transportat i per això es manté k_s diferent a D . Alhora, també es pot aplicar a la condició inicial dels experiments (solera llisa i no erosionable del canal de laboratori).

3.8. Anàlisi dimensional i semblança

Finalment, la velocitat de tall $u_* = (g \cdot h \cdot S_f)^{1/2}$ i el pes específic del llim submergit $g \cdot (\rho_s - \rho)$ s'utilitzen en comptes de S_f i de g , respectivament, i la relació funcional [53] esdevé:

$$C_v = \phi_C(h, u_*, g \cdot (\rho_s - \rho), b, \rho, \nu, D, \sigma_D, \rho_s, k_s) \quad [54]$$

S'aplica el teorema de Vaschy-Buckingham a [54] per expressar C_v en funció de grups de variables adimensionals. Si u_* , k_s i ρ són les variables bàsiques escollides (les unitats físiques fonamentals massa, temps i longitud estan presents), resulta

$$C_v = \phi_C \left(\frac{h}{k_s}, \frac{\rho \cdot u_*^2}{g \cdot (\rho_s - \rho) \cdot k_s}, \frac{b}{k_s}, \text{Re}_k = \frac{u_* \cdot k_s}{\nu}, \text{Re}_* = \frac{u_* \cdot D}{\nu}, \sigma_D, \frac{\rho_s}{\rho} \right) \quad [55]$$

on els termes adimensionals que hi apareixen són, d'esquerra a dreta, la submersió relativa que expressa la influència del calat, un paràmetre adimensional amb estructura de tensió adimensional de Shields, la ràtio entre l'amplada i la rugositat del fons, un número de Reynolds del contorn, un número de Reynolds de les partícules transportades, la desviació estàndard granulomètrica del sediment transportat, i la densitat relativa del sediment.

La relació [55] contindria la ràtio entre la velocitat de tall i la velocitat de sedimentació (i desapareixeria el número de Reynolds de les partícules transportades) si, s'escull la velocitat de sedimentació w_{s0} en comptes de la mida D com a variable independent. La ràtio u_*/w_{s0} És un paràmetre adimensional que defineix el criteri d'inici de la suspensió segons *Bagnold* [1966] (la suspensió és més intensa com més gran és el quocient). Ara bé, aquest criteri és només vàlid fora de la subcapa viscosa per la reducció de les fluctuacions turbulentes que s'hi produeix a l'interior [Niño et al., 2003].

L'equació [55] es simplifica de la següent manera: els efectes de les parets (l'efecte de l'amplada) i de la distribució de la mida de les partícules es negligeixen; la ràtio entre densitats es considera una constant; els números de Reynolds Re_k i Re_* s'empren per expressar el terme amb estructura de tensió

3.8. Anàlisi dimensional i semblança

adimensional de Shields en funció de mida del sediment transportat D en comptes de la rugositat del fons k_s . Consegüentment,

$$C_v = \phi_C \left(\frac{h}{k_s}, \tau^* = \frac{u_*^2}{g \cdot R \cdot D}, \text{Re}_k, \text{Re}_* \right) \quad [56]$$

on $R = 1.6$ és la densitat relativa del sediment submergit i τ^* és la tensió adimensional de Shields, d'ús generalitzat en el l'estimació del transport de sediment amb origen a la llera [*American Society of Civil Engineers*, 2008]⁴⁷.

Ara, si no s'exclouen els efectes viscosos, els números de Reynolds del contorn i de les partícules transportades de l'expressió [56] es poden expressar en funció del gruix de la subcapa viscosa ($\delta_v = 11.6 \cdot \nu / u_*$, §3.2, pàg. 48). Així és que s'obtenen la ràtio entre la mida del sediment transportat i el gruix de la subcapa viscosa (D/δ_v) i la ràtio entre la rugositat del fons i el gruix de la subcapa viscosa (k_s/δ_v).

Llavors, la investigació en oceans de *McCave* [1970] s'adapta temptativament per al transport de sediment fi en rius dient que, si el fons és hidràulicament llis ($k_s/\delta_v < 0.26$, §3.5, pàg. 54) i el sediment transportat és més petit que el gruix de la subcapa viscosa ($D/\delta_v < 1$), la subcapa viscosa pertorba el transport de les partícules en suspensió quan la travessen des de la suspensió.

Dit d'una altra manera, una subcapa viscosa que cobreix les irregularitats del fons i que és més gruixuda que la mida del sediment transportat pot ser rellevant per definir la capacitat del transport de sediment en suspensió.

⁴⁷ Si u_*/w_{s0} substitueix Re_* com s'explica en el text, i es negligeixen els efectes viscosos representats per Re_k , es pot obtenir una expressió de la capacitat del transport similar a la de l'expressió [1] mostrada a §1.2 (pàg. 3). Cal emprar les igualtats $u_*^2 = g \cdot h \cdot S_f$ i $u_* = U/C_z$.

3.8.2 Semblança

Dissenyar un model amb la mateixa forma que la del prototip és condició necessària però no suficient per a que les forces presents en el problema segueixin la mateixa raó de semblança [Henderson, 1966]. Alhora, i davant la impossibilitat de dissenyar models que satisfacin la semblança dinàmica (que inclou la semblança geomètrica i la semblança entre totes les forces), es recorre a simplificacions.

Típicament, els models de l'enginyeria fluvial es dissenyen amb la semblança de Froude (el número de Froude al model i al prototip és el mateix) i es relaxa la semblança en d'altres paràmetres adimensionals que s'obtenen d'una anàlisi dimensional del problema.

A més, en models amb transport de sediment s'acostuma a imposar unes condicions hidràuliques rugoses (equivalent a satisfer un número de Reynolds de les partícules $Re_* = u_* \cdot D/\nu > 100$, on D és una mida característica del sediment a la llera) per evitar efectes viscosos i assegurar condicions homòlogues en l'inici del moviment al model i al prototip [Martín-Vide, 2006]. Nogensmenys, el flux sí és turbulent rugós en rius de grava però sempre en transició entre llis i rugós en rius de sorra [García et al., 2000].

En concret, d'ara endavant es considera un model dissenyat amb el criteri de la semblança de Froude, no distorsionat, amb el mateix líquid que al prototip i un sediment d'origen mineral. L'escala geomètrica entre el prototip i el model és $\lambda = X_p/X_m$, on els subíndexs p i m identifiquen el prototip i el model, respectivament, i X és una longitud en qualsevol direcció (Taula 13). En aquestes condicions, els paràmetres adimensionals Re_* i τ^* —tradicionalment utilitzats en la definició d'una tensió crítica per a l'inici del moviment a partir de la investigació de Shields [Buffington, 1999]— amb escales λ_R i λ_τ satisfan $\lambda_R = \lambda^{3/2}$ i $\lambda_\tau = 1$.

3.8. Anàlisi dimensional i semblança

Taula 13. Escales en un model dissenyat amb el criteri de la semblança de Froude, no distorsionat, amb el mateix líquid que al prototip i un sediment d'origen mineral.

Variable	Escala
x, y, z (escala geomètrica)	λ
velocitat del flux	$\lambda_u = \lambda^{1/2}$
velocitat de tall	$\lambda_u = \lambda^{1/2}$
mida del sediment	$\lambda_D = \lambda$
número de Reynolds del flux	$\lambda_R = \lambda^{3/2}$
número de Reynolds de les partícules	$\lambda_R = \lambda^{3/2}$
tensió adimensional de Shields	$\lambda_\tau = 1$

Per aquest fet, la semblança en l'inici del transport de sediment existeix si el règim és turbulent rugós tant al model com al prototip perquè no depèn de Re_* , que canvia amb l'escala $\lambda^{3/2}$. Altrament, i com a conseqüència del valor de Re_* més petit en el model, els efectes viscosos poden ser més marcats en el model. Aquí convé ressaltar que les escales dels paràmetres adimensionals D/δ_v i k_s/δ_v , destacats en l'anàlisi dimensional (§3.8.1, pàg. 64), són les mateixes que les definides per als números de Reynolds, de manera que són iguals a $\lambda^{3/2}$.

De *García et al.* [2000] s'extreu que les velocitats de tall que descriuen el flux que omple la llera en un riu de sorra (amb una mida representativa $D_{50} = 0.29$ mm) i en un riu de grava ($D_{50} = 68$ mm) són 0.095 m/s i 0.23 m/s, respectivament. Llavors, el gruix de la subcapa viscosa ($\delta_v = 11.6 \cdot \nu/u_*$, §3.2, pàg. 48) és més gran que una partícula de 0.12 mm en l'entorn del riu de sorra i que una de 0.050 mm en l'entorn del riu de grava (Figura 26). És a dir, partícules amb mides $D \leq 0.12$ mm (pel riu de sorra) o $D \leq 0.050$ mm (pel riu de grava) compleixen que $D/\delta_v \leq 1$.

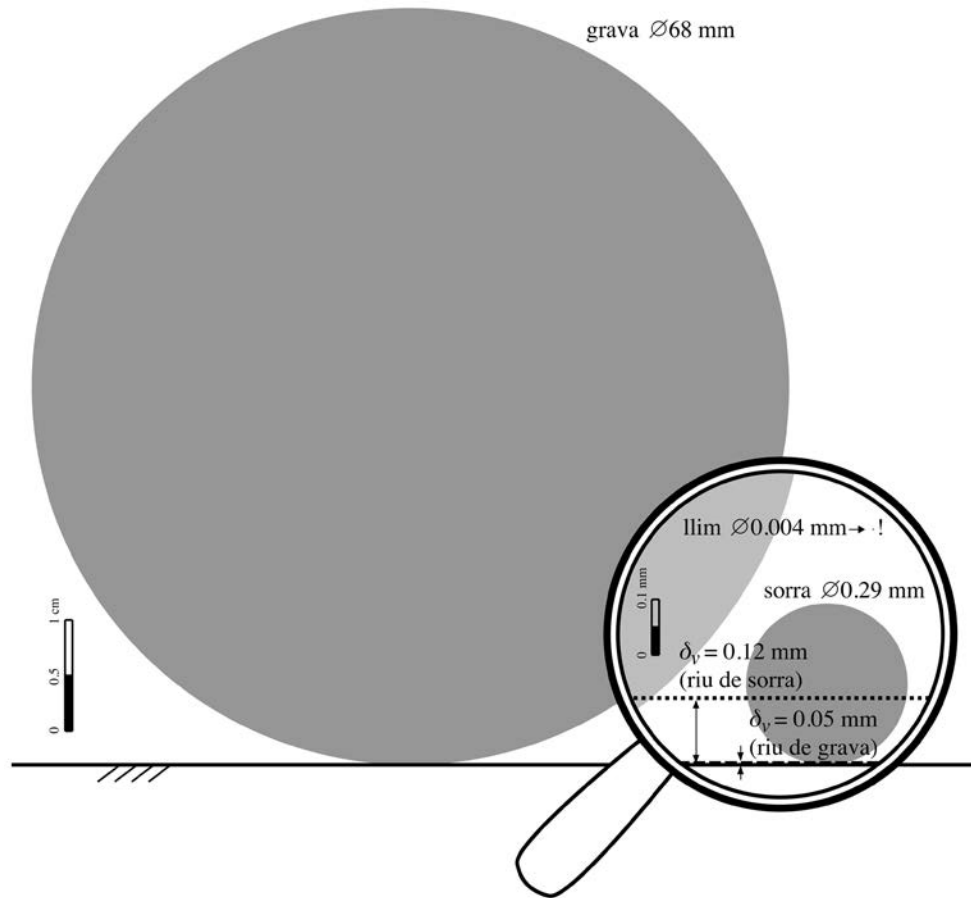


Figura 26. Representació de les mides característiques (sediment i subcapa viscosa) d'un riu de grava i d'un riu de sorra de les dades de *García et al.* [2000] (figura 5 de la pàgina 719). S'inclou la mida mitjana de les partícules del llim que s'ha utilitzat en aquesta tesi per l'escala.

Ara bé, només amb la condició $D/\delta_v \leq 1$ no es garanteix la rellevància dels efectes viscosos en el transport de sediment. La rugositat del fons k_s , que típicament es relaciona amb una mida grossa del sediment en la superfície del fons (sobretot en rius de grava amb un flux turbulent rugós i sense formes de fons) [*Parker*, 2008], atenua l'aparició d'efectes viscosos perquè, segurament, la condició hidràulica del fons satisfà la d'un flux turbulent rugós (la rugositat sobresurt de la subcapa viscosa i la ràtio $k_s/\delta_v \gg 1$).

De totes maneres, seguint *Solari i Parker* [2000] es podria acceptar que en una llera erosionable de granulometria variada la fracció fina del sediment està protegida per efectes viscosos (per exemple, $D_{10}/\delta_v < 1$ on D_{10} és la mida per la

3.8. Anàlisi dimensional i semblança

que només el 10% de la la granulometria és més fina) sempre i quan es compleixi que la ràtio k_s/δ_v és, com a màxim, lleugerament superior a la unitat.

Si s'observen les escales que apareixen a la Figura 26, només en el riu de sorra sembla que podrien existir condicions $k_s/\delta_v \leq 1$ i $D_{10}/\delta_v < 1$, ja que la diferència d'escales entre la mida del sediment i el gruix de la subcapa viscosa en el riu de grava és molt gran ($D_{50}/\delta_v > 10^3$).

Per tot això, reprement l'exemple del riu de sorra anterior i assumint que k_s/δ_v és proper o inferior a la unitat, el transport de mides inferiors a 0.12 mm estarà afectat per efectes viscosos.

És per això que es conjectura que un altre tipus de semblança en l'inici del transport de sediment pot existir entre prototip i model si ambdós estan controlats per efectes viscosos. És a dir, que en el prototip i en el model es compleixi que $D/\delta_v \leq 1$ i que $k_s/\delta_v \leq 1$.

Tot seguit els experiments de la tesi es prenen com un model del riu de sorra, el prototip. Per consegüent, l'escala entre $D = 0.12$ mm (el límit superior de les mides afectades per efectes viscosos en el riu de sorra) i la del llim dels experiments ($D_g = 0.004$ mm, Taula 8, pàg. 31) és $\lambda_D = 30$ ⁴⁸ i l'escala entre la velocitat de tall al riu de sorra ($u_{*p} = 0.095$ m/s) i la velocitat de tall als experiments de la tesi ($u_{*m} \equiv u_{*S} = (g \cdot R_h \cdot S_f)^{1/2} = 0.016$ m/s, Taula 14, pàg. 75) és $\lambda_u = 5.9$.

Amb el criteri de la semblança de Froude, $\lambda_D = \lambda$ i $\lambda_u = \lambda^{1/2}$ amb λ l'escala geomètrica (Taula 13, pàg. 69). Dels resultats anteriors s'obté que $\lambda_D = 30 \approx \lambda_u^2 = 35$. Que els experiments d'aquesta tesi es puguin interpretar com un test dels efectes viscosos pel sediment fi en rius de sorra és el colofó a l'anàlisi dimensional i la semblança.

⁴⁸ Pel riu de grava, si k_s/δ_v és proper o inferior a la unitat hi hauria efectes viscosos en el transport de mides inferiors a 0.05 mm i l'escala seria $\lambda_D = 12.5$.

4 Resultats i discussió

4.1 Presentació dels resultats

Es fan experiments en un canal de laboratori (14.75 m de longitud útil i 0.37 m d'amplada, Figura 7, pàg. 14) per a un cabal i un pendent longitudinal de la solera constants a on la quantitat de llim en suspensió decau amb el temps, sigui quina sigui la concentració inicial. El decaïment de llim en suspensió comporta la creació de dipòsits amb formes barcanes i barcanoides. La morfologia del dipòsit de llim és diferent segons la durada de l'experiment, la quantitat inicial de llim en suspensió i la granulometria.

Durant els experiments es monitoren calats i velocitats (l'ADV enregistra dades amb una freqüència de 25 Hz) i s'obtenen mostres de la mescla en suspensió, normalment a la coordenada longitudinal $x = 10.4$ m a on s'assumeix que la capa límit està completament desenvolupada, i al centre de la secció transversal ($y = 0$ m). El pendent longitudinal de la solera canal és constant i $S_b = 6.0 \cdot 10^{-4}$ m/m als experiments curts, ordinaris i especials, i $S_b = 7.0 \cdot 10^{-4}$ m/m als experiments llargs.

La freqüència de mesura és diferent segons la variable (§2.5, pàg. 37). Per a variables que provenen d'obtenir un perfil de velocitats, el resultat que apareix a la Taula 14 (pàg. 75) és la mitjana dels perfils de l'experiment⁴⁹. Per a variables que provenen de mesures periòdiques, el resultat que apareix a la Taula 14 (pàg. 75) és la mitjana de les mesures que s'obtenen en el transcurs de l'experiment. Llavors, les variacions de la Taula 15 (pag. 76) expressen: o les desviacions entre resultats que provenen dels perfils de velocitats o la variabilitat de la mesura durant l'experiment (des de $t = 0$ min fins a $t = t_f$)⁵⁰.

⁴⁹ La Taula A3 (pàg. 216) conté els resultats de tots els perfils de velocitats que s'han mesurat.

⁵⁰ Les incerteses associades a les mesures apareixen a §2.2.8 (pàg. 24).

4.1. Presentació dels resultats

La definició de les variables, en l'ordre que apareixen a la Taula 14 (pàg. 75), és:

1. t_f (min) durada de l'experiment
2. C_0 (kg/m³) mitjana de les concentracions d'un perfil a l'inici $t = 0$ min
3. C_f (kg/m³) mitjana de les concentracions d'un perfil al final $t = t_f$
4. D_g^0 (mm) mida mitjana geomètrica del llim a l'inici de l'experiment
5. D_g^s (mm) mida mitjana geomètrica del llim en suspensió a l'aturar l'experiment
6. D_g^b (mm) mida mitjana geomètrica del llim sedimentat
7. ρ (kg/m³) densitat de la mescla d'aigua i de llim (§3.1, pàg. 46)
8. ν (m²/s) viscositat cinemàtica de la mescla d'aigua i de llim (§3.1, pàg. 46)
9. h (m) calat
10. U (m) velocitat mitjana longitudinal mitjanada pel calat calculada com la integració amb la regla del trapezi del perfil de velocitats⁵¹
11. $\overline{u_M}$ (m/s) velocitat mitjana longitudinal màxima del perfil de velocitats
12. Π (-) paràmetre del deixant que s'obté de l'ajust per mínims quadrats de la llei del deixant [22] (pàg. 52) amb la velocitat de tall de l'ajust a la llei de la paret [21] (pàg. 51)
13. Q (l/s) cabal líquid $Q = U \cdot h \cdot b$ amb $b = 0.37$ m l'amplada del canal
14. S_f (-) pendent motriu [10] (pàg. 41)
15. τ_b (N/m²) tensió de tall en el fons $\tau_b = \rho \cdot g \cdot R_h \cdot S_f$ amb $g = 9.81$ m²/s l'acceleració de la gravetat i R_h (m) el radi hidràulic
16. Re (-) número de Reynolds del canal $Re = 4 \cdot R_h \cdot U/\nu$
17. Fr (-) número de Froude $Fr = U/(g \cdot h)^{1/2}$
18. u_{*l} (m/s) velocitat de tall local calculada com l'ajust per mínims quadrats de les mesures de velocitat a un perfil de velocitats mitjanes teòric seguint la llei de la paret [21] (pàg. 51)
19. $u_{*\tau}$ (m/s) velocitat de tall local obtinguda de l'extrapolació al fons del perfil de les tensions de Reynolds τ_{xz} [30] (pàg. 54)
20. u_{*S} (m/s) velocitat de tall global, mitjanada pel canal, $u_{*S} = (g \cdot R_h \cdot S_f)^{1/2}$

⁵¹ Les velocitats del perfil de velocitats per a les cotes més baixes ($0 < z/h \leq \sim 0.14$) s'interpolen amb una paràbola i la velocitat a la màxima cota mesurada ($z/h \approx 0.87$) es suposa constant fins a la superfície lliure.

4.1. Presentació dels resultats

21. u_{*E} (m/s) velocitat de tall local $u_{*E} = (K \cdot E)^{1/2}$ obtinguda de l'energia turbulenta $E = 0.5 \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ (m^2/s^2) on $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ i $\overline{w'^2}$ són variàncies de la velocitat a cotes $z/h < 0.2$ i $K = 0.19$ és una constant [Carling et al., 2000; Kim et al., 2000; Biron et al., 2004]
- [Nota sobre les velocitats de tall: s'escull la mitjana entre u_{*S} (una mesura global) i u_{*E} (una mesura local) com a valor representatiu de la velocitat de tall per quan no hi ha estimacions obtingudes de perfils de velocitats (u_{*l} o u_{*T})]
22. w_s^0 (m/s) velocitat de sedimentació tenint en compte la interacció de les partícules ([7], pàg. 33) a l'inici de l'experiment (s'empren C_0 i D_g^0)
23. w_s^s (m/s) velocitat de sedimentació tenint en compte la interacció de les partícules ([7], pàg. 33) a l'aturar l'experiment (s'empren C_f i D_g^s)
24. w_s^b (m/s) velocitat de sedimentació de les partícules del dipòsit de llim ([7], pàg. 33) (s'empren C_0 i D_g^b)
25. Z' – número de Rouse [43] (pàg. 59) calculat com l'ajust per mínims quadrats de les mesures de la concentració en suspensió al perfil teòric de Rouse [42] (pàg. 59) (s'empra $z_a = 0.009$ m)
26. k_s (m) rugositat equivalent del fons (§3.5, pàg. 54)
27. δ_v (m) gruix de la subcapa viscosa $\delta_v = 11.6 \cdot \nu / [0.5 \cdot (u_{*E} + u_{*S})]$ [19] (pàg. 51)
28. C_z – coeficient de resistència al flux adimensional de Chézy com $C_z = U / [0.5 \cdot (u_{*E} + u_{*S})]$

Els resultats per a cada experiment (exp.) es mostren classificats per grup (és a dir, segons la durada). L'última fila representa la mitjana de la variable per a tots els experiments.

4.1. Presentació dels resultats

Taula 14. Taula de resultats

exp.	t_f (min)	C_0 (kg/m ³)	C_f	D_g^0	D_g^s (10 ⁻³ mm)	D_g^b	ρ (kg/m ³)	ν (10 ⁻⁷ m ² /s)
grup 1								
1	100	7.51	6.81	4.01	3.34	8.99	1000.5	8.33
2	100	21.30	19.22	4.01	3.47	9.35	1006.8	7.57
grup 2								
3	1440	1.28	0.87	4.01	2.57	7.05	996.4	8.07
4	1440	1.99	1.30	4.01	3.05	7.73	996.1	7.73
5	1440	3.01	2.00	4.01	2.86	8.15	996.2	7.59
6	1440	3.57	2.18	4.01	2.73	6.66	996.3	7.53
7	1440	4.44	2.96	4.01	3.18	7.30	996.8	7.53
8	1440	4.52	3.02	4.01	2.81	8.69	996.8	7.54
9	1440	9.17	6.42	4.01	3.25	8.01	999.1	7.55
10	1440	9.82	7.09	4.01	2.83	10.15	1000.8	8.03
grup 3								
11	4320	22.46	11.95	4.01	2.11	6.88	1004.0	7.56
12	2040	51.72	33.04	4.01	3.22	6.67	1020.7	7.63
grup 4								
13	330	6.68	5.25	2.83	2.63	4.19	998.3	7.54
14	800	6.68	4.83	2.83	2.65	4.21	998.0	7.52
mitjana (\bar{x})		11.01	7.64	3.84	2.91	7.43	1000.5	7.69

Taula 14. (continuació)

exp.	h (mm)	U (m/s)	$\overline{u_M}$	Π (-)	Q (l/s)	S_f (10 ⁴ -)	τ_b (N/m ²)	Re (10 ⁴ -)	Fr (-)
grup 1									
1	77.60	0.260	0.298	0.19	7.46	4.93	0.197	7.37	0.29
2	77.42	0.266	0.310	0.17	7.63	4.96	0.201	7.64	0.31
grup 2									
3	77.42	0.265	0.289	0.31	7.60	4.55	0.174	6.99	0.29
4	78.02	0.259	0.295	0.21	7.49	4.51	0.175	7.37	0.30
5	77.44	0.266	0.296	0.23	7.62	4.86	0.187	7.57	0.31
6	77.25	0.268	0.297	0.27	7.67	4.59	0.183	7.69	0.31
7	77.36	0.262	0.301	0.30	7.46	4.63	0.182	7.76	0.31
8	77.15	0.262	0.301	0.30	7.47	4.81	0.190	7.77	0.31
9	77.09	0.265	0.303	0.17	7.55	4.65	0.183	7.77	0.32
10	77.77	0.267	0.296	0.15	7.68	4.96	0.206	7.08	0.29
grup 3									
11	73.60	0.285	0.327	0.15	7.75	5.31	0.215	7.85	0.34
12	73.67	0.285	0.325	0.13	7.78	5.72	0.239	7.57	0.35
grup 4									
13	77.84	0.262	0.285	0.19	7.55	5.24	0.184	7.33	0.29
14	77.79	0.262	0.293	0.22	7.55	4.10	0.162	7.65	0.30
\bar{x}	76.96	0.267	0.304	0.21	7.59	4.84	0.191	7.53	0.31

4.1. Presentació dels resultats

Taula 14. (continuació)

exp.	u_{*l}	$u_{*\tau}$	u_{*S}	u_{*E}	w_s^0	w_s^s	w_s^b	Z'	k_s	δ_v	C_z
	(10^{-3} m/s)				(10^{-5} m/s)			$(10^{-3} -)$	(10^{-4} m)	$(-)$	
grup 1											
1	12.2	11.7	16.4	11.6	1.79	1.29	9.35	4.69	1.21	6.59	18.81
2	12.5	12.8	16.2	12.1	1.73	1.25	9.04	2.93	1.21	6.21	19.10
grup 2											
3	12.3	10.8	15.7	10.7	1.82	0.957	7.17	11.1	0.99	7.08	19.33
4	12.6	12.2	15.4	11.1	1.81	0.956	7.15	11.9	0.90	6.75	19.54
5	12.8	13.3	16.1	11.3	1.81	0.954	7.14	9.92	0.93	6.44	19.43
6	12.9	12.4	15.6	11.5	1.81	0.954	7.13	8.22	0.80	6.45	19.80
7	13.0	12.8	15.7	11.4	1.80	0.952	7.11	5.96	0.74	6.46	20.00
8	13.1	12.2	16.0	11.6	1.80	0.952	7.11	7.21	0.86	6.34	19.70
9	13.3	13.2	14.9	12.1	1.78	0.944	7.03	3.10	0.65	6.48	20.32
10	12.3	13.4	16.4	12.3	1.78	0.942	7.02	3.25	1.10	6.49	18.90
grup 3											
11	13.7	14.5	17.5	12.1	1.72	0.784	4.91	2.03	0.86	6.16	19.98
12	14.0	14.6	17.3	13.0	1.60	0.743	4.56	0.921	1.30	5.67	18.28
grup 4											
13	12.3	12.6	16.8	10.4	0.889	0.777	1.97	5.73	1.95	6.44	18.57
14	12.7	12.0	15.8	10.6	0.890	0.778	1.97	4.63	0.58	6.85	20.61
\bar{x}	12.8	12.8	16.1	11.6	1.65	0.945	6.33	5.83	1.01	6.46	19.46

Taula 15. Variacions de les variables en el transcurs dels experiments (dU , $\overline{du_M}$, $d\Pi$, du_{*l} i $du_{*\tau}$ representen desviacions entre perfils §A5.1, pàg. 216).

exp.	dh	$d\Pi$	dS_f	$d\tau_b$	dU	$\overline{du_M}$	du_{*l}	$du_{*\tau}$	du_{*S}	du_{*E}
	$(\pm\text{mm})$	(\pm)	$(\pm 10^{-6})$	$(\pm 10^{-3} \text{ N/m}^2)$			$(\pm 10^{-3} \text{ m/s})$			
grup 1										
1	0.32	0.12	3.0	6.0	0.5	3.4	0.03	0.93	0.07	0.47
2	0.13	-	2.3	7.2	-	-	-	-	0.05	0.55
grup 2										
3	0.21	0.05	8.6	4.0	1.3	1.9	0.09	0.59	0.16	0.25
4	0.24	0.12	3.2	3.3	1.5	2.9	0.16	0.74	0.07	0.25
5	0.22	0.03	9.0	3.8	1.1	1.5	0.04	0.20	0.16	0.33
6	0.29	0.07	9.2	3.8	1.1	2.7	0.10	0.34	0.17	0.25
7	0.26	0.02	7.3	4.3	0.5	1.0	0.07	0.43	0.14	0.29
8	0.26	0.02	9.4	6.9	0.2	0.4	0.01	0.39	0.17	0.50
9	0.42	0.08	6.8	8.7	2.1	1.5	0.09	0.54	0.15	0.59
10	0.52	0.09	2.7	9.7	5.1	8.5	0.22	0.33	0.08	0.70
grup 3										
11	0.76	0.10	6.6	14.6	3.1	2.9	0.36	1.28	0.16	0.99
12	0.95	0.03	0.6	12.8	0.8	2.9	0.43	1.79	0.15	0.80
grup 4										
13	0.13	0.04	6.6	1.6	0.5	0.4	0.05	0.04	0.11	0.16
14	0.17	0.05	6.4	1.4	2.0	3.0	0.09	0.47	0.13	0.16
\bar{x}	0.35	0.07	5.8	6.2	1.8	2.5	0.13	0.59	0.13	0.45

4.1. Presentació dels resultats

Les definicions de les variables que s'utilitzen en la descripció de la morfologia dels dipòsits de llim, d'acord amb la Figura 3 (pàg. 7) i la Figura 27, en l'ordre que apareixen a la Taula 16 (pàg. 78), són:

1. n_b (-) nombre aproximat de formes de fons a la superfície del canal
2. N (-) ràtio entre la superfície del canal coberta amb barcanes i la superfície total del canal, on la superfície d'una barcana s'avalua com l'àrea circumscrita per una el·lipse (la cara cap amunt) i una paràbola (la vall)
3. W (m) amplada compresa entre les banyes
4. L (m) longitud del cos de la barcana
5. H (m) alçada mitjana de les formes de fons
6. L_h (m) longitud de les banyes
7. H_M (m) alçada màxima de les formes de fons
8. λ_b (m) distància entre fronts de barcana consecutius
9. s (m) gruix d'una capa plana que cobreix la superfície del canal a sobre de la qual les arrugues són un afegit
10. v_b (m³) volum d'una barcana, que s'avalua llescant paral·lelament la barcana en triangles definits per una el·lipse i una paràbola (que defineixen la base del triangle) i l'alçada que està relacionada amb la base a través d'angles invariants en la cara cap amunt i la cara cap avall (consultar §A4, pàg. 214 per a més detalls)
11. V_b (cm³) volum que ocupa el dipòsit de llim $V_b = n_b \cdot v_b + s \cdot b \cdot l$, amb $b = 0.37$ m i $l = 14.75$ m l'amplada i la longitud del canal, respectivament
12. Z_b (cm) gruix mitjà del dipòsit de llim al final de l'experiment $Z_b = (n_b \cdot v_b)/(b \cdot l) + s$

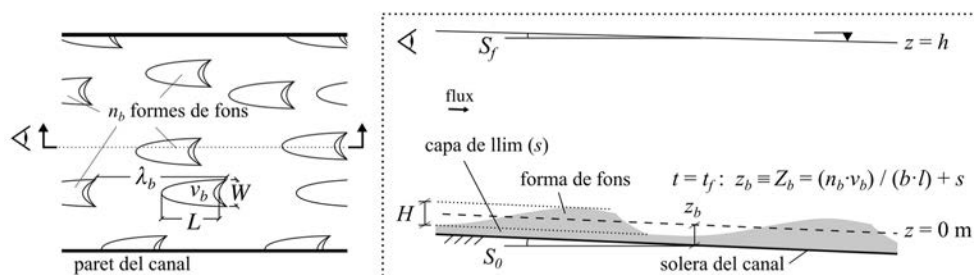


Figura 27. Dibuix no a escala amb la definició d'algunes variables del flux i del dipòsit de llim.

4.1. Presentació dels resultats

Taula 16. Morfologia dels dipòsits de llim.

exp.	n_b	N	W	L	H	H_M	L_h	λ_b	s	v_b	V_b	Z_b
						(cm)				(cm ³)	(10 ³ cm ³)	(10 ⁻² cm)
grup 1												
1	900	0.36	4.48	6.13	0.35	0.51	–	8.98	0.00	3.20	2.88	5.30
2	900	0.40	4.84	6.31	0.38	0.50	–	9.14	0.05	3.87	6.76	12.4
grup 2												
3	200	0.11	4.24	9.00	0.37	0.53	1.47	–	0.00	4.89	0.978	1.80
4	250	0.19	4.87	10.40	0.39	0.53	1.54	–	0.00	6.82	1.70	3.13
5	250	0.22	5.24	11.29	0.37	0.62	1.53	–	0.02	7.53	2.97	5.46
6	250	0.18	4.79	10.14	0.41	0.62	1.29	–	0.05	6.84	4.44	8.14
7	220	0.13	4.19	8.98	0.33	0.56	1.25	–	0.08	4.28	5.31	9.73
8	220	0.12	4.37	9.48	0.34	0.56	1.26	–	0.08	4.84	5.43	9.96
9	450	0.43	5.59	11.73	0.67	0.79	1.55	17.35	0.04	15.10	8.98	16.5
10	500	0.52	6.11	11.65	0.69	0.83	1.31	15.94	0.00	16.81	8.40	15.5
grup 3												
11	–	–	–	–	–	1.17	–	–	0.70	–	38.2	70.0
12	–	–	–	–	–	2.26	–	–	1.25	–	68.2	125
grup 4												
13	–	–	–	–	–	0.29	–	–	0.10	–	5.46	10.0
14	–	–	–	–	–	0.32	–	–	0.15	–	8.19	15.0
\bar{x}	414	0.27	4.87	9.51	0.43	0.72	1.40	12.85	0.18	7.42	12.0	22.0

Les desviacions estàndard de les mesures de l'amplada, la longitud, l'alçada i la longitud de les banyes són 1.14 cm, 2.17 cm, 0.13 cm i 0.53 cm, respectivament.

Els experiments llargs i els especials es caracteritzen per ser plans, sense barcanes ni barcanoides (cel·les amb guions a la taula).

4.1.1 Fotografies dels dipòsits de llim

Els dipòsits del llim que ha sedimentat durant el transcurs dels experiments es mostren a la Figura 28. La sedimentació en el tram d'entrada del flux (entre les coordenades $x = 0$ m i $x = 2.70$ m, Figura 28a) és més irregular si es compara amb la sedimentació en la resta de la longitud del canal (entre les coordenades $x = 3.0$ m i $x = 14.75$ m, de la Figura 28b fins a la Figura 28e).

La Taula 16 (pàg. 78) i la Taula 18 (pàg. 89) contenen un resum de la morfologia dels dipòsits i de la seva granulometria, respectivament.

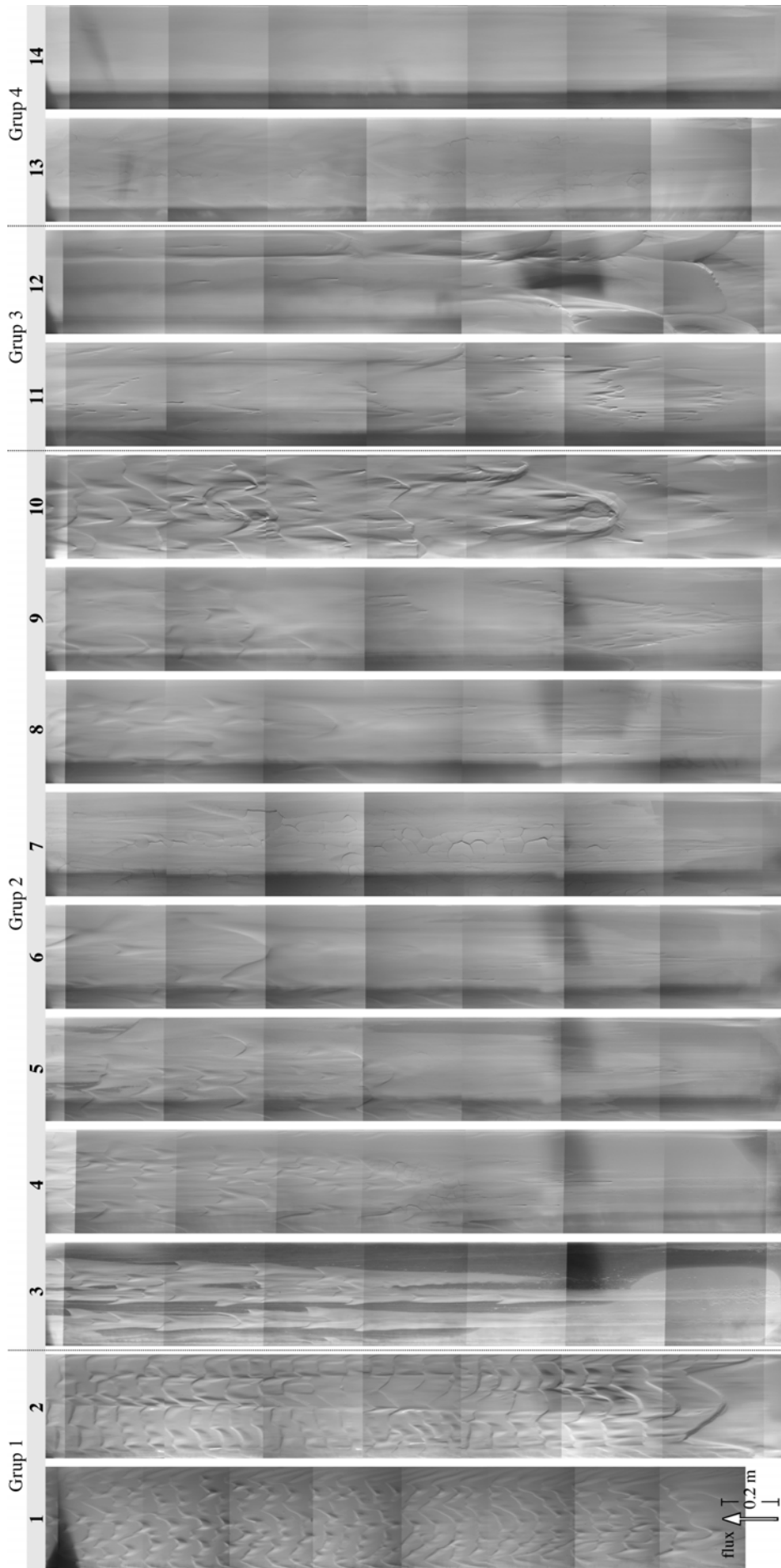


Figura 28(a). De la coordenada $x = 0.10$ m a la $x = 2.70$ m.

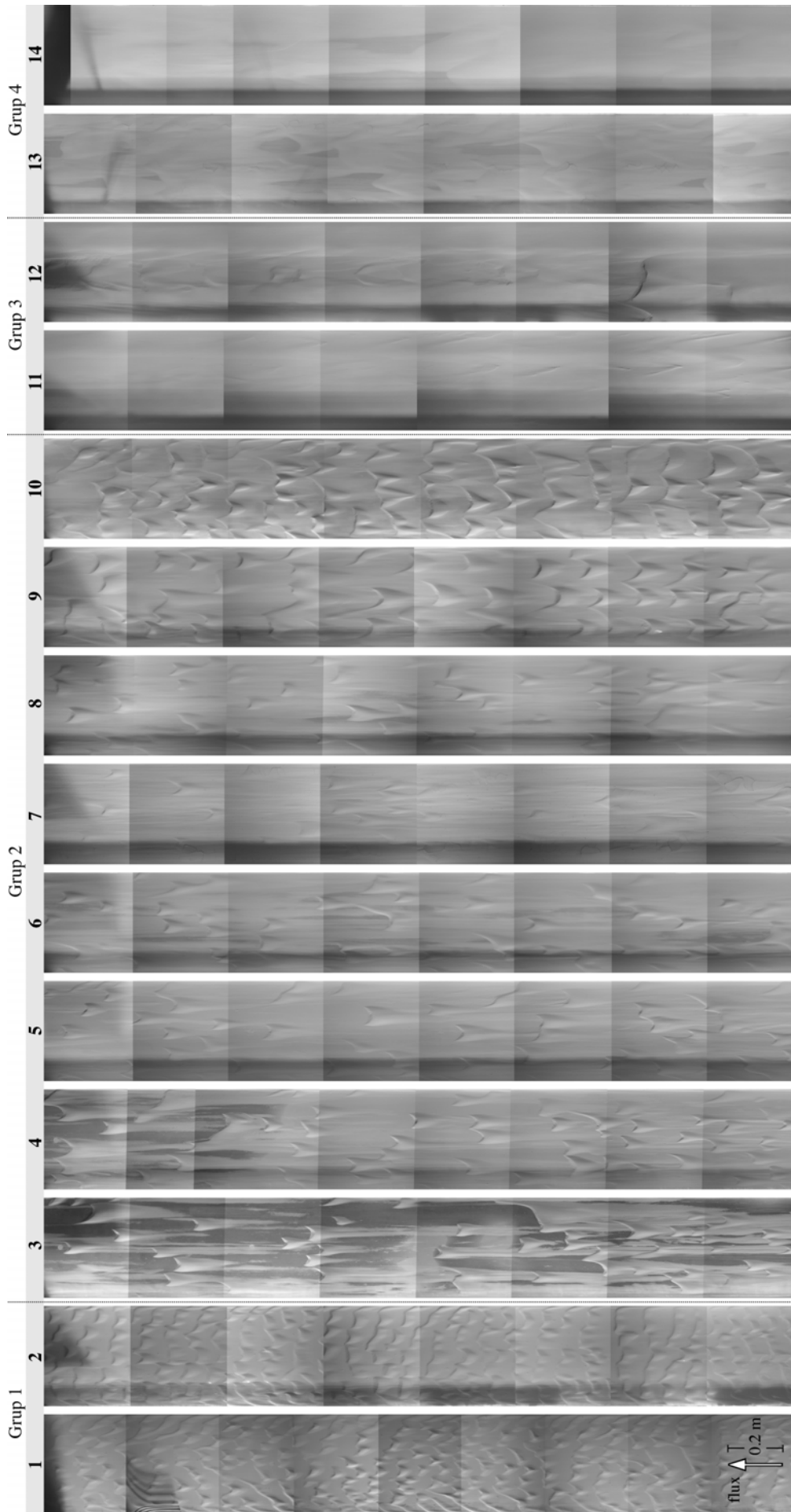


Figura 28(b). De la coordenada $x = 3.00$ m a la $x = 5.75$ m.

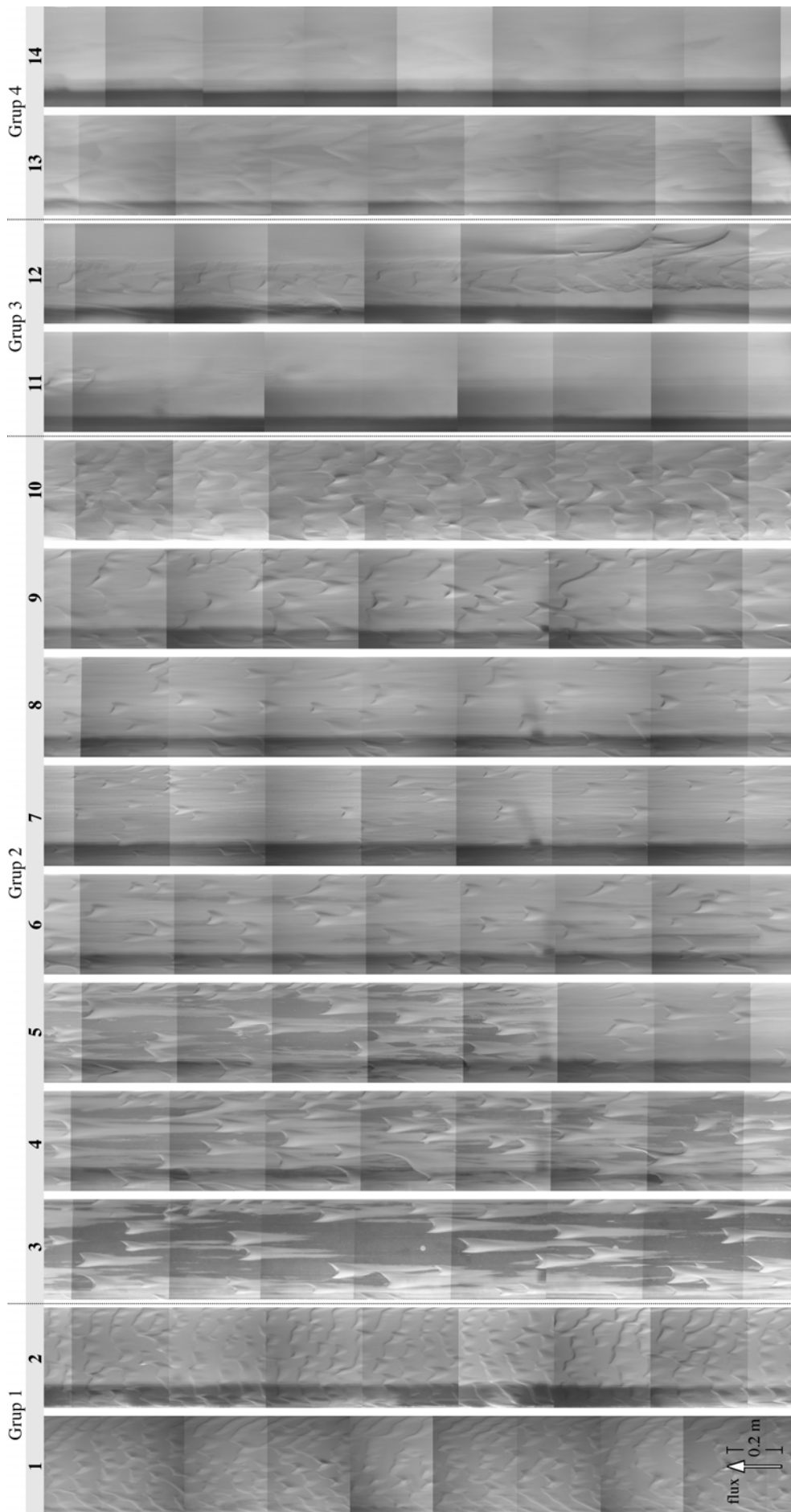


Figura 28(c). De la coordenada $x = 6.00$ m a la $x = 8.75$ m.

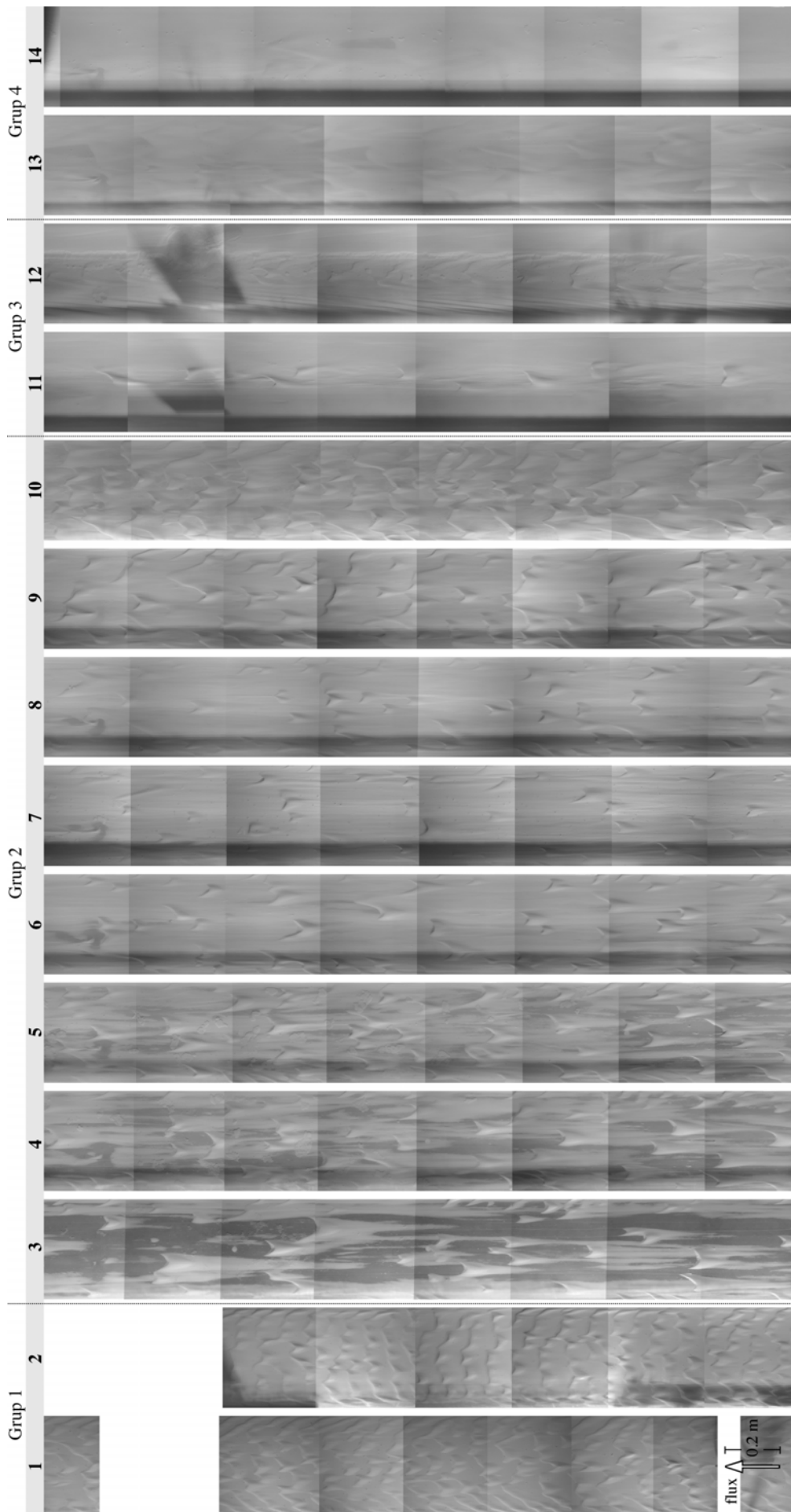


Figura 28(d). De la coordenada $x = 9.00$ m a la $x = 11.75$ m.

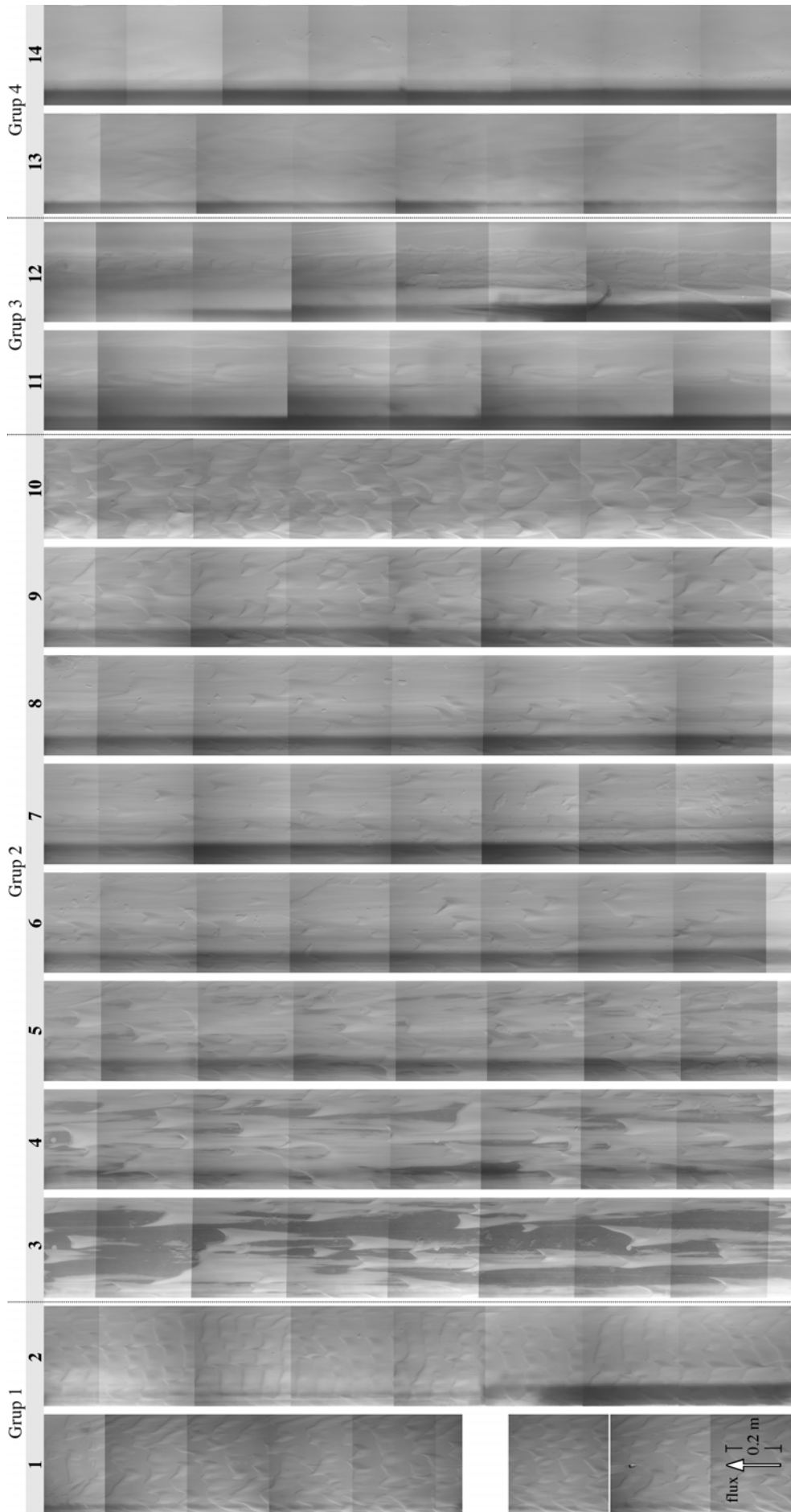


Figura 28(e). De la coordenada $x = 12.00$ m a la $x = 14.75$ m.

4.2. Conservació de la massa de llim

Figura 28. (anterior pàgines) Fotografies dels dipòsits de llim entre les coordenades (a) 0.10 m i 2.85 m; (b) 3.00 m i 5.75 m; (c) 6.00 m i 8.75 m; (d) 9.00 m i 11.75 m i (e) 12.00 m i 14.75 m ⁵². Les franges abasten els 0.37 m d'amplada del canal. Les bandes fosques tocant la paret esquerra del canal segons la direcció del flux són un efecte de la il·luminació del canal. El color més fosc que s'observa en alguns dipòsits (per exemple, a l'experiment 3) és la solera metàl·lica del canal.

4.2 Conservació de la massa de llim

Cada experiment comença amb una mescla ben barrejada d'aigua i de llim que recircula. La conservació de la massa diu que, en tot instant, la suma de llim que sedimenta i de llim transportat en suspensió ha de ser igual a la quantitat inicial de llim en suspensió (Figura 29). Es comprova, doncs, que la disminució de la concentració de llim en suspensió vol dir que hi ha sedimentació a sobre la solera del canal i no en un altre indret del circuit hidràulic (canonades o tancs).

$$\boxed{M_{s0}: \text{quantitat inicial de llim en suspensió}} = \boxed{M_b: \text{llim que sedimenta}} + \boxed{M_s: \text{llim en suspensió}}$$

Figura 29. Esquema del balanç de massa de llim.

En tot instant, la conservació de la massa de llim s'expressa com

$$\forall t: M_{s0} = M_b + M_s \quad [57]$$

on $M_{s0} = V \cdot C_0$ és la massa de llim (en kg) que hi ha en el circuit hidràulic ([9], pàg. 39), $M_s = V \cdot C$ és la massa de llim (en kg) en suspensió, i M_b és la quantitat de llim sedimentat. La quantitat M_b s'estima de la diferència entre concentracions com $M_b^c = M_{s0} - M_s$ o de les dimensions del dipòsit de llim com $M_b^b = \rho_{sd} \cdot V_b$ on ρ_{sd} (en kg/m³) és la densitat aparent seca del dipòsit de llim i V_b (en m³) és el volum que ocupa el dipòsit de llim. Es recorda que el volum d'aigua és constant i és igual a $V = 4.8 \text{ m}^3$ menys als experiments especials que $V = 4.6 \text{ m}^3$.

⁵² Els 15 o 25 cm que no apareixen en les fotografies (per exemple, de $x = 5.75 \text{ m}$ a $x = 6.0 \text{ m}$) corresponen a franges que no poden il·luminar-se perquè l'estructura del canal de laboratori ho impedeix.

4.2. Conservació de la massa de llim

Per com es defineixen les variables, que M_b^c i M_b^b siguin iguals és la condició necessària i suficient per provar que es conserva la massa de llim.

El balanç de massa s'analitza de dues maneres i únicament entre els instants inicial i final dels experiments, és a dir, entre $t = 0$ min i $t = t_f$ perquè les dimensions i les mostres dels dipòsits de llim es mesuren només quan finalitzen els experiments.

La primera manera requereix de les concentracions de llim en suspensió al principi i al final de cada experiment, i de les quantitats de llim sedimentat que s'obtenen de les dimensions dels dipòsits (Taula 17). La segona requereix, a més, de les granulometries del llim original (el que està inicialment en suspensió), del llim que roman en suspensió al finalitzar els experiments i del llim sedimentat. El primer balanç és de massa sense tenir en compte la classificació per fraccions, que sí es té en compte en el segon balanç.

Taula 17. Balanç de massa (t_f és la durada dels experiments, la concentració mitjana de llim en suspensió a l'inici C_0 i al final C_f dels experiments, M_b^c és la massa de llim que sedimenta com a diferència entre C_0 i C_f , i M_b^b és la massa de llim que sedimenta a partir de les dimensions del dipòsit al final dels experiments).

exp.	t_f (min)	C_0 (kg/m ³)	C_f	C_0/C_f	M_{s0}	M_b^c (kg)	M_b^b
grup 1							
1	100	7.51	6.81	0.91	36.05	3.35	3.86
2	100	21.30	19.22	0.90	102.24	10.00	9.04
grup 2							
3	1440	1.28	0.87	0.68	6.14	1.96	1.61
4	1440	1.99	1.30	0.66	9.55	3.29	2.68
5	1440	3.01	2.00	0.66	14.45	4.85	3.98
6	1440	3.57	2.18	0.61	17.14	6.64	5.93
7	1440	4.44	2.96	0.67	21.31	7.11	7.09
8	1440	4.52	3.02	0.67	21.70	7.19	7.26
9	1440	9.17	6.42	0.70	44.02	13.17	12.02
10	1440	9.82	7.09	0.72	47.14	13.10	11.26
grup 3							
11	4320	22.46	11.95	0.53	107.81	50.47	51.02
12	2040	51.72	33.04	0.64	248.26	89.68	91.10
grup 4							
13	330	6.68	5.25	0.79	30.73	6.57	6.25
14	800	6.68	4.83	0.72	30.73	8.50	9.38

4.2. Conservació de la massa de llim

Les columnes amb les masses M_b^c i M_b^b de la Taula 17 són semblants i proven que es compleix el balanç de massa. La diferència absoluta entre M_b^c i M_b^b representa la desviació entre la massa del dipòsit de llim que s'estima de la diferència entre la concentració inicial i final de llim en suspensió i la massa del dipòsit de llim que s'estima a partir de les seves dimensions. En concret, la diferència $|M_b^c - M_b^b|$ és inferior a 1.8 kg i, de mitjana, representa l'1.7% de la quantitat de llim en suspensió inicial⁵³.

Per a la segona alternativa d'anàlisi del balanç de massa es refà la granulometria del llim en suspensió a l'inici dels experiments a partir de les granulometries de llim que sedimenta i de llim en suspensió. El llim a l'inici dels experiments curts, ordinaris i llargs és el llim original que proporciona el fabricant en els experiments curts, ordinaris i llargs; el llim a l'inici dels experiments especials és el llim que roman en suspensió al final de l'experiment ordinari 10 (§2.5, pàg. 37).

Amb aquest segon mètode es verifica, indirectament, que el llim no flocula durant els experiments (en d'altres paraules, que no hi ha una transformació en la granulometria del llim)⁵⁴.

El mètode s'exemplifica amb les granulometries de l'experiment ordinari 4 (Taula 17). A la Figura 30 apareixen les densitats de probabilitat del llim original (s'identifica pel subíndex 0), del llim que sedimenta a sobre la solera del canal⁵⁵

⁵³ Aquests càlculs no tenen en compte la sedimentació irregular a l'entrada del canal o les petites formes de llim enganxades a les parets del canal (Figura 28, pàg. 84).

⁵⁴ Una de les conclusions de l'estudi "Particle size and morphology of crystalline silica dust" [Capape, 2013], que s'inclou a l'apèndix §A8 (pàg. 291), és que la sedimentació de llim a sobre la solera del canal en els experiments d'aquesta tesi no està relacionada amb la floculació de partícules de llim (malgrat que no hi hagi prou dades perquè la floculació de les fraccions més fines es pugui excloure completament). Aquesta conclusió és el resultat d'implementar una metodologia especial en l'equip Mastersizer que analitza la granulometria i d'utilitzar un aparell SCAF [Wendling, 2015] que analitza la velocitat de sedimentació. Per exemple, les granulometries que s'obtenen amb tècniques de difracció làser són iguals amb o sense sonicació de la mostra i amb o sense desfloculant.

⁵⁵ Cal recordar que les mostres del llim que sedimenta només s'obtenen un cop finalitza l'experiment.

4.2. Conservació de la massa de llim

(s'identifica pel subíndex b), del llim que roman en suspensió al finalitzar l'experiment (s'identifica pel subíndex s) i de la reconstrucció del llim original a partir del que sedimenta i del que roman en suspensió (s'identifica pel subíndex r).

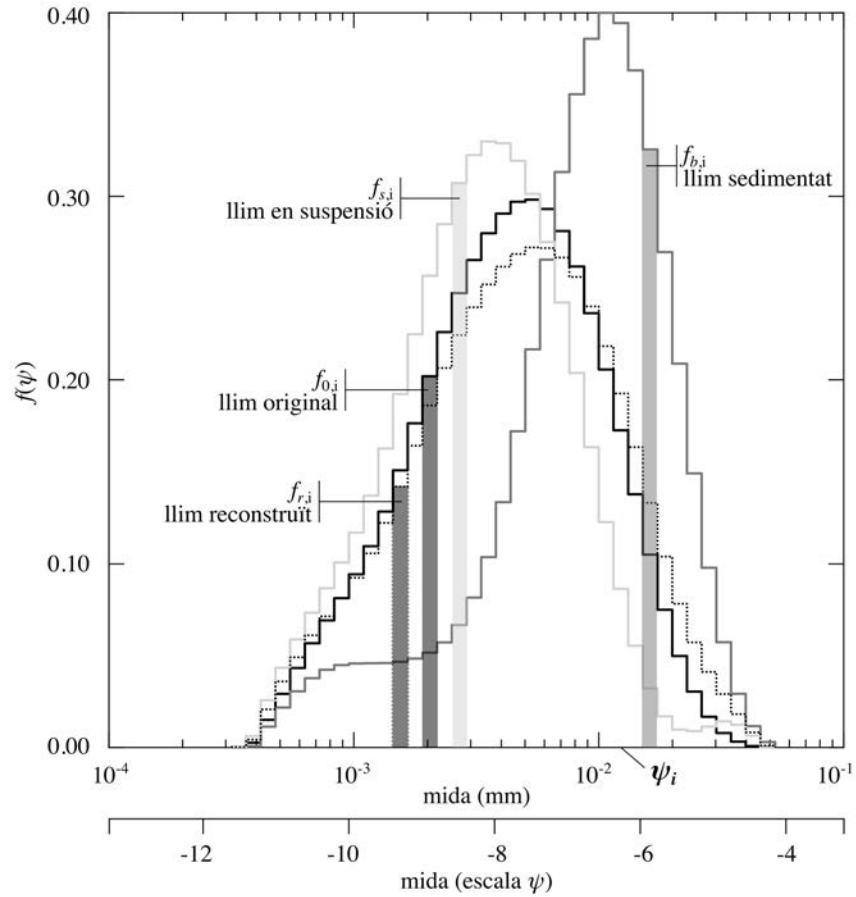


Figura 30. Densitats de probabilitat del llim original, sedimentat, en suspensió i del reconstruït amb l'expressió [58]. Mostres obtingudes de l'experiment ordinari 4. Les densitats estan representades pel contorn de les barres centrades a ψ_i . Dades obtingudes amb un equip Mastersizer.

La reconstrucció de la granulometria del llim original a partir del llim que sedimenta i del que roman en suspensió s'obté com

$$\forall i : f_{r,i} = \left(1 - \frac{C_f}{C_0}\right) \cdot f_{b,i} + \frac{C_f}{C_0} \cdot f_{s,i} \quad [58]$$

4.2. Conservació de la massa de llim

on $f_{r,i}$, $f_{b,i}$ i $f_{s,i}$ són les funcions de densitat de probabilitat de la reconstrucció del llim original, del llim que sedimenta i del que roman en suspensió per al centre de classe ψ_i , respectivament (§A3, pàg. 211). Aleshores, es compleix el balanç de massa si

$$\forall i : f_{r,i} = f_{0,i} \quad [59]$$

on $f_{0,i}$ és la funció de densitat de probabilitat llim original. La granulometria del llim canviaria si les partícules flocculessin i, per tant, la igualtat [59] no seria certa.

Si són certes, les expressions [58] i [59] indiquen que la densitat de probabilitat de cada classe i del llim original es pot determinar amb les densitats de probabilitat de la classe i del llim que ha sedimentat i del llim que roman en suspensió corregides segons la fracció del total que representen (C_f/C_0 és la fracció del llim en suspensió inicial que roman en suspensió al final de l'assaig i el complementari, $1 - C_f/C_0$, és la fracció del llim inicial en suspensió que ha sedimentat).

Les línies que representen $f_{0,i}$ (línia negra sòlida) i $f_{r,i}$ (línia negra de punts) a la Figura 30 són molt semblants. Per tant, es satisfà la condició de la conservació de la massa de llim i és possible estimar la granulometria del llim original a partir de les granulometries del llim que sedimenta i del llim que roman en suspensió.

Aquesta conclusió es pot extrapolar a la resta d'experiments perquè la igualtat [59] és aproximadament certa en tots els experiments, tal i com demostra el resum de les granulometries del llim original, del que sedimenta, del que roman en suspensió i del que s'obté amb l'expressió [58] apareixen a la Taula 18.

4.2. Conservació de la massa de llim

Taula 18. Resum de les granulometries de llim (exp. és el número de l'experiment; ref. indica si és una granulometria de llim sedimentat (*b*), en suspensió (*s*) o reconstruït amb l'expressió [58] (*r*)). La definició dels diferents paràmetres es pot consultar a §2.3.2 (pàg. 28).

exp.	ref.	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g	σ_D	asi.	cur.
		(10 ⁻³ mm)					(ψ)	(-)	(-)	(-)
llim original (inici dels experiments dels grups 1, 2 i 3)										
		1.16	4.33	12.72	4.01	4.91	1.38	2.51	-0.50	0.28
llim a l'inici dels experiments del grup 4										
		0.89	3.00	7.83	2.83	3.55	1.16	2.36	-0.19	-0.58
llim sedimentat (<i>b</i>) / llim en suspensió (<i>s</i>) / llim reconstruït amb [58] (<i>r</i>)										
grup 1										
1	<i>b</i>	2.30	10.82	24.83	8.99	13.61	1.33	2.40	-0.95	0.71
	<i>s</i>	1.13	3.66	11.21	3.54	3.69	1.35	2.45	-0.60	0.77
	<i>r</i>	1.07	3.82	12.53	3.66	4.05	1.41	2.59	-0.49	0.58
2	<i>b</i>	2.49	11.17	25.33	9.35	13.61	1.31	2.34	-1.00	0.89
	<i>s</i>	1.06	3.81	11.57	3.77	4.05	1.36	2.46	-0.66	0.87
	<i>r</i>	1.11	4.01	13.01	3.82	4.05	1.42	2.60	-0.55	0.67
grup 2										
3	<i>b</i>	1.45	9.19	21.96	7.05	11.29	1.66	2.46	-1.53	2.46
	<i>s</i>	0.47	3.04	10.59	2.57	3.69	1.66	2.85	-0.79	0.49
	<i>r</i>	0.61	4.10	15.23	3.55	4.05	1.79	3.30	-0.77	0.37
4	<i>b</i>	2.00	9.44	23.12	7.73	11.29	1.49	2.41	-1.35	2.24
	<i>s</i>	0.78	3.30	11.44	3.05	3.69	1.41	2.62	-0.42	-0.11
	<i>r</i>	0.95	4.52	16.06	4.20	4.44	1.57	3.03	-0.50	-0.08
5	<i>b</i>	2.31	9.86	21.56	8.15	12.40	1.36	2.17	-1.38	2.44
	<i>s</i>	0.65	3.19	10.85	2.86	3.69	1.48	2.67	-0.52	0.01
	<i>r</i>	0.88	4.48	15.47	4.07	4.44	1.60	3.05	-0.57	-0.03
6	<i>b</i>	1.90	7.80	19.92	6.66	9.37	1.41	2.35	-1.16	1.94
	<i>s</i>	0.74	2.98	9.26	2.73	3.69	1.38	2.42	-0.49	0.25
	<i>r</i>	0.95	4.14	14.28	3.86	4.05	1.53	2.85	-0.52	0.16
7	<i>b</i>	1.92	8.45	23.66	7.30	10.29	1.46	2.60	-0.96	1.24
	<i>s</i>	1.02	3.44	10.39	3.18	3.69	1.35	2.23	-0.83	1.51
	<i>r</i>	1.19	4.30	15.40	4.20	4.05	1.50	2.69	-0.59	0.85
8	<i>b</i>	2.24	10.48	25.87	8.69	13.61	1.43	2.54	-1.06	1.32
	<i>s</i>	0.80	3.06	9.68	2.81	3.69	1.38	2.32	-0.51	0.43
	<i>r</i>	1.02	4.09	17.01	4.09	3.69	1.59	3.04	-0.35	-0.01
9	<i>b</i>	1.99	10.04	23.79	8.01	12.40	1.53	2.45	-1.41	2.48
	<i>s</i>	0.92	3.63	10.08	3.25	4.05	1.36	2.29	-0.84	0.87
	<i>r</i>	1.11	4.54	15.20	4.26	4.05	1.53	2.68	-0.67	0.60
10	<i>b</i>	1.88	12.97	26.13	10.15	14.10	1.42	2.10	-1.42	1.55
	<i>s</i>	0.89	3.00	7.83	2.83	3.55	1.16	2.36	-0.19	-0.58
	<i>r</i>	0.97	4.01	16.43	4.03	3.55	1.49	3.08	-0.01	-0.73
grup 3										
11	<i>b</i>	1.94	7.88	21.03	6.88	9.37	1.40	2.41	-0.99	1.45
	<i>s</i>	0.31	2.67	8.05	2.11	3.69	1.70	3.49	-0.60	-0.23
	<i>r</i>	0.52	4.25	15.48	3.67	4.44	1.78	3.23	-0.70	0.14

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

exp.	ref.	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g	σ_D	asi.	cur.
12	<i>b</i>	1.66	8.00	21.23	6.67	10.29	1.50	2.59	-1.03	1.43
	<i>s</i>	1.08	3.32	10.15	3.22	3.69	1.18	2.31	-0.19	-0.32
	<i>r</i>	1.18	4.27	14.16	4.19	4.05	1.40	2.71	-0.28	-0.03
grup 4										
13	<i>b</i>	1.10	4.88	11.13	4.19	6.17	1.23	2.37	-0.64	-0.15
	<i>s</i>	0.87	2.74	7.11	2.63	3.09	1.13	2.28	-0.09	-0.39
	<i>r</i>	0.90	3.06	8.23	2.90	3.55	1.19	2.39	-0.15	-0.49
14	<i>b</i>	1.11	4.88	11.11	4.21	6.17	1.23	2.36	-0.62	-0.09
	<i>s</i>	0.88	2.72	7.27	2.65	3.09	1.16	2.28	0.03	-0.20
	<i>r</i>	0.92	3.16	8.65	3.01	3.55	1.22	2.42	-0.11	-0.41

La granulometria a l'inici dels experiments del grup 4 és igual a la granulometria del llim en suspensió al final de l'experiment 10.

Les granulometries dels experiments 10, 13 i 14 s'obtenen amb un equip Mastersizer. En la resta d'experiments s'obtenen amb un equip Coulter (§2.2.7, pàg. 24).

Per exemple, la diferència màxima entre el diàmetre mitjà D_g del llim a l'inici dels experiments i el D_g de la seva reconstrucció és inferior als $0.5 \cdot 10^{-3}$ mm — i la incertesa en la mesura del diàmetre mitjà és de $0.24 \cdot 10^{-3}$ mm. L'apèndix §A6 (pàg. 273) presenta totes les granulometries del llim que sedimenta i del que roman en suspensió al final dels experiments així com de la reconstrucció mitjançant l'equació [58] (pàg. 87).

4.3 Variació de la concentració de llim en suspensió

El decaïment de la concentració de llim en suspensió està associat als canvis en les condicions del fons (per l'aparició de les formes de fons que alhora altera la turbulència) i en la mida del llim (perquè el llim en suspensió és més fi que el que sedimenta).

Aproximadament, i exceptuant l'experiment ordinari 3, tots els experiments mostren una evolució similar. De mitjana, el decreixement de la concentració durant els primers 100 min és del 8% i durant els 1340 min següents la concentració disminueix un 27% més (és a dir, hi ha una reducció del 33% de la concentració inicial). La reducció de la concentració als experiments llargs arriba al 47% (columna C_f/C_0 a la Taula 17, pàg. 85).

La Figura 31 conté la concentració de les 991 mostres de la mescla d'aigua i de llim que s'han obtingut a diferents profunditats i a diferents instants dels experiments. Com es veurà més endavant (§4.5, pàg. 109) la distribució de la

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

concentració en el calat és molt vertical (existeix una diferència de l'~1% entre les mesures a prop del fons i les mesures a prop de la superfície lliure).

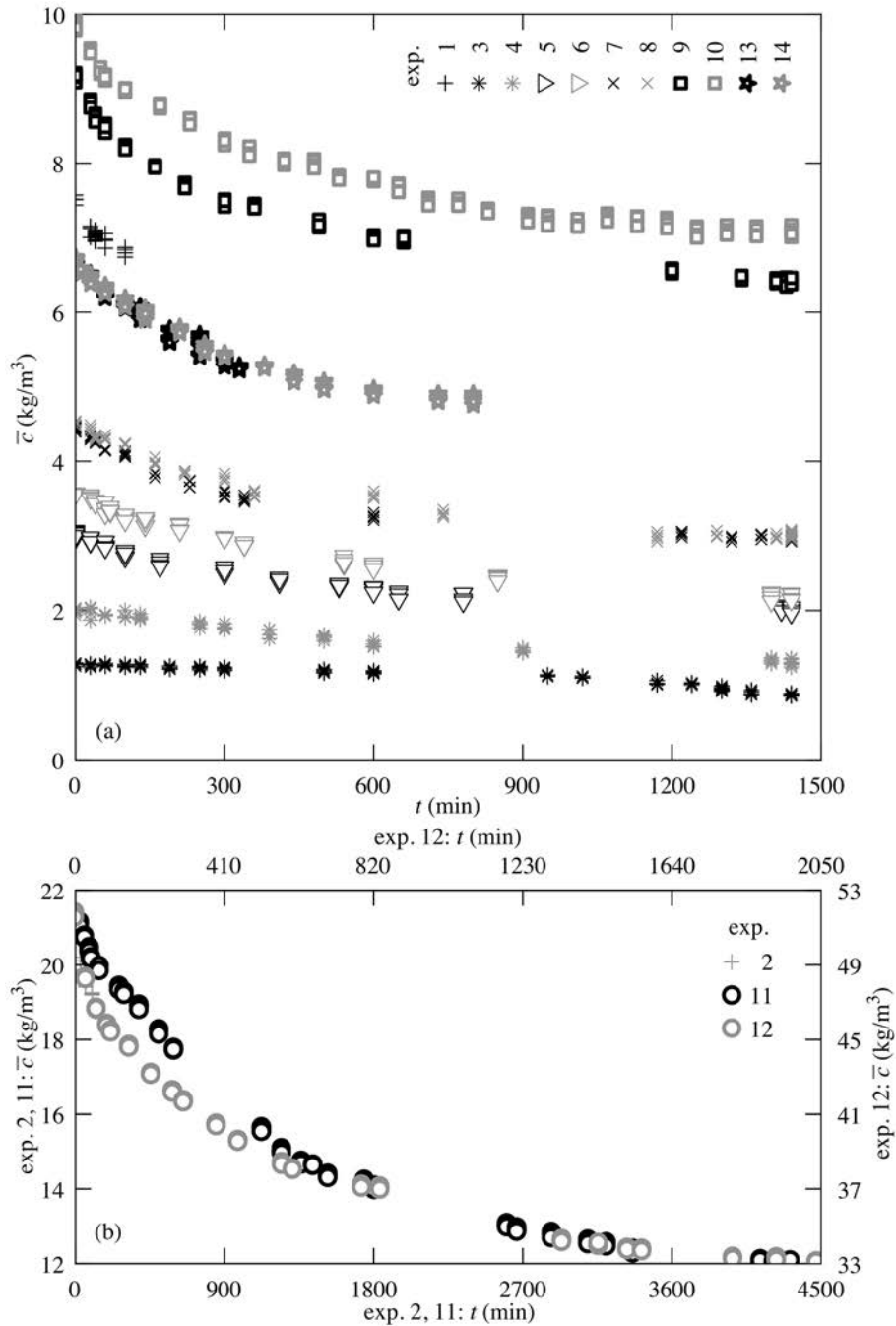


Figura 31. Variació de la concentració de llim en suspensió \bar{c} (en kg/m^3). (a) experiments 1, del 3 al 10, el 13 i el 14; (b) experiments 2, 11 i 12. En total hi ha 991 mesures.

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

A diferència dels experiments de *Mehta* [1973], els resultats no indiquen que existeixi una concentració en equilibri pel flux analitzat ni tampoc que es produeixi una sedimentació en bloc. El decaïment de la concentració és continu, tot i que amb un ritme decreixent a mesura que avança el temps.

De l'equació per a la conservació de la massa de llim (§4.2, pàg. 84)

$$\forall t: M_{s0} = M_b + M_s \quad [57]$$

s'infereix que la llei que explica el decaïment de la concentració (que representa la quantitat M_s) ha de poder explicar la formació del dipòsit de llim (que representa la quantitat M_b).

Hi ha únicament 14 estimacions de la quantitat sedimentada M_b perquè només es pot mesurar quan s'atura l'experiment; en canvi, hi ha 991 mesures de la concentració \bar{c} (en kg/m^3) que es transformen en quantitats de llim en suspensió com $M_s = V \cdot \bar{c}$ on V és el volum d'aigua (4.6 m^3 als experiments especials i 4.8 m^3 a la resta). Llavors, s'estudia la llei del decaïment de la quantitat de llim M_s i es comprova que és vàlida per explicar el creixement dels dipòsits de llim.

Donades les condicions hidràuliques similars dels experiments, es fa la hipòtesi que la llei de decaïment del llim en suspensió és una funció de la quantitat inicial i de l'instant de mesura com

$$M_s = \phi_M(M_{s0}, t) \quad [60]$$

on ϕ_M indica una relació funcional de les dues variables.

A la Figura 32 s'observa que existeix una relació lineal entre la quantitat inicial M_{s0} i la quantitat de llim en suspensió per a un instant t determinat (els valors de M_{s0} apareixen a la Taula 17, pàg. 85). La regressió és estadísticament significativa, forçant que el terme independent sigui zero perquè tingui sentit físic (si la quantitat inicial de llim és zero també ho serà la quantitat de llim per a qualsevol instant). Aleshores, l'expressió [60] es simplifica com

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

$$M_s = \phi_M(t) \cdot M_{s0} \quad [61]$$

i, per tant, només cal investigar la funció adimensional $\phi_M(t) = M_s/M_{s0}$.

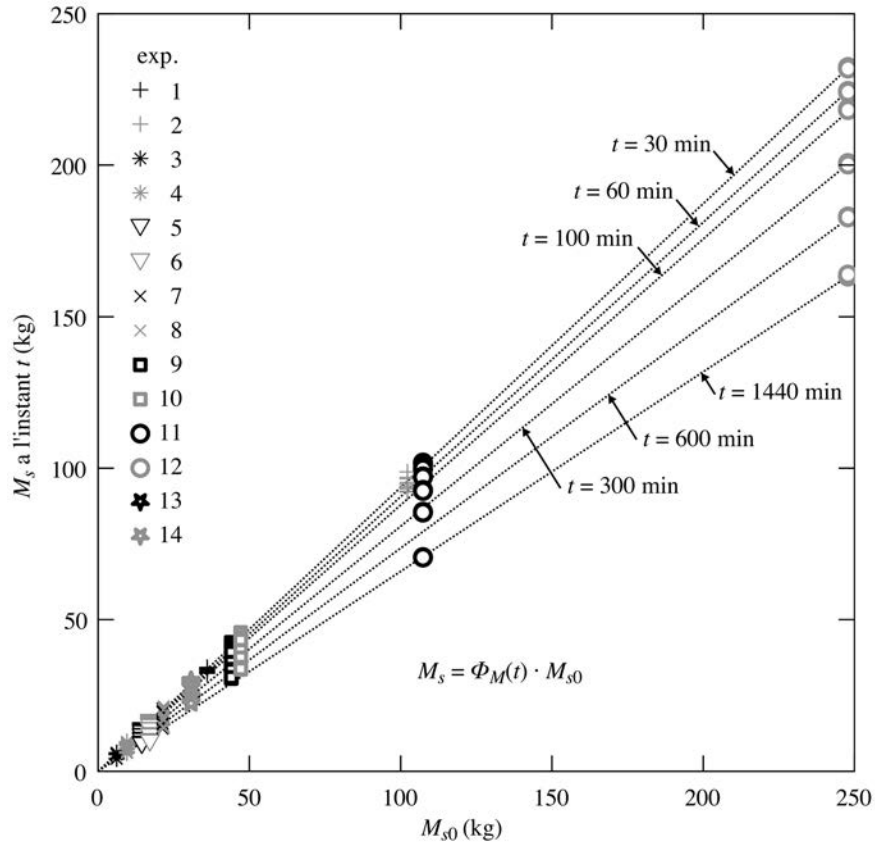


Figura 32. Relació entre la quantitat inicial de llim en suspensió ($t = 0$ min) i la quantitat de llim en suspensió per a un t determinat. Es força que la regressió passi pel zero perquè tingui sentit físic (si $M_{s0} = 0$ kg, $M_s = 0$ kg).

La Figura 33 mostra les mesures de concentració de la Figura 31 (pàg. 91) com a ràtios M_s/M_{s0} . Es fa la hipòtesi que els experiments curts, ordinaris i llargs (amb l'excepció de l'experiment ordinaris 3) segueixen una mateixa llei de decaïment amb la forma de funció racional següent

$$\frac{M_s}{M_{s0}} = \phi_M(t) = \frac{c_0 + c_1 \cdot t}{c_0 + t + c_2 \cdot t^2} \quad [62]$$

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

on c_0 , c_1 i c_2 són coeficients empírics de l'ajust. Dues característiques rellevants de la funció [62] són: compleix que $\phi_M(t) = 1$ quan $t = 0$ min (és a dir, es compleix que $M_{s0} = M_s$ a l'inici dels experiments), i compleix que $\phi_M(t) = 0$ per a $t \rightarrow \infty$ (és a dir, el decreixement de la quantitat de llim en suspensió no s'atura i arriba a zero). El corol·lari de la segona característica és que no existeixi una concentració de llim en suspensió en equilibri pel flux que s'ha investigat.

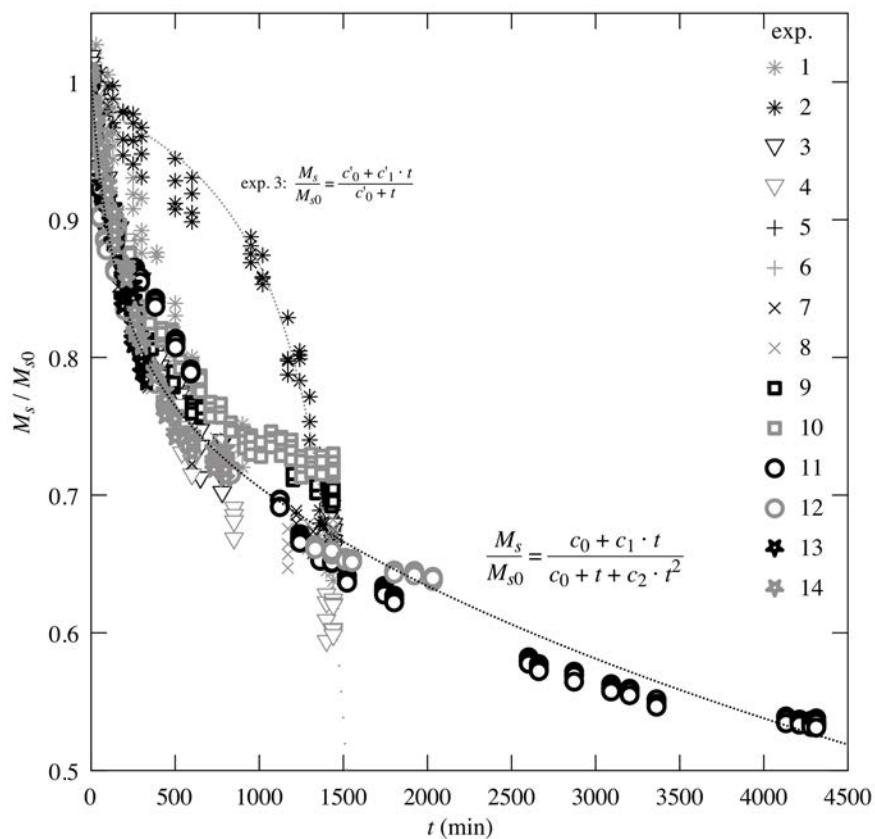


Figura 33. Variació de la quantitat de llim en suspensió en relació amb la quantitat inicial.

Els coeficients de la funció [62], calculats amb mètodes de regressió lineal⁵⁶, són $c_0 = 1.546 \cdot 10^2$ (min), $c_1 = 7.285 \cdot 10^{-1}$ (-) i $c_2 = 9.693 \cdot 10^{-5}$ (min^{-1}) amb

⁵⁶ El primer pas consisteix en operar la funció [62] per obtenir una expressió que és lineal amb els coeficients. En aquest cas, si $y \equiv M_s / M_{s0}$, l'equació de la qual es troben els coeficients c_0 , c_1 i c_2 és $y \cdot t = c_0 \cdot (y + 1) - c_1 \cdot t + c_2 \cdot y \cdot t^2$. Es fa notar que l'ordenada a

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

les unitats entre parèntesi tot i que el seu significat físic no és clar. Els coeficients són estadísticament significatius (p-valors associats inferiors a 0.05) i el coeficient de determinació de la regressió és 0.998. S'han utilitzat 915 mesures, és a dir, totes menys les de l'experiment ordinari 3 que, com s'observa a la Figura 33, presenten una variació diferent de la resta.

Les mesures de l'experiment 3 s'ajusten amb una funció racional del tipus

$$\frac{M_s}{M_{s0}} = \phi_M(t) = \frac{c'_0 + c'_1 \cdot t}{c'_0 + t} \quad [63]$$

on $c'_0 = -1.958 \cdot 10^3$ (min) i $c'_1 = 1.131$ (-) són coeficients empírics de l'ajust. Aquesta funció, que també compleix que $M_{s0} = M_s$ a $t = 0$ min, només descriu la variació a l'experiment 3 (són 76 mesures entre l'inici i $t_f = 1440$ min). Per a t superiors, la funció [63] presenta una indeterminació que la invalida. Els coeficients c'_0 i c'_1 són estadísticament significatius (p-valors associats inferiors a 0.05) i el coeficient de determinació de la regressió és 0.994.

A continuació es comprova si les funcions [62] i [63] també serveixen per explicar la sedimentació de llim.

Assumint que les funcions [62] i [63] descriuen correctament la variació de la quantitat de llim en suspensió (expressat en termes relatius com M_s/M_{s0}), la variació de la quantitat de llim sedimentat M_b que compleix amb l'equació de la conservació de llim ([57], pàg. 84) ha de ser

$$M_b = (1 - \phi_M(t)) \cdot M_{s0} \quad [64]$$

La Figura 34 mostra que, tot i el nombre baix de mesures, l'equació [64] pot ser correcta. En particular, la regressió lineal entre M_b i M_{s0} pels experiments

l'origen d'aquesta equació és zero. Llavors, el valor experimental és $y \cdot t$ i el valor que s'obté de la regressió és $\widehat{y \cdot t}$. El coeficient de determinació es calcula com $R^2 = 1 - \frac{\sum(\widehat{y \cdot t} - y_i \cdot t_i)^2}{\sum(y_i \cdot t_i - \overline{y \cdot t})^2}$ on $\overline{y \cdot t}$ representa la mitjana.

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

ordinaris és estadísticament significativa i es pot considerar que l'ordenada a l'origen de la regressió és zero amb una confiança del 95%⁵⁷.

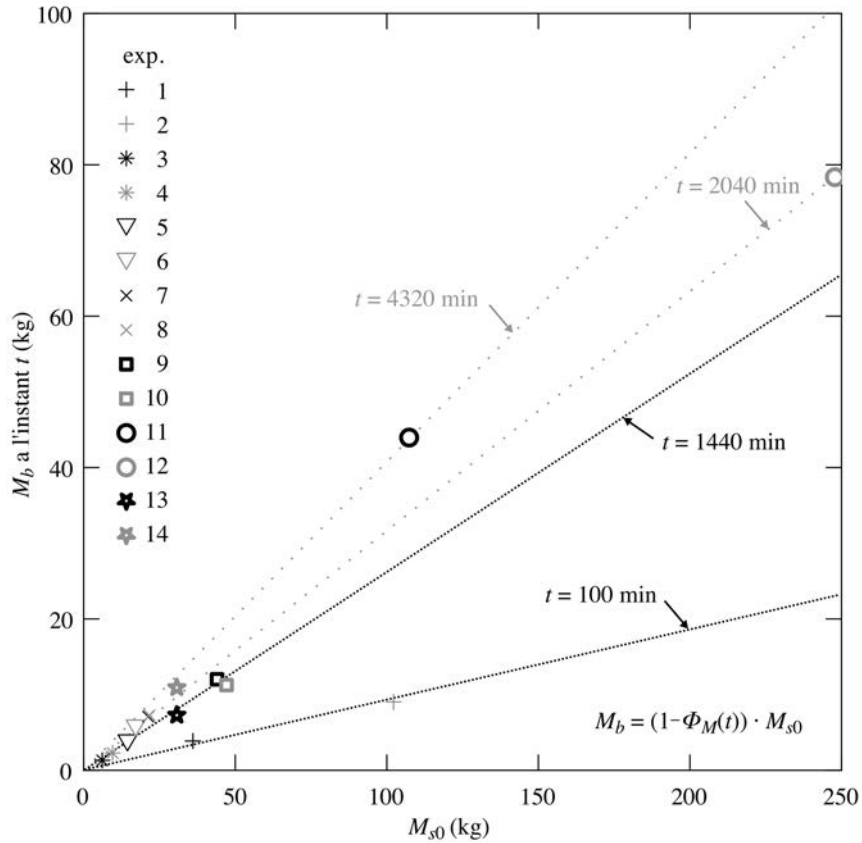


Figura 34. Relació entre la quantitat inicial de llim en suspensió ($t = 0$ min) i la quantitat final de llim sedimentat de tots els experiments determinat. Es força que la regressió passi pel zero perquè tingui sentit físic (si $M_{s0} = 0$ kg, $M_b = 0$ kg).

Finalment, la Figura 35 conté les 14 mesures de la quantitat de llim que sedimenta en relació amb la quantitat de llim inicial M_b/M_{s0} . L'ajust dels resultats a una funció $1 - \phi_M(t)$, on $\phi_M(t)$ és la llei de decaïment [62] (o la llei

⁵⁷ Les mesures de la quantitat de llim que sedimenta M_b de la Figura 34 són les que s'han definit prèviament (§4.2, pàg. 84) com M_b^b (Taula 17, pàg. 85). És a dir, és la quantitat que s'estima de les dimensions del dipòsit de llim.

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

[63] a l'experiment 3), és significativa per a tots els coeficients de la regressió (p-valors associats inferiors a 0.05).

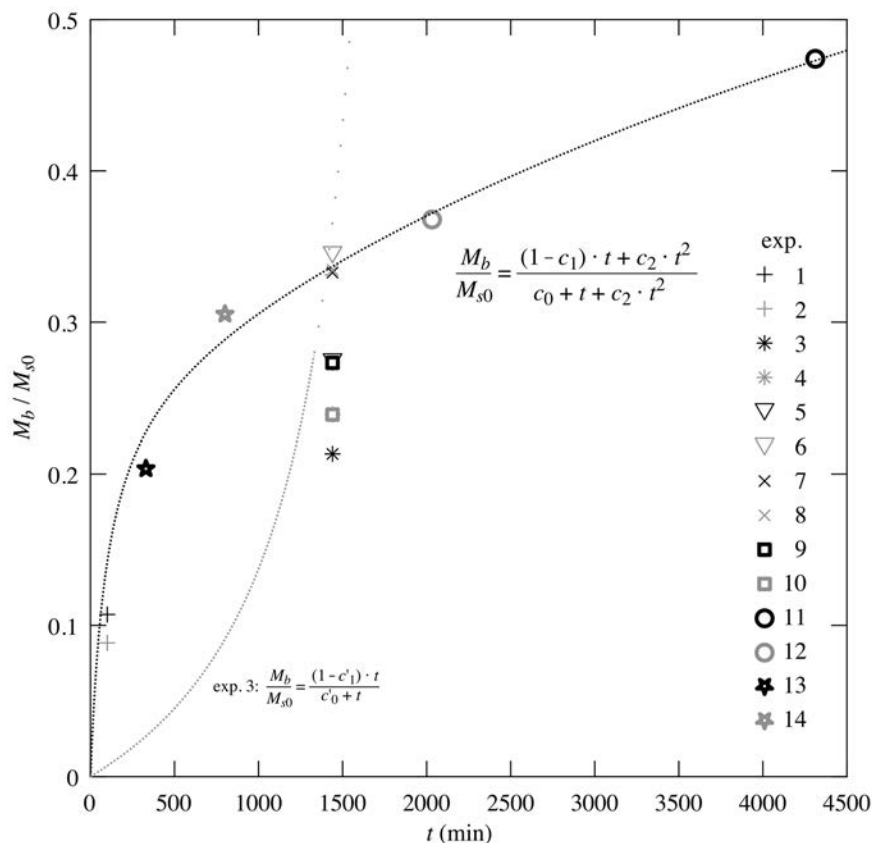


Figura 35. Variació de la quantitat de llim sedimentat en relació amb la quantitat inicial.

És més, negligint els experiments 3, 4 i 10 (aquests experiments semblen valors atípics a la Figura 35), els intervals de confiança de nivell 95% pels coeficients de la regressió lineal amb les mesures del llim sedimentat M_b inclouen els valors que s'obtidrien dels resultats amb les mesures del llim en suspensió M_s ⁵⁸. Per això, els coeficients de les funcions representades a la Figura 35 són

⁵⁸ L'equació que s'obté d'operar $1 - \phi_M(t)$, amb $\phi_M(t)$ la funció [62], i que és lineal amb els coeficients és $y' \cdot t = -\widehat{c}_0 \cdot y' + (1 - \widehat{c}_1) \cdot t + \widehat{c}_2 \cdot t^2(1 - y')$ on $y' \equiv M_b/M_{s0}$. Els intervals de confiança de nivell 95% per als coeficients \widehat{c}_0 , \widehat{c}_1 i \widehat{c}_2 (calculats amb mesures d'11 experiments perquè es negligeixen els ordinaris 3, 4 i 10) inclouen els valors que s'han

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

els calculats per a la variació de la quantitat de llim en suspensió de la Figura 33 (pàg. 94).

Per a l'experiment 3 no es disposa de més mesures de M_b que permetin obtenir una regressió significativa. Llavors, s'assumeix que $1 - \phi_M(t)$, on $\phi_M(t)$ és la llei definida per la funció [63], també explica el creixement del dipòsit de llim.

Aleshores, s'accepta que les lleis de decaïment $\phi_M(t)$ (funcions [62] i [63]) obtingudes amb 991 mesures de la quantitat de llim en suspensió són correctes i són vàlides per explicar la sedimentació de llim (del que es tenen 14 estimacions). Així doncs, el creixement dels dipòsits de llim es descriu com $1 - \phi_M(t)$ d'acord amb la conservació de la massa de llim.

El corol·lari de definir una llei comuna per a tots els experiments és que el dipòsit de llim d'un experiment curt és el mateix que el d'un experiment llarg que s'aturi quan hagi transcorregut un temps igual a la durada de l'experiment curt.

4.3.1 Variació de la concentració als experiments especials

El llim en suspensió dels experiments especials és més fi perquè no conté el que sedimenta a l'experiment ordinari 10 (Taula 18, pàg. 89) però tot i així decau a un ritme similar al de la resta d'experiments (Figura 33, pàg. 94). Més encara, el decaïment de la concentració durant els primers minuts dels experiments especials és més intens que el decaïment al final de l'experiment 10, tot i que la mescla en suspensió al final de l'experiment 10 és la mateixa que a l'inici dels experiments especials.

S'observa que la creació d'un dipòsit de llim, amb formes de fons, incrementa la magnitud dels paràmetres de turbulència (variància i tensions de Reynolds) amb relació a la magnitud que s'obté inicialment amb la solera del canal com a

calculat per a c_0 , c_1 i c_2 . Es fa notar que la regressió lineal per calcular c_0 , c_1 i c_2 inclou 915 mesures en front de les 11 mesures per calcular \widehat{c}_0 , \widehat{c}_1 i \widehat{c}_2 .

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

contorn. Llavors, es fa la hipòtesi que el canvi del fons a l'inici dels experiments especials amb relació al dipòsit amb formes de fons al final de l'experiment 10 és un factor que reactiva la sedimentació durant els primer minuts dels experiments especials.

Per justificar la hipòtesi anterior, s'escull el paràmetre adimensional de la intensitat turbulenta $(E)^{1/2}/|\mathbf{u}|$, on E (m^2/s^2) és l'energia turbulenta i $|\mathbf{u}|$ (m/s) és la mitjana del mòdul del vector de velocitats⁵⁹. En particular, la magnitud de $E^{1/2}/|\mathbf{u}|$ a l'experiment 10 (Figura 36a) augmenta un 32% amb la sedimentació del llim i l'aparició de formes de fons. En canvi, la intensitat turbulenta a l'inici dels experiments especials és un ~35% més petita que la del final de l'experiment 10. És a dir, sembla que el canvi en la condició del fons (cobert amb formes de fons al final de l'experiment 10, llis a l'inici dels experiments 13 i 14) reactiva la sedimentació del llim.

⁵⁹ L'energia turbulenta (en m^2/s) es defineix com $E = 0.5 \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ amb $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ i $\overline{w'^2}$ les variàncies del component longitudinal, transversal i vertical de la velocitat, respectivament. La mitjana del mòdul del vector de velocitats (en m/s) és $|\mathbf{u}| = (\overline{u^2 + v^2 + w^2})^{1/2}$

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

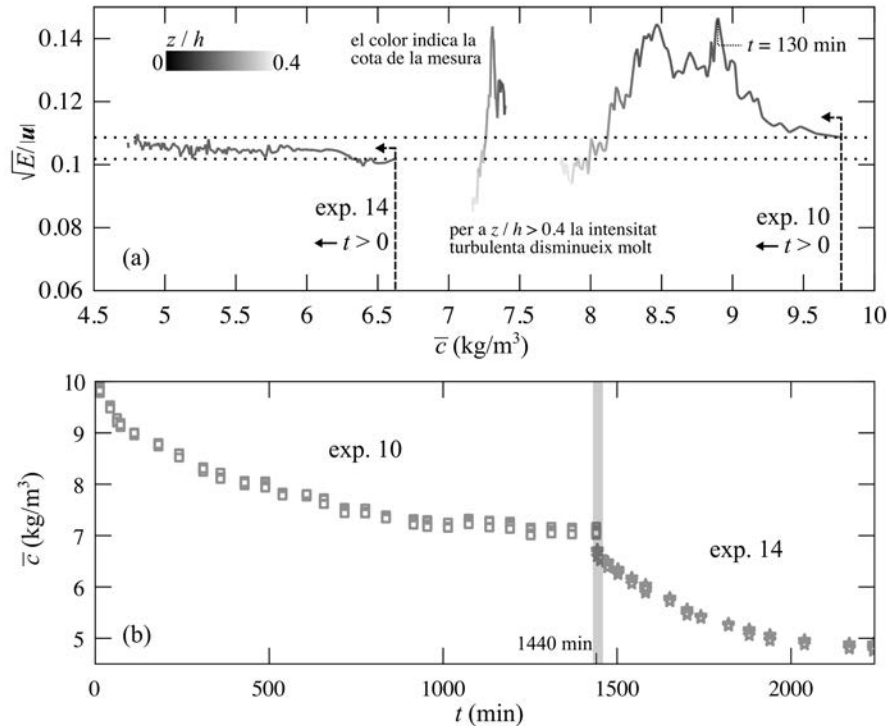


Figura 36. Experiment especial 14 com a continuació de l'experiment ordinari 10. a) Concentració de llim ($\bar{c} = M_s/V$ en kg/m³ on M_s es calcula amb l'equació [62], pàg. 93) en funció de la intensitat turbulenta $E^{1/2}/|u|$. El temps augmenta de dreta a esquerra (cap a concentracions més baixes). b) Evolució de la mesura de la concentració de llim amb el temps.

La Figura 36b mostra com la concentració decreix marcadament a l'inici de l'experiment 14 però lentament al final de l'experiment 10 malgrat que el llim de la mescla en suspensió en ambdós instants (es fan coincidir a $t = 1440$ min) té la mateixa granulometria. Percentualment, del 72.2% de llim que roman en suspensió al finalitzar l'experiment 10, sedimenta un 23.7% i un 29.8% al finalitzar els experiments 13 i 14, respectivament.

4.3.2 Estimació de la cota del fons

Com que el llim sedimenta, el gruix mitjà del dipòsit de llim z_b determina la cota del fons $z = 0$ m. Malauradament, la morfologia del dipòsit de llim no es coneix fins que s'atura l'experiment i la mescla romanent d'aigua i de llim en suspensió surt del canal. Llavors, el gruix z_b per a qualsevol instant t es dedueix de la llei de decaïment de la quantitat de llim en suspensió, del gruix mitjà del

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

dipòsit de llim al final de l'experiment Z_b i d'imposar la conservació de la massa de llim.

El gruix mitjà del dipòsit de llim z_b (en m) es calcula de la quantitat de llim sedimentat M_b (en m) com

$$z_b = \frac{M_b}{\rho_{sd} \cdot b \cdot l} \quad [65]$$

on ρ_{sd} (en kg/m^3) és la densitat aparent seca del dipòsit de llim ($\rho_{sd} = 1340 \text{ kg/m}^3$ pels dipòsits dels experiments curts, ordinaris i llargs i $\rho_{sd} = 1150 \text{ kg/m}^3$ pels dipòsits dels experiments especials), i $b = 0.37 \text{ m}$ i $l = 14.75 \text{ m}$ són l'amplada i la longitud del canal, respectivament. La llei del creixement del dipòsit de llim M_b s'obté de l'equació [64] (pàg. 95) i, llavors, el gruix z_b per a qualsevol instant t s'escriu com

$$z_b = (1 - \phi_M(t)) \cdot \frac{M_{s0}}{\rho_{sd} \cdot b \cdot l} \quad [66]$$

on $\phi_M(t)$ s'obté de les equacions [62] (pàg. 93, per a tots els experiment exceptuant el 3) o [63] (pàg. 95, només per a l'experiment 3).

Es comprova que el càlcul del gruix del dipòsit a l'inici dels experiments és $z_b = 0 \text{ m}$ ($\phi_M(t = 0) = 1$ i, per tant, el fons és la solera del canal) i el càlcul del gruix al final dels experiments és $z_b \approx Z_b$ (Taula 19).

Taula 19. Gruix mitjà del dipòsit de llim que es calcula de la llei de decaïment del llim en suspensió [66] per a $t = t_f$ (Z_b^s) i gruix mitjà que s'estima de la morfologia del dipòsit quan acaba l'experiment (Z_b^b).

exp.	t_f (min)	M_{s0} (kg)	$1 - \phi_M(t = t_f)$ (-)	M_b (kg)	Z_b^s (10^{-1} mm)	Z_b^b
grup 1						
1	100	36.05	0.110	3.97	5.42	5.30
2	100	102.24	0.110	11.25	15.4	12.4
grup 2						
3	1440	6.14	0.365	2.24	3.06	1.80
4	1440	9.55	0.330	3.15	4.31	3.13
5	1440	14.45	0.330	4.76	6.51	5.46
6	1440	17.14	0.330	5.65	7.72	8.14

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

7	1440	21.31	0.330	7.03	9.61	9.73
8	1440	21.70	0.330	7.15	9.78	9.96
9	1440	44.02	0.330	14.51	19.8	16.5
10	1440	47.14	0.330	15.54	21.3	15.5
grup 3						
11	4320	107.81	0.475	51.16	70.0	70.0
12	2040	248.26	0.368	91.46	125	125
grup 4						
13	330	30.73	0.202	6.21	9.90	10.0
14	800	30.73	0.275	8.44	13.5	15.0

Així doncs, es fa la hipòtesi que, per a qualsevol instant t , l'equació [66] especifica el gruix mitjà del fons que determina la posició $z = 0$ m. Tots els resultats de la tesi estan referenciats a la posició del fons que marca el gruix mitjà del dipòsit de llim z_b segons l'expressió [66] i no a la posició que marca la solera del canal.

En conseqüència, tot i que l'ADV romanguí en una posició fixa durant estones llargues, la cota a la que està mesurant disminueix perquè el llim sedimenta i augmenta el gruix del dipòsit a la solera.

Si no s'indica el contrari, els resultats d'aquesta tesi estan associats a la cota del fons que marca el gruix mitjà del dipòsit de llim i no a la cota de la solera del canal. La cota relativa de la mesura amb relació al calat, en funció del gruix mitjà del dipòsit de llim, es defineix com

$$\frac{z}{h} = \frac{\hat{z} - z_b}{\hat{h} - z_b} \quad [67]$$

on \hat{z} és la distància des de la solera del canal fins a la cota de la mesura i \hat{h} és un calat que inclou el gruix del dipòsit de llim. Per exemple, les cotes de les mesures als perfils de velocitats estan referides al fons que marca el gruix del dipòsit i, per tant, el fons és $z = 0$ m per a $\hat{z} = z_b$ m.

4.3.3 Obtenció de la concentració de llim amb l'ADV

A §2.2.4 (pàg. 19) s'introdueix l'ús de l'ADV com un detector de la concentració de sediment en suspensió. La Figura 37a mostra l'evolució temporal

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

de la intensitat del senyal reflectit I_{ADV} (en dB) [4] (pàg. 22). La variable I_{ADV} es mesura amb una freqüència de 25 Hz (com les mesures de la velocitat).

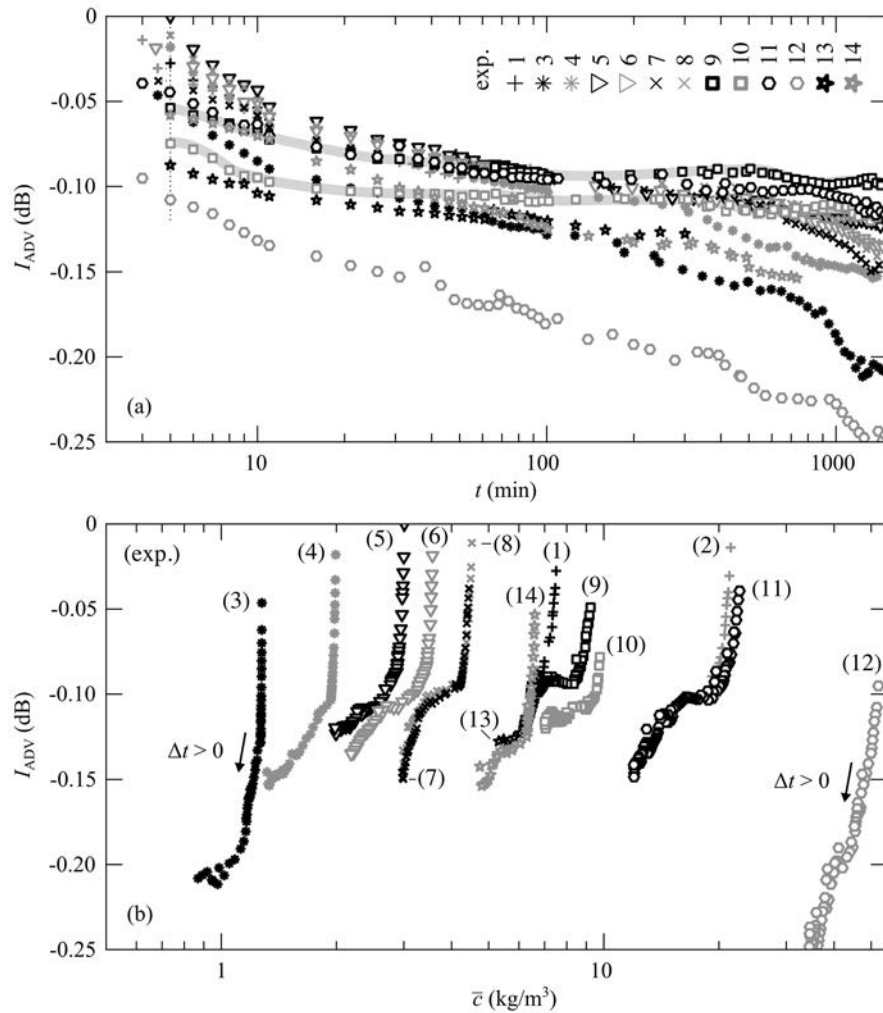


Figura 37. Intensitat del senyal reflectit I_{ADV} com a tècnica per mesurar la concentració de llim en suspensió⁶⁰. a) Evolució de I_{ADV} amb el temps. Les línies grises segueixen els experiments 9 i 10 per ressaltar la influència de la morfologia del fons en el valor de I_{ADV} . b) Evolució de I_{ADV} amb la concentració de llim en suspensió. El sentit de la fletxa indica un increment positiu del temps.

⁶⁰ Per facilitar la visualització a la Figura 37, els valors de la intensitat I_{ADV} són la mitjana de 1500 mesures (1 min) fins a $t = 10$ min, 7500 mesures (5 min) entre $t = 10$ min i $t = 100$ min, i 75000 (50 min) per a $t > 100$ min.

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

A l'inici dels experiments les intensitats I_{ADV} prenen valors d'entre 0 dB (corresponent a l'experiment 5 amb una $C_0 = 3.01 \text{ kg/m}^3$) i -0.10 dB (corresponent a l'experiment al 12 amb una $C_0 = 51.72 \text{ kg/m}^3$). En general, l'evolució de la intensitat I_{ADV} és decreixent a tots els experiments, sobretot durant els primers minuts. A la Taula 20 apareix la disminució total de I_{ADV} en dB i la pèrdua relativa de llim en suspensió per sedimentació a sobre la solera del canal.

Taula 20. Disminució de la intensitat del senyal reflectit I_{ADV} i disminució de la concentració de llim en suspensió als instants t .

exp.	t (min)	C_0 (kg/m^3)	ΔI_{ADV} (dB)	$(C_f - C_0)/C_0$ (%)
grup 1				
1	100	7.51	-0.03*	-9.3
2	100	21.30	-0.08*	-9.8
grup 2				
3	1440	1.28	-0.16	-32.0
4	1440	1.99	-0.13	-34.7
5	1440	3.01	-0.12	-33.6
6	1440	3.57	-0.12	-38.9
7	1440	4.52	-0.11	-33.3
8	1440	4.44	-0.12	-33.2
9	1440	9.17	-0.05	-30.0
10	1440	9.82	-0.02	-27.8
grup 3				
11	1440	22.46	-0.08	-37.8
12	1440	51.72	-0.14	-35.1
grup 4				
13	330	6.68	-0.04	-21.4
14	800	6.68	-0.09	-27.7

En els experiments del grup 2, la disminució de I_{ADV} és màxima per a l'experiment 3 i és mínima per al 10. En alguns experiments (per exemple els experiments 9 i 10 ressaltats a la Figura 37a), la intensitat I_{ADV} no decreix continuadament i fins i tot augmenta. Al cap de 1440 min, la màxima I_{ADV} és per a l'experiment 9 ($C_f = 6.42 \text{ kg/m}^3$) i mínima per al 3 ($C_f = 0.87 \text{ kg/m}^3$). Així doncs, els experiments no mantenen l'ordre a l'ordenada amb el que comencen.

El decreixement de la intensitat I_{ADV} coincideix amb una disminució de la concentració mitjana (Figura 37b). Malauradament, la forma de la relació entre

4.3. Variació de la concentració de llim en suspensió

I_{ADV} i la concentració de llim és independent de la concentració inicial de llim i és marcadament no lineal. Per tant, és una relació pròpia de condicions on el senyal reflectit és atenuat per la gran quantitat de partícules en suspensió [Ha et al., 2009]. Es descarta la floculació com a agent causant de l'evolució erràtica de I_{ADV} [Ha et al., 2009; Salehi i Strom, 2011] per les propietats de la pols de quars (el llim fi) que s'utilitza. Malgrat que una relació no lineal entre la intensitat I_{ADV} i la concentració recomani no utilitzar les dades d'ADV per a anàlisis de sediment [Lohrmann, 2001], s'observen els següents trets destacables.

Primer, com que la concentració de llim és màxima a l'inici dels experiments i disminueix amb el temps, la intensitat I_{ADV} també hauria de decreixer amb el temps i el seu valor màxim hauria de trobar-se a l'inici dels experiments. En general, aquesta afirmació es compleix sobretot pels experiments amb una concentració inicial de llim més baixa.

En particular, la disminució de la concentració durant l'experiment està acompanyada de la creació d'un dipòsit de llim a on hi poden aparèixer formes de fons més o menys grosses. Es conjectura que si la concentració disminueix però I_{ADV} es manté constant o fins i tot augmenta és degut a la formació del dipòsit de llim i a la migració de formes de fons que alteren el flux (com s'observa amb el monitoratge de l'apartat §4.8, pàg. 141). Per exemple, Salehi i Strom [2011] mostren una relació monòtona creixent entre l'energia turbulenta i la intensitat del senyal reflectit I_{ADV} .

Aleshores, la morfologia dels dipòsits de llim als experiments 9 i 10, amb les formes de fons més grosses mesurades (Taula 16, pàg. 78), concorda amb una evolució temporal de I_{ADV} fins i tot creixent.

Segon, la sedimentació de la fracció de llim més grossa pot explicar el decreixement més marcat durant els primers minuts de I_{ADV} . Això és degut a que la sensibilitat de l'aparell ADV per detectar el senyal reflectit sobre les partícules és proporcional a $(D/2)^4$ on D és el diàmetre de la partícula [Lohrmann, 2001; Ha et al., 2009]. Aquest fet és coherent amb la disminució més suau de I_{ADV} als experiments 13 i 14 on el llim en suspensió és més fi (com es mostra a §4.4.1, pàg. 108). Aproximadament un terç de la disminució total de la intensitat I_{ADV} és durant els primers 10 min dels experiments.

4.4. Evolució de la granulometria del llim

Tercer, la disminució de I_{ADV} és màxima per a l'experiment 3 a on la concentració de llim inicial és la més baixa de tots els experiments que es presenten tot i que la pèrdua relativa de llim en suspensió és similar a la resta d'experiments (Taula 20). Aquest fet pot ser degut a un canvi en la condició d'atenuació del senyal reflectit que segurament té lloc a partir de concentracions inferiors a 1 kg/m^3 .

La conclusió que s'extreu d'aquesta anàlisi és que el monitoratge de la concentració en suspensió amb un aparell ADV està influenciat per la morfologia del contorn (és a dir, si hi ha formes de fons), la granulometria del sediment, i el tipus de relació entre la concentració i la intensitat I_{ADV} . És obligatori el calibratge de les dades de l'ADV amb mesures directes de la concentració en les condicions que es durà a terme el monitoratge.

4.4 Evolució de la granulometria del llim

Les granulometries del llim en suspensió que s'obtenen durant el transcurs dels experiments (grups 1, 2 i 3 amb l'excepció de l'experiment 10) apareixen resumides a la Taula 21.

Taula 21. Resum de les granulometries del llim en suspensió durant el transcurs dels experiments. L'instant (en min) d'obtenció de la mostra de llim en suspensió apareix a la columna t .

exp.	t (min)	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g (ψ)	σ_D (-)	asi. (-)	cur. (-)
llim original (inici dels experiments dels grups 1, 2 i 3)										
	0	1.16	4.33	12.72	4.01	4.91	1.38	2.51	-0.50	0.28
grup 1										
1	100	1.13	3.66	11.21	3.54	3.69	1.35	2.45	-0.60	0.77
2	100	1.06	3.81	11.57	3.77	4.05	1.36	2.46	-0.66	0.87
grup 2										
3	30	1.11	4.21	11.57	3.94	3.94	1.43	2.54	-0.73	1.04
	1440	0.47	3.04	10.59	2.57	3.69	1.66	2.85	-0.79	0.49
4	30	1.06	4.42	13.19	3.50	4.31	1.52	2.68	-0.77	0.96
	1440	0.77	3.30	11.44	3.06	3.87	1.41	2.69	-0.33	-0.28
5	30	1.06	4.14	12.06	3.75	4.44	1.45	2.53	-0.73	0.89
	1440	0.66	3.19	11.02	2.86	3.69	1.49	2.69	-0.53	0.07
6	30	0.97	3.86	11.67	3.50	4.15	1.47	2.48	-0.75	0.92
	1440	0.74	2.97	9.25	2.74	3.52	1.37	2.46	-0.40	0.06
7	30	1.18	4.19	12.58	3.87	4.05	1.45	2.45	-0.83	1.33

4.4. Evolució de la granulometria del llim

exp.	t	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g	σ_D	asi.	cur.
	1440	0.96	3.46	10.34	3.18	3.70	1.34	2.23	-0.60	0.79
8	30	1.35	4.35	13.02	4.18	4.05	1.34	2.37	-0.52	0.79
	1440	0.80	3.06	9.66	2.81	3.69	1.38	2.32	-0.51	0.42
9	30	1.16	4.61	13.28	4.14	4.88	1.49	2.44	-0.77	0.87
	1440	0.92	3.60	9.91	3.20	3.81	1.37	2.56	-0.74	0.61
grup 3										
11	30	1.42	4.43	12.48	4.27	4.44	1.25	2.31	-0.42	0.42
	40	1.21	4.33	12.63	4.00	4.44	1.42	2.42	-0.78	1.15
	510	1.15	3.48	10.19	3.38	3.69	1.17	2.29	-0.26	-0.26
	1530	0.92	3.21	10.34	2.96	3.69	1.40	2.36	-0.73	1.19
	2610	0.58	2.88	9.07	2.59	3.36	1.42	2.53	-0.45	-0.05
	3360	0.52	2.86	8.44	2.51	3.36	1.44	2.66	-0.47	-0.16
	4140	0.76	2.91	8.06	2.61	3.36	1.41	2.30	-0.82	1.18
	4320	0.31	2.67	8.05	2.11	3.69	1.70	3.49	-0.60	-0.23
12	30	1.08	3.98	12.46	3.70	4.52	1.37	2.45	-0.49	0.45
	570	0.85	3.44	11.10	3.09	4.05	1.46	2.59	-0.77	0.83
	1340	0.70	2.66	12.17	2.62	3.06	1.40	2.30	0.01	-0.01
	2040	1.08	3.32	10.15	3.22	3.69	1.18	2.31	-0.19	-0.32

Consultar §2.3.2 per a les definicions de les variables que defineixen la distribució de les partícules de llim

La sedimentació transforma el llim original en suspensió ($D_g^0 = 4.01 \cdot 10^{-3}$ mm) en un més fi ($D_g = 2.92 \cdot 10^{-3}$ mm) quan transcorren 1440 min i en un encara més fi ($D_g = 2.11 \cdot 10^{-3}$ mm) quan han transcorregut 3 dies. Els valors de l'asimetria i la curtosi pràcticament no canvien i, en general, descriuen distribucions mesocúrtiques i lleugerament asimètriques cap als fins.

Amb les dades de la Taula 21, la Figura 38 mostra la variació en el temps de la granulometria del llim en suspensió normalitzada per la granulometria del llim original.

4.4. Evolució de la granulometria del llim

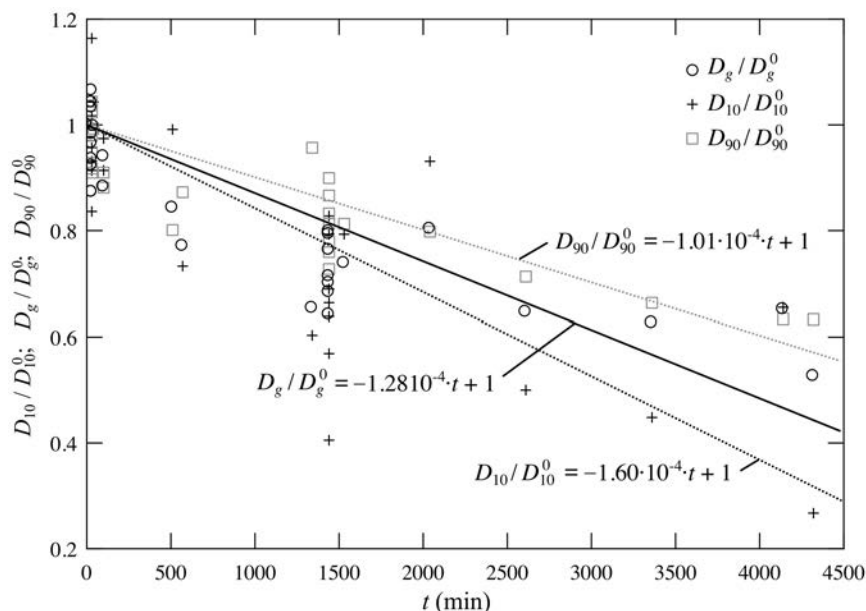


Figura 38. Evolució de la mida del llim en suspensió normalitzada per la mida del llim original (D_g/D_g^0 , D_{10}/D_{10}^0 i D_{90}/D_{90}^0) en els experiments dels grups 1, 2 i 3. L'ajust per mínims quadrats de les dades a rectes que passen per l'ordenada a l'origen 1 és significatiu amb un R^2 d'entre 0.6 i 0.7. Mesures obtingudes amb un equip Coulter.

La granulometria és més fina a mesura que avança el temps. De les rectes d'ajust s'obté que, per cada 100 minuts, les mides D_{10} , D_{90} i D_g disminueixen 1.01%, 1.28% i 1.60%, respectivament, amb relació a les mides del llim original.

4.4.1 Variació de la granulometria als experiments especials

El llim als experiments especials 13 i 14 és el llim que roman en suspensió al final de l'experiment 10. La Taula 22 conté el resum de les granulometries pels experiments 10, 13 i 14.

Taula 22. Resum de les granulometries del llim pels experiments 10, 13 i 14 (també apareixen a la Taula 18, pàg. 89). ref. indica si és una granulometria de llim sedimentat (*b*) o en suspensió (*s*)

exp.	ref.	t (min)	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g	σ_D	asi.	cur.
			(10 ⁻³ mm)					(ψ)	(-)	(-)	(-)
inici exp. 10		0	1.16	4.33	12.72	4.01	4.91	1.38	2.51	-0.50	0.28
10	<i>b</i>	1440	1.88	12.97	26.13	10.15	14.10	1.42	2.10	-1.42	1.55
	<i>s</i>	1440	0.89	3.00	7.83	2.83	3.55	1.16	2.36	-0.19	-0.58
inici exp. 13,14		0	0.89	3.00	7.83	2.83	3.55	1.16	2.36	-0.19	-0.58
13	<i>b</i>	330	1.10	4.88	11.13	4.19	6.17	1.23	2.37	-0.64	-0.15

4.5. Distribució de la concentració en el calat

exp.	ref.	t	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g	σ_D	asi.	cur.
	<i>s</i>	330	0.87	2.74	7.11	2.63	3.09	1.13	2.28	-0.09	-0.39
14	<i>b</i>	800	1.11	4.88	11.11	4.21	6.17	1.23	2.36	-0.62	-0.09
	<i>s</i>	800	0.88	2.72	7.27	2.65	3.09	1.16	2.28	0.03	-0.20

La granulometria del llim que roman en suspensió al final de l'experiment 10 és la mateixa que la del llim a l'inici dels experiments 13 i 14 del grup 4.

La granulometria del llim que sedimenta és més asimètrica cap als fins i més apuntada que la del llim inicialment en suspensió tant a l'experiment 10 com als experiments 13 i del 14; el llim que roman en suspensió és força similar a l'inicial.

Assumint que els experiments del grup 4 són la continuació de l'experiment 10 una vegada s'ha retirat el dipòsit de llim, el llim en suspensió quan s'aturen els experiments 13 i 14 (que aleshores correspon als instants $t = 1770$ min i $t = 2240$ min, respectivament) és més fi que quan s'atura l'experiment 10 (corresponent a l'instant $t = 1440$ min), i el llim del dipòsit als experiments 13 i 14 és més gros que l'inicial però és més fi que el del dipòsit de l'experiment 10 (Figura 39).

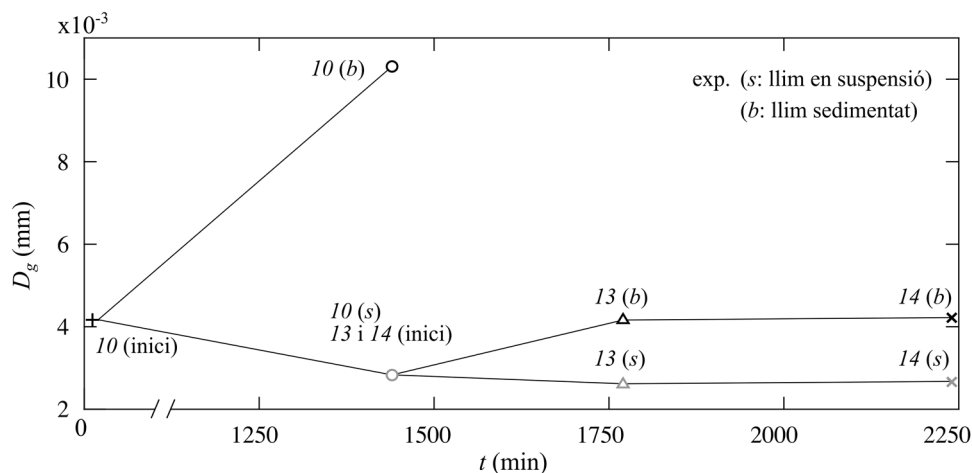


Figura 39. Evolució de la mida D_g als experiments 10, 13 i 14, suposant que els experiments 13 i 14 són una continuació del 10. Mesures obtingudes amb un equip Mastersizer.

4.5 Distribució de la concentració en el calat

Típicament, les mostres de la mescla d'aigua i de llim en suspensió s'obtenen simultàniament a 4 profunditats (0.9 cm, 2.7 cm, 4.5 cm i 6.3 cm). Si la mitjana de les concentracions d'aquestes 4 mostres (C en kg/m^3) es resta a cada mesura

4.5. Distribució de la concentració en el calat

de la concentració del perfil (\bar{c} en kg/m^3) i aquest procediment es repeteix pels 239 perfils (un total de 991 mesures de \bar{c}), s'obté el resultat de la Figura 40. La concentració de referència \bar{c}_a es defineix com la concentració mesurada a la cota més profunda de cada perfil z_a (malgrat que $z_a/h \approx 0.12$ és superior al valor 0.05 que s'utilitza habitualment [Cardoso, 1998]).

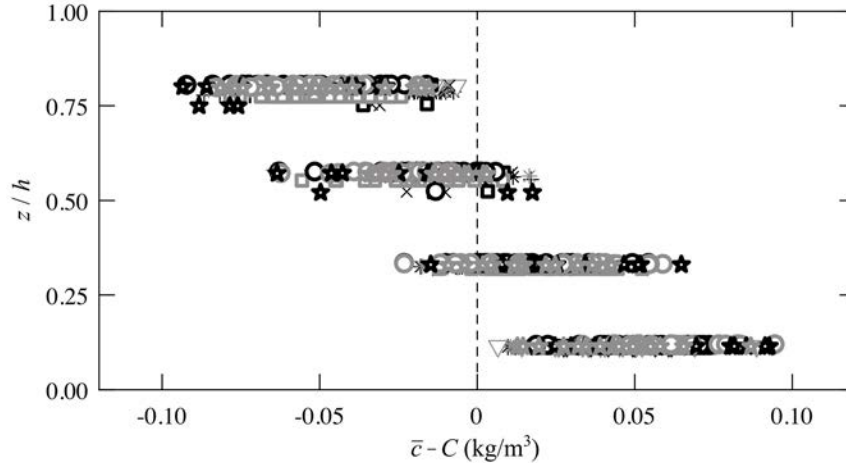


Figura 40. Les 991 mesures de concentració \bar{c} menys la mitjana de les concentracions del perfil C (típicament 4 mesures per perfil).

Les concentracions màximes es mesuren a prop del fons i la diferència entre mesures a cotes properes al fons i mesures a cotes properes a la superfície lliure és significativa, de $0.2 \text{ kg}/\text{m}^3$ (la incertesa en la mesura s'estima en $0.07 \text{ kg}/\text{m}^3$), independentment de la concentració inicial.

En conseqüència, la ràtio \bar{c}/\bar{c}_a és lleugerament inferior en experiments on la quantitat de llim és més baixa. És a dir, s'observa que la distribució del llim en el calat és més uniforme per a concentracions més grans de sediment en suspensió (observacions similars a *Woo et al.* [1988] i a *Baldock et al.* [2004]). Per exemple, la ràtio $\bar{c}/\bar{c}_a > 0.93$ a l'experiment 3 i 4 però $\bar{c}/\bar{c}_a > 0.98$ a l'11 i 12. Nogensmenys, ambdues magnituds representen distribucions de concentració en el calat molt uniformes.

Malgrat que el decaïment de la concentració (§4.3, pàg. 90) sigui contrari a la hipòtesi d'equilibri pel que es defineix el perfil de Rouse (bases teòriques a §3.6, pàg. 57), la distribució experimental de la concentració en el calat es compara amb la distribució teòrica de Rouse a on s'ajusta el coeficient β que

4.5. Distribució de la concentració en el calat

relaciona la difusivitat de les partícules ν_s (en m^2/s) amb la difusivitat de quantitat de moviment ν_m (en m^2/s).

A la Figura 41 es comparen les distribucions en el calat adimensionals de les difusions de quantitat de moviment experimental i teòrica. La distribució adimensional experimental s'estima de mesures amb ADV com

$$\frac{\nu_m}{u_* \cdot h} = \kappa \cdot \frac{z}{h} \cdot \frac{\overline{-u' \cdot w'}}{u_{*l}^2} \quad [68]$$

on $\overline{-u' \cdot w'} = \tau_{xz}/\rho$ (m^2/s^2) amb τ_{xz} les tensions de Reynolds, u_{*l} (m/s) la velocitat de tall de l'ajust de mesures a un perfil de velocitats teòric (Taula 14, pàg. 75), κ la constant de von Karman, z la cota de la mesura i h el calat. La distribució teòrica, que s'obté d'introduir la clàssica distribució lineal de les tensions de tall en el calat, és

$$\frac{\nu_m}{u_* \cdot h} = \kappa \cdot \frac{z}{h} \cdot \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad [41]$$

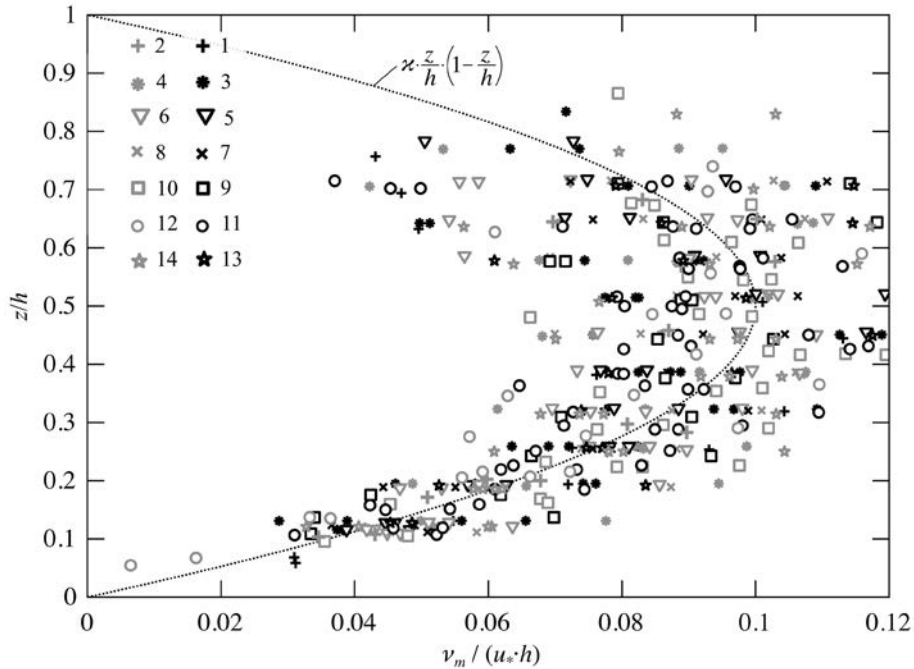


Figura 41. Distribució en el calat adimensional de la difusió de quantitat de moviment. La línia de punts representa el perfil teòric [41].

4.5. Distribució de la concentració en el calat

Els resultats de la Figura 41 mostren una dispersió força gran al voltant de la distribució adimensional teòrica de ν_m però, a grans trets, segueixen un patró similar: són mínims a prop del fons i de la superfície lliure i màxims a la meitat del calat. El núvol de punts no es pot classificar segons la concentració de llim a l'experiment.

Sense mesures de fluctuacions turbulentes de la concentració de llim en suspensió, el coeficient $\beta = \nu_s/\nu_m$ només s'estima de l'ajust per mínims quadrats de les mesures de concentració al perfil de Rouse (pàg. 59)

$$\frac{\bar{c}}{c_a} = \left(\frac{h-z}{z} \cdot \frac{z_a}{h-z_a} \right)^{Z/\beta} \quad [42]$$

amb l'objectiu d'esbrinar si la igualtat que molts cops s'imposa $\nu_s = \nu_m$ (és a dir que $\beta = 1$) podria acceptar-se en aquests experiments.

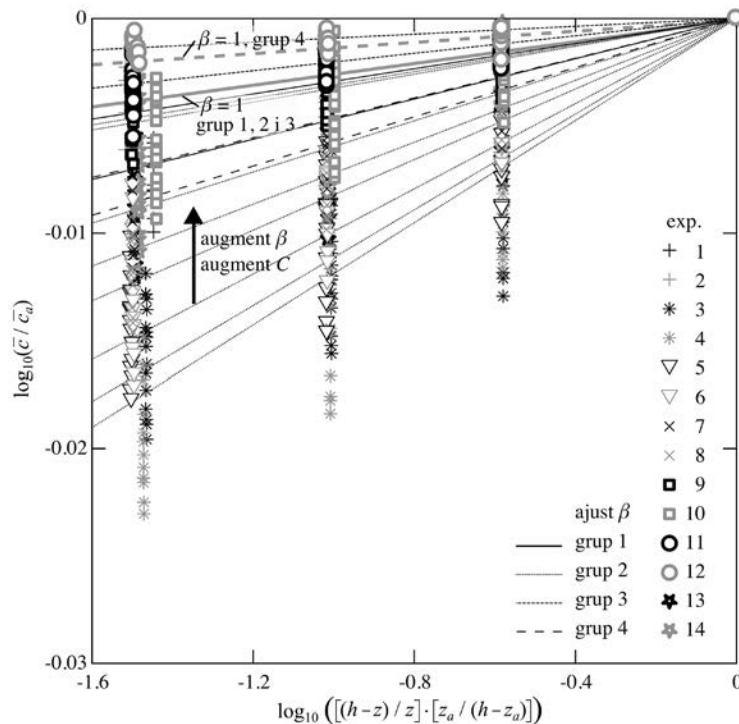


Figura 42. Distribució de la concentració amb els termes del perfil de Rouse. Les línies es calculen amb un ajust per mínims quadrats (el pendent és $Z' = Z/\beta$ amb Z el número de Rouse. Imposant $\beta = 1$, es mostra la distribució teòrica pel llim a l'inici dels experiments curts, ordinaris i llargs (línia grisa sòlida) i pel llim a l'inici dels experiments especials (línia grisa de guions).

4.5. Distribució de la concentració en el calat

Les línies de la Figura 42 representen els perfils teòrics de Rouse segons els eixos de la figura. El pendent de les línies és $Z' = Z/\beta$ on Z és el número Rouse (pàg. 59)

$$Z = \frac{w_{s0}}{\kappa \cdot u_*} \quad [43]$$

que es calcula amb la velocitat de tall que correspon a la mitjana entre $u_{*S} = (g \cdot R_h \cdot S_f)^{1/2}$ i $u_{*E} = (0.19 \cdot E)^{1/2}$ (Taula 14, pàg. 75) i la velocitat de sedimentació segons la solució de Stokes per a les mides del llim en suspensió a l'inici i al final dels experiments (diàmetres D_g^0 i D_g^s a la Taula 14, pàg. 75).

La Taula 23 conté els resultats del coeficient β —estimat amb l'ajust del perfil de Rouse a les mesures de concentració— i de la resta de variables necessàries pel seu càlcul. Cal recordar que la suspensió de llim fi no està en equilibri (perquè hi ha un decaïment de la quantitat de llim en suspensió) però s'utilitza el perfil de Rouse que suposa que la suspensió sí està en equilibri.

Taula 23. Resultats de l'ajust del perfil de Rouse a les mesures de concentració. np. és el nombre de perfils mesurats en l'experiment; u_* (m/s) és la velocitat de tall com la mitjana entre u_{*S} i u_{*E} (Taula 14, pàg. 75); w_{s0}^0 i w_{s0}^s (m/s) són la velocitat de sedimentació de Stokes per a les mides D_g^0 i D_g^s , respectivament (Taula 14, pàg. 75); Z_0 i Z_f són el número de Rouse amb w_{s0}^0 i w_{s0}^s , respectivament; $\beta_0 = Z_0/Z'$ i $\beta_f = Z_f/Z'$ on Z' és el pendent de la recta per a cada experiment de la Figura 42.

exp.	np.	u_* (10^{-3} m/s)	w_{s0}^0 (10^{-5} m/s)	w_{s0}^s	Z_0	Z_f	β_0	β_f
					(10^{-3} -)		(-)	
grup 1								
1	11	14.0	1.82	1.26	3.25	2.25	0.69	0.48
2	4	14.1	1.82	1.36	3.22	2.41	1.03	0.77
grup 2								
3	17	13.2	1.82	0.748	3.45	1.42	0.31	0.13
4	13	13.3	1.82	1.05	3.43	1.98	0.23	0.13
5	13	13.7	1.82	0.926	3.33	1.69	0.34	0.17
6	15	13.6	1.82	0.844	3.36	1.56	0.41	0.19
7	16	13.5	1.82	1.15	3.37	2.12	0.57	0.36
8	15	13.8	1.82	0.894	3.31	1.62	0.46	0.22
9	18	13.5	1.82	1.20	3.37	2.21	1.09	0.71
10	31	14.4	1.82	0.907	3.18	1.58	0.80	0.40
grup 3								
11	30	14.8	1.82	0.504	3.09	0.853	1.52	0.42

4.5. Distribució de la concentració en el calat

exp.	np.	u_*	w_{s0}^0	w_{s0}^s	Z_0	Z_f	β_0	β_f
12	23	15.1	1.82	1.17	3.01	1.94	3.27	2.11
grup 4								
13	12	13.6	0.904	0.783	1.66	1.44	0.29	0.25
14	21	13.2	0.904	0.795	1.71	1.50	0.37	0.32
\bar{x}		13.89	1.75	0.985	3.16	1.78	0.62*	0.35*

*La mitjana no inclou el resultat de l'experiment 12.

Per a les distribucions teòriques amb $\beta = 1$ de la Figura 42 s'utilitza $Z_0 = 3.28$ pels grups 1, 2 i 3, i $Z_0 = 1.69$ pel grup 4.

Els resultats mostren que el coeficient β obtingut de l'ajust de les mesures de concentració al perfil de Rouse augmenta amb la concentració de llim en suspensió (Figura 43).

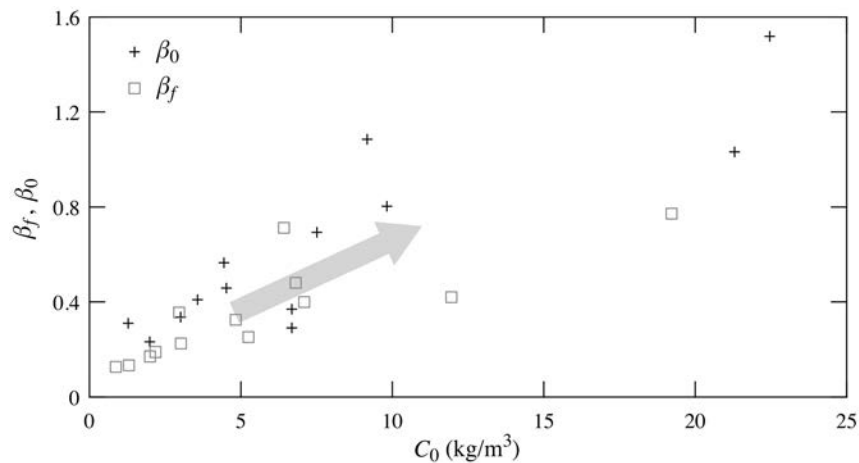


Figura 43. Relació entre β_0 i C_0 i entre β_f i C_f (s'exclouen els resultats de l'experiment llarg 12).

De mitjana, s'obté $\beta_0 = 0.62$ i $\beta_f = 0.35$ (sense incloure els valors de l'experiment 12) que són marcadament inferiors a la unitat tot i que, durant el transcurs dels experiments, aparegui un dipòsit de llim amb formes de fons que d'acord amb la literatura farien fer créixer la magnitud de $\beta > 1$ [Cellino, 1998]. Algun valor de β és atípicament gran, sobretot a l'experiment llarg 12 amb $\beta = 3.27$ i que coincideix amb la màxima concentració inicial de llim ($C_0 = 51.72$ kg/m³).

La variació de la granulometria del llim en suspensió (§4.4, pàg. 106) afegeix dificultat en la definició de la velocitat de sedimentació que apareix en el número de Rouse. La ràtio entre β_0 i β_f , per a unes condicions hidràuliques similars (és

4.5. Distribució de la concentració en el calat

a dir, la mateixa velocitat de tall), pot ser més gran que 3 pel canvi de la granulometria.

Les següents figures (experiments 1–5 a la Figura 44, experiments 6–10 a la Figura 45, i experiments 11–14 a la Figura 46) mostren els perfils de concentració normalitzats per la concentració mitjana inicial C_0 (Taula 14, pàg. 75) en abscisses i segons la cota relativa amb relació a de la solera del canal \hat{z}/\hat{h} . Hi ha marcadors temporals pels perfils obtinguts als instants 30 min, 60 min, 100 min, 300 min, 600 min i 1440 min (triangles de colors i contorns diferents, centrats en la concentració mitjana C del perfil corresponent). El temps augmenta de dreta a esquerra.

4.5. Distribució de la concentració en el calat

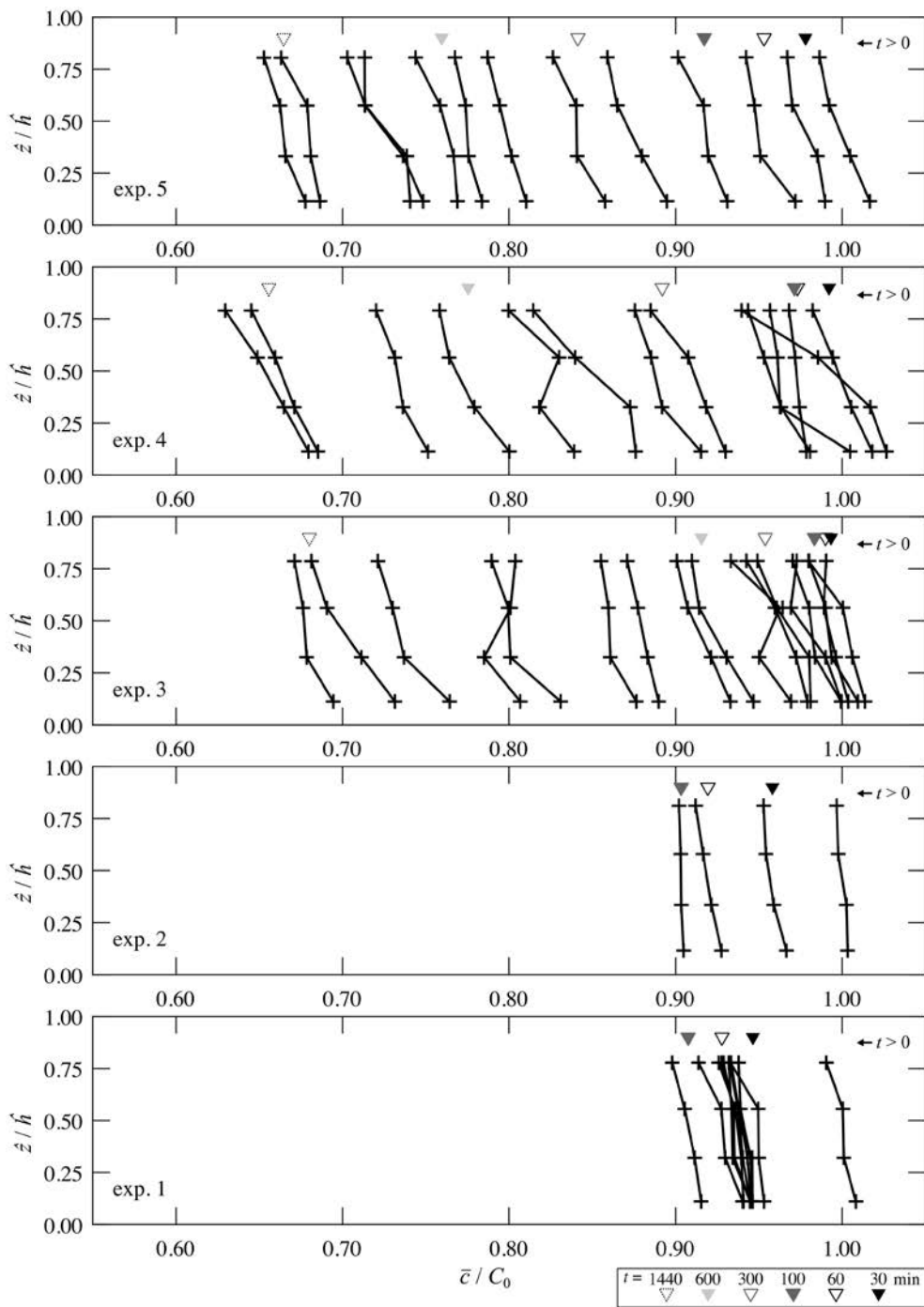


Figura 44. Perfils de concentració mesurats als experiments curts 1 i 2, i ordinaris 3, 4 i 5.

4.5. Distribució de la concentració en el calat

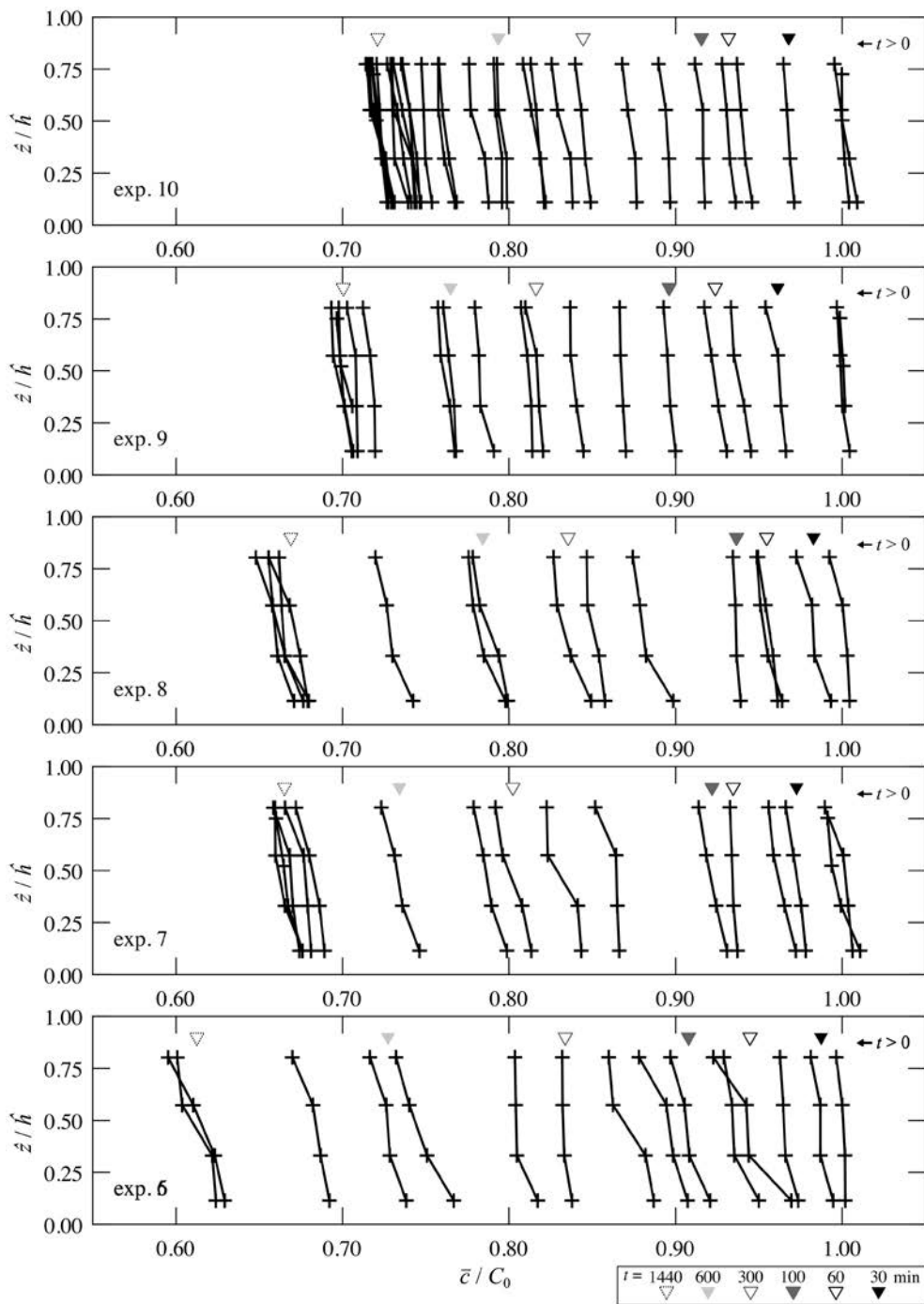


Figura 45. Perfils de concentració mesurats als experiments ordinaris 6, 7, 8, 9 i 10.

4.5. Distribució de la concentració en el calat

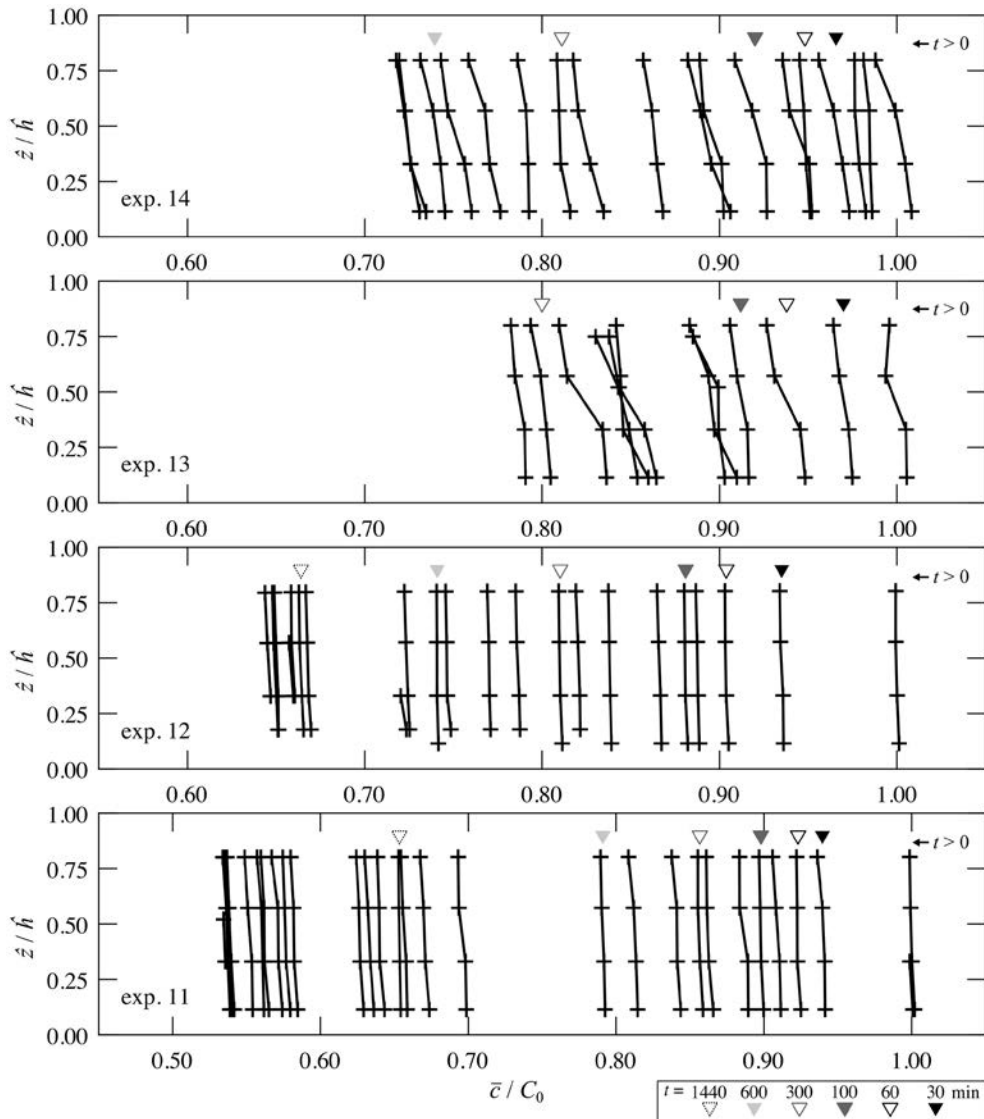


Figura 46. Perfils de concentració mesurats als experiments llargs 11 i 12, i especials 13 i 14.

La disminució de la concentració a mesura que avança el temps desplaça els perfils cap a l'esquerra de les figures (cap a $\bar{c}/C_0 < 1$) sense que s'observin canvis en la distribució de la concentració amb el calat (tot i els canvis del fons per la sedimentació de llim).

Acceptant la descripció de la distribució de la concentració en el calat del perfil de Rouse, si la granulometria és més fina a mesura que avança el temps (com es comprova a §4.4, pàg. 106) la distribució en el calat hauria de ser més uniforme perquè el número de Rouse Z disminuiria amb la velocitat de

sedimentació (sempre i quan siguin constants les condicions hidràuliques i el coeficient β).

4.6 Dipòsits de llim

En aquest apartat s'analitzen els dipòsits de llim creats per la sedimentació a sobre la solera del canal que s'observen a la Figura 28 (pàg. 84). S'estima el transport de fons de llim i es conjectura sobre la creació dels dipòsits de llim en unes condicions *a priori* poc favorables. L'objectiu és identificar com són els dipòsits que crea la sedimentació d'un llim fi a sobre d'un fons llis i no erosionable, en règim lent i cabal constant. En la revisió bibliogràfica no s'han trobat exemples de fons creats per la sedimentació de material no cohesiu tan fi com la pols de quars d'aquesta recerca.

En general, els dipòsits de llim són irregulars fins a la coordenada $x = 2$ m i ocupen tota la longitud fins a $x = 14.75$ m. El llim no sedimenta al tram de sortida entre el desguàs per caiguda lliure i el final del canal (analitzat a §2.2.1, pàg. 15). Amb l'excepció de l'experiment 3, hi ha una acumulació de llim aigües amunt de les primeres formes de fons, més gran com major és la concentració inicial de llim: si a l'experiment 4 les primeres formes de fons apareixen a $x = 1.3$ m, a l'experiment 9 no apareixen fins a $x = 2$ m.

Els resultats es presenten per grups i s'emmarquen dins de les formes de fons amb material fi no cohesiu. La Taula 16 (pàg. 78) conté les dimensions que determinen la morfologia dels dipòsits de llim a on predominen les formes barcana i barcanoide (que s'expliquen a §1.3.1, pàg. 7).

4.6.1 Morfologia dels dipòsits de llim del grup 1

El grup 1 el componen 2 experiments, l'1 i el 2, que en 100 minuts han creat els dipòsits de la Figura 28 (pàg. 84). Tot i que la concentració mitjana inicial és de 7.5 kg/m^3 en l'experiment 1 i de 21.3 kg/m^3 en l'experiment 2, la morfologia en ambdós dipòsits és similar. S'assigna el concepte fons de barcanoides per definir globalment la morfologia dels dipòsits del grup 1 perquè moltes formes apareixen en contacte les unes amb les altres (§1.3.1, pàg. 7).

4.6. Dipòsits de llim

Malgrat que les formes de fons són essencialment tridimensionals i en un sistema d'eixos cartesià són necessàries les tres direccions per definir-les, des del punt de vista del flux hi ha formes de fons que poden considerar-se bidimensionals [Allen, 1968].

Aquestes formes tenen una amplada gran en comparació amb l'alçada i, en conseqüència, la cresta (veure la Figura 3, pàg. 7) pot ocupar tota l'amplada del canal. Tot i que no és estrictament cert que es compleixi la condició de formes bidimensionals, l'organització de les formes en les fotografies del grup 1 es poden aproximar amb franges transversals. Sobretot a l'experiment 2, hi ha franges amb formes de fons lateralment en contacte que comparteixen una única cresta que ocupa bona part de l'amplada (Figura 47). Aquesta composició de formes en franges és anomenada front de barcanes. La separació mitjana entre els fronts del grup 1 és $\lambda_b = 9.1$ cm (i només es torna a observar una morfologia similar als experiments ordinaris 9 i 10, però la separació entre fronts és $\lambda_b = 16.7$ cm, gairebé el doble que la del grup 1).

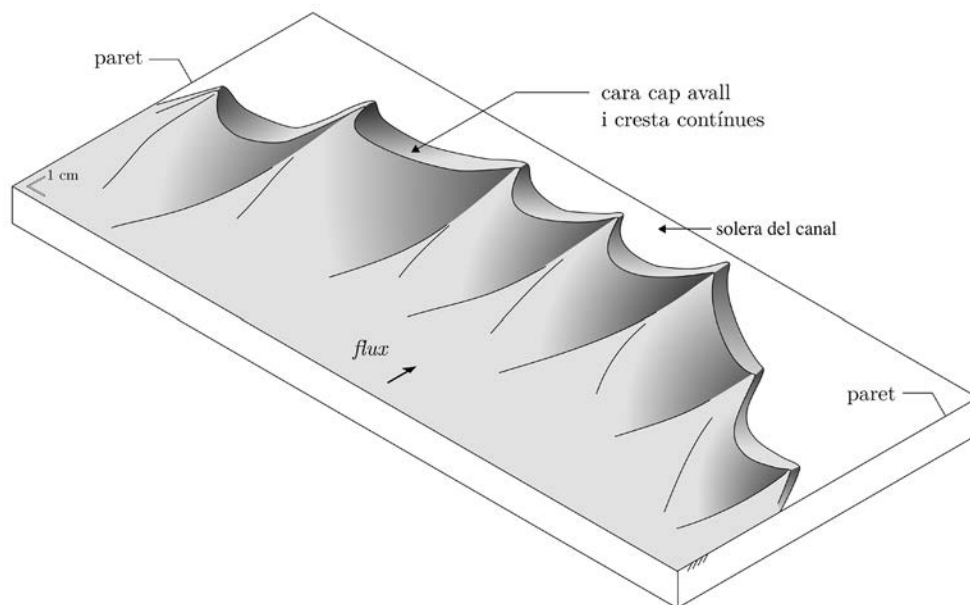


Figura 47. Representació esquemàtica d'un front de barcanes (com el de l'experiment 2, coordenada $x = 6.10$ m). S'intueix l'efecte de les parets per l'asimetria més marcada en les formes que les toquen.

L'efecte de les parets laterals és més evident en els dipòsits del grup 1. Les formes de fons tocant les parets del canal apareixen endarrerides amb relació a

la resta de formes que componen el front de barcanes. Aquest retard, difícil d'observar en els altres experiments, indica que probablement és un estat inicial en el desenvolupament de les formes de fons [Baas, 1994]. A la Figura 48 es mostra un tram de l'experiment 1 a on s'observa l'efecte de les parets en la morfologia de les formes de fons. L'amplada del canal es pot separar en tres carrils: dos laterals de 7.7 cm cadascun i un central de 21.6 cm que sembla no estar afectada per les parets.



Figura 48. Efecte de les parets laterals del canal en el dipòsit de llim (experiment 1, $x = 10.5$ m). La fletxa indica el sentit del flux i té una longitud de 3 cm. Cada franja enfosquida mesura 7.7 cm d'amplada, aproximadament 1/5 part de l'amplada del canal de 0.37 m.

Les barcanoides tenen, de mitjana, una longitud $L = 5.5$ cm, una amplada $W = 4.8$ cm i una alçada $H = 0.5$ cm. El valor de la longitud és 3 cm inferior a la mitjana de les formes del grup 2, mentre que l'amplada i l'alçada són similars. La Figura 49 mostra la relació entre l'amplada i la longitud de les formes de fons. Tot i que la relació és significativa, el creixement de l'amplada amb la longitud és molt feble i, com s'observa a la Figura 28 (pàg. 84), les formes curtes poden tenir la mateixa amplada que les més llargues del grup 1.

4.6. Dipòsits de llim

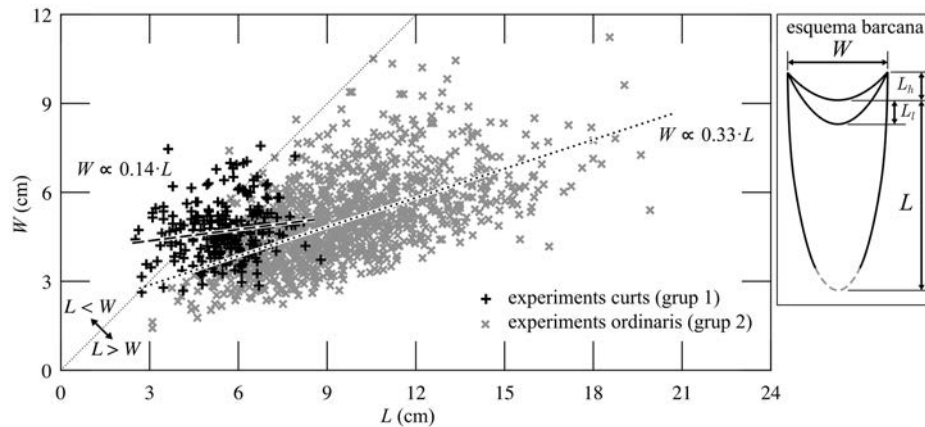


Figura 49. Relació entre l'amplada i la longitud de les formes de fons dels dipòsits de llim en els experiments curts de grup 1 i els ordinaris del grup 2.

4.6.2 Morfologia dels dipòsits de llim del grup 2

El grup 2 el componen 8 experiments (del 3 al 10) que en 1 dia han creat els dipòsits amb barcanes i barcanoides de la Figura 28 (pàg. 84). Les barcanes a l'experiment 3 apareixen solitàries (la solera del canal és visible) i presenten força similituds a les d'experiments que tenen per objectiu la creació de barcanes amb un flux unidireccional (per exemple *Endo et al.* [2005] a la Figura 50).



Figura 50. Formació de barcanes amb un flux unidireccional a partir d'una acumulació de sorra de 0.1 mm. Font: modificat de *Endo et al.* [2005].

L'inici de la barcana des de l'extrem aigües amunt (el peu a la Figura 3, pàg. 7) és difícil de distingir quan hi ha una cua de llim que acompanya el cos de la barcana i presenta un aspecte de cometa (Figura 51a). En aquests casos, el canvi del pendent en la cara cap amunt s'identifica visualment per delimitar l'inici del cos de la barcana.

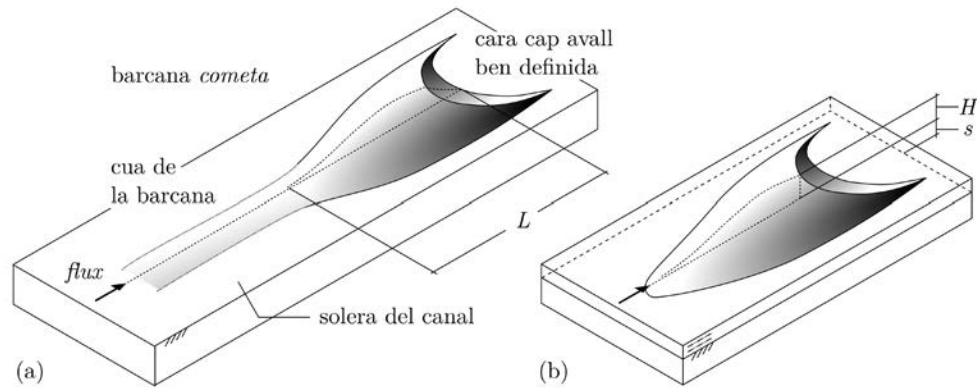


Figura 51. (a) Barcana cometa. La cara cap avall està ben definida, però el peu de la cara cap amunt queda amagat per la cua de llim; (b) barcana que ressurte de la capa de llim de gruix força uniforme que l'envolta.

La longitud de les banyes s'ha definit per a cadascun dels experiments on s'observa la morfologia barcanoide tot i la dificultat en identificar els extrems de les banyes (sobretot degut a la interacció entre diferents formes de fons i a l'asimetria d'algunes barcanes). La longitud total mitjana de les barcanes del grup 2, incloent la longitud de les banyes, és 11.73 cm.

El resultat de l'alçada de les formes de fons no inclou, en cas d'existir, la capa de llim de gruix força uniforme i que ocupa pràcticament tota la superfície del canal de la qual les formes de fons en ressurten (Figura 51b). L'evolució del dipòsit de l'experiment 3 fins al del 10 (Figura 28, pàg. 84) mostra com de barcanes separades les unes de les altres (a l'experiment 3 la solera metàl·lica del canal és visible), el llim cobreix la solera del canal i té gruixos aproximadament uniformes de 0.8 mm (experiments 7 i 8). A l'experiment 9, en canvi, el gruix de la capa de llim disminueix alhora que les formes de fons són més grosses, similars a l'experiment 10. Els dipòsits als experiments 7 i 8 són molt semblants, coincidint amb unes condicions inicials molt similars en ambdós experiments (i és un indicatiu, gairebé prova, de repetibilitat).

L'augment de la concentració inicial de llim en suspensió des de 1.3 kg/m^3 (experiment 3) fins a 9.8 kg/m^3 (experiment 10) sembla influenciar la morfologia final dels dipòsits. En els experiments amb una concentració de llim inicial superior, les interaccions entre barcanes (absorció, separació i expulsió [Endo et al., 2004]) són més evidents.

4.6. Dipòsits de llim

Les mides de les barcanes i barcanoides canvien lleugerament amb l'increment de la concentració inicial de llim en suspensió. Les barcanes més grosses apareixen en els experiments amb la concentració inicial més gran (experiments 9 i 10, Taula 16, pàg. 78) amb formes de fins a 0.69 cm d'alçada. De mitjana, les formes del grup 2 tenen una amplada de 4.93 cm, una longitud de 10.33 cm, una alçada de 0.45 cm i una longitud de les banyes d'1.40 cm. La relació entre l'amplada i la longitud és significativa i creixent tot i que existeix molta dispersió (Figura 49, pàg. 122).

L'angle que forma la cara cap avall de la barcana amb la solera del canal α_b comprèn valors d'entre 7 i 35 graus (Figura 52) i la mitjana és de 20.13 graus, inferior als ~30 graus característic de l'angle de repòs de material sorrenc observat en barcanes al desert [Sauermaun *et al.*, 2000]. Les formes amb una major distància entre el punt de llindar i el punt base L_l (Figura 3, pàg. 7) o amb una alçada menor presenten un angle més petit. En d'altres paraules, no existeix l'homotècia que transforma l'alçat d'una barcana petita en una de grossa perquè els angles canvien.

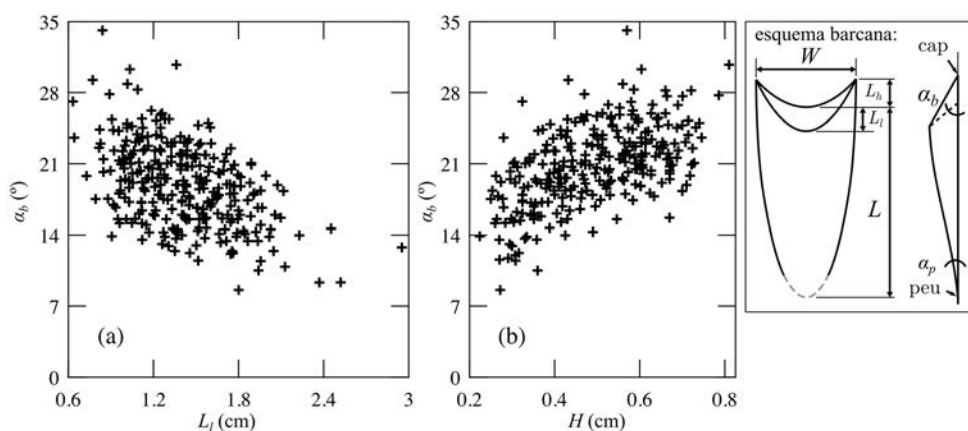


Figura 52. Angle al punt base de la barcana en funció de (a) la longitud de la cara cap avall i de (b) l'alçada de la barcana als experiments del grup 2.

Els experiments 9 i 10, amb una concentració de llim inicial semblant, mostren morfologies similars en les formes més grosses. Les formes de fons apareixen juntes, amb banyes que es toquen, i semblen crear un front de barcanes que ocupen tota l'amplada del canal (Figura 47, pàg. 120) amb $\lambda_b = 16.7$ cm de mitjana. Entre una barcana i la que es troba just aigües avall, la solera metàl·lica del canal pot ser visible.

En aquest grup, la morfologia de les barcanes no sembla estar afectada per la posició transversal en el canal en contraposició a les formes del grup 1 (Figura 48, pàg. 121). Tocant les parets laterals del canal s'observen formes que semblen barcanes partides pel seu eix de simetria (per exemple en el lateral dret a l'experiment 3, Figura 28, pàg. 151). Aquest tipus de formes són les úniques que s'observen i es segueixen a través del vidre del canal per calcular les celeritats (s'investiga a §4.8, pàg. 141). Per tant, aquesta és una limitació de les observacions a través del vidre.

4.6.3 Morfologia dels dipòsits de llim del grup 3

Els dipòsits dels experiments 11 i 12 s'obtenen després de 4320 min i de 2040 min, respectivament, amb concentracions de llim inicial de 22.46 kg/m³ (experiment 11) i 51.72 kg/m³ (experiment 12). De la mateixa manera que les concentracions són les màximes que s'han estudiat, les acumulacions de llim al damunt de la solera del canal són també les més quantioses.

La morfologia d'aquests dipòsits és radicalment diferent a la de la resta d'experiments. El llim forma una capa plana a grans trets, lleugerament còncaua (els laterals són més gruixuts que el centre de la secció transversal), que ocupa tota la superfície del canal i a on les formes de fons s'han esvaït d'alguns trams. El gruix del dipòsit a l'experiment 12 pot assolir 2.26 cm (mesurat a prop de les parets del canal) però de mitjana té un gruix de 1.25 cm.

S'intueixen formes de fons en el centre de la secció transversal, sobretot a l'experiment 12, que ocupen aproximadament un terç de l'amplada.

La concentració de llim a l'experiment 2 és molt similar a la de l'experiment 11, però la durada de l'experiment 2 és molt petita (únicament 100 min) amb relació a la durada de l'experiment 11. Aleshores, es fa la hipòtesi que el dipòsit de barcanoides de l'experiment 2 s'hauria observat a l'experiment 11 si s'hagués aturat quan complís una durada de 100 min.

En base als anàlisi d'estabilitat lineal que conclouen que un fons pla erosionable és inestable [Andreotti et al., 2002], els efectes cohesius podrien ser rellevants en la morfologia final dels dipòsits de llim en aquest grup.

4.6. Dipòsits de llim

4.6.4 Morfologia dels dipòsits de llim del grup 4

Els 12.7 kg de llim que van sedimentar durant l'experiment 10 van ser retirats i amb el llim restant que no havia sedimentat es van realitzar els experiments 13 i 14 de durada 330 min i 800 min, respectivament. Els dipòsits de llim són força plans, amb ondulacions suaus, formes poc definides, i amb la solera del canal visible entre algunes de les formes (Figura 28, pàg. 84). Tot i que en ambdós experiments la concentració inicial de llim en suspensió és superior als 6 kg/m³ les morfologies que es desenvolupen són molt diferents a les dels fons del grup 2. Sobretot a l'experiment 13 s'intueix el contorn de dunes barcanes, però sense cares cap amunt ni cares cap avall perfilades. Tot i que irregulars, els gruixos mitjans dels fons de llim als experiments 13 i 14 són 0.10 cm i 0.15 cm, respectivament.

4.6.5 Granulometria dels dipòsits de llim

La Taula 24 conté el resum de les granulometries dels dipòsits de llim i la Figura 53 mostra la seva representació gràfica.

Taula 24. Resum de les granulometries dels dipòsits de llim. La definició dels diferents paràmetres es pot consultar a §2.3.2 (pàg. 28).

exp.	D_{10}	D_{50}	D_{90} (10 ⁻³ mm)	D_g	D_{m1}	σ_g (ψ)	σ_D (-)	asi. (-)	cur. (-)
llim original (inici dels experiments dels grups 1, 2 i 3)									
	1.16	4.33	12.72	4.01	4.91	1.38	2.51	-0.50	0.28
grup 1									
1	2.30	10.82	24.83	8.99	13.61	1.33	2.40	-0.95	0.71
2	2.49	11.17	25.33	9.35	13.61	1.31	2.34	-1.00	0.89
grup 2									
3	1.45	9.19	21.96	7.05	11.29	1.66	2.46	-1.53	2.46
4	2.00	9.44	23.12	7.73	11.29	1.49	2.41	-1.35	2.24
5	2.31	9.86	21.56	8.15	12.40	1.36	2.17	-1.38	2.44
6	1.90	7.80	19.92	6.66	9.37	1.41	2.35	-1.16	1.94
7	1.92	8.45	23.66	7.30	10.29	1.46	2.60	-0.96	1.24
8	2.24	10.48	25.87	8.69	13.61	1.43	2.54	-1.06	1.32
9	1.99	10.04	23.79	8.01	12.40	1.53	2.45	-1.41	2.48
10	1.88	12.97	26.13	10.15	14.10	1.42	2.10	-1.42	1.55
grup 3									
11	1.94	7.88	21.03	6.88	9.37	1.40	2.41	-0.99	1.45
12	1.66	8.00	21.23	6.67	10.29	1.50	2.59	-1.03	1.43
llim a l'inici dels experiments del grup 4									

4.6. Dipòsits de llim

exp.	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g	σ_D	asi.	cur.
	0.89	3.00	7.83	2.83	3.55	1.16	2.36	-0.19	-0.58
grup 4									
13	1.10	4.88	11.13	4.19	6.17	1.23	2.37	-0.64	-0.15
14	1.11	4.88	11.11	4.21	6.17	1.23	2.36	-0.62	-0.09

Les granulometries dels experiments 10, 13 i 14 s'obtenen amb un equip Mastersizer. En la resta d'experiments s'obtenen amb un equip Coulter (§2.2.7, pàg. 24).

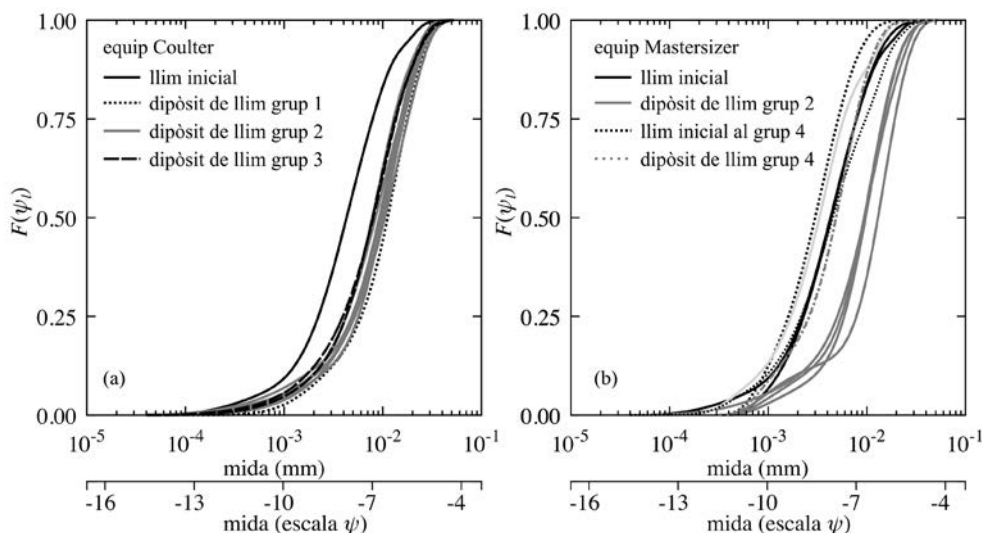


Figura 53. Corbes granulomètriques dels dipòsits de llim obtingudes (a) amb un equip Coulter i (b) amb un equip Mastersizer. També es mostren les corbes granulomètriques del llim en suspensió a l'inici dels experiments.

Els resultats es resumeixen amb la progressiva disminució de les mides en el llim dels dipòsits a mesura que la durada dels experiments augmenta. És a dir, el dipòsit és més gros al grup 1 que al grup 3.

La granulometria del llim que sedimenta representa la fracció grossa del llim en suspensió a l'inici dels experiments. Ara bé, totes les granulometries dels dipòsits també contenen les fraccions més fines d'aquest llim inicial. En particular, si la fracció més petita d' $1 \cdot 10^{-3}$ mm al llim fi en suspensió a l'inici dels experiments representa el 8% del total, la proporció és el 3% en els dipòsits del grup 1, el 5% en els dipòsits dels grups 2 i 3, i el 8% en els dipòsits del grup 4.

Les mostres dels dipòsits de llim es van recollir en coordenades properes a l'entrada i a la sortida del canal, $x \approx 4.5$ m i $x \approx 13.5$ m, respectivament. Si s'analitzen ambdós grups per separat, el llim és més gros a prop de la sortida del

4.6. Dipòsits de llim

canal que a prop de l'entrada. De mitjana, la mida D_g és un 23% o $1.48 \cdot 10^{-3}$ mm més gran a prop de la sortida (Taula 25). Les diferències en la desviació estàndard, l'asimetria i la curtosi són gairebé irrelevantes.

Taula 25. Mitjana de la diferència entre la granulometria del llim recollit a prop de l'entrada ($x \approx 4.5$ m) i a prop de la sortida del canal ($x \approx 13.5$ m). Diferència relativa expressada com $(2 - 1)/1$ (en tant per u) on 2 és a prop de la sortida i 1 a prop de l'entrada del canal. Diferència absoluta expressada com $2 - 1$ (en 10^{-3} mm).

	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g
diferència relativa (tant per u)	0.17	0.27	0.23	0.23	0.31	0.05
diferència absoluta (10^{-3} mm)	0.25	2.01	3.94	1.48	2.60	–

Al grup 1 només es coneix la granulometria del dipòsit de l'experiment 2 i la mitjana geomètrica és $D_g = 9.35 \cdot 10^{-3}$ mm. La mitjana en el grup 2 és $D_g \approx 8 \cdot 10^{-3}$ mm i en el grup 3 és similar a la resta de grups tot i que el diàmetre D_g no supera els $7 \cdot 10^{-3}$ mm.

Es considera raonable que els dipòsits dels experiments 11 i 12 siguin més fins assumint que la fracció que sedimenta primer és la fracció grossa del llim transportat en suspensió. Així doncs, com més temps dura l'experiment més fina és la fracció que pot sedimentar perquè el llim en suspensió que surt del canal (provablement sense la fracció més grossa) és introduït aigües amunt perquè hi ha recirculació de la mescla d'aigua i de llim.

El llim que ha sedimentat al final dels experiments especials, com succeeix en la resta d'experiments, és més gros que el llim que està en suspensió a l'inici (Figura 53), amb la particularitat que és un llim sense la fracció que ja havia sedimentat durant l'experiment 10 (els experiments especials del grup 4 s'investiguen a §4.4.1, pàg. 108).

4.6.6 Transport de fons per la migració de formes

El transport de sediment com migració de formes de fons es basa en l'expressió de *Simons et al.* [1965] per a una seqüència regular de formes de fons que migren sense deformat-se

$$Q_b = N \cdot b \cdot (1 - p) \cdot V_f \cdot \frac{H}{2} \quad [69]$$

on Q_b és el transport de fons observat en m^3/s , N és la ràtio entre la superfície del canal coberta amb barcanes i la superfície total del canal, $b = 0.37 \text{ m}$ és l'amplada del canal, $p = 0.49$ és la porositat del fons de llim que s'assumeix constant (§2.3.1, pàg. 27), V_f és la celeritat de les formes de fons que s'assumeix constant i que es pot aproximar per $2 \text{ mm}/\text{min}$ de mitjana⁶¹, i H és l'alçada mitjana de les formes de fons (els valors de N i H apareixen a la Taula 16, pàg. 78). L'expressió es corregeix amb la densitat de formes a sobre la solera del canal perquè les formes de fons no cobreixen tota la superfície del canal.

Aquest transport depèn de les dimensions de les formes de fons i de la ràtio d'ocupació de les formes, i si es menysprea el transport de fons que no és per migració de les formes, és a dir, no es té en compte la capa de llim plana que a vegades cobreix tota la solera, la mitjana del transport que s'obté és $Q_b = 4 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{s}$.

El transport de sediment en suspensió és molt superior. Fins i tot amb la concentració de llim en suspensió de l'experiment 3, d' $1 \text{ kg}/\text{m}^3$, el transport en suspensió és $3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$, és a dir, tres ordres de magnitud superior.

4.7 Distribucions en el calat de mesures amb ADV

El següent apartat investiga la distribució de les velocitats mitjanes i de les tensions de Reynolds⁶². Hi ha un total de 39 perfils mesurats al centre de la secció

⁶¹ La celeritat de les formes de fons, que s'investiga a partir dels registres amb ADV a §4.8 (pàg. 141), és variada i canvia amb el temps (entre $1 \text{ mm}/\text{min}$ i $4 \text{ mm}/\text{min}$).

⁶² La distribució en el calat de les intensitats turbulentes està a l'apèndix §A5.4 (pàg. 249).

4.7. Distribucions en el calat de mesures amb ADV

transversal amb un mínim de 4 punts a la regió del flux definida per $0.2 < z/h < 0.7$ ⁶³ (els resultats de cada perfil es poden consultar a la Taula A3, pàg. 216).

L'objectiu és comparar les mesures experimentals (caracteritzades per unes concentracions de lim elevades) amb la hidràulica clàssica en canals.

Malauradament, hi ha dues limitacions importants en les mesures de perfils: el mostratge a cadascuna de les cotes té una durada inferior a 1 min (§A2.3, pàg. 208); la posició del fons que marca el dipòsit de lim és desconeguda i, per aquest motiu, la cota del fons $z = 0$ m és la que marca el gruix mitjà del dipòsit z_b (com es descriu a §4.3.2, pàg. 100).

4.7.1 Velocitats mitjanes

Els perfils de velocitats mitjanes longitudinals obtinguts al centre del canal ($y = 0$ m) amb l'aparell ADV es presenten a la Figura 54 amb l'ajust de les mesures a la distribució de velocitats teòrica en el marc de la llei de la paret (pàg. 51)

$$\frac{\bar{u}}{u_{*l}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{u_{*l} \cdot z}{\nu} + 5.5 \quad [21]$$

on u_{*l} és la velocitat de tall que es calcula de l'ajust per mínims quadrats a mesures de la regió del flux $z/h < 0.4$. La mitjana de les velocitats de tall és $u_{*l} = 12.8 \cdot 10^{-3}$ m/s, molt similar a la velocitat de tall que s'obté de l'extrapolació al fons de les tensions de Reynolds (§4.7.3, pàg. 138).

⁶³ Durant el transcurs de l'experiment també es mesuren perfils de velocitat de només 3 punts. Respectivament, es mesura a $0.2 \cdot h$, $0.6 \cdot h$, i $0.8 \cdot h$ de la superfície lliure, on h és el calat.

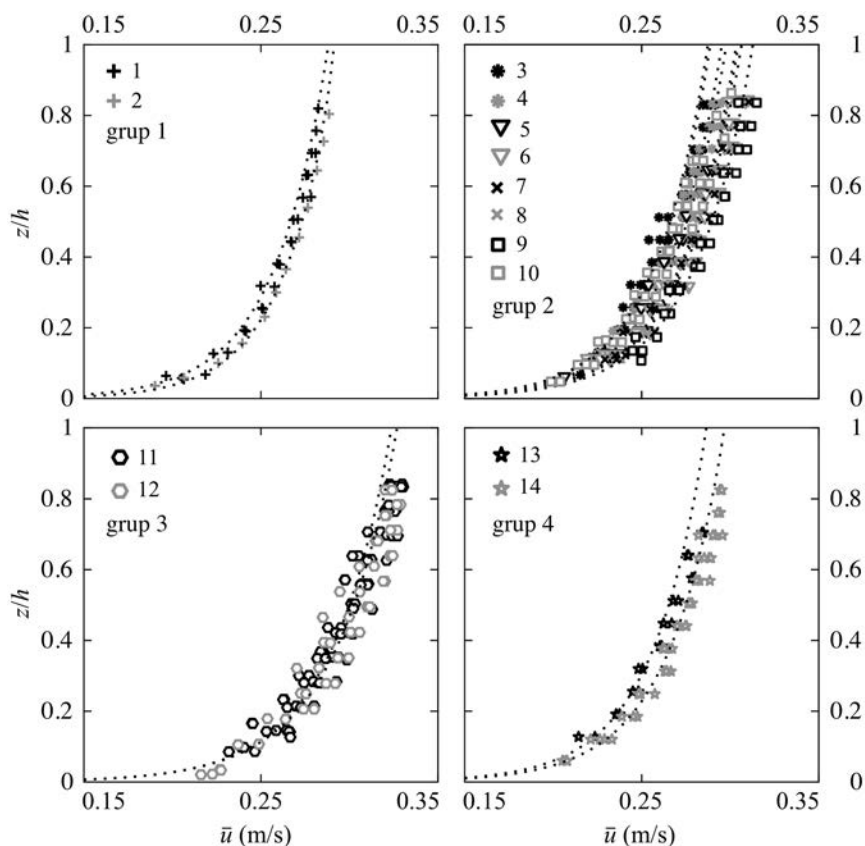


Figura 54. Perfils de velocitats longitudinals mitjanes experimentals i perfils de velocitats teòrics (línia de punts) seguint llei logarítmica per a fons hidràulicament llis.

La desconexença de la geometria local del fons en el moment d'obtenció dels perfils de velocitats dificulta l'anàlisi de l'efecte de morfologia del dipòsit de llim en les mesures. És conegut que els perfils de velocitats mitjanes canvien quan hi ha formes de fons, sobretot per a cotes per sota de l'alçada màxima de la forma de fons [Cellino i Graf, 2000; Venditti, 2007].

L'experiment 10 conté les formes de fons més grosses (l'alçada mitjana és $H = 0.69$ cm, Taula 16, pàg. 78) però només ocupen una regió flux definida per $z/h < 0.09$. Per a un fons hidràulicament llis, les formes de fons queden teòricament protegides per la subcapa viscosa.

La llei logarítmica sembla descriure força bé els perfils de velocitat en tot el calat, malgrat que amb la presència de sediment en suspensió la part del perfil

4.7. Distribucions en el calat de mesures amb ADV

que segueix una llei logarítmica es redueix segons *Coleman* [1986], o la llei logarítmica no proporciona resultats correctes segons *Chiu* [1989].

La següent anàlisi es centra en els experiments ordinaris perquè només es diferencien per la concentració de llim creixent, des d'1.28 kg/m³ a l'experiment 3 fins a 9.82 kg/m³ a l'experiment 10. En general, les velocitats mitjanes que s'observen a la regió externa ($z/h > 0.4$) són superiors a les velocitats que s'obtenen de la distribució teòrica (mesures per damunt de la línia de punts a la Figura 55).

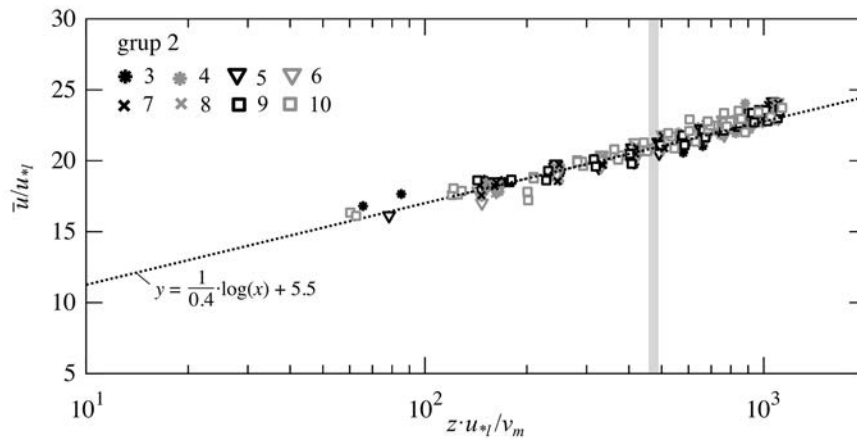


Figura 55. Perfils de velocitats amb la forma adimensional pel grup 2. A cada perfil s'utilitza la u_{*l} de l'ajust (Taula A3, pàg. 216). La franja vertical indica el límit per a l'ajust $z/h < 0.4$.

Aquesta observació és normal i es descriu amb la llei del deixant (pàg. 52)

$$\frac{\overline{u_M} - \bar{u}}{u_{*l}} = -\frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{z}{\delta} + \frac{2 \cdot \Pi}{\kappa} \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot z}{2 \cdot \delta} \right) \quad [22]$$

on $\overline{u_M}$ és la velocitat màxima del perfil de velocitats que es mesura a la cota δ ⁶⁴ i Π és el paràmetre del deixant.

⁶⁴ S'assumeix que la mesura de la velocitat més propera a la superfície lliure és $\overline{u_M}$ i que la cota corresponent és δ tot i que és una mesura que, suposadament, està per sota de la velocitat màxima teòrica. Segons l'anàlisi del capbussament de la velocitat màxima, la cota

4.7. Distribucions en el calat de mesures amb ADV

Totes les mesures de la regió externa $z/h > 0.2$ s'ajusten a la llei del deixant per calcular Π (la velocitat de tall u_{*l} és tot just determinada) i s'obtenen valors Π d'entre 0.1 i 0.3 (Figura 56), dins de l'interval de valors que comunament s'obtenen malgrat la no universalitat del paràmetre Π en particular i de la regió externa en general [Coleman, 1981; Cardoso et al., 1989; Guo i Julien, 2001; Wang et al., 2001].

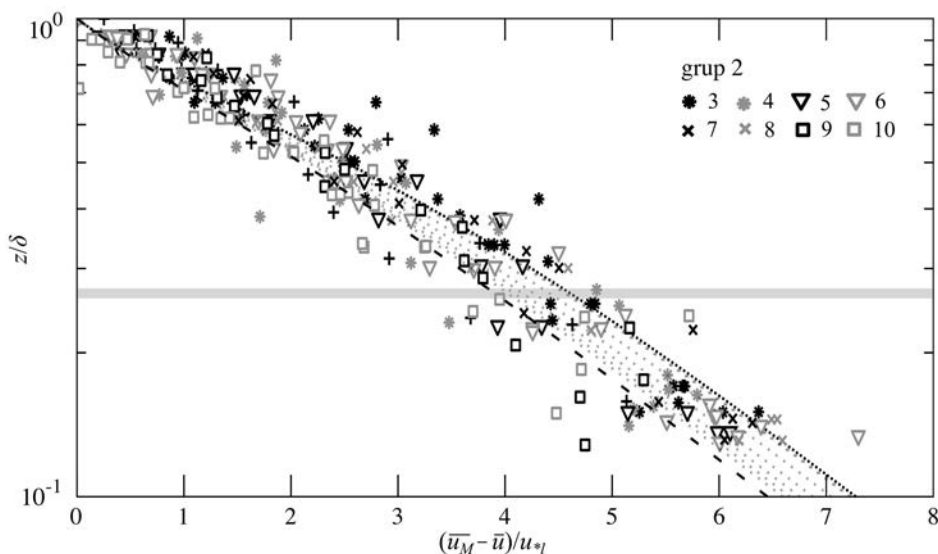


Figura 56. Mesures de la velocitat amb la forma de defecte de velocitat i l'ajust de la llei del deixant. La franja grisa horitzontal marca $z/h = 0.2$. La línia de guions negra correspon a l'experiment 10 ($\Pi = 0.14$) i la línia de punts negra correspon a l'experiment 3 ($\Pi = 0.31$).

Globalment, el paràmetre Π disminueix per a concentracions de llim en suspensió creixents. Així, $\Pi = 0.31$ quan la concentració inicial de llim és 1.28 kg/m^3 (experiment 3) i $\Pi = 0.15$ quan la concentració inicial de llim és 9.82 kg/m^3 (experiment 10).

Contràriament al que s'ha descrit, l'efecte del sediment en suspensió en el perfil de velocitats s'acostuma a traduir en un augment del paràmetre Π

de la velocitat màxima compleix $\delta/h = 0.92$ però únicament es tenen mesures fins a $z/h = 0.87$. Més detalls a §4.7.2 (pàg. 135).

[*Coleman*, 1986; *Cardoso*, 1998] però hi ha exemples del contrari (a *Vanoni* [1946] segons *Coleman* [1981] el paràmetre Π disminueixen amb l'augment de la concentració). Llavors, existiria una concentració limitant a partir de la qual, donat el mateix sediment i les mateixes condicions hidràuliques, el paràmetre del deixant Π disminueix. Es recorda que durant tota l'anàlisi s'assumeix com a constant el paràmetre de von Karman $\kappa = 0.4$.

A la Figura 57 es presenten els perfils de velocitats mitjanes transversals (amunt) i verticals (avall) adimensionals amb la velocitat de tall u_{*l} .

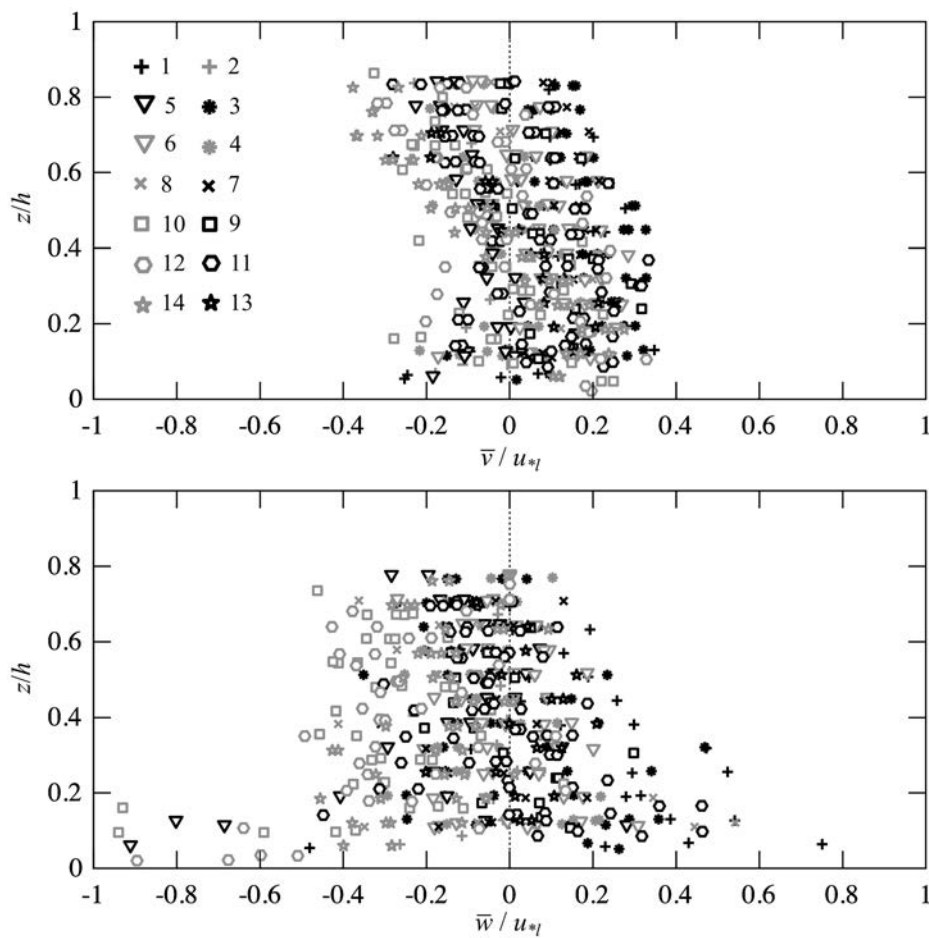


Figura 57. Perfils de velocitats transversals (amunt) i verticals (avall) adimensionals amb la velocitat de tall u_{*l} .

De mitjana, les velocitats estan distribuïdes de forma més o menys aleatòria al voltant de 0 m/s i, en particular lleugerament cap a velocitats transversals positives (d'acord amb el petit pendent transversal del canal §2.1, pàg. 12)

sobretot a $z/h < 0.4$. El component vertical de la velocitat està més afectat per les limitacions de l'ADV (§A2.1, pàg. 200) que poden explicar els valors rars en mesures properes al fons.

La influència del dipòsit de llim sobre els perfils de velocitats mitjanes no es pot analitzar per la desconeixença de la morfologia del dipòsit de llim en el moment de les mesures. En aquest sentit, és més útil l'anàlisi de l'evolució temporal de les velocitats mitjanes de l'apartat §4.8 (pàg. 141).

4.7.2 Corrents secundaris i capbussament de la velocitat

L'existència dels corrents secundaris es prova analitzant els perfils de velocitats mitjanes transversals i verticals. En un canal recte com el dels experiments, els corrents secundaris estan generats per l'anisotropia de la turbulència i són diferents als corrents secundaris que tenen com a força impulsora la centrífuga típica en corbes i meandres [Nezu i Nakagawa, 1993]. Són originats per la rugositat del fons i la seva distribució i els efectes de la paret, i el capbussament de la velocitat màxima (*velocity dip* en anglès) és una de les conseqüències.

A la Figura 58 s'observa la meitat esquerra del canal (vist des d'aigües amunt cap a aigües avall) amb els perfils de velocitats mitjanes longitudinals, transversals i verticals mesurats a la mateixa coordenada longitudinal $x = 10.4$ m. El flux és turbulent i el fons és hidràulicament llis. A partir dels resultats que es mostren i assumint que l'estructura del flux és simètrica al voltant del centre de la secció transversal, s'ha dibuixat una simplificació dels corrents secundaris en el pla yz .

4.7. Distribucions en el calat de mesures amb ADV

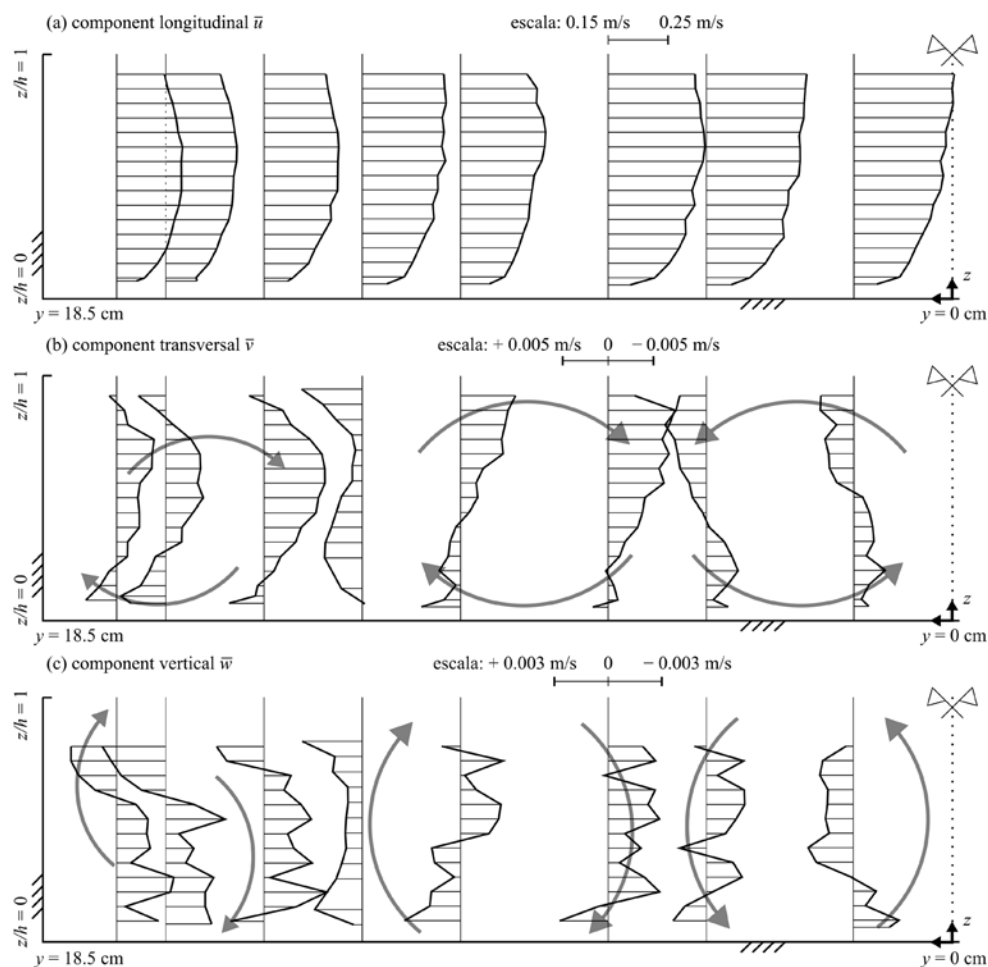


Figura 58. Mitja secció transversal del canal (18.5 cm d'amplada i 9 cm d'alçada) amb perfils de velocitats mitjanes (a) longitudinals, (b) transversals i (c) verticals. La coordenada x és positiva cap a l'interior el paper. Les fletxes de color gris mostren una simplificació dels corrents secundaris. Mesures obtingudes en un experiment de suport amb una concentració de llim en suspensió de 5.1 kg/m^3 .

Durant els experiments, les mesures s'obtenen al centre de la secció transversal ($y = 0$ m) a on s'assumeix que el flux té propietats bidimensionals.

La distribució de les velocitats mesurades al centre del canal és estrictament monòtona creixent amb la distància al fons. Nogensmenys, la velocitat màxima podria estar per sota de la superfície lliure a la regió definida per $z/h > 0.87$ (on z és la cota de la mesura i h el calat) d'on no es tenen mesures. El capbussament de la velocitat màxima és evident en els perfils de velocitats propers a la paret lateral i, en canvi, no s'observa en els perfils propers al centre de la secció

transversal ($y < 5$ cm) (Figura 58 i Figura 59). És un fenomen típic causat pels corrents secundaris [Cardoso *et al.*, 1989; Nezu i Nakagawa, 1993; Yang *et al.*, 2012] i, freqüentment, s'accepta que si la ràtio amplada–calat és superior a $b/h > 6$ (tot i que no és un requisit suficient), les mesures al centre de la secció no estan afectades pels afectes de la paret i que la velocitat màxima es troba a la superfície lliure.

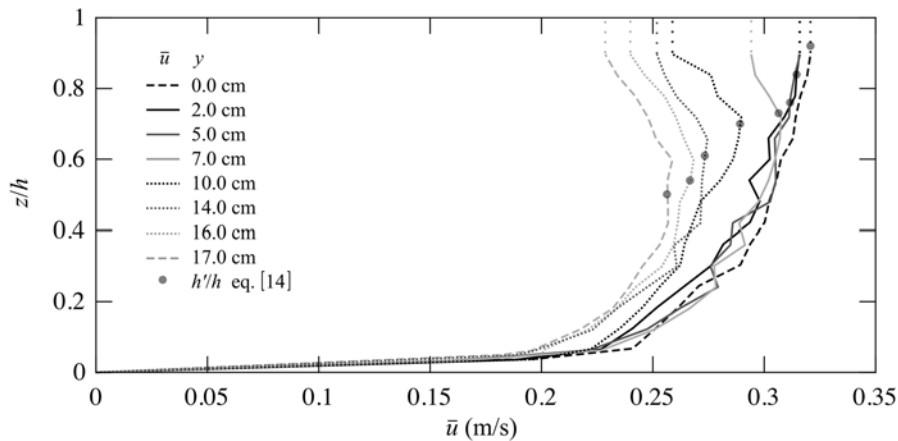


Figura 59. Detall dels perfils de velocitat a diferents coordenades transversals y i posició relativa de la velocitat màxima h'/h segons l'equació [70]. Mesures obtingudes en un experiment de suport amb una concentració de llim en suspensió de 5.1 kg/m^3 .

Wang *et al.* [2001] proposa la fórmula empírica per calcular la cota de la velocitat màxima del perfil de velocitats següent

$$\frac{h'}{h} = 0.44 + 0.212 \cdot \frac{y'}{h} + 0.05 \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot y'}{2.6 \cdot h}\right) \quad [70]$$

on h' és la cota a on es mesura la velocitat màxima $\bar{u} = \bar{u}_M$, h és el calat i y' és la distància del perfil de velocitats a la paret lateral més propera. Segons l'expressió [70], per a una ràtio amplada–calat $b/h > 5.2$ la velocitat màxima es troba a la superfície lliure i en els experiments es compleix $b/h \approx 4.8$ (l'amplada

és $b = 37$ cm i la mitjana del calat és $h = 7.7$ cm)⁶⁵. De mitjana, la cota h' calculada amb [70] és un 9% per baix de la que s'observa en els perfils obtinguts a diferents coordenades transversals⁶⁶ (Figura 59).

4.7.3 Tensions de tall de Reynolds

A continuació es presenten els perfils amb les tensions de Reynolds al centre del canal ($y = 0$ m) i l'ajust de les mesures a la distribució de tensions teòrica (pàg. 54)

$$\tau_{xz} \equiv -\rho \cdot \overline{u' \cdot w'} = \rho \cdot u_{*\tau}^2 \cdot \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad [29]$$

per al que només s'han considerat les mesures a la regió externa definida per $0.2 < z/h < 0.7$ evitant les mesures més properes al fons. Per a cada perfil es calcula una velocitat de tall $u_{*\tau}$.

Els resultats s'han de prendre amb precaució perquè no es coneix la morfologia del dipòsit de llim en el moment de les mesures que segurament alteren la distribució de les tensions amb el calat [Venditti, 2007].

La Figura 60 conté les tensions de Reynolds $\tau_{xz} = -\rho \cdot \overline{u' \cdot w'}$, $\tau_{xy} = \rho \cdot \overline{u' \cdot v'}$ i $\tau_{yz} = \rho \cdot \overline{v' \cdot w'}$ per la velocitat de tall $u_{*\tau}$.

⁶⁵ Al centre de la secció transversal del canal $y' = b/2$. Aleshores, si $b/h > 5.2$, la solució a l'equació [70] és $h'/h > 1$.

⁶⁶ Tot i que en els perfils més propers al centre de la secció transversal ($y < 5$ cm) no s'observa un capbussament de la velocitat màxima, l'expressió [70] proporciona el valor $h'/h = 0.92$ pels perfils obtinguts al centre del canal ($y = 0$ cm), corresponent a una regió del flux per damunt de la cota màxima a la que mesura l'ADV.

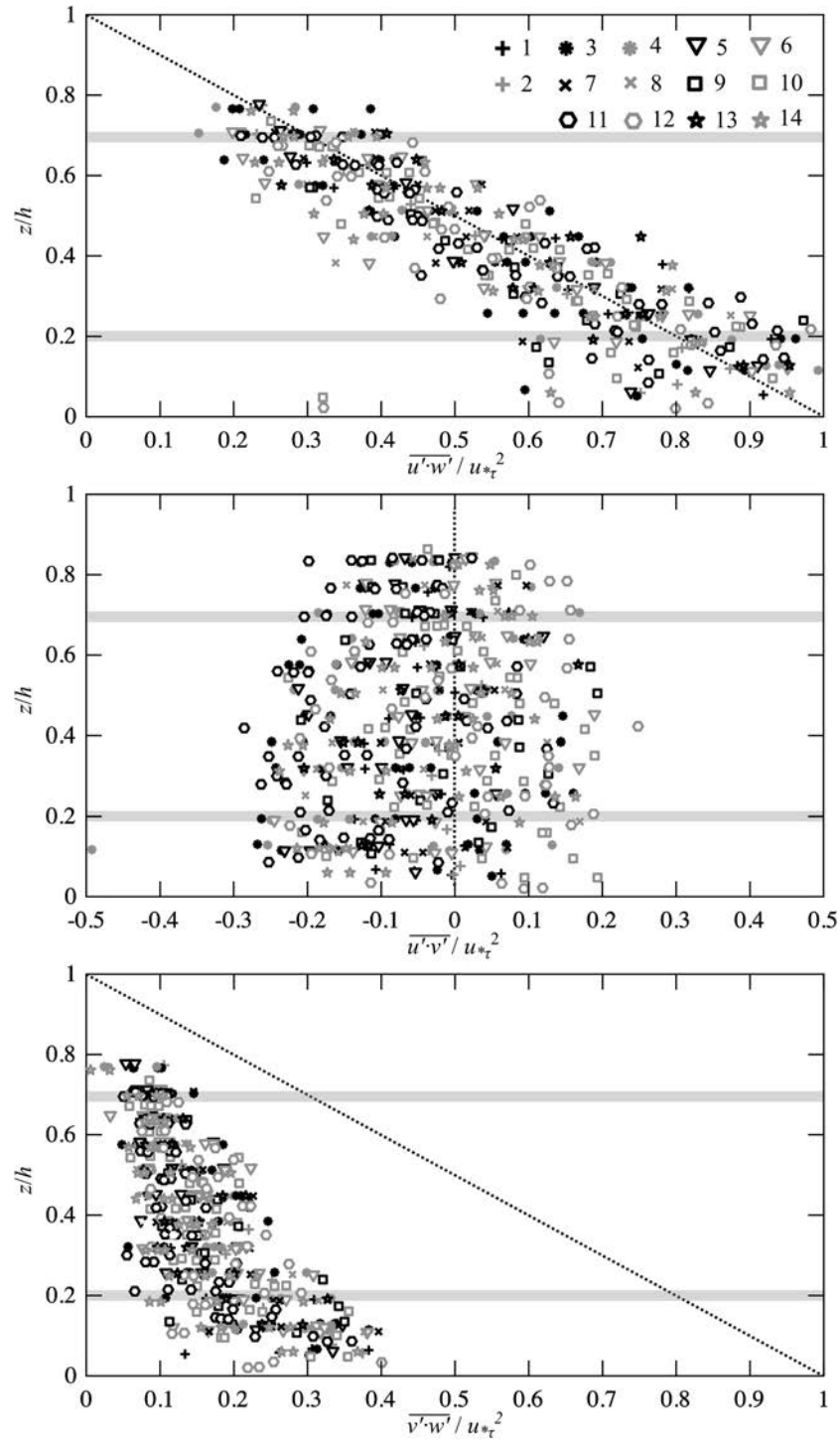


Figura 60. Perfils de tensions de tall de Reynolds amb la forma adimensional. De cada perfil s'obté una velocitat de tall u_* . L'ajust es fa amb les mesures de τ_{xz} a dins de les franges horitzontals.

4.7. Distribucions en el calat de mesures amb ADV

Tot i la dispersió dels resultats al voltant de la diagonal, les tensions τ_{xz} segueixen una distribució aproximadament lineal amb el calat. L'extrapolació al fons de les tensions τ_{xz} proporciona la magnitud mitjana de 0.16 N/m^2 , és a dir, $u_{*\tau} = 12.8 \text{ m/s}$.

Les tensions τ_{xy} estan distribuïdes de forma més aleatòria en el calat, amb valors positius i negatius. Les tensions τ_{yz} estan distribuïdes de manera aproximadament lineal amb el calat i, al fons, són un $\sim 60 - 80\%$ inferiors que les tensions principals τ_{xz} . Aquest flux de quantitat de moviment transversal en la direcció vertical és coherent amb un flux transversal feble que s'ha observat en els perfils de velocitats mitjanes (§4.7.1, pàg. 130). Tot i que la distribució de τ_{yz} en el calat no satisfà la hipòtesi de flux bidimensional (doncs s'hauria de mantenir aleatòriament a prop de zero en tot el calat), les tensions τ_{xz} són clarament les màximes.

La influència del dipòsit de llim sobre els perfils de tensions de tall no es pot analitzar per la desconexió de la morfologia del dipòsit en el moment de les mesures. En aquest sentit, l'anàlisi de l'evolució de les tensions de tall de Reynolds que s'obtenen de les sèries de velocitats de durada molt llarga pot ser més útil (§A5.3, pàg. 232).

Amb les mateixes dades dels perfils de velocitats utilitzats en l'anàlisi dels corrents secundaris (§4.7.2, pàg. 135), s'han calculat els perfils de tensions de Reynolds. Les tensions de cada perfil s'han mitjanat aritmèticament en el calat per obtenir un valor representatiu de la tensió a la coordenada transversal y investigada. La Figura 61 mostra la variació de les tensions de Reynolds mitjanades en el calat $\overline{\tau_{xz}}$ i $\overline{\tau_{xy}}$ en funció de la coordenada transversal.

4.8. Monitoratge amb ADV

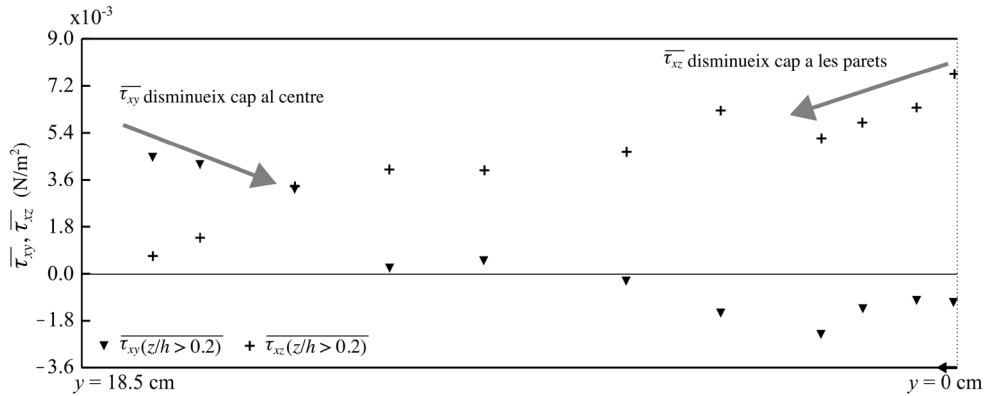


Figura 61. Tensions de Reynolds mitjanades en el calat en funció de la coordenada transversal y (entre el centre de la secció transversal i la paret esquerra). Mesures obtingudes en un experiment de suport amb una concentració de llim en suspensió de 5.1 kg/m^3 .

Les tensions mitjanes $\overline{\tau_{xz}}$ (que representen la fricció entre plans paral·lels al fons) són màximes al centre de la secció transversal. En canvi, les tensions $\overline{\tau_{xy}}$ (que representen la fricció entre plans paral·lels a les parets del canal) són lleugerament negatives i, en valor absolut, són força més petites. Ara bé, a mesura que les mesures s'apropen a la paret esquerra del canal, les tensions $\overline{\tau_{xy}}$ són positives i augmenten mentre que les tensions principals $\overline{\tau_{xz}}$ es fan molt petites.

4.8 Monitoratge amb ADV

Durant l'anàlisi dels resultats en experiments de suport, es va observar que els registres de velocitats mesurades amb l'aparell ADV a una cota propera al fons presentaven ondulacions d'ordres de magnitud superior a les fluctuacions turbulentes i que podien relacionar-se amb la migració de les formes de fons. Per aquest motiu, es va planificar que l'ADV romangués llargues estones a la mateixa cota.

L'objectiu és investigar les alteracions en el flux, presumiblement provocades per l'aparició de formes de fons, que s'identifiquen en les sèries de dades que s'obtenen amb l'aparell ADV. Abans que res, la Figura 62 mostra, per a cada experiment, la cota relativa en relació amb la solera a la que mesura l'ADV.

4.8. Monitoratge amb ADV

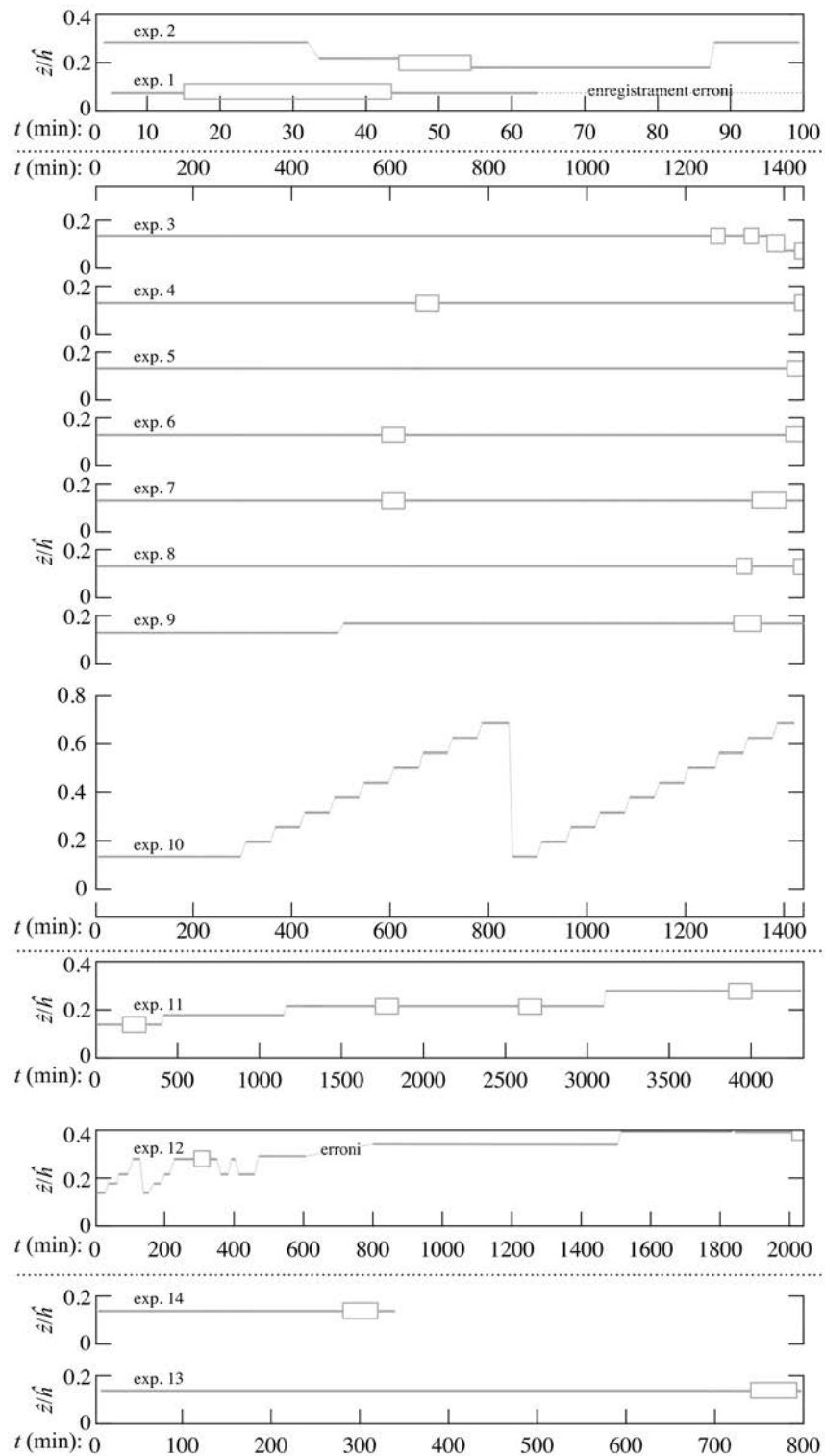


Figura 62. Cota relativa en relació amb la cota de la solera a la que està mesurant l'ADV (línia grisa). Els requadres indiquen mesures de perfils de velocitats.

4.8. Monitoratge amb ADV

Normalment, l'ADV comença l'experiment a la posició $\hat{z}/\hat{h} = 0.14$ i es manté en aquesta posició durant estones llargues⁶⁷. Ara bé, hi ha alteracions: la cota és $z = 0.59$ a l'experiment 1, es comença a la cota 2.19 cm a l'experiment 2, la cota s'apuja 0.5 cm cada 60 min a l'experiment 10 (fins a $\hat{z}/\hat{h} = 0.7$ que es retorna a la cota inicial), i als experiments 11 i 12 la cota s'apuja quan es considera (per la sedimentació que s'observa des de la paret del canal) que l'ADV podria interferir en l'evolució del dipòsit de llim.

Acceptant que el valor de les mesures a l'inici dels experiments és característic d'un fons sense formes de fons, la variació temporal de les mesures permet conjecturar sobre la creació del dipòsit de llim. Altrament, el dipòsit només és visible quan l'experiment s'atura i la mescla d'aigua i de llim romanent en suspensió surt del canal.

A continuació s'investiga la variació temporal de les velocitats mitjanes⁶⁸. La variació de la velocitat mitjana amb el temps s'analitza fent mitjanes a les sèries de velocitats instantànies u , v i w en grups de 5 minuts (que corresponen a 7500 mesures de la velocitat).

La Figura 63 i la Figura 64 mostren l'evolució de les velocitats als experiments ordinaris 9 i 10⁶⁹.

⁶⁷ La posició $\hat{z}/\hat{h} = 0.14$ indica que la mesura és a 1.09 cm de la solera del canal i implica que hi ha 0.5 cm lliures entre la part inferior de la sonda de l'ADV i la solera.

⁶⁸ L'anàlisi és extrapolable a les variacions temporals de les tensions de Reynolds i de les intensitats turbulentes. Aquestes anàlisis suplementàries apareixen a l'apèndix §A5 (pàg. 216).

⁶⁹ L'apèndix §A5.2 (pàg. 217) conté les figures de tots els experiments amb l'evolució de les velocitats mitjanes com la diferència relativa amb relació a la velocitat mitjana longitudinal de la sèrie de 5 minuts a l'inici de cada experiment. A més, a §A5.3 (pàg. 232) i §A5.5 (pàg. 256) es mostren les evolucions temporals de les tensions de Reynolds, variàncies, i intensitats turbulentes.

4.8. Monitoratge amb ADV

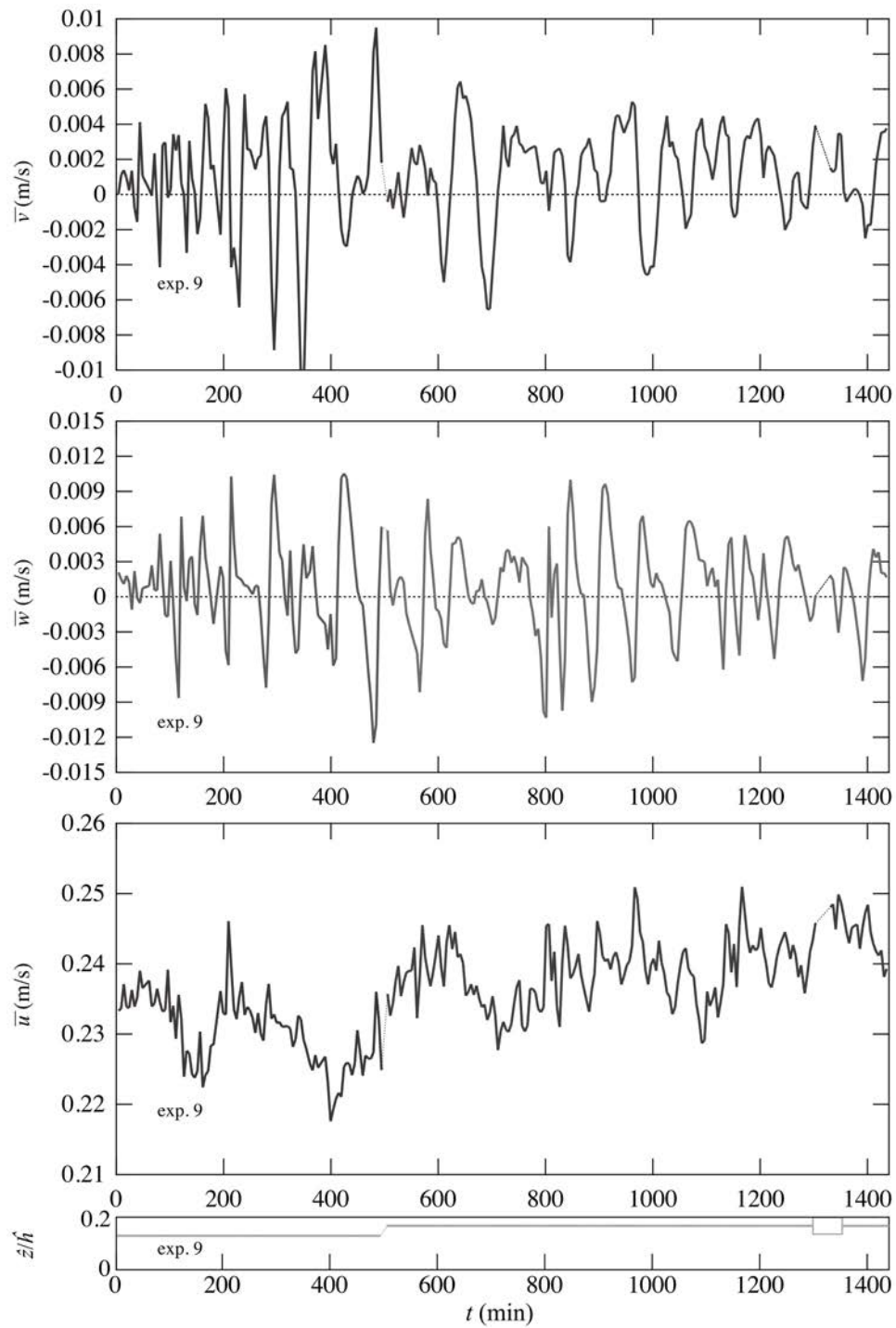


Figura 63. Variació cada 5 min de la velocitat mitjana \bar{u} , \bar{v} i \bar{w} a l'experiment 9. A sota, la cota de la mesura relativa a la solera.

4.8. Monitoratge amb ADV

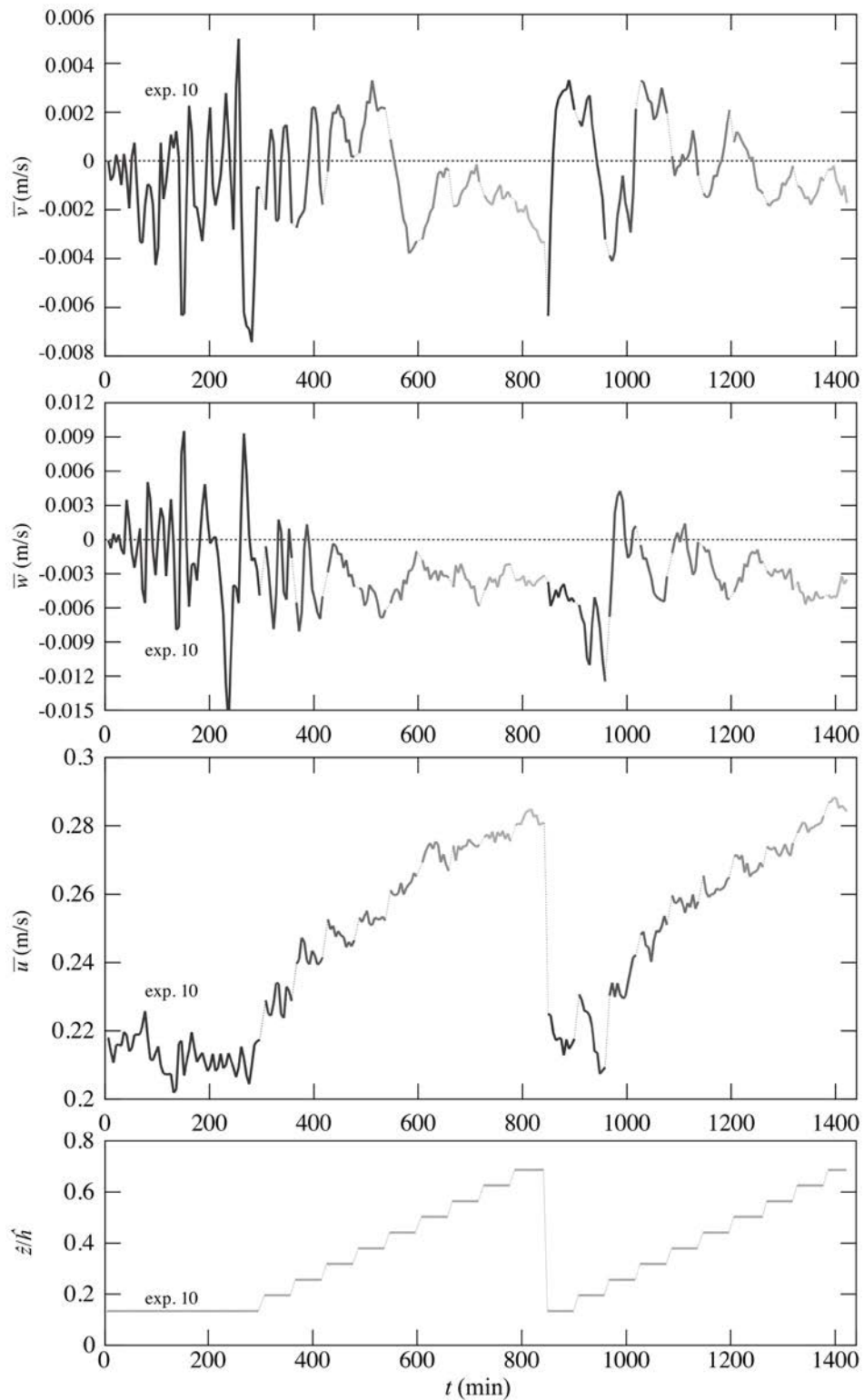


Figura 64. Variació cada 5 min de la velocitat mitjana \bar{u} , \bar{v} i \bar{w} a l'experiment 10. A sota, la cota de la mesura relativa a la solera.

La transformació del fons inicial (la solera del canal) amb la sedimentació del llim no sembla alterar significativament la velocitat mitjana longitudinal. En general, la velocitat \bar{u} oscil·la al voltant del valor inicial durant tot l'experiment si la cota de la mesura no canvia com s'observa a la Figura 63. En canvi, i com és d'esperar, hi ha un increment de \bar{u} si la cota de la mesura s'allunya del fons (lleï de la paret) com s'observa a la Figura 64.

La sedimentació del llim sí modifica les velocitats transversals i verticals. A mesura que avança el temps, apareixen oscil·lacions fortes a \bar{v} i \bar{w} que es relacionen amb la migració de les formes de fons. Globalment, valors marcadament negatius de la velocitat vertical estan associats amb valors positius de la velocitat transversal i es fa la hipòtesi que depèn de la posició de la barca que migra aigües avall relativa al volum de flux d'on l'ADV mesura les velocitats.

La Figura 65 mostra les variacions temporals de \bar{w} als experiments ordinaris per analitzar la influència de la concentració de llim en suspensió. Els experiments ordinaris (grup 2) es caracteritzen per tenir una durada d'1 dia i una concentració de llim inicial creixent des de 1.28 kg/m³ (experiment 3) fins a 9.82 kg/m³ (experiment 10) (Taula 14, pàg. 75).

4.8. Monitoratge amb ADV

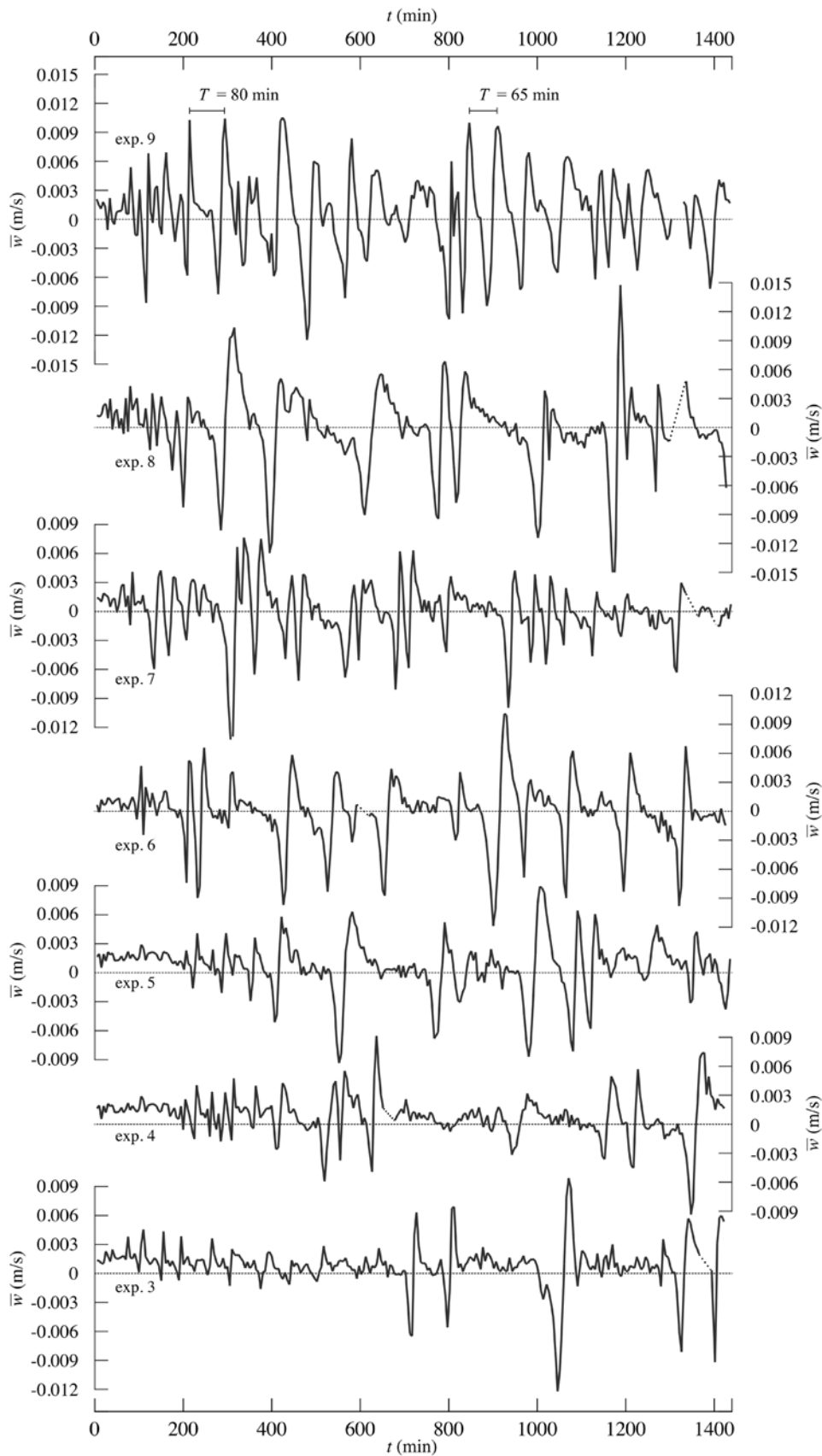


Figura 65 (anterior pàgina). Variacions temporals de la velocitat mitjana vertical \bar{w} dels experiments ordinaris (s'exclou el 10 pels canvis en la cota de les mesures i que s'observa a la Figura 64). D'avall (exp. 3) cap amunt (exp. 9), s'observa com les desviacions al voltant del valor inicial augmenten.

Les velocitats s'aparten més marcadament i amb més precocitat del valor inicial com més gran és la concentració inicial de llim en suspensió (Figura 66a), perquè la sedimentació i les formes de fons es produeixen abans. La variació temporal de la variància de la velocitat longitudinal manifesta el mateix (Figura 66b).

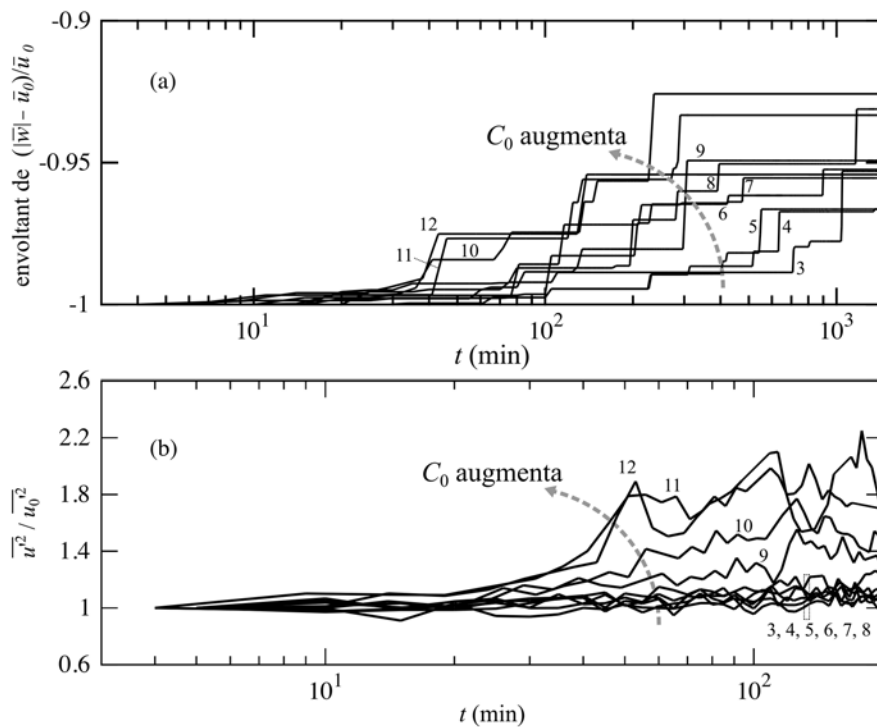


Figura 66. (a) Envoltants definides amb el valor màxim de la sèrie de valors absoluts de \bar{w} des de l'inici $t = 0$ min fins a l'instant t . Les velocitats verticals s'expressen com diferències relatives en relació amb la velocitat longitudinal de la sèrie de 5 min inicials i, per facilitar la interpretació, s'ajusta el valor de l'envoltant a -1 quan $t = 0$ min. (b) Evolució durant els primers 300 min de la variància de la velocitat longitudinal relativa al valor de la variància dels 5 min inicials. Totes les figures de $(\bar{w} - \bar{u}_0)/\bar{u}_0$ i $\overline{u'^2}/\overline{u_0'^2}$ estan a §A5 (pàg. 216). El número indica l'experiment (grups 2 i 3). Eixos d'abscisses logarítmic.

Així doncs, les formes de fons ja han aparegut a tots els experiments del grup 2 i 3 entre els instants $t = 40$ min i $t = 100$ min. Com més gran és la diferència

amb el valor inicial, més grossa es sospita que és la forma de fons que està migrant.

De l'anàlisi de la Figura 65 (pàg. 148) s'identifica un patró a les velocitats verticals \bar{w} , amb una recurrència més o menys periòdica, que s'atribueix a la creació i migració de formes de fons. Per a increments de t positius de la sèrie de \bar{w} , el patró és (Figura 67): un increment bruscat, un descens bruscat, un descens suau i, finalment, un descens bruscat que connecta amb el següent creixement bruscat que correspon a una forma de fons posterior. Aquest patró apareix, més o menys nítid, als resultats dels grups 2 i 3.

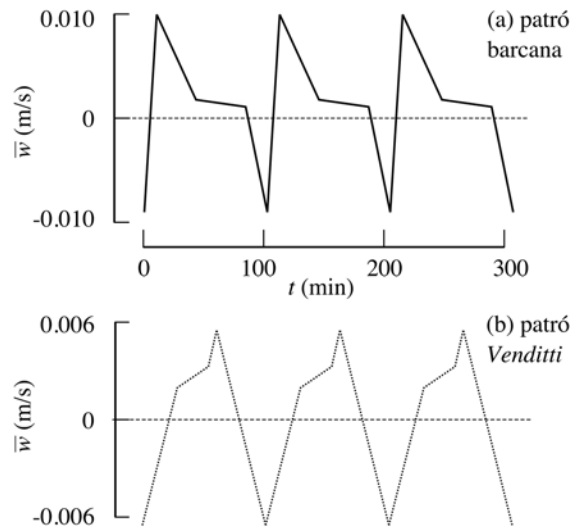


Figura 67. (a) Esquema del patró que s'identifica a les velocitats verticals \bar{w} (Figura 65, pàg. 148). El temps és orientatiu. (b) Esquema del patró que s'obté de seguir la línia de guions a la Figura 68 (pàg. 150) (experiment de *Venditti* [2007] amb formes de fons, artificials i fixes, similars a una barca). Es desconeix el període d'aquest patró.

Venditti [2007] estudia el flux amb formes de fons fixes bi- i tridimensionals. Si les seves formes més semblants a la barca migressin aigües avall, s'identificaria un altre patró de velocitats verticals (Figura 67) de les mesures a

la cota marcada per la línia de guions a la Figura 68⁷⁰. Les diferències poden ser una conseqüència de la particular morfologia de les barcanes.

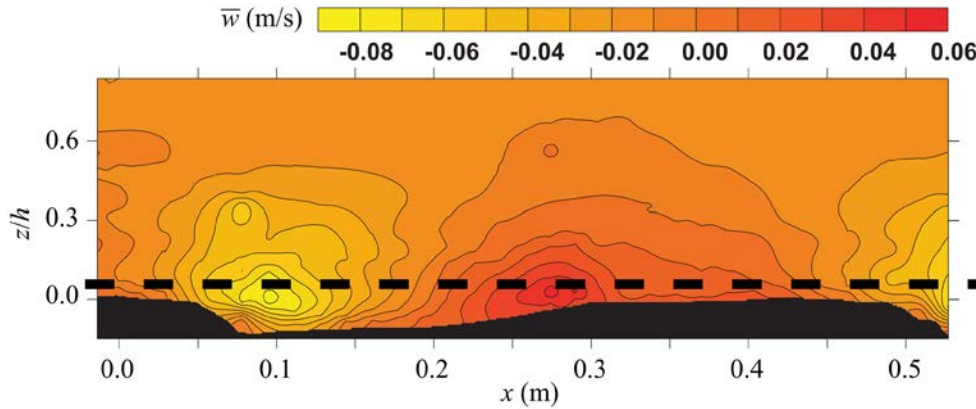


Figura 68. Modificat de *Venditti* [2007] [figura 5 de la pàgina 9]. Velocitat mitjana vertical mesurada al centre del canal en un flux sobre formes fixes similars a una barcana «conventional 3-D dune designed with crest lines that bowed over the whole flume width upstream». Condicions hidràuliques: calat 0.15 m, amplada 0.52 m, velocitat longitudinal mitjanada pel calat 0.47 m/s. Flux d'esquerra a dreta.

L'efecte de les formes de fons sobre les sèries de velocitats és atenuat dràsticament amb la distància al fons com s'observa a l'experiment 10 (Figura 64, pàg. 145) i també en els resultats de *Venditti* [2007] de la Figura 68. Això dificulta observar la transició d'un fons amb formes de fons a un fons pla com el de l'experiment 11 a on s'ha apujat la cota de la mesura (Figura 62, pàg. 142).

L'associació de les fluctuacions periòdiques de \bar{w} amb formes de fons s'utilitza per comprovar la celeritat obtinguda a partir del seguiment d'algunes formes que migren enganxades a la paret lateral del canal (la suspensió de llim no permet observar les formes de fons en el centre del canal).

Es conjectura que, tot i el caràcter tridimensional dels dipòsits de llim (Figura 28, pàg. 84), el lapse entre dos màxims en l'evolució de \bar{w} defineix el període de pas T d'una barcana de longitud L . Com que aquest lapse també pot incloure

⁷⁰ *Cellino i Graf* [2000], *Maddux et al.* [2003] o *Best* [2005] mostren resultats similars, també amb formes de fons fixes.

4.8. Monitoratge amb ADV

l'espai buit entre el final d'una barcana i l'inici de la que la segueix, el període entre màxims a l'evolució de \bar{w} també es relaciona amb la longitud d'ona λ_b (Figura 69)⁷¹. La mitjana de λ_b és 9 cm als experiments curts (grup 1) i 17 cm als experiments 9 i 10 del grup 2; la mitjana de la longitud de les formes de fons L és 6 cm als experiments curts i 10 cm als experiments del grup 2 (Taula 16, pàg. 78).



Figura 69. Les oscil·lacions a l'evolució de \bar{w} relacionades amb la migració de formes de fons estan definides per la longitud d'ona λ_b i la longitud de les barcanes L .

Del seguiment de formes de fons que migren enganxades a la paret lateral del canal (amb un exemple a la Figura 70) s'obté que les petites (incipients, amb una alçada < 3 mm) migren a ~ 4 mm/min mentre que les més grosses migren a ~ 1 mm/min.

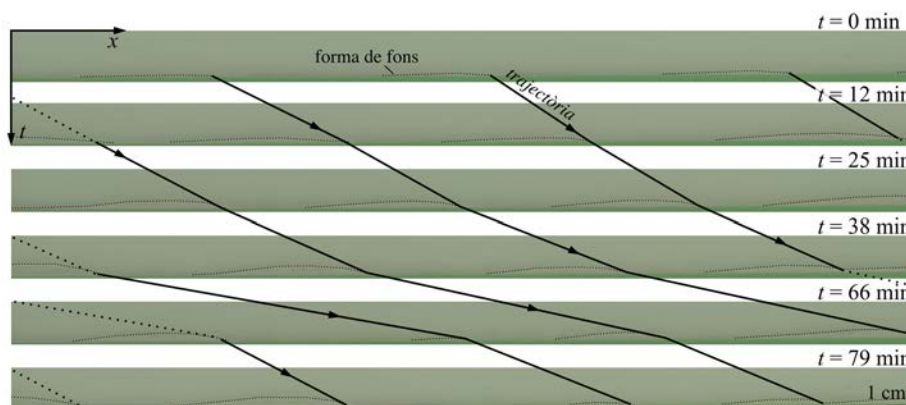


Figura 70. Seguiment de formes de fons (de color blanc més intens) des de la paret lateral del canal. Cada franja grisa és la mateixa secció del canal per a diferents instants de temps t (de 0 min a 79 min). Les fletxes són les trajectòries de les formes. La celeritat de les formes de fons a les imatges és aproximadament

⁷¹ La longitud d'ona λ_b s'ha pogut determinar en els experiments 1, 2, 9 i 10 (Taula 16, pàg. 78) on s'identifiquen els fronts de barcanes (Figura 69 i Figura 47, pàg. 120).

4.8. Monitoratge amb ADV

de 4 mm/min. Fotografies obtingudes en un experiment de suport. La concentració de llim en suspensió és de ~ 10 kg/m³.

Acceptant que una forma de fons que migra una distància λ_b amb celeritat V_f genera una oscil·lació a \bar{w} amb un període $T = \lambda_b/V_f$, l'evolució de \bar{w} en els resultats és coherent amb les fluctuacions periòdiques teòriques que generarien formes de fons de celeritats i longituds com les que s'observen en els experiments (Taula 26).

Taula 26. Període teòric de les fluctuacions que genera la migració de formes de fons T (en min) en funció de la celeritat de les formes de fons V_f (en mm/min) i de la longitud $\lambda_b \geq L$ (en mm).

λ_b (mm)	$T = \lambda_b/V_f$ (min)				
	V_f (mm/min)				
	1	2	3	4	5
40	40	20	13	10	8
60	60	30	20	15	12
80	80	40	27	20	16
100	100	50	33	25	20
120	120	60	40	30	24
140	140	70	47	35	28
160	160	80	53	40	32
180	180	90	60	45	36

Per exemple, les formes de fons incipients amb, segurament, celeritats més elevades i $\lambda_b < 8$ cm generarien fluctuacions a \bar{w} amb un període < 20 min.

Durant els primers minuts de l'experiment les fluctuacions són més petites i s'intueixen formes de fons incipients. En general, les primeres formes de fons (per a $t < 100$ min) estan representades per un període $T < 20$ min, mentre que les més grosses (per a $t > 200$ min) tenen un període $T > 50$ min (com s'observa a la Figura 71 i a la Figura 65, pàg. 148).

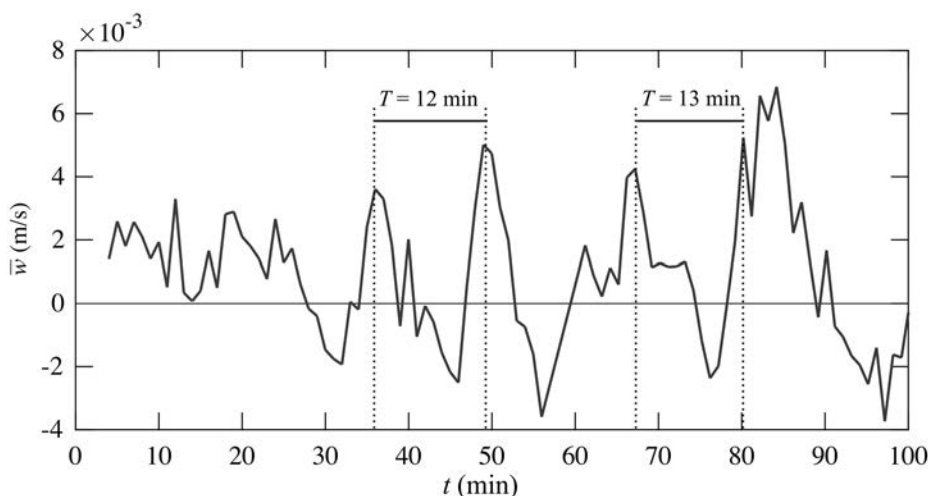


Figura 71. Detall de l'evolució de \bar{w} durant els primers 100 min de l'experiment 9. Cada valor representa la mitjana d'1 min de dades (1500 mesures de la velocitat) en comptes de cada 5 min. Es ressalten dues oscil·lacions que s'identifiquen amb la migració de formes de fons incipients de període 12 min i 13 min.

L'evolució del patró de la Figura 67 (pàg. 149), identificat amb el pas d'una forma de fons, es relaciona amb l'aparència dels dipòsits de la Figura 28 (pàg. 84).

Per exemple, a l'evolució de \bar{w} de l'experiment 3 (Figura 65, pàg. 148) s'observa com les oscil·lacions són més o menys regulars (el període T és constant) fins a $t = 300$ min. A partir d'aquest instant, les oscil·lacions apareixen com a patrons aïllats. Aquestes observacions, similars a la resta de les evolucions, es relacionen amb l'evolució dels dipòsits de llim per justificar el corol·lari de §4.3 (pàg. 90) [el dipòsit de llim d'un experiment curt és el mateix que el d'un experiment llarg que s'aturi quan ha transcorregut un temps igual a la durada de l'experiment curt].

Consegüentment, les fluctuacions primeres (més regulars) corresponen a un dipòsit com els del grup 1 (també més regular) i evolucionen cap a un dipòsit de formes barcanes més o menys aïllades (grup 2) (amb patrons que identifiquen el pas de formes de fons també més aïllats).

Aquests resultats proven que les barcanes i barcanoides apareixen des de ben al començament i que creixen i migren aigües avall⁷².

4.9 Anàlisi espectral

L'objectiu d'aquesta anàlisi és observar el rastre que deixa la formació i la migració de formes de fons de llim en les fluctuacions de la velocitat longitudinal.

La densitat espectral de potència és una tècnica utilitzada per mesurar la distribució d'energia, relacionada amb la variància⁷³, en un senyal a través de freqüències (o escales) [Singh et al., 2010]. En d'altres paraules, informa de l'estructura de la turbulència mostrant les escales que contribueixen de manera més prominent o més feblement a la variància del senyal [Parsheh et al., 2010; Singh et al., 2010].

La densitat espectral de potència s'estima aplicant el mètode de la transformada ràpida de Fourier al càlcul de periodogrames [García et al., 2004a; Lacey i Roy, 2007; Singh et al., 2010] com (pàg. 61)

$$S_{xx}(f) = \frac{\Delta t}{n_m} \cdot \left| \sum_{p=1}^{n_m} u' \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot p} \right|^2 \quad [48]$$

on $S_{xx}(f)$ és la densitat espectral de potència en m^2/s segons la freqüència f en Hz per a la sèrie de fluctuacions de la velocitat u' , n_m és la quantitat de mesures que conté la sèrie u' , $\Delta t = 1/f_s$ en s és la separació entre dades ($f_s = 25$ Hz és la freqüència de mostreig), $j = \sqrt{-1}$, i el sumatori equival a la transformada discreta de Fourier de u' .

⁷² Més encara, l'aparició dels dipòsits de llim no és un efecte del procediment de buidatge de la mescla d'aigua i de llim romanent en suspensió quan s'atura l'experiment, ni un efecte de les parets del canal.

⁷³ La variància d'una sèrie de velocitats (amb unitats de velocitat al quadrat) es pot interpretar com l'energia per unitat de massa.

4.9. Anàlisi espectral

Els espectres d'energia estan suavitzats amb el mètode de Welch [1967] amb un enfilament rectangular en 8 blocs (i sense superposició) [García *et al.*, 2004b; Lacey i Roy, 2007] i es presenten sense el soroll Doppler (§A2.1, pàg. 200). Es calculen amb sèries de velocitats de $n_m = 2^p$ dades (amb p un nombre natural que varia segons l'experiment) (Taula 27 i §3.7.1, pàg. 63).

Taula 27. Quantitat de dades (2^p) de les sèries de velocitats que s'utilitzen en el càlcul de densitats espectrals de potència. La durada (en min) d'una sèrie de 2^p dades és $2^p/(f_s \cdot 60)$. La cota relativa a la solera a la que mesura l'ADV durant els experiments apareix a la Figura 62 (pàg. 142).

exp.	t_f (min)	2^p ^a (mesures)	durada ($2^p/(f_s \cdot 60)$) (min)
grup 1			
1	100	1 sèrie de 2^{17}	87
2	100	1 sèrie de 2^{17}	87
grup 2			
3	1440	1 sèrie de 2^{21}	1398
4	1440	1 sèrie de 2^{21}	1398
5	1440	1 sèrie de 2^{21}	1398
6	1440	1 sèrie de 2^{21}	1398
7	1440	1 sèrie de 2^{21}	1398
8	1440	1 sèrie de 2^{21}	1398
9	1440	1 sèrie de 2^{21}	1398
10 ^b	1440	1 sèrie de 2^{21}	1398
		4 sèries de 2^{18}	175
grup 3			
11 ^c	4320	1 sèrie de 2^{23}	> 4320
		3 sèries de 2^{21}	1398
12	2040	1 sèrie de 2^{22}	> 2040
grup 4			
13	330	1 sèrie de 2^{19}	> 330
14	800	1 sèrie de 2^{20}	699

^a Quan t_f és superior a la durada de sèries amb 2^p dades (experiments de l'1 al 10 i el 14), la densitat espectral es calcula amb les 2^p mesures més properes al final de l'experiment; quan t_f és inferior a la durada de sèries amb 2^p dades (experiments 11, 12 i 13) s'afegeixen zeros al principi de la sèrie.

^b A l'experiment 10, com que la cota a la que mesura l'ADV canvia molt, també es calculen espectres amb sèries més curtes (Figura 76, pàg. 164).

^c A l'experiment llarg 11, de 3 dies de durada, es calculen espectres consecutius amb sèries que duren ~1 dia (Figura 75, pàg. 163).

La Figura 72, Figura 73 i Figura 74 mostren els espectres de les fluctuacions de la velocitat longitudinal de tots els experiments.

4.9. Anàlisi espectral

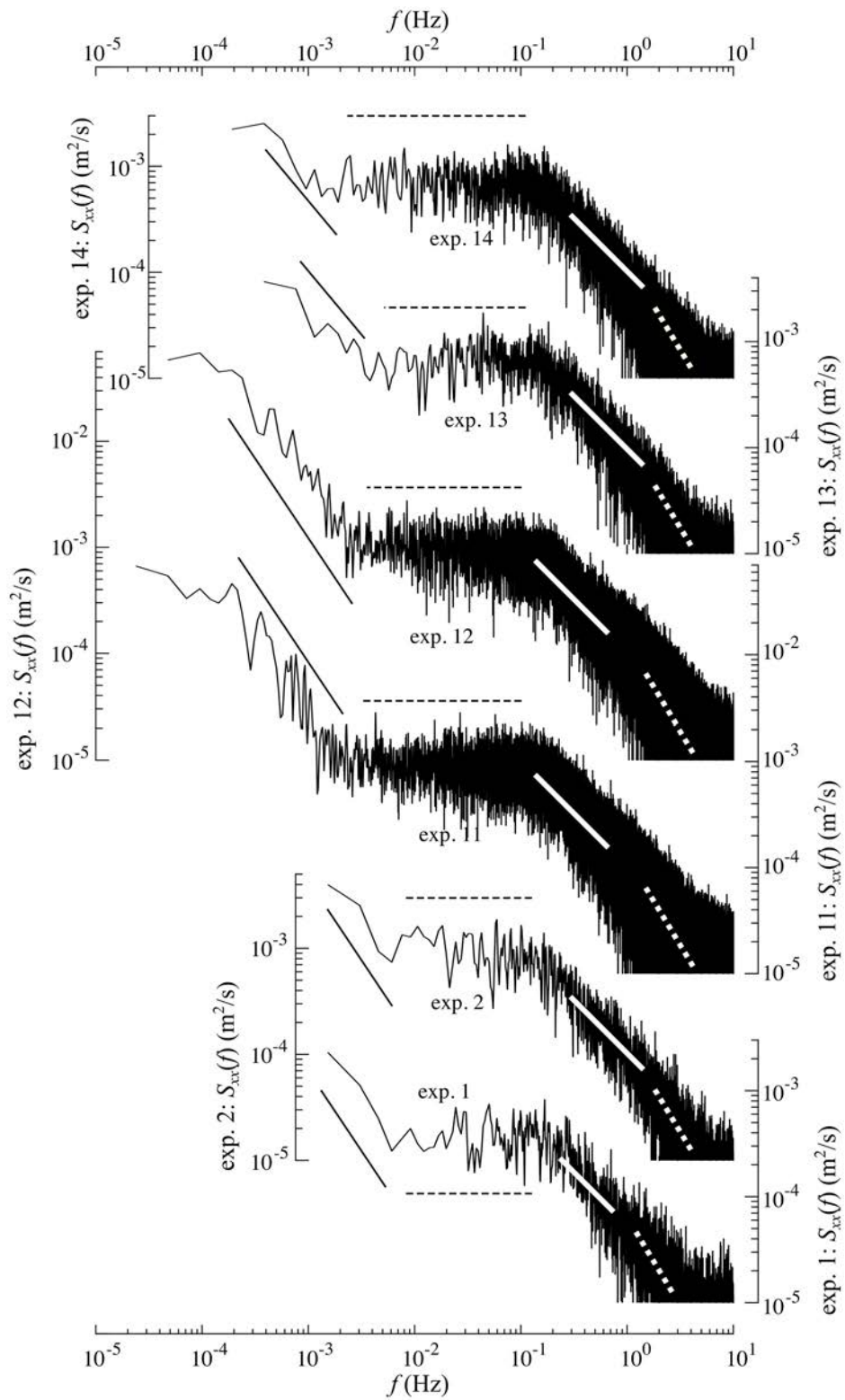


Figura 72. Densitats espectrals (grups 1, 3 i 4).

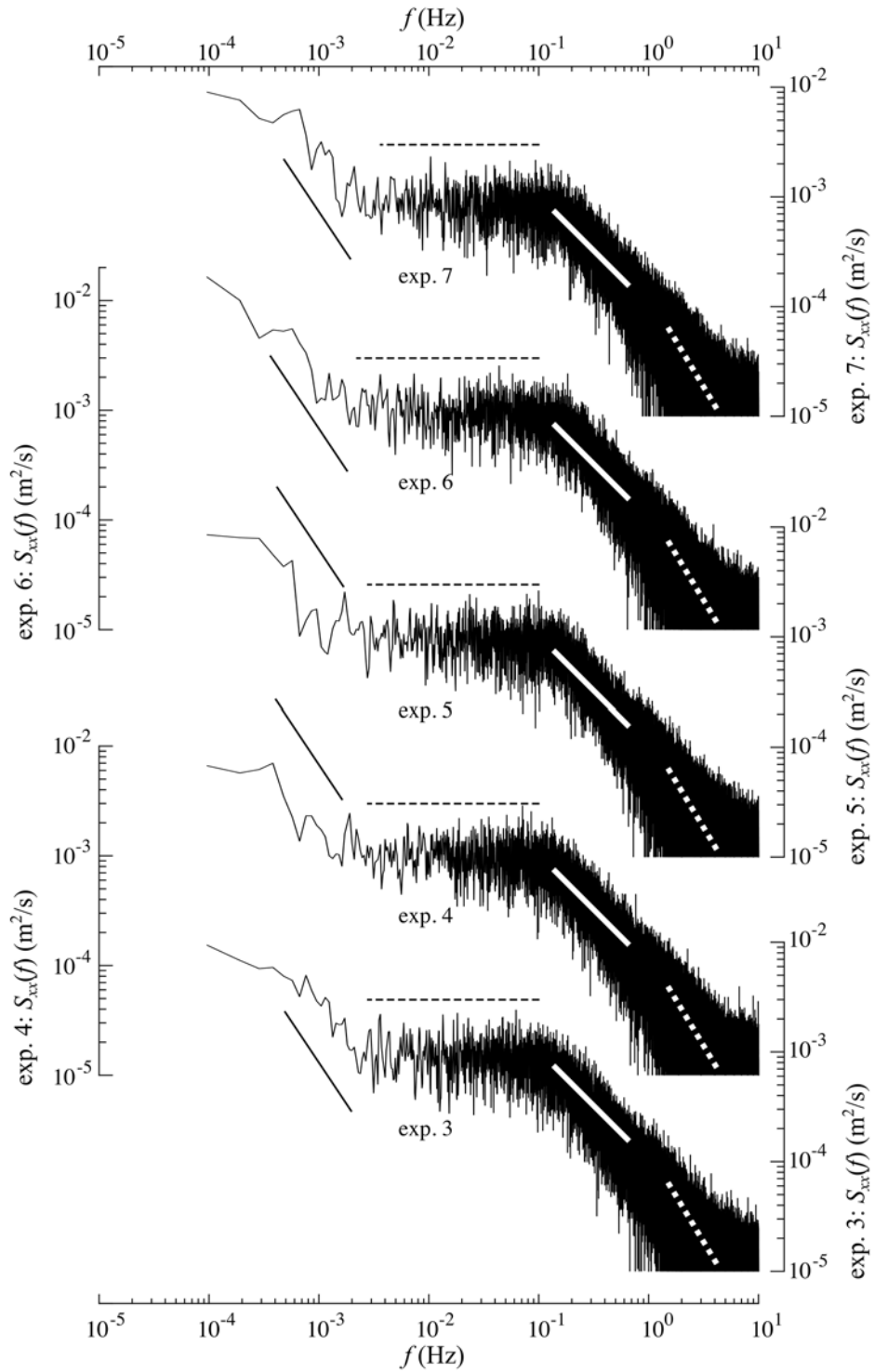


Figura 73. Densitats espectrals (experiments 3 al 7 del grup 2).

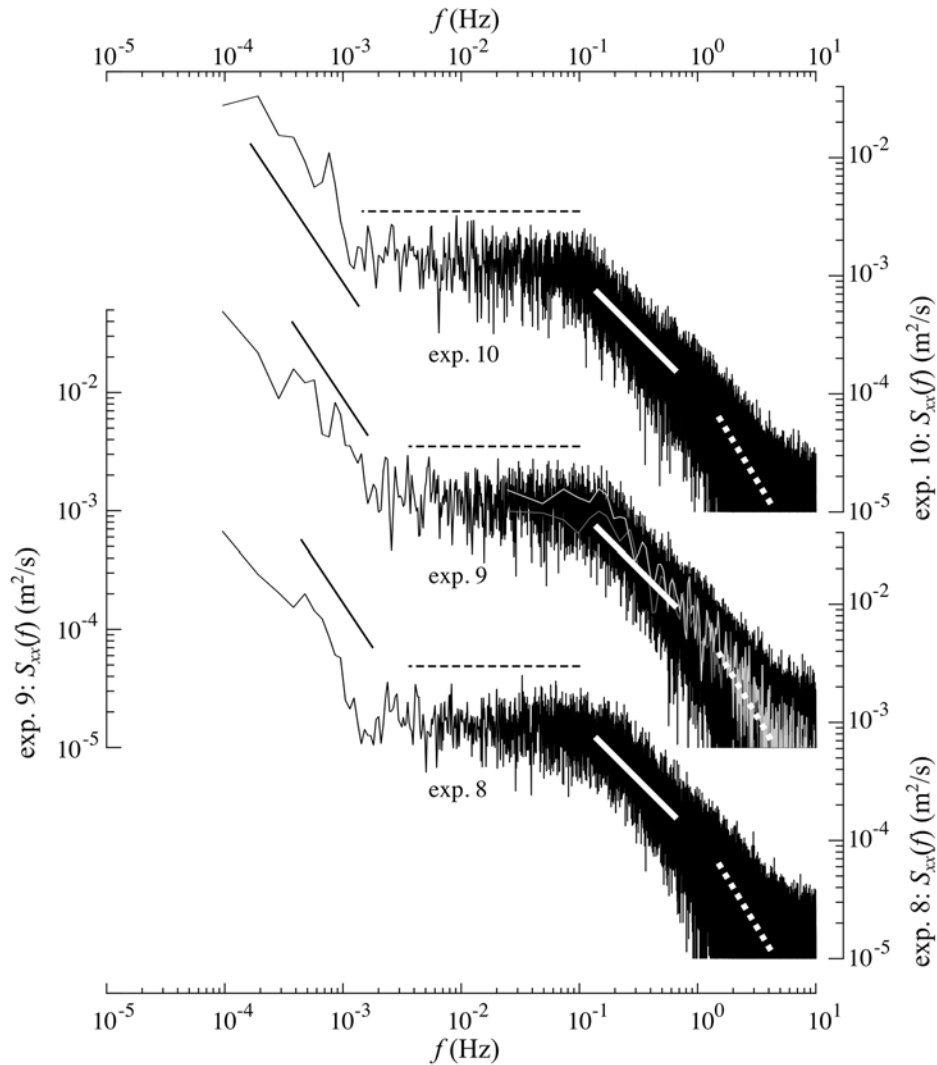


Figura 74. Densitats espectrals (experimentos 8, 9 i 10 del grup 2).⁷⁴

També s'hi han dibuixat una recta blanca de punts amb un pendent $-5/3$, una recta blanca sòlida amb un pendent -1 i, temptativament, una recta negra de guions que delimita el buit espectral i una recta negra sòlida que té un pendent

⁷⁴ L'espectre de l'experiment 9 s'acompanya dels espectres corresponents a les primeres i les últimes 2¹⁴ dades (11 min) que apareixen en gris fosc i gris clar, respectivament.

4.9. Anàlisi espectral

−1.5 a tots els experiments menys els del grup 4 a on la recta té un pendent −1.2.

En tots els espectres s'observa un buit espectral, definit com l'interval d'escala que no fa cap aportació d'energia suplementària, que separa règims d'escala espectrals. De mitjana, el buit espectral està representat per freqüències entre $2.7 \cdot 10^{-3}$ Hz i $1.1 \cdot 10^{-1}$ Hz (6.2 min i 9 s, respectivament) (Taula 28).

Taula 28. Freqüències (en Hz) que defineixen els límits dels règims d'escala espectrals corresponents a la migració de formes de fons i al buit espectral.

exp.	migració de formes (Hz) ^a		buit espectral (Hz)	
	grup 1			
1	–	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$
2	–	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
	grup 2			
3	$4.0 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
4	$4.0 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
5	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
6	–	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$
7	$7.0 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
8	–	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
9	–	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
10	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
	grup 3			
11	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
12	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$
	grup 4			
13	–	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$
14	–	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
\bar{x}	$3.4 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$

^a La freqüència mínima (escala màxima) s'especifica quan s'identifica visualment com la freqüència a partir de la qual —en el sentit de f més petites— la densitat espectral no creix significativament per a freqüències més petites.

El règim d'escala per a freqüències inferiors a la mínima del buit espectral està caracteritzat per les freqüències mínimes d'entre $2.4 \cdot 10^{-4}$ Hz (83 min) i $7.0 \cdot 10^{-4}$ Hz (24 min) i per un pendent de la densitat espectral d'aproximadament −1.5 en els experiments del grup 1, 2 i 3 i d'aproximadament −1.2 en els del grup 4.

Es fa la hipòtesi que la migració de les formes de fons promou l'aparició del règim espectral per a les freqüències més baixes. Per justificar-ho, es consideren

4.9. Anàlisi espectral

formes de fons separades $\lambda_b \approx 0.1$ m (la distància entre l'inici d'una forma i el de la següent aigües avall, Taula 16, pàg. 78) que migren amb una celeritat $V_f = 2$ mm/min.⁷⁵ Llavors, la freqüència de pas d'aquestes formes és $f_f = V_f/\lambda_b \approx 3.3 \cdot 10^{-4}$ Hz que és de l'ordre de magnitud de la freqüència mínima que s'observa en aquest règim espectral de freqüències baixes (Taula 28).

Alhora, i com que múltiples morfologies coexisteixen en un mateix experiment (és a dir, hi ha barcanes de diferent mida i forma), la freqüència màxima en aquest règim ($\sim 6 \cdot 10^{-3}$ Hz al grup 1 i $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ Hz a la resta de grups) s'associa amb les formes de fons més petites que identifica l'ADV com fa *Singh et al.* [2010].

El règim d'escapes per a freqüències superiors a la màxima del buit espectral es divideix en dos: el pendent de la densitat espectral és aproximadament -1 des de $1.1 \cdot 10^{-1}$ Hz fins a 1.0 Hz (entre 9 s i 1 s respectivament), i s'assumeix que el pendent és $-5/3$ per a freqüències superiors a 1.0 Hz. S'avança que la freqüència màxima del buit espectral està relacionada amb l'escala de longitud integral de la turbulència (que hauria de ser l'ordre de magnitud del calat [*García et al.*, 2005]) i que aquests règims d'escapes són els distintius de la turbulència.

El buit espectral aflora en l'estudi de les fluctuacions atmosfèriques (per exemple de la velocitat del vent) separant les fluctuacions d'escala gran de les d'escala molt petita, o en d'altres paraules, separant escales sinòptiques de les genuïnament turbulentes (petites) [*Van der Hoven*, 1957; *Smedman Högström i Högström*, 1975]. La distinció entre el rastre que deixen les fluctuacions d'escala gran i petita no està tan investigada en fluxos sobre fons mòbil com en fluxos atmosfèrics [*Singh et al.*, 2010].

Dinehart [1999], a partir de mesures en un riu de grava amb formes de fons, no troba un buit espectral que separi els règims espectrals tot i que associa les fluctuacions a la banda de freqüències més baixes de l'espectre amb la migració

⁷⁵ La celeritat de les formes de fons, que s'investiga a partir dels registres amb ADV a §4.8 (pàg. 141), és variada i canvia amb el temps (entre 1 mm/min i 4 mm/min).

4.9. Anàlisi espectral

de formes de fons. En experiments amb un fons de grava mòbil, *Singh et al.* [2010] sí que obté un buit espectral que separa els règims d'escala espectral que caracteritzen, d'una banda, la turbulència per a freqüències grans, i de l'altra, la lenta evolució del fons de grava per a freqüències baixes on el pendent de la densitat espectral és aproximadament -1.1 . Més recentment, *Khosronejad i Sotiropoulos* [2014] han obtingut una separació dels règims espectrals similar en experiments numèrics amb un flux turbulent sobre un fons de sorra mòbil.

El règim d'escala turbulentes més petites (freqüències més grans) s'identifica amb el règim inercial de la turbulència caracteritzat per l'escala de Kolmogorov i el règim espectral amb pendent -1 s'identifica amb escales turbulentes intermèdies (més grans que la distància de les mesures al fons però més petites que l'escala de longitud integral) [*Nikora*, 2007; *Singh et al.*, 2010].

L'escala de longitud integral de la turbulència és (pàg. 62)

$$L_x = U_c \cdot \frac{S_{xx}(f_0)}{(4 \cdot u'^2)} \quad [52]$$

on $S_{xx}(f_0)$ és la mitjana de la densitat espectral de sèries de 2^{14} mesures per a freqüències $f < 0.1$ Hz (Taula 29) ⁷⁶.

Taula 29. Valors representatius de la variància de la velocitat longitudinal $\overline{u'^2}$, la velocitat convectiva U_c , la densitat espectral $S_{xx}(f_0)$, la longitud integral L_x , la dissipació ε i l'escala de longitud de Kolmogorov η en el càlcul d'espectres de 2^{14} mesures.

exp.	$\overline{u'^2}$ (10^{-4} m ² /s ²)	U_c (m/s)	$S_{xx}(f_0)$ (10^{-3} m ² /s)	L_x (m)	ε (10^{-5} m ² /s ³)	η (10^{-4} m)
			grup 1			
1	6.98	0.210	1.24	0.093	8.43	2.56
2	7.86	0.255	1.60	0.130	11.98	2.41
			grup 2			
3	6.48	0.221	1.22	0.104	8.61	2.81

⁷⁶ La Figura 74 (pàg. 158) mostra també dos espectres de 2^{14} dades per a l'experiment 9 d'on es calcula que $S_{xx}(f_0) \approx 1 \cdot 10^{-3}$ m²/s.

4.9. Anàlisi espectral

exp.	$\overline{u'^2}$	U_c	$S_{xx}(f_0)$	L_x	ε	η
4	6.97	0.231	1.30	0.108	9.51	2.65
5	7.14	0.232	1.27	0.104	9.52	2.62
6	7.40	0.234	1.33	0.105	10.54	2.53
7	7.27	0.236	1.25	0.102	10.16	2.56
8	7.50	0.235	1.31	0.103	11.06	2.52
9	8.45	0.239	1.56	0.110	12.72	2.43
10	6.74	0.250	1.41	0.131	9.42	2.56
grup 3						
11	8.06	0.262	1.28	0.104	12.92	2.40
12	8.74	0.306	1.32	0.116	16.03	2.26
grup 4						
13	6.10	0.230	1.04	0.098	7.68	2.74
14	6.38	0.232	1.09	0.099	9.08	2.62
\bar{x}	7.29	0.241	1.30	0.108	10.55	2.55

Atès que $L_x = 0.11$ m, de l'ordre de magnitud del calat en els experiments, es fa la hipòtesi que la freqüència màxima del buit espectral s'identifica amb l'escala integral L_x .

Amb els espectres de sèries que contenen 2^{14} mesures també es calcula l'escala de longitud de Kolmogorov (pàg. 62)

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad [51]$$

on ε (m^2/s^3) és la dissipació que s'obté de l'ajust de l'equació [50] (pàg. 62) a l'interval inercial de l'espectre d'energia. El valor mitjà de η és $2.55 \cdot 10^{-4}$ m (Taula 29). Llavors, la ràtio L_x/η és $417 > 150$ i satisfà la condició per a que existeixi l'interval d'escala inercial [López i García, 1999] (que, temptativament, es marca amb pendent $-5/3$ a les figures amb espectres)⁷⁷.

⁷⁷ Per observar el règim dissipatiu de la turbulència, caracteritzat per escales inferiors a $60 \cdot \eta$ [Nikora i Goring, 2002], la freqüència de mostreig hauria de ser superior a 25 Hz.

4.9. Anàlisi espectral

A continuació, es desenvolupa la idea de *Singh et al.* [2010] que l'extensió del buit espectral depèn de la distància de les mesures al fons mòbil i de les irregularitats del fons.

En primer lloc, s'investiga la influència de la distància de les mesures al fons mòbil. Assumint que les formes de fons estan completament desenvolupades i no canvien a partir de $t = 240$ min de l'experiment 10, l'augment de la densitat espectral que s'associa amb la migració de les formes de fons únicament s'observa per a $f < 2 \cdot 10^{-3}$ Hz quan la distància entre la cota de la mesura de l'ADV amb el fons és $z \approx 1.2$ cm ($z/h = 0.16$) (Figura 75).

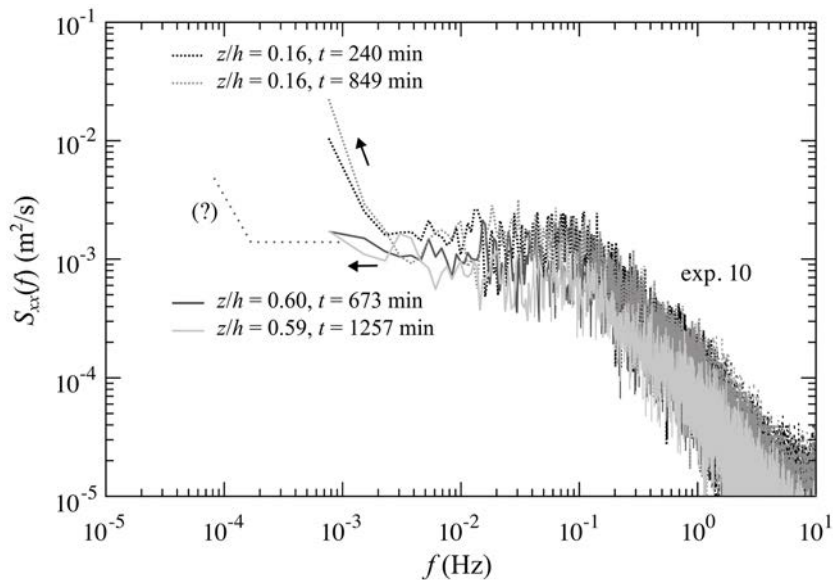


Figura 75. Espectres de la velocitat per a 4 sèries de 2^{18} mesures (175 min) de l'experiment 10. Els espectres de cotes superiors no mostren l'augment en la densitat espectral ($f < 2 \cdot 10^{-3}$ Hz) que s'associa amb la migració de les formes de fons i, per tant, el buit espectral seria més ample. Amb temps de mostreig superiors potser sí que s'observaria.

Quan la distància amb el fons augmenta i és $z \approx 4.6$ cm ($z/h = 0.6$), la densitat espectral roman més o menys constant per a les freqüències més baixes, és a dir, no augmenta com s'observa per a mesures més properes al fons. Per això, es fa la hipòtesi que són necessaris temps de mostreig superiors per identificar el règim d'escala propi de les formes de fons.

En segon lloc s'investiga la influència de les irregularitats del fons en l'extensió del buit espectral. El dipòsit de llim a l'experiment llarg 11 és força

4.9. Anàlisi espectral

pla (Figura 28, pàg. 84), tot i que hi ha la certesa que el període inicial de la sedimentació del llim es caracteritza per la presència de formes de fons (§4.8, pàg. 141). La Figura 76 mostra els espectres de 2^{21} dades (1398 min) consecutius per a l'experiment 11 (que té una durada de 4320 min).

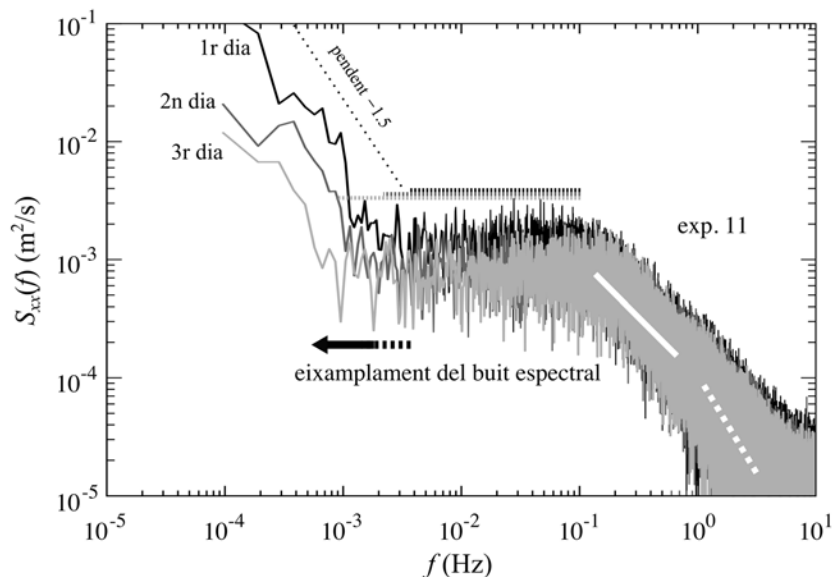


Figura 76. Densitats espectrals de potència de 3 sèries gairebé consecutives de fluctuacions de la velocitat longitudinal de 2^{21} mesures corresponents a l'experiment 11. Estan suavitzats amb el mètode de Welch [1967] amb un enfilament rectangular i sense superposició de 8 blocs. Presumiblement, la transformació d'un fons amb formes de fons a un fons pla provoca l'eixamplament del buit espectral cap a les freqüències baixes.

Es fa la hipòtesi que les diferències entre els tres espectres de la Figura 76 són una conseqüència de l'aparició i posterior desaparició de les formes de fons, i no al canvi en la cota d'obtenció de les mesures (nogensmenys, gairebé sempre inferior a ~ 1.5 cm com s'observa a la Figura 62, pàg. 142). Aleshores, el buit espectral és més ample (perquè incorpora freqüències més baixes) quan presumiblement el fons de llim és més pla (tercer dia d'experiment) que quan el fons és més irregular amb formes de fons (primer dia d'experiment).

L'anàlisi espectral permet concloure que hi ha formes de fons que es mouen i que provoquen l'aparició d'un règim de freqüències característic en els espectres, separat per un buit espectral del règim distintiu de la descripció clàssica de la turbulència.

4.10 La sedimentació de llim

El punt de partida són les condicions hidràuliques resumides a la Taula 14 (pàg. 75). Sigui la solera metàl·lica o el llim el contorn del flux en el canal, el fons és hidràulicament llis per a estimacions locals de la velocitat de tall (u_{*T} , u_{*l} o u_{*E} , amb una mitjana de $12.4 \cdot 10^{-3}$ m/s) o en transició per a estimacions globals de la velocitat de tall (u_{*S} amb una mitjana de $16.1 \cdot 10^{-3}$ m/s) (Figura 77).

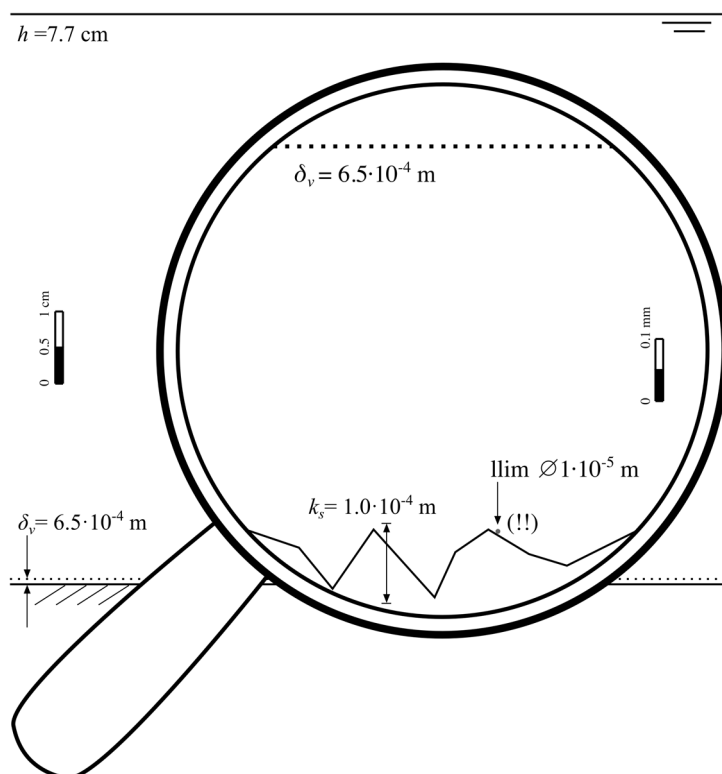


Figura 77. Representació del flux amb un fons hidràulicament llis. La subcapa viscosa $\delta_v = 6.5 \cdot 10^{-4}$ m cobreix la partícula de llim de $1 \cdot 10^{-5}$ m i la rugositat equivalent $k_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m.

Com que la condició hidràulica del fons és llisa o en transició ($k_s/\delta_v < 8.62$), es conjectura que les partícules en suspensió que travessen la subcapa viscosa des d'una cota superior a $z = \delta_v$ queden atrapades en el fons [McCave, 2008] tot i que podrien ser expulsades pels processos turbulents que afecten la subcapa viscosa [Niño et al., 2003].

4.10. La sedimentació de llim

Aquestes partícules, protegides pels efectes viscosos ($D/\delta_v < 1$), podrien quedar atrapades en la cara cap amunt d'una barcana [Zhang *et al.*, 2014], podrien ser resuspeses pels vòrtexs originats per una barcana aigües amunt [Endo *et al.*, 2004], o podrien ser resuspeses perquè són expulsades des de les banyes de la barcana [Zhang *et al.*, 2014].

En primer lloc, la velocitat de tall crítica per a l'inici del moviment de partícules no cohesives u_{*t0} , segons el criteri de Mantz [1977] [equació 6 de la pàgina 608] desenvolupat amb partícules de mida superior a $15 \cdot 10^{-6}$ m, es pot expressar com

$$u_{*t0} = 0.367 \cdot (g \cdot R \cdot D)^{1/2} \cdot R_p^{-0.13} \quad [71]$$

amb $R = 1.6$ la densitat relativa del sediment submergit, D una mida del sediment i

$$R_p = \frac{(g \cdot R \cdot D^3)^{1/2}}{\nu} \quad [72]$$

el número de Reynolds explícit de la partícula (depèn de la propietats del fluid i del sediment però no depèn de les condicions del flux)⁷⁸.

En segon lloc, l'equació [71] es pot adaptar per a sediment fi cohesiu —sense tenir en compte els efectes biològics i simplificant la interacció entre partícules— seguint *van Rijn* [2007b] [equació 4a de la pàgina 653] com

$$u_{*tc} = u_{*t0} \cdot \left(\frac{D}{D_S}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{D_S}{D}\right)^{\gamma/2} \quad [73]$$

⁷⁸ Aquest paràmetre adimensional es defineix a partir del número de Reynolds de les partícules i de la tensió adimensional de Shields com $R_p = \text{Re}_* \cdot \tau_*^{-1/2}$.

4.10. La sedimentació de llim

on u_{*tc} és la velocitat de tall crítica per a l'inici del moviment de sediment fi cohesiu, $D_S = 0.062 \cdot 10^{-3}$ m és la mida que separa la sorra del llim, i γ és un coeficient entre 1 i 2 que depèn del tipus de sediment. La velocitat de tall u_{*tc} per a una mida $D = 0.01 \cdot 10^{-3}$ m és entre 1.6 ($\gamma = 1.5$) i 2.5 ($\gamma = 2$) vegades la velocitat de tall u_{*t0} . En endavant s'escull $\gamma = 2$.⁷⁹

En darrer lloc, la velocitat de tall crítica per posar en suspensió partícules u_{*ts} segons el criteri de *Niño et al.* [2003] [equació 23 de la pàgina 259] desenvolupat amb partícules de mida superior a $38 \cdot 10^{-6}$ m per a un fons hidràulicament llis conformat per partícules envoltades de partícules que tenen una mida similar, es pot expressar simplificadament com⁸⁰

$$u_{*ts} = 1.18 \cdot (g \cdot R \cdot D)^{1/2} \cdot R_p^{-0.2} \quad [74]$$

D'una banda, les velocitats de tall crítiques per a l'inici del moviment i per a l'inici de la suspensió que resulten d'aplicar els criteris anteriors a una mida representativa de les partícules que han sedimentat (Taula 18, pàg. 89) $D = 0.01 \cdot 10^{-3}$ mm amb $w_{s0} = 1.13 \cdot 10^{-4}$ m/s són⁸¹: $u_{*t0} = 5.82 \cdot 10^{-3}$ m/s, $u_{*tc} = 14.5 \cdot 10^{-3}$ m/s i $u_{*ts} = 21.3 \cdot 10^{-3}$ m/s.

D'altra banda, la màxima mitjana de la velocitat de tall dels experiments és $u_{*S} = 16.1 \cdot 10^{-3}$ m/s (Taula 14, pàg. 75) que és molt superior a w_{s0} ($w_{s0}/u_{*S} = 0.007$), superior a u_{*t0} ($u_{*t0}/u_{*S} = 0.36$), similar a u_{*tc} ($u_{*tc}/u_{*S} = 0.90$) i inferior a u_{*ts} ($u_{*ts}/u_{*S} = 1.3$).

⁷⁹ Les expressions per a sediment cohesiu són diverses i la que representa [73] s'analitza qualitativament. En última instància, cada tipus de sediment cohesiu seguirà una llei $\tau^* - R_p$ pròpia.

⁸⁰ S'ha utilitzat la definició de la velocitat de sedimentació de Stokes [8] (pàg. 34). A partir de valors de $R_p > 0.32$ ($D > 19 \cdot 10^{-6}$ m) s'utilitza la definició de la velocitat de sedimentació de *Dietrich* [1982] (l'ajust a *Dietrich* [1982] no està definit per a $R_p < 0.32$).

⁸¹ Amb $D = 0.01 \cdot 10^{-3}$ mm s'obté $R_p = 0.16$ [$\nu_m = 7.7 \cdot 10^{-7}$ m²/s i $R = 1.6$]. Per les característiques dels seus experiments, el criteri de *Mantz* [1977] és estrictament vàlid per a $0.06 < R_p < 3.2$ i el criteri de *Niño et al.* [2003] és estrictament vàlid per $1 < R_p < 27.3$.

Com a conseqüència, les partícules de llim que són capturades a dins la subcapa viscosa no són —provablement— expulsades (segons el criteri de *Niño et al.* [2003]), però sí es mouen com un transport de fons (analitzat en els experiments com la migració de formes de fons §4.6.6, pàg. 128). És com si els efectes viscosos són els responsables d'atrapar partícules en el fons i, alhora, de prevenir l'erosió del dipòsit de llim.

Amb el pas del temps, la cohesió dels dipòsits podria augmentar (per exemple, per l'augment de la proporció de la fracció més fina del llim en el dipòsit, per la consolidació del dipòsit o per efectes biològics residuals fora de l'abast d'aquesta recerca) i el transport de fons podria disminuir. En conseqüència, hi hauria un augment de la condició crítica pel moviment de les partícules en el fons ($u_{*tc} > u_{*t0}$).

Per aquest motiu, es fa la hipòtesi que la cohesió és rellevant en la morfologia més plana dels dipòsits de llim dels experiments llargs (grup 3) a on pot existir una condició $u_{*s} \approx u_{*tc}$. En d'altres paraules, l'augment de la cohesió en el dipòsit limita la capacitat del flux per generar un transport de fons.

La Figura 78 conté un diagrama de la tensió adimensional de Shields τ^* en funció del número de Reynolds explícit de la partícula R_p a on s'hi han representat les línies de (1) l'inici del moviment de Shields segons l'ajust de *Brownlie* [1981] (per a $R_p < 1$, $\tau^* \propto R_p^{-0.6}$), (2) l'inici del moviment d'acord amb l'equació [71] de *Mantz* [1977] ($\tau^* \propto R_p^{-0.26}$), (3) l'inici del moviment per a sediment fi cohesiu d'acord amb l'equació [73] de *van Rijn* [2007b] ($\tau^* \propto R_p^{-0.93}$), (4) l'inici de la suspensió d'acord amb l'equació [74] de *Niño et al.* [2003] (per a $R_p < 0.32$, $\tau^* \propto R_p^{-0.4}$), (5) l'inici de la suspensió definit per la igualtat $u_* = w_{s0}$ de *Bagnold* [1966]⁸², i (6) la separació del diagrama en quadrants a on els efectes

⁸² El criteri de l'inici de la suspensió s'obté a partir de la igualtat $u_*^2/(g \cdot R \cdot D) = w_{s0}^2/(g \cdot R \cdot D)$ amb la velocitat de sedimentació definida per *Dietrich* [1982] com $w_{s0} = (g \cdot R \cdot D)^{1/2} \cdot \exp[-d_1 + d_2 \cdot \ln R_p - d_3 \cdot (\ln R_p)^2 - d_4 \cdot (\ln R_p)^3 + d_5 \cdot (\ln R_p)^4]$ on $d_1 = 2.8914$, $d_2 = 0.95296$, $d_3 = 0.056835$, $d_4 = 2.8921 \cdot 10^{-3}$ i $d_5 = 2.4465 \cdot 10^{-4}$. Aquesta definició també s'ha utilitzat al definir el criteri de *Niño et al.* [2003] per a $R_p > 0.32$.

4.10. La sedimentació de llim

viscosos poden ser rellevants (III: $D/\delta_v < 1$ i $k_s/\delta_v < 1$) o poden ser negligibles (I: $D/\delta_v > 1$ i $k_s/\delta_v > 1$) amb la rugositat equivalent mitjana en els experiments $k_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m (Taula 14, pàg. 75)⁸³.

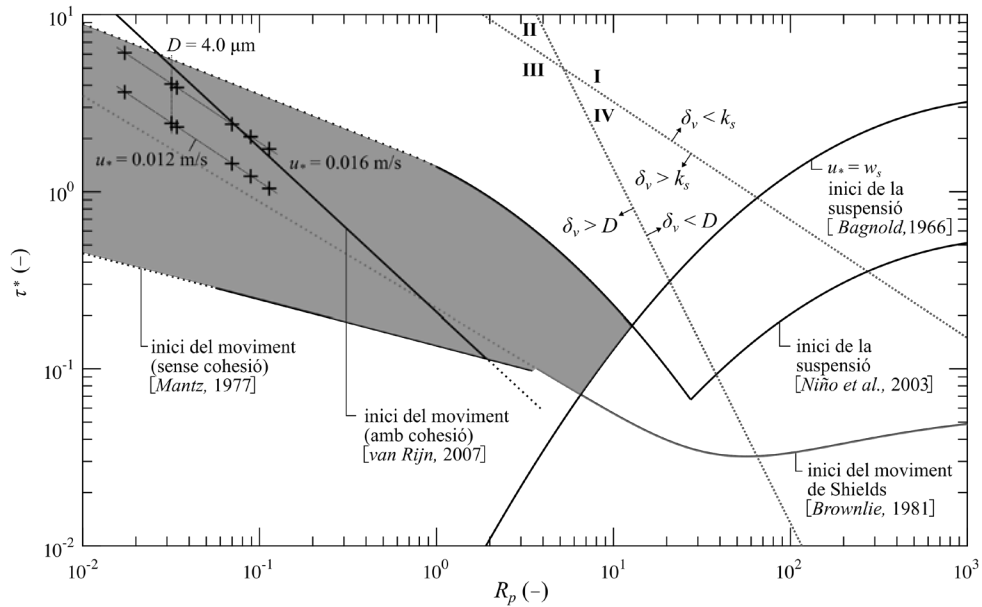


Figura 78. Diagrama en l'espai $\tau^* - R_p$. Les creuetes negres representen les condicions als experiments per a dues velocitats de tall u_* i per a 6 mides D (les creuetes en la mateixa vertical representen el mateix D).

Les creus de la Figura 78 representen les condicions dels experiments. S'utilitzen la velocitat de tall mitjana local $12.4 \cdot 10^{-3}$ m/s i global $16.1 \cdot 10^{-3}$ m/s, i les mides $D = 2.74 \cdot 10^{-6}$ m (característica del llim en suspensió al final de l'experiment), $D = 4.01 \cdot 10^{-6}$ m (característica del llim en suspensió a l'inici), i $D = [9.35, 7.97, 6.77, 4.20] \cdot 10^{-6}$ m (característiques del llim que sedimenta en els grups 1, 2, 3 i 4, respectivament). Per a cadascuna de les velocitats de tall, els resultats s'agrupen seguint una relació $\tau^* \propto R_p^{-2/3}$.

⁸³ A partir de $Re_* = a$, amb a un coeficient, s'arriba a $D/\delta_v = a/11.6$, i introduint la definició de R_p i de τ^* s'obté $\tau^* = a^2 \cdot R_p^{-2}$. Quan $a = 11.6$ és equivalent a la condició $D/\delta_v = 1$ ($\tau^* \propto R_p^{-2}$); quan $a = 11.6 \cdot D/k_s$ és equivalent a la condició $k_s/\delta_v = 1$ ($\tau^* \propto R_p^{-2/3}$).

A diferència del que s'explica més endavant, el diagrama $\tau^* - R_p$ s'acostuma a interpretar com un diagrama d'estabilitat del sediment en el fons. En efecte, donades les característiques del sediment del fons i del fluid (és a dir, fixat el valor de l'abscissa R_p), les condicions del flux determinen una tensió adimensional τ^* que d'acord amb la posició en el diagrama permet verificar si el més probable és que el sediment estigui en moviment pel fons o en suspensió o resti immòbil.

En aquesta tesi, el diagrama $\tau^* - R_p$ s'interpreta com un diagrama d'estabilitat del sediment fi en suspensió perquè la sedimentació existeix malgrat que la suspensió satisfà $u_* \gg w_s$.

Per començar, la mida D representa una mida del sediment en suspensió (el fons està representat per una rugositat equivalent k_s). El quadrant definit pel creuament de les línies $D/\delta_v = 1$ i $k_s/\delta_v = 1$ que compleix $D/\delta_v < 1$ i $k_s/\delta_v < 1$ (III, Figura 78) és a on els efectes viscosos poden ser més rellevants perquè la subcapa viscosa cobreix la rugositat del fons i les partícules en suspensió que la travessen.

L'àrea ombrejada de la Figura 78, limitada pels criteri de l'inici del moviment (amb o sense l'efecte de la cohesió) i els de l'inici de la suspensió, representa les possibles combinacions de τ^* i R_p a on, sempre i quan es compleixin les condicions del quadrant III, les partícules en suspensió poden travessar la subcapa viscosa i quedar-hi atrapades.

A continuació, s'observa que els resultats experimentals estan a dins de l'àrea ombrejada. Per aquest fet, l'atrapada de les partícules podria estar justificat. També s'observa que els resultats es troben per damunt la condició crítica per a l'inici del moviment que no considera l'efecte de la cohesió però, en canvi, són molt semblants o es troben lleugerament per sota la condició crítica per a l'inici del moviment que inclou la cohesió.

Per tant, si s'accepta que la cohesió del dipòsit de llim augmenta amb el temps, es fa la hipòtesi que els dipòsits més plans del grup 3 (Figura 28, pàg. 84) són la conseqüència de l'increment en la condició crítica per a l'inici del moviment.

Segons la llei de l'inici del moviment que compleix el sediment (i que depèn de les propietats del sediment, la cohesió entre partícules, els efectes biològics, etc.), les partícules poden formar part d'un transport de fons més o menys intens amb o sense formes de fons. Llavors, l'augment en la condició crítica redueix el transport de fons i les formes de fons.

El resultat del diagrama per a la mida més petita (caracteritza el llim que roman en suspensió al final dels experiments) és proper a la condició crítica per a l'inici de la suspensió (tot i que és una extrapolació cap a mides més fines de l'expressió original). Aquest resultat expressa que l'atrapada d'aquestes mides a dins la subcapa viscosa serà menor. Paral·lelament, aquest resultat s'associa al ritme de decreixement de la concentració del llim en suspensió, que disminueix a mesura que avança el temps: la fracció grossa del llim sedimenta i el ritme de decreixement de la concentració és gran; la fracció petita pot ser expulsada de la subcapa viscosa i el ritme de decreixement de la concentració és petit.

Si la rugositat del fons augmenta i és tal que l'àrea ombrejada està dalt la línia $k_s/\delta_v = 1$ (estaria en un quadrant II), la rugositat sobresurt de la subcapa viscosa i el contorn és rugós. Aquesta condició reduiria el fenomen de l'atrapada a dins la subcapa viscosa i, alhora, seria una condició necessària per erosionar el dipòsit de llim [Mier i Garcia, 2011].

De les idees anteriors i particularitzant per a la transformació d'un dipòsit de llim com el de l'experiment 1 (grup 1), passant per un com el del 3 (grup 2) fins a un com el de l'11 (grup 3) (Figura 28, pàg. 84), la creació dels dipòsits de llim per la sedimentació de partícules es conjectura com:

1. Les partícules de llim són capturades a dins la subcapa viscosa.
2. Les partícules capturades creen formes de fons del tipus barcana, indicadores d'un transport de sediment per sota de la capacitat del transport.
3. El subministrament de llim a la subcapa viscosa no s'atura.
4. La interacció entre barcanes promou el seu creixement i alhora la reducció del nombre de barcanes.
5. La cohesió del dipòsit augmenta i la capacitat del flux per moure el llim disminueix.

L'evolució dels dipòsits del grup 2 per a concentracions creixents i el creixement desigual de l'alçada de les formes de fons i del gruix de la capa uniforme de llim (Taula 16, pàg. 78), indica que la formació de les barcanes i l'acumulació de llim en forma de capa uniforme competeixen per créixer (l'una anul·la l'altra) per dos factors: potser les dimensions de les primeres barcanes que es desenvolupen i segur la concentració de llim en suspensió.

La transformació d'un dipòsit com els del grup 2 ple de formes de fons a un de més pla com els del grup 3 requereix d'un coneixement més profund de les interaccions entre les partícules del dipòsit. L'absència de la morfologia linguoide indica que existeix algun fenomen que atura el complet desenvolupament de les formes de fons [Baas *et al.*, 2013]. Fins i tot, l'acumulació de llim a prop de l'entrada del canal podria créixer i assolir la forma de dipòsit pla per absorció de formes més petites [Endo *et al.*, 2004].

5 Conclusions i futurs treballs

5.1 Conclusions

Hi ha un canvi de paradigma en la sedimentació de material molt fi. En essència, el llim fi (una pols de quars) sedimenta i crea dipòsits de morfologies diverses presumiblement pels efectes viscosos. Així és que s'alerta de la sedimentació de fraccions molt fines en quantitats rellevants allà a on no se n'espera.

L'objectiu primer era demostrar la variació temporal de sediment en suspensió i trobar la llei de decaïment malgrat la permanència de la turbulència. A l'apartat §4.3 (pàg. 90) s'ha investigat la disminució de la concentració de llim en suspensió amb el temps. Del balanç de la massa de llim, s'ha determinat una llei comuna de decaïment (per a tots menys un experiment) amb forma de funció racional (equació [62], pàg. 93) que depèn del temps i de la quantitat inicial de llim. Segons aquesta funció de decaïment, no existeix llim en suspensió a temps infinit.

El decaïment de la concentració no s'atura mai perquè el fons és sempre llis o en transició (com s'ha analitzat a l'apartat §3.5, pàg. 54). Ara bé, el ritme de decaïment decreix amb el temps perquè l'atrapada de partícules a dins de la subcapa viscosa disminueix, potser perquè les condicions s'apropen a la condició crítica de l'inici de la suspensió (Figura 78, pàg. 169), potser perquè la granulometria de la mescla en suspensió és cada cop més fina (com s'ha demostrat a la Figura 38, pàg. 108), potser perquè apareixen formes de fons que augmenten alguns paràmetres de turbulència (Figura 66, pàg. 148), o potser perquè hi ha una combinació de tots els aspectes anteriors.

L'objectiu segon era determinar l'ocurrència de les formes de fons de morfologia barcana. La Figura 28 (pàg. 84) mostra barcanes ben definides, sobretot en els dipòsits de llim dels experiments ordinaris. Els resultats demostren que les barcanes existeixen amb un transport en suspensió molt gran malgrat que el tret distintiu de les barcanes a la literatura científica és el d'un transport de sediment per sota de la capacitat.

5.1. Conclusions

Les formes de fons s'han identificat amb l'amplificació de les oscil·lacions a les sèries de velocitats mitjanes (apartat §4.8, pàg. 141). De les oscil·lacions, s'ha determinat que l'aparició de formes de fons a sobre la solera és més tardana com més petita és la concentració inicial de llim en suspensió (Figura 66, pàg. 148).

El decaïment de la quantitat de llim en suspensió nodreix el fons de sediment. Aquest sediment crea primer un dipòsit com el dels experiments curts (grup 1) i evoluciona cap a un com el dels experiments ordinaris (grup 2) (§4.6, pàg. 119).

L'objectiu tercer era esbossar una explicació de mecànica de fluids a la formació dels dipòsits. A l'apartat §4.10 (pàg. 165) s'ha explicat que l'atrapada de sediment al fons és possible per a unes condicions en les que el fons és hidràulicament llis i la subcapa viscosa és més gran que la mida de les partícules en suspensió (Figura 78, pàg. 169).

Un objectiu experimental era relacionar els resultats de la hidràulica clàssica en canals amb les mesures dels experiments. S'ha observat que l'ajust de les velocitats mitjanes a la llei de la paret per a un fons llis en condicions d'aigua clara és correcte malgrat que la concentració de llim en suspensió és molt elevada i que poden haver formes de fons (§4.7.1, pàg. 130). Els perfils de velocitats també s'han descrit mitjançant la llei del deixant amb un paràmetre Π d'entre 0.1 i 0.3 que disminueix per a l'interval de concentracions de llim en suspensió que s'han investigat.

Un altre objectiu experimental era establir l'aplicabilitat d'un aparell ADV com a traçador de la morfologia/posició d'un fons mòbil. A l'apartat §4.8 (pàg. 141) s'ha demostrat que existeix un patró a les sèries de velocitats verticals (Figura 67, pàg. 149) que és generat per la migració de formes de fons.

L'últim objectiu experimental era estudiar l'aplicabilitat d'un aparell ADV en condicions d'una elevada concentració de sediment en suspensió. S'ha demostrat que l'ADV no es pot utilitzar per monitorar la concentració de llim fi en suspensió en les condicions dels experiments que són: concentració de sediment elevada, formes de fons en moviment i granulometria variable (Figura 37, pàg. 103).

5.2 Conclusions (english)

There is a paradigm shift in the sedimentation of very fine material. In essence, fine silt (quartz powder) sediments and creates deposits exhibiting various morphologies presumably by viscous effects. Therefore, it is warned that significant sedimentation of very fine material may occur where it is not expected.

The primary objective was to demonstrate the temporal variation of suspended sediment and to find the law of decay despite the persistence of turbulence. The section §4.3 (p. 90) investigated the decrease in the concentration of suspended silt over time. From mass balance of silt, a common law of decay (for all but one experiment) is defined by a rational function (eq. [62], p. 93) that depends on time and the initial amount of silt. According to this function, at infinite time there is no suspension of silt.

The decay of the concentration never stops because the bed is always smooth or in transition (as discussed in section §3.5, p. 54). However, the rate of decay decreases over time because the trapping rate within the viscous sublayer of particles decreases, perhaps because the conditions are near the critical condition of entrainment into suspension (Figure 78, p. 169), perhaps because the suspended particle size of the mixture becomes finer (as shown in Figure 38, p. 108), perhaps because bedforms increase the turbulence (Figure 66, p. 148), or perhaps there is a combination of the foregoing ideas.

The second objective was to determine the occurrence of Barchans. The Figure 28 (p. 84) shows well defined barchans, especially in silt deposits from ordinary experiments. The results show that Barchans exist with a large suspended transport although the hallmark of these sedimentary features in the scientific literature is a sediment transport below capacity.

Bedforms have been identified with the amplification of the oscillations in the series of mean velocities (section §4.8, p. 141). From these oscillations, it has been determined that the appearance of bedforms on the bottom of the flume takes longer for smaller initial concentrations of silt (Figure 66, p. 148).

5.3. Línies futures d'investigació

The decline in the amount of silt in suspension feeds the bottom with sediment. First, sediment creates deposits similar to the deposits from group 1 and evolve towards deposits similar to the deposits in group 2 (§4.6, p. 119).

The third objective was to outline an explanation of fluid mechanics on the formation of the deposits. Section §4.10 (p. 165) explained that sediment trapping is possible for conditions in which the bed is hydraulically smooth and the viscous sublayer is larger than the size of particles in suspension (Figure 78, p. 169).

An experimental objective was to relate the results from classical hydraulic in open channels flows to the measures from the experiments. It has been observed that the adjustment of mean velocities to the law of the wall for a smooth bed in clear water conditions is correct even though the concentration of suspended silt is very high and there may be bedforms (§4.7.1, p. 130). Velocity profiles have been described by the law of the wake with a parameter that decreases within the investigated concentration range.

Another experimental objective was to establish the applicability of the ADV as a tracer for the morphology / position of a mobile bed. The section §4.8 (p. 141) has shown that there is a pattern in the series of vertical velocities (Figure 67, p. 149) that is generated by the migration of bedforms.

The last experimental objective was to study the applicability of the ADV in high sediment concentration conditions. It is shown that the ADV cannot be used to monitor the suspended fine silt concentration because: there is a high sediment concentration of sediment, there are migrating bedforms, and particle size distribution is not constant (Figure 37, pàg. 103).

5.3 Línies futures d'investigació

L'atrapada de partícules pels efectes viscosos és un fenomen interessant per a l'enginyeria fluvial i en d'altres sectors *a priori* allunyats d'aquesta recerca, com la indústria que treballa amb el transport de mescles generalment a pressió (d'aigua i de sòlid o de gas i de sòlid), la mineria, la recerca geològica en estratigrafia i estructures sedimentàries i el transport eòlic de sediment.

5.3. Línies futures d'investigació

La primera continuació dels experiments seria provar diferents condicions hidràuliques (més cabal, més pendent). L'observació als experiments d'aquesta tesi de com els dipòsits de llim desapareixien ràpidament quan el pendent del canal creixia i el flux tenia un règim ràpid, obre la porta a investigar les condicions per a les quals aquest llim fi no sedimenta. En aquestes condicions, sembla que sí seria possible investigar la capacitat del transport, en el sentit del màxim sediment que pot transportar en suspensió un flux sense que hi hagi sedimentació.

Atès que els efectes viscosos depenen de les condicions hidràuliques del fons, una altra continuació per als experiments de la tesi seria el canvi de la rugositat del fons. Primer, caldria provar un contorn rugós, fix i no porós. Més endavant, es podria provar la infiltració del sediment fi en substrats porosos, que a hores d'ara és ja una línia d'investigació avançada.

Pensant en les aplicacions pràctiques —industrials— d'aquesta recerca, també es podria provar el canvi del fluid per un altre de viscositat diferent (fet que implicaria, segurament, un canvi en la instal·lació present). Potser així seria més fàcil investigar l'atrapada de les partícules a dins de la subcapa viscosa.

També es proposa utilitzar un canal anular en comptes del canal recte d'aquesta recerca. Aquests canals han estat emprats tradicionalment en l'estudi del sediment cohesiu i són viables per realitzar experiments d'una durada molt gran. Així, en un canal anular seria possible investigar la llei de decaïment (que en els presents experiments està limitada als 3 dies de l'experiment més llarg) i comprovar si realment existeix una concentració en equilibri (s'atura l'atrapada?) o si, com es proposa amb la llei de decaïment, la concentració és nul·la per a temps infinit. A més, en un canal anular s'evitaria l'inconvenient de la condició de contorn aigües avall del canal recte, a on el llim que ha sedimentat surt del canal i torna a entrar en suspensió per l'extrem aigües amunt.

La millora substancial de la part instrumental consistiria en l'escanejament en temps real del fons, a través d'una massa d'aigua que no és transparent, per enregistrar la gènesi, la migració i l'extinció de les barcanes. Aquesta millora serviria per continuar la investigació de les alteracions del flux causades per la presència de formes de fons en moviment. Les densitats espectrals demostren que

5.3. Línies futures d'investigació

la descripció clàssica de la turbulència pot ser vàlida, però apareixen noves característiques.

La hipòtesi de l'atrapada de la partícula a dins de la subcapa viscosa es podria investigar experimentalment amb instrumentació de mecànica de fluids més enllà de la que ha estat a l'abast en aquesta recerca.

Tenint en compte tot l'explicat, la campanya experimental ideal disposaria de canals anulars (més d'un) amb diferents fons (llis i rugós) i fluids i que poden girar a diferents velocitats. La mescla als canals tindria concentracions diferents, a dins del l'interval de treball de la instrumentació de mecànica de fluids i de l'escàner.

6 Referències

- Allen, J. R. L. (1968), *Current ripples: their relation to patterns of water and sediment motion*, North-Holland Pub. Co., Amsterdam.
- American Society of Civil Engineers (2008), *Sedimentation engineering: processes, management, modeling and practice. ASCE manuals and reports on engineering practice, no. 110*, editat per M. H. Garcia, American Society of Civil Engineers, Reston, VA.
- Andreotti, B., P. Claudin, i S. Douady (2002), Selection of dune shapes and velocities part 2: A two-dimensional modelling, *Eur. Phys. J. B*, 28(3), 341-352, doi:10.1140/epjb/e2002-00237-3.
- Arora, A. K., K. G. R. Raju, i R. J. Garde (1984), Criterion for deposition of sediment transported in rigid boundary channels, en *Proceedings of the 1st International Conference on Hydraulic Design in Water Resources Engineering: Channels and Channel Control Structures, University of Southampton*, editat per K. V. H. Smith, p. 413-424, Springer Berlin Heidelberg.
- Baas, J. H. (1994), A flume study on the development and equilibrium morphology of current ripples in very fine sand, *Sedimentology*, 41(2), 185-209, doi:10.1111/j.1365-3091.1994.tb01400.x.
- Baas, J. H. (1999), An empirical model for the development and equilibrium morphology of current ripples in fine sand, *Sedimentology*, 46(1), 123-138, doi:10.1046/j.1365-3091.1999.00206.x.
- Baas, J. H., A. G. Davies, i J. Malarkey (2013), Bedform development in mixed sand–mud: The contrasting role of cohesive forces in flow and bed, *Geomorphology*, 182, 19-32, doi:10.1016/j.geomorph.2012.10.025.
- Baas, J. H., J. L. Best, i J. Peakall (2016), Comparing the transitional behaviour of kaolinite and bentonite suspension flows, *Earth Surf. Process. Landforms*, 41(13), 1911-1921, doi:10.1002/esp.3959.
- Bagherimiyab, F., i U. Lemmin (2013), Shear velocity estimates in rough-bed open-channel flow, *Earth Surf. Process. Landforms*, 38(14), 1714-1724, doi:10.1002/esp.3421.

Referències

- Bagnold, R. A. (1966), *An approach to the sediment transport problem from general physics*, USGS Professional Paper 422-I, U.S. Govt. Print. Off., Washington, DC.
- Bagnold, R. A., i P. A. Mantz (1980), Laboratory flume experiments on the transport of cohesionless silica silts by water streams, *Proc. Inst. Civ. Eng.*, 69(4), 977-994, doi:10.1680/iicep.1980.2180.
- Baldock, T., M. Tomkins, P. Nielsen, i M. Hughes (2004), Settling velocity of sediments at high concentrations, *Coast. Eng.*, 51(1), 91-100, doi:10.1016/j.coastaleng.2003.12.004.
- Bell, S. (2001), *A beginners guide to uncertainty of measurement*, Good Practice Guide No. 11 Issue 2, National Physical Laboratory.
- Best, J. (2005), The fluid dynamics of river dunes: a review and some future research directions, *J. Geophys. Res.*, 110, F04S02, doi:10.1029/2004JF000218.
- Biron, P. M., C. Robson, M. F. Lapointe, i S. J. Gaskin (2004), Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields, *Earth Surf. Process. Landforms*, 29(11), 1403-1415, doi:10.1002/esp.1111.
- Blott, S. J., i K. Pye (2001), GRADISTAT: a grain size distribution and statistics package for the analysis of unconsolidated sediments, *Earth Surf. Process. Landforms*, 26(11), 1237-1248, doi:10.1002/esp.261.
- Boulanger, J. A. R., i C. Y. Wong (2016), Sand suspension deposition in horizontal low-concentration slurry pipe flows, *Granul. Matter*, 18(2), 1-10, doi:10.1007/s10035-016-0616-2.
- Bourke, M. C., i A. S. Goudie (2009), Varieties of barchan form in the Namib Desert and on Mars, *Aeolian Res.*, 1, 45-54, doi:10.1016/j.aeolia.2009.05.002.
- Brownlie, W. R. (1981), *Prediction of flow depth and sediment discharge in open channels*, Report No. KH-R-43A, California Institute of Technology, Pasadena, CA.
- Buffington, J. M. (1999), The Legend of A. F. Shields, *J. Hydraul. Eng.*, 125(4), 376-387, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1999)125:4(376).
- Bullard, J. E., i I. Livingstone (2010), Wasson RJ and Hyde R (1983) Factors

- determining desert dune type. *Nature* 304: 337-339, *Prog. Phys. Geogr.*, 34(6), 857-862, doi:10.1177/0309133310375731.
- Capape, S. (2013), *Particle size and morphology of crystalline silica dust*, Laboratoire d'Étude des Transferts en Hydrologie et Environnement, Technical University of Catalonia, Grenoble.
- Cardoso, A. H. (1998), *Hidráulica Fluvial*, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa.
- Cardoso, A. H., W. H. Graf, i G. Gust (1989), Uniform flow in a smooth open channel, *J. Hydraul. Res.*, 27(5), 603-616, doi:10.1080/00221688909499113.
- Carling, P. A., J. J. Williams, E. Golz, i A. D. Kelsey (2000), The morphodynamics of fluvial sand dunes in the River Rhine, near Mainz, Germany. II. Hydrodynamics and sediment transport, *Sedimentology*, 47(1), 253-278, doi:10.1046/j.1365-3091.2000.00291.x.
- Castellanos, A. (2005), The relationship between attractive interparticle forces and bulk behaviour in dry and uncharged fine powders, *Adv. Phys.*, 54(4), 263-376, doi:10.1080/17461390500402657.
- Celik, I., i W. Rodi (1984), *A deposition-entrainment model for suspended sediment transport*, Report SFB 210/T/6, University of Karlsruhe.
- Celik, I., i W. Rodi (1991), Suspended sediment-transport capacity for open channel flow, *J. Hydraul. Eng.*, 117(2), 191-204, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1991)117:2(191).
- Cellino, M. (1998), Experimental study of suspension flow in open channels, PhD Thesis, Civil Engineering Department, EPFL, Lausanne, Switzerland.
- Cellino, M., i W. H. Graf (1999), Sediment-laden flow in open-channels under noncapacity and capacity conditions, *J. Hydraul. Eng.*, 125(5), 455-462, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1999)125:5(455).
- Cellino, M., i W. H. Graf (2000), Experiments on suspension flow in open channels with bed forms, *J. Hydraul. Res.*, 38(4), 289-298, doi:10.1080/00221680009498328.
- Cellino, M., i W. H. H. Graf (2002), Suspension flows in open channels; experimental study, *J. Hydraul. Res.*, 40(4), 435-447, doi:10.1080/00221680209499886.

- Chanson, H. (2008), Acoustic Doppler velocimetry (ADV) in the field and in laboratory: practical experiences, en *International Meeting on Measurements and Hydraulics of Sewers*, editat per F. Larrarte i H. Chanson, p. 49-66, The University of Queensland, Brisbane, Australia.
- Chanson, H., M. Trevethan, i S. Aoki (2005), Acoustic Doppler Velocimetry (ADV) in a small estuarine system. Field experience and «despiking», en *31th Biennial IAHR Congress*, editat per B. H. Jun, S. I. Lee, I. W. Seo, i G. W. Choi, p. 3954-3966, Seoul, Korea.
- Chanson, H., M. Takeuchi, i M. Trevethan (2006), *Using turbidity and acoustic backscatter intensity as surrogate measures of suspended sediment concentration. Application to a sub-tropical estuary (Eprapah Creek)*, Brisbane, Australia.
- Chanson, H., M. Trevethan, i C. Koch (2007), Discussion of «Turbulence measurements with acoustic Doppler velocimeters» by Carlos M. García, Mariano I. Cantero, Yarko Niño, and Marcelo H. García, *J. Hydraul. Eng.*, 133(11), 1283-1286, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:11(1283).
- Chanson, H., M. Takeuchi, i M. Trevethan (2008), Using turbidity and acoustic backscatter intensity as surrogate measures of suspended sediment concentration in a small subtropical estuary, *J. Environ. Manage.*, 88(4), 1406-1416, doi:10.1016/j.jenvman.2007.07.009.
- Chien, N., i Z. Wan (1999), *Mechanics of sediment transport*, ASCE Press.
- Chiu, C. (1989), Velocity distribution in open channel flow, *J. Hydraul. Eng.*, 115(5), 576-594, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1989)115:5(576).
- Coleman, N. L. (1981), Velocity profiles with suspended sediment, *J. Hydraul. Res.*, 19(3), 211-229, doi:10.1080/00221688109499516.
- Coleman, N. L. (1986), Effects of suspended sediment on the open-channel velocity distribution, *Water Resour. Res.*, 22(10), 1377-1384, doi:10.1029/WR022i010p01377.
- Coles, D. (1956), The law of the wake in the turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, 1(2), 191-226, doi:10.1017/S0022112056000135.

- Courrech du Pont, S., C. Narteau, i X. Gao (2014), Two modes for dune orientation, *Geology*, *42*(9), 743-746, doi:10.1130/G35657.1.
- Decrop, B., T. De Mulder, E. Toorman, i M. Sas (2015), New methods for ADV measurements of turbulent sediment fluxes – application to a fine sediment plume, *J. Hydraul. Res.*, *53*(3), 317-331, doi:10.1080/00221686.2015.1037871.
- Dietrich, W. W. E. (1982), Settling velocity of natural particles, *Water Resour. Res.*, *18*(6), 1615-1626, doi:10.1029/WR018i006p01615.
- Dinehart, R. L. (1999), Correlative velocity fluctuations over a gravel river bed, *Water Resour. Res.*, *35*(2), 569-582, doi:10.1029/1998WR900038.
- Doroudian, B., F. Bagherimiyab, i U. Lemmin (2010), Improving the accuracy of four-receiver acoustic Doppler velocimeter (ADV) measurements in turbulent boundary layer flows, *Limnol. Oceanogr. Methods*, *8*, 575-591, doi:10.4319/lom.2010.8.0575.
- Durgesh, V., J. Thomson, M. C. Richmond, i B. L. Polagye (2014), Noise correction of turbulent spectra obtained from acoustic doppler velocimeters, *Flow Meas. Instrum.*, *37*, 29-41, doi:10.1016/j.flowmeasinst.2014.03.001.
- Einstein, H. A., A. G. Anderson, i J. W. Johnson (1940), A distinction between bed-load and suspended load in natural streams, *Eos Trans. AGU*, *21*(2), 628-633, doi:10.1029/TR021i002p00628.
- Endo, N., K. Taniguchi, i A. Katsuki (2004), Observation of the whole proces of interaction between barchans by flume experiments, *Geophys. Res. Lett.*, *31*(12), L12503, doi:10.1029/2004GL020168.
- Endo, N., T. Sunamura, i H. Takimoto (2005), Barchan ripples under unidirectional water flows in the laboratory: formation and planar morphology, *Earth Surf. Process. Landforms*, *30*(13), 1675-1682, doi:10.1002/esp.1227.
- Folk, R. L. (1974), *Petrology of sedimentary rocks*, Hemphill Publishing Company, Austin, TX.
- Franklin, E. M., i F. Charru (2011), Subaqueous barchan dunes in turbulent shear flow. Part 1. Dune motion, *J. Fluid Mech.*, *675*, 199-222, doi:10.1017/S0022112011000139.

- Fugate, D. C., i C. T. Friedrichs (2002), Determining concentration and fall velocity of estuarine particle populations using ADV, OBS and LISST, *Cont. Shelf Res.*, 22(11-13), 1867-1886, doi:10.1016/S0278-4343(02)00043-2.
- García, C., M. Cantero, P. Jackson, i M. García (2004a), *Characterization of the flow turbulence using water velocity signals recorded by acoustic Doppler velocimeters*, Civil Engineering Studies, Hydraulic Engineering Series No. 75, University of Illinois at Urbana-Champaign, Champaign, IL.
- García, C. M., M. I. Cantero, Y. Niño, i M. H. García (2004b), Acoustic Doppler velocimeters (ADV) performance curves (APCs) sampling the flow turbulence, en *Critical Transitions in Water and Environmental Resources Management*, American Society of Civil Engineers, Reston, VA.
- García, C. M., M. I. Cantero, Y. Niño, i M. H. García (2005), Turbulence measurements with acoustic Doppler velocimeters, *J. Hydraul. Eng.*, 131(12), 1062-1073, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2005)131:12(1062).
- García, M. H., E. M. Laursen, C. Michel, i J. M. Buffington (2000), The legend of A. F. Shields, *J. Hydraul. Eng.*, 126(9), 718-723, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2000)126:9(718).
- Garde, R. J., i K. G. Ranga Raju (1985), *Mechanics of sediment transportation and alluvial stream problems*, Wiley Eastern Limited, New Delhi.
- Goring, D. G., i V. I. Nikora (2002), Despiking acoustic Doppler velocimeter data, *J. Hydraul. Eng.*, 128(1), 117-126, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:1(117).
- Goring, D. G., i V. I. Nikora (2003), Closure to «Despiking acoustic Doppler velocimeter data» by Derek G. Goring and Vladimir I. Nikora, *J. Hydraul. Eng.*, 129(6), 487-488, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2003)129:6(487).
- Graf, W. H. (1984), *Hydraulics of Sediment Transport*, Water Resources Publications.
- Groh, C., I. Rehberg, i C. a Kruelle (2009), How attractive is a barchan dune?, *New J. Phys.*, 11, 23014, doi:10.1088/1367-2630/11/2/023014.
- Guo, J., i P. Y. Julien (2001), Turbulent velocity profiles in sediment-laden flows, *J. Hydraul. Res.*, 39(1), 11-23, doi:10.1080/00221680109499798.

- Ha, H. K., W.-Y. Hsu, J. P.-Y. Maa, Y. Y. Shao, i C. W. Holland (2009), Using ADV backscatter strength for measuring suspended cohesive sediment concentration, *Cont. Shelf Res.*, *29*(10), 1310-1316, doi:10.1016/j.csr.2009.03.001.
- Henderson, F. M. (1966), *Open channel flow*, Macmillan Publishing, New York.
- Hersen, P. (2005), Flow effects on the morphology and dynamics of aeolian and subaqueous barchan dunes, *J. Geophys. Res.*, *110*, F04S07, doi:10.1029/2004JF000185.
- Hersen, P., i S. Douady (2005), Collision of barchan dunes as a mechanism of size regulation, *Geophys. Res. Lett.*, *32*(21), L21403, doi:10.1029/2005GL024179.
- Hersen, P., S. Douady, i B. Andreotti (2002), Relevant length scale of barchan dunes, *Phys. Rev. Lett.*, *89*(26), 264301, doi:10.1103/PhysRevLett.89.264301.
- Hersen, P., K. H. Andersen, H. Elbelrhiti, B. Andreotti, P. Claudin, i S. Douady (2004), Corridors of barchan dunes: stability and size selection, *Phys. Rev. E*, *69*, 11304, doi:10.1103/PhysRevE.69.011304.
- Hollister, C. D., i I. N. McCave (1984), Sedimentation under deep-sea storms, *Nature*, *309*(5965), 220-225, doi:10.1038/309220a0.
- Van der Hoven, I. (1957), Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour, *J. Meteorol.*, *14*(2), 160-164, doi:10.1175/1520-0469(1957)014<0160:PSOHWS>2.0.CO;2.
- Hu, X.-G., L.-T. Liu, J. Hinderer, H. T. Hsu, i H.-P. Sun (2006), Wavelet filter analysis of atmospheric pressure effects in the long-period seismic mode band, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *154*(1), 70-84, doi:10.1016/j.pepi.2005.09.003.
- Hurther, D., i U. Lemmin (2001), A correction method for turbulence measurements with a 3D acoustic Doppler velocity profiler, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, *18*(3), 446-458, doi:10.1175/1520-0426(2001)018<0446:ACMFTM>2.0.CO;2.
- Islam, M. R., i D. Z. Zhu (2013), A kernel density based algorithm for despiking ADV data, *J. Hydraul. Eng.*, *139*(7), 785-793, doi:10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000734.
- Itakura, T., i K. Tsutomu (1980), Open channel flow with suspended sediments, *J. Hydraul. Div. ASCE*, *106*(HY8), 1325-1343.

- JCGM (2008), *Evaluation of measurement data – Guide to the expression of uncertainty in measurement*, JCGM 100:2008 (GUM 1995 with minor corrections), Joint Committee for Guides in Metrology.
- Jesson, M., M. Sterling, i J. Bridgeman (2013), Despiking velocity time-series—Optimisation through the combination of spike detection and replacement methods, *Flow Meas. Instrum.*, *30*, 45-51, doi:10.1016/j.flowmeasinst.2013.01.007.
- Jopling, A. V., i D. L. Forbes (1979), Flume study of silt transportation and deposition, *Geogr. Ann. Ser. A, Phys. Geogr.*, *61*(1-2), 67-85, doi:10.2307/520516.
- Kalinske, A., i C. Hsia (1945), *Study of transportation of fine sediments by flowing water*, University Iowa City, Iowa.
- Katsuki, A., M. Kikuchi, i N. Endo (2005), Emergence of a barchan belt in a unidirectional flow: experiment and numerical simulation, *J. Phys. Soc. Japan*, *74*(3), 878-881, doi:10.1143/JPSJ.74.878.
- Kestin, J., M. Sokolov, i W. A. Wakeham (1978), Viscosity of liquid water in the range $-8\text{ }^{\circ}\text{C}$ to $150\text{ }^{\circ}\text{C}$, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, *7*(3), 941-948, doi:10.1063/1.555581.
- Khorsandi, B., L. Mydlarski, i S. Gaskin (2012), Noise in turbulence measurements using acoustic Doppler velocimetry, *J. Hydraul. Eng.*, *138*(10), 829-838, doi:10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000589.
- Khosronejad, A., i F. Sotiropoulos (2014), Numerical simulation of sand waves in a turbulent open channel flow, *J. Fluid Mech.*, *753*, 150-216, doi:10.1017/jfm.2014.335.
- Khullar, N. K. (2006), Limiting capacity of wash load transport in channels, *ISH J. Hydraul. Eng.*, *12*(1), 73-86, doi:10.1080/09715010.2006.10514818.
- Khullar, N. K., U. C. Kothiyari, i K. G. Ranga Raju (2010), Suspended wash load transport of nonuniform sediments, *J. Hydraul. Eng.*, *136*(8), 534-543, doi:10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000223.
- Kim, J., i D. Lawler (2005), Characteristics of zeta potential distribution in silica

- particles, *Bull. Korean Chem. Soc.*, 26(7), 1083-1089.
- Kim, S. C., C. T. Friedrichs, J. P. Y. Maa, i L. D. Wright (2000), Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic Doppler velocimeter data, *J. Hydraul. Eng.*, 126(6), 399-406, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2000)126:6(399).
- Lacey, R. W. J., i A. G. Roy (2007), A comparative study of the turbulent flow field with and without a pebble cluster in a gravel bed river, *Water Resour. Res.*, 43(5), W05502, doi:10.1029/2006WR005027.
- Lohrmann, A. (2001), *Monitoring sediment concentration with acoustic backscattering instruments*, Nortek Technical Note No. 3, Nortek AS.
- Lohrmann, A., R. Cabrera, i N. Kraus (1994), Acoustic-doppler velocimeter(ADV) for laboratory use, en *Fundamental and advancements in hydraulic measurements and experimentation*, editat per Clifford A. Pugh, ASCE Press, Buffalo, New York.
- López, F., i M. H. García (1999), Wall similarity in turbulent open-channel flow, *J. Eng. Mech.*, 125(7), 789-796, doi:10.1061/(ASCE)0733-9399(1999)125:7(789).
- Maddux, T. B., J. M. Nelson, i S. R. McLean (2003), Turbulent flow over three-dimensional dunes: 1. Free surface and flow response, *J. Geophys. Res. Surf.*, 108(F1), F16009, doi:F16009\|10.1029/2003jf000017.
- Mantz, P. A. (1973), Cohesionless, fine graded, flaked sediment transport by water, *Nature*, 246(149), 14-16, doi:10.1038/10.1038/physci246014a0.
- Mantz, P. A. (1977), Incipient transport of fine grains and flakes by fluids-extended shield diagram, *J. Hydraul. Div. ASCE*, 103(HY6), 601-615.
- Mantz, P. A. (1978), Bedforms produced by fine, cohesionless, granular and flakey sediments under subcritical water flows, *Sedimentology*, 25(1), 83-103, doi:10.1111/j.1365-3091.1978.tb00302.x.
- Mantz, P. A. (1992), Cohesionless fine sediment bed forms in shallow flows, *J. Hydraul. Eng.*, 118(5), 743-764, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1992)118:5(743).
- Van Maren, D. S., J. C. Winterwerp, Z. Y. Wang, i Q. Pu (2009), Suspended sediment

Referències

- dynamics and morphodynamics in the Yellow River, China, *Sedimentology*, 56(3), 785-806, doi:10.1111/j.1365-3091.2008.00997.x.
- Martín-Vide, J. P. (2006), *Ingeniería de ríos*, Edicions UPC, Barcelona.
- Martín-Vide, J. P., M. Amarilla, i F. J. Zárate (2014), Collapse of the Pilcomayo River, *Geomorphology*, 205, 155-163, doi:10.1016/j.geomorph.2012.12.007.
- McCave, I. N. (1970), Deposition of fine-grained suspended sediment from tidal currents, *J. Geophys. Res.*, 75(21), 4151-4159, doi:10.1029/JC075i021p04151.
- McCave, I. N. (2008), Size sorting during transport and deposition of fine sediments: sortable silt and flow speed, en *Contourites. Developments in sedimentology*, vol. 60, editat per M. Rebesco i A. Camerlenghi, p. 121-142, Elsevier.
- McCulloch, D. S., i R. J. Janda (1964), Subaqueous river channel barchan dunes, *J. Sediment. Petrol.*, 34(3), 694-695, doi:10.1163/157005863X00357.
- McKee, E. D. (1979), *A study of global sand seas*, USGS Professional Paper 1052, U.S. Govt. Print. Off., Washington, DC.
- McLelland, S. J., i A. P. Nicholas (2000), A new method for evaluating errors in high-frequency ADV measurements, *Hydrol. Process.*, 14(2), 351-366, doi:10.1002/(SICI)1099-1085(20000215)14:2<351::AID-HYP963>3.0.CO;2-K.
- De Medina, V., A. Bateman, i D. Velasco (2002), Estudio detallado de los parámetros de configuración de un velocímetro acústico de alta frecuencia (ADV, acoustic Doppler velocimeter), en *XX Congreso Latinoamericano de Hidráulica*, La Habana, Cuba.
- Mehta, A. J. (2013), *An introduction to hydraulics of fine sediment transport*, World Scientific, Hackensack.
- Mehta, A. J., i E. F. Partheniades (1973), *Depositional Behaviour of Cohesive Sediments. Technical Report 16*.
- Melo, H. P. M., E. J. R. Parteli, J. S. Andrade, i H. J. Herrmann (2012), Linear stability analysis of transverse dunes, *Phys. A Stat. Mech. its Appl.*, 391(20), 4606-4614, doi:10.1016/j.physa.2012.05.042.
- Mier, J. M., i M. H. Garcia (2011), Erosion of glacial till from the St. Clair River

Referències

- (Great Lakes basin), *J. Great Lakes Res.*, 37(3), 410-399, doi:10.1016/j.jglr.2011.06.004.
- Misiti, M., Y. Misiti, G. Oppenheim, i J.-M. Poggi (2013), *Wavelet toolbox*, User guide, The MathWorks.
- Monin, A. S., i A. M. Yaglom (1971), *Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence*, Vol. 1, MIT Press, Cambridge, MA.
- Mori, N., T. Suzuki, i S. Kakuno (2007), Noise of acoustic Doppler velocimeter data in bubbly flows, *J. Eng. Mech.*, 133(1), 122-125, doi:10.1061/(ASCE)0733-9399(2007)133:1(122).
- Nalluri, C., i F. Spaliviero (1998), Suspended sediment transport in rigid boundary channels at limit deposition, *Water Sci. Technol.*, 37(1), 147-154, doi:10.1016/S0273-1223(97)00764-6.
- Nezu, I., i H. Nakagawa (1993), *Turbulence in open-channel flows*, IAHR Monograph Series, Balkema, Rotterdam.
- Nikora, V. (2007), Hydrodynamics of gravel-bed rivers: scale issues, en *Developments in Earth Surface Processes. Gravel-Bed Rivers VI: From Process Understanding to River Restoration*, vol. 11, editat per H. Habersack, H. Piégay, i M. Rinaldi, p. 61-81, Elsevier.
- Nikora, V., i D. Goring (2000), Flow turbulence over fixed and weakly mobile gravel beds, *J. Hydraul. Eng.*, 126(9), 679-690, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2000)126:9(679).
- Nikora, V. I., i D. G. Goring (1998), ADV measurements of turbulence: can we improve their interpretation?, *J. Hydraul. Eng.*, 124(6), 630-634, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1998)124:6(630).
- Nikora, V. I., i D. G. Goring (2002), Fluctuations of suspended sediment concentration and turbulent sediment fluxes in an open-channel flow, *J. Hydraul. Eng.*, 128(2), 214-224, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:2(214).
- Niño, Y., F. Lopez, i M. Garcia (2003), Threshold for particle entrainment into suspension, *Sedimentology*, 50(2), 247-263, doi:10.1046/j.1365-

3091.2003.00551.x.

Nord, G., F. Gallart, N. Gratiot, M. Soler, I. Reid, D. Vachtman, J. Latron, J. P. Martín-Vide, i J. B. Laronne (2014), Applicability of acoustic Doppler devices for flow velocity measurements and discharge estimation in flows with sediment transport, *J. Hydrol.*, 509, 504-518, doi:10.1016/j.jhydrol.2013.11.020.

Nortek AS (2004), *Vectrino velocimeter*, User guide, Nortek AS.

Parker, G. (2004), *1D sediment transport morphodynamics with applications to rivers and turbidity currents*, e-book downloadable at http://hydrolab.illinois.edu/people/parkerg/morphodynamics_e-book.htm.

Parker, G. (2008), Transport of Gravel and Sediment Mixtures, en *Sedimentation Engineering*, editat per M. H. (Editor) Garcia, p. 165-251, American Society of Civil Engineers, Reston, VA.

Parsheh, M., F. Sotiropoulos, i F. Porté-Agel (2010), Estimation of power spectra of acoustic-Doppler velocimetry data contaminated with intermittent spikes, *J. Hydraul. Eng.*, 136(6), 368-378, doi:10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000202.

Parteli, E. J. R., J. S. Andrade, i H. J. Herrmann (2011), Transverse instability of dunes, *Phys. Rev. Lett.*, 107(18), 1-5, doi:10.1103/PhysRevLett.107.188001.

Partheniades, E. (2009), *Cohesive sediments in open channels: erosion, transport and deposition*, Butterworth-Heinemann, Stoneham, MA.

Poindexter, C. M., P. J. Rusello, i E. A. Variano (2010), Acoustic Doppler velocimeter-induced acoustic streaming and its implications for measurement, *Exp. Fluids*, 50(5), 1429-1442, doi:10.1007/s00348-010-1001-2.

Pope, S. B. (2000), *Turbulent flows*, Cambridge University Press.

Raudkivi, A. J. (1997), Ripples on stream bed, *J. Hydraul. Eng.*, 123(1), 58-64, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1997)123:1(58).

Rees, A. (1966), Some flume experiments with a fine silt, *Sedimentology*, 6(3), 209-240, doi:10.1111/j.1365-3091.1966.tb01578.x.

van Rijn, L. C. (2007a), Unified view of sediment transport by currents and waves. I: initiation of motion, bed roughness, and bed-load transport, *J. Hydraul. Eng.*,

- 133(6), 649-667, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:6(649).
- van Rijn, L. C. (2007b), Unified view of sediment transport by currents and waves. II: suspended transport, *J. Hydraul. Eng.*, 133(6), 668-689, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:6(668).
- Roberts, J., R. Jepsen, D. Gotthard, i W. Lick (1998), Effects of particle size and bulk density on erosion of quartz particles, *J. Hydraul. Eng.*, 124(12), 1261-1267, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1998)124:12(1261).
- Romagnoli, M., C. M. García, i R. A. Lopardo (2012), Signal postprocessing technique and uncertainty analysis of ADV turbulence measurements on free hydraulic jumps, *J. Hydraul. Eng.*, 138(4), 353-357, doi:10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000507.
- Roscoe, R. (1952), The viscosity of suspensions of rigid spheres, *Br. J. Appl. Phys.*, 3(8), 267-269, doi:10.1088/0508-3443/3/8/306.
- Rusello, P. (2009), *A practical primer for pulse coherent instruments*, Nortek Technical Note No. 27, Nortek AS.
- Rusello, P. J., A. Lohrmann, E. Siegel, i T. Maddux (2006), Improvements in acoustic Doppler velocimetry, en *7th International Conference on Hydroscience and Engineering*, vol. 98105, p. 1-16, Philadelphia, PA.
- Salehi, M., i K. Strom (2011), Using velocimeter signal to noise ratio as a surrogate measure of suspended mud concentration, *Cont. Shelf Res.*, 31(9), 1020-1032, doi:10.1016/j.csr.2011.03.008.
- Salopek, B., D. Krasić, i S. Filipović (1992), Measurement and application of zeta-potential, *Mining-geological-petroleum Eng. Bull.*, 4(1), 147-151.
- Sauermann, G., P. Rognon, A. Poliakov, i H. . Herrmann (2000), The shape of the barchan dunes of Southern Morocco, *Geomorphology*, 36(1-2), 47-62, doi:10.1016/S0169-555X(00)00047-7.
- Schindler, R. J., i A. Robert (2004), Suspended sediment concentration and the ripple-dune transition, *Hydrol. Process.*, 18(17), 3215-3227, doi:10.1002/hyp.1505.
- Schlichting, H. (1979), *Boundary-layer theory*, McGraw-Hill, New York.

- Shah, M. M. (2012), Calculation of evaporation from indoor swimming pools: further development of formulas, en *ASHRAE Annual Conference*, vol. 118, ASHRAE Transactions, San Antonio, TX.
- Simons, D. B., E. V. Richardson, i C. F. Nordin (1965), *Bedload equation for ripples and dunes*, USGS Professional Paper 462-H, U.S. Govt. Print. Off., Washington, DC.
- Singh, A., F. Porté-Agel, i E. Foufoula-Georgiou (2010), On the influence of gravel bed dynamics on velocity power spectra, *Water Resour. Res.*, 46(4), W04509, doi:10.1029/2009WR008190.
- te Slaa, S., D. S. van Maren, Q. He, i J. C. Winterwerp (2015), Hindered settling of silt, *J. Hydraul. Eng.*, 4015020, doi:10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001038.
- Smedman Högström, A. S., i U. Högström (1975), Spectral gap in surface-layer measurements, *J. Atmos. Sci.*, 32(2), 340-350, doi:10.1175/1520-0469(1975)032<0340:SGISLM>2.0.CO;2.
- Solari, L., i G. Parker (2000), The curious case of mobility reversal in sediment mixtures, *J. Hydraul. Eng.*, 126(3), 185-197, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2000)126:3(185).
- Southard, J. B., i L. A. Boguchwal (1990), Bed configuration in steady unidirectional water flows; Part 2, Synthesis of flume data, *J. Sediment. Res.*, 60(5), 658-679, doi:10.1306/212F9241-2B24-11D7-8648000102C1865D.
- Stoica, P., i R. Moses (2005), *Spectral analysis of signals*, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ.
- Strom, K. B., i A. N. Papanicolaou (2007), ADV Measurements around a cluster microform in a shallow mountain stream, *J. Hydraul. Eng.*, 133(12), 1379-1389, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:12(1379).
- Tanaka, M., G. Girard, R. Davis, A. Peuto, i N. Bignell (2001), Recommended table for the density of water between 0 °C and 40 °C based on recent experimental reports, *Metrologia*, 38(4), 301-309, doi:10.1088/0026-1394/38/4/3.
- Tennessee Valley Authority, Corps of Engineers, Department of Agriculture, Geological Survey, Bureau of Reclamation, Indian Service, i Iowa Institute of

- Hydraulic Research (1941), *Laboratory investigation of suspended sediment samplers*, Report No. 5, A study of methods used in measurement and analysis of sediment loads in streams, University of Iowa, Federal Interagency Sedimentation Project (FISP) Publications, Iowa City, IA.
- Vanoni, V. A. (1946), Transportation of suspended sediment by water, *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, 111(1), 67-102.
- Velasco, D. W., i C. A. Huhta (2010), *Experimental verification of acoustic Doppler velocimeter (ADV) performance in fine-grained, high sediment concentration fluids*, SonTek/YSI Technical Note.
- Venditti, J. G. (2007), Turbulent flow and drag over fixed two- and three-dimensional dunes, *J. Geophys. Res.*, 112, F04008, doi:10.1029/2006JF000650.
- Voulgaris, G., i J. H. Trowbridge (1998), Evaluation of the acoustic doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 15(1), 272-289, doi:10.1175/1520-0426(1998)015<0272:EOTADV>2.0.CO;2.
- Wahl, T. L. (2000), Analyzing ADV data using WinADV, en *Building Partnerships*, editat per R. H. Hotchkiss i M. Glade, p. 1-10, American Society of Civil Engineers, Reston, VA.
- Walder, J. S. (2016), Dimensionless erosion laws for cohesive sediment, *J. Hydraul. Eng.*, 142(2), 4015047, doi:10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001068.
- Walton, O. R. (2008), Review of adhesion fundamentals for micron-scale particles, *KONA Powder Part. J.*, 26(26), 129-141, doi:10.14356/kona.2008012.
- Wang, X., Z.-Y. Wang, M. Yu, i D. Li (2001), Velocity profile of sediment suspensions and comparison of log-law and wake-law, *J. Hydraul. Res.*, 39(2), 211-217, doi:10.1080/00221680109499822.
- Welch, P. (1967), The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms, *IEEE Trans. Audio Electroacoust.*, AU(15).
- Wendling, V. (2015), Développement d'un système de caractérisation des agrégats et des floes en suspension, PhD Thesis, Laboratoire d'étude des transferts en hydrologie et environnement LTHE, Université Grenoble Alpes, Grenoble,

France.

- Westrich, B., i M. Juraschek (1985), Flow transport capacity for suspended sediment, en *Proceedings 21st IAHR Congress*, p. 590-594, Melbourne.
- Wiltschko, A. B., G. J. Gage, i J. D. Berke (2008), Wavelet filtering before spike detection preserves waveform shape and enhances single-unit discrimination., *J. Neurosci. Methods*, 173(1), 34-40, doi:10.1016/j.jneumeth.2008.05.016.
- Winterstein, T. A., i H. G. Stefan (1983), *Suspended sediment sampling in flowing water: laboratory study of the effects of nozzle orientation, withdrawal rate and particle size*, External Memorandum No. M-168, University of Minnesota, St. Anthony Falls Hydraulic Laboratory, Minneapolis, Minnesota.
- Wiuff, R. (1985), Transport of suspended material in open and submerged streams, *J. Hydraul. Eng.*, 111(5), 774-792, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1985)111:5(774).
- Wong, M., i G. Parker (2006), Reanalysis and Correction of Bed-Load Relation of Meyer-Peter and Müller Using Their Own Database, *J. Hydraul. Eng.*, 132(11), 1159-1168, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2006)132:11(1159).
- Woo, H. S., P. Y. Julien, i E. V. Richardson (1988), Suspension of large concentrations of sands, *J. Hydraul. Eng.*, 114(8), 888-898, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1988)114:8(888).
- Yang, C. T. (1979), Unit stream power equations for total load, *J. Hydrol.*, 40(1-2), 123-138, doi:10.1016/0022-1694(79)90092-1.
- Yang, C. T., i F. J. M. Simões (2005), Wash load and bed-material load transport in the Yellow River, *J. Hydraul. Eng.*, 131(5), 413-418, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2005)131:5(413).
- Yang, C. T., i J. B. Stall (1974), *Unit stream power for sediment transport in natural rivers*, Research Report Number 88, Water Resources Center, University Of Illinois At Urbana-Champaign, Illinois.
- Yang, C. T., A. Molinas, i B. Wu (1996), Sediment transport in the Yellow River, *J. Hydraul. Eng.*, 122(5), 237-244, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1996)122:5(237).

Referències

- Yang, S.-Q. Q., S. K. Tan, i X.-K. K. Wang (2012), Mechanism of secondary currents in open channel flows, *J. Geophys. Res.*, 117(F4), F04014, doi:10.1029/2012JF002510.
- Yang, S. Q. (2005), Sediment transport capacity in rivers, *J. Hydraul. Res.*, 43(2), 131-138, doi:10.1080/00221686.2005.9641229.
- Zhang, D., X. Yang, O. Rozier, i C. Narteau (2014), Mean sediment residence time in barchan dunes, *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, 119(3), 451-463, doi:10.1002/2013JF002833.

Apèndix

A1. Incerteses

La incertesa és un paràmetre, associat amb el resultat d'una mesura, que caracteritza la dispersió dels valors que podrien ser atribuïts a la propietat que s'està mesurant [JCGM, 2008]. Donades les característiques dels experiments i les condicions de treball, no sempre ha estat possible seguir un procediment òptim de repetició de mesures (la recomanació és repetir les mesures tres vegades [Bell, 2001]). S'han minimitzat els errors sistemàtics i de biaix en les mesures, però una incertesa acompanya tant el resultat de les mesures com les quantitats que se'n deriven.

Normalment, la variable que es vol mesurar Y no es mesura directament, sinó que es determina a partir d' n quantitats X_i i a través d'una relació funcional. A la pràctica, s'obté una estimació y del veritable valor Y , obtinguda a partir d' n estimacions x_i de les quantitats X_i .

$$y = y(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad [\text{A1}]$$

L'objectiu és estimar la incertesa associada a y (formalment, incertesa estàndard combinada $\delta_c y$) a partir de les components d'incertesa associades a cada x_i (incerteses estàndard δx_i). Es considera que la lectura d'una mesura x_i és el centre d'un interval de possibles valors que inclou X_i i que els possibles valors segueixen una distribució uniforme. La incertesa estàndard associada a x_i és

$$\delta x_i = \frac{a}{\sqrt{3}} \quad [\text{A2}]$$

on $2 \cdot a$ és l'extensió de l'interval de possibles valors (p. ex. la màxima diferència raonable al llegir un nivell en un limnítmetre). Altres estimacions d'incertesa δx_i depenen de la informació complementària que acompanya la mesura i s'assumeixen independents (p. ex. el calibratge, l'experiència a l'hora de fer una determinada mesura, les especificacions del fabricant de l'aparell utilitzat, etc.).

A1. Incerteses

El resum de diferents incerteses segons l'aparell amb el que s'obtenen les mesures apareix a la Taula A1.

Taula A1. Incerteses estàndard associades als aparells.

Aparell	δx_i	Font d'incertesa	Valor
	δx_1	Resolució	0.01 mm
Límnímetre (mesura elevacions)	δx_2	Determinació de la superfície lliure	0.29 mm
	δx_3	Determinació de la solera del canal	0.29 mm
	δx_4	Calibratge	0.003 g
Balança (mesura pesos)	δx_5	Assecat de les mostres	0.006 g
	δx_6	Procediment de pesatge	0.003 g
ADV (mesura velocitats)	δx_7	Incertesa en la mesura [Nortek AS, 2004]	$0.5\% \cdot u_i + 1$ mm/s ^a
	δx_8	Determinació de la mitjana de la distribució de la mida de les partícules ^b	$0.03 \cdot D_g$
Tècnica de difracció làser (mesura propietats de la distribució de la mida de les partícules)	δx_9	Determinació de la desviació estàndard de la distribució de la mida de les partícules ^b	$0.08 \cdot \sigma_g$
	δx_{10}	Transformació d'unitats px a cm	0.14 cm
Fotografia (mesura dimensions formes de fons)	δx_{11}	Determinació de les dimensions de la forma de fons	0.29 cm
	δx_{12}	Resolució (termòmetre digital)	0.14°C
Termòmetre (mesura temperatures)	δx_{13}	Incertesa en la mesura (sonda ADV)	0.5°C
	δx_{14}	Resolució (sonda ADV)	0.03°C

^a La mateixa pels tres components u , v i w .

^b Estimació obtinguda a partir dels resultats d'una anàlisi de control en condicions ideals.

Finalment, l'estimació de $\delta_c y$ es realitza amb la fórmula de propagació quan les fonts d'incertesa δx_i són independents

$$\delta_c y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \right)^2 \cdot (\delta x_i)^2} \quad [\text{A3}]$$

El veritable valor Y de la propietat que es mesura es troba a dins de l'interval $y \pm 2 \cdot \delta_c y$ per un nivell de confiança aproximat del 95% [JCGM, 2008].

A1. Incerteses

A partir dels valors de la Taula A1 i de les equacions [A2] i [A3] s'obtenen les incerteses en les mesures i en les variables que se'n deriven. Per a les mesures més importants, un resum de les incerteses apareix a la Taula A2.

Taula A2. Incerteses estàndard combinades $\delta_c y$.

Mesura	Valor de la incertesa $\delta_c y$
Calat	0.41 mm
Gruix del llim sedimentat	0.41 mm
Velocitat	1 mm/s ^a
Concentració de llim en suspensió	0.07 kg/m ³
Granulometria (mitjana geomètrica de la distribució D_g)	$0.03 \cdot D_g$
Granulometria (desviació estàndard de la distribució σ_g)	$0.08 \cdot \sigma_g$
Amplada d'una forma de fons	0.32 cm
Longitud d'una forma de fons	0.32 cm
Temperatura	0.5°C

^a Se suposa una velocitat del flux característica de 0.3 m/s.

Exemple: Incertesa en el calat

Els limnimitres s'utilitzen per obtenir nivells d'aigua i gruixos de llim sedimentat. En la mesura més senzilla d'un calat d'aigua h , l'equació [A1] és

$$h = z_s - z_b \quad [A4]$$

on z_s i z_b són la lectura del nivell de la superfície lliure i la lectura del fons, respectivament. L'expressió de la incertesa en la mesura s'obté introduint l'equació [A4] a l'equació [A3]. Com que $(\partial h / \partial z_s)^2 = (\partial h / \partial z_b)^2 = 1$, l'expressió és

$$\delta_c h = \sqrt{(\delta z_s)^2 + (\delta z_b)^2} \quad [A5]$$

on δz_s i δz_b són les incerteses estàndard en la lectura del nivell de la superfície lliure i la lectura del fons, respectivament. Segons la Taula A1, les fonts d'incertesa són les degudes a la resolució del limnimitre δx_1 , a la correcta determinació de la superfície lliure δx_2 perquè hi ha petites ondulacions, i a la correcta determinació de la solera del canal δx_3 perquè hi ha petites imperfeccions. Cal tenir en compte que δx_2 i δx_3 incorporen l'experiència i la pràctica amb els limnimitres.

A1. Incerteses

Per construcció, $(\delta z_s)^2 = (\delta x_1)^2 + (\delta x_2)^2$ i $(\delta z_b)^2 = (\delta x_1)^2 + (\delta x_3)^2$.
Finalment, $\delta_c h = 0.41$ mm.

Exemple: Incertesa en la concentració de llim en suspensió

La concentració de llim en suspensió en pes és obtinguda com el quocient entre el pesatge de la mostra de llim assecada i el pesatge de la mostra de llim i aigua descomptant la tara del recipient. L'equació [A1] és

$$C_p = \frac{P_3 - P_1}{P_2 - P_1} \quad [A6]$$

on P_1 és la tara del recipient, P_2 és el pes de la mostra d'aigua i de llim i el recipient, i P_3 és el pes de la mostra assecada i el recipient. L'expressió de la incertesa s'obté introduint l'equació [A6] a l'equació [A3]:

$$\begin{aligned} & \delta_c C_p \\ &= \sqrt{\left[\frac{P_3 - P_2}{(P_2 - P_1)^2} \right]^2 \cdot (\delta P_1)^2 + \left[\frac{P_1 - P_3}{(P_2 - P_1)^2} \right]^2 \cdot (\delta P_2)^2 + \left(\frac{1}{P_2 - P_1} \right)^2 \cdot (\delta P_3)^2} [A7] \end{aligned}$$

on δP_1 , δP_2 i δP_3 són les incerteses estàndard en el pesatge de la tara del recipient, el pes de la mostra d'aigua i de llim i el recipient, i el pes de la mostra assecada i el recipient, respectivament. Segons la Taula A1, les fonts d'incertesa són les degudes al calibratge de la balança δx_4 , a l'assecat de les mostres δx_5 perquè hi pot quedar una humitat residual, i al procediment del pesatge δx_6 .

Per construcció, $(\delta P_1)^2 = (\delta x_4)^2 + (\delta x_6)^2$, $(\delta P_2)^2 = (\delta x_4)^2 + (\delta x_6)^2$ i $(\delta P_3)^2 = (\delta x_4)^2 + (\delta x_5)^2 + (\delta x_6)^2$. Com a valors característics, suposem $P_1 = 80$ g, $P_2 = 200$ g, i $P_3 = 90$ g. Per tant, $\delta_c C_p = 6.9 \cdot 10^{-5}$ g/g (0.07 kg/m³).

A2. Mesures amb ADV

A2.1. Principis

L'ADV emet polsos acústics amb una freqüència $f_{\text{ADV}} = 10$ MHz i enregistra senyals discrets de velocitats associats a una freqüència de mostreig f_s (en aquesta recerca $f_s = 25$ Hz).

L'ADV mesura la velocitat de les partícules que hi ha en un volum de mostreig (Figura 7C, pàg. 14) per l'efecte Doppler. Les velocitats $v_{r,i}$ ($i = 1:4$), una per cadascun dels quatre receptors, estan definides en coordenades segons la direcció de la bisectriu entre l'emissor i el receptor [Lohrmann *et al.*, 1994]. Per transformar $v_{r,i}$ en velocitats instantànies u , v i w en coordenades ortogonals (amb el sistema de coordenades de la mà dreta) s'utilitza una matriu de transformació predeterminada empíricament per calibratge pel fabricant [McLelland i Nicholas, 2000; García *et al.*, 2005].

Quan s'utilitza un ADV cal comprovar que les mesures que s'obtenen són *a priori* correctes. És interessant maximitzar la intensitat del senyal reflectit (relacionada amb l'amplitud A_{ADV}), la qual depèn de les característiques del pols acústic que emet l'ADV, les propietats de l'aigua, de les partícules en suspensió i de la seva concentració [Lohrmann, 2001; Ha *et al.*, 2009; Salehi i Strom, 2011]. Una mida de les partícules D i una longitud d'ona acústica λ_{ADV} tals que la ràtio $(\pi \cdot D)/\lambda_{\text{ADV}} \approx 1$ maximitzen l'amplitud A_{ADV} enregistrada. L'amplitud es manté més o menys constant si $(\pi \cdot D)/\lambda_{\text{ADV}} > 1$ i disminueix si $(\pi \cdot D)/\lambda_{\text{ADV}} < 1$ per a una mateixa concentració de partícules en suspensió [Ha *et al.*, 2009]. Per a una mesura òptima de la velocitat, les partícules en suspensió han de ser prou

petites per seguir el moviment turbulent del flux però prou grans perquè l'ADV capturi correctament el seu senyal^{84,85}.

La qualitat general de cada velocitat enregistrada i la seva incertesa s'avalua amb la correlació C_{ADV} i la relació senyal-soroll S_{ADV} [Wahl, 2000; Mori et al., 2007]. La sèrie S_{ADV} es defineix com

$$S_{ADV} = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{A_{ADV}}{A_{ADV,s}} \right) \quad [A8]$$

on $A_{ADV,s}$ és un valor de referència del soroll que enregistra cadascun dels receptors al començar les mesures en les mateixes unitats arbitràries que la intensitat del senyal reflectit A_{ADV} [Rusello, 2009]. Nortek [2004] recomana que les mesures es facin amb un valor $S_{ADV} > 15$ dB.

Velocitats associades a C_{ADV} o S_{ADV} inferiors a un llindar —típicament 70% i 5 dB, respectivament— s'exclouen [Wahl, 2000; Chanson et al., 2005; Mori et al., 2007] tot i que encara poden ser vàlides [Wahl, 2000; Rusello et al., 2006; Doroudian et al., 2010; Romagnoli et al., 2012].

La idoneïtat de l'ADV per a descriure un flux turbulent la defineix García et al. [2005] amb el paràmetre $F = L_t \cdot f_s / U_c$, on L_t és l'escala de longitud dels remolins turbulents o *eddies*, f_s és la freqüència de mostreig i U_c és la velocitat convectiva, que com a primera aproximació s'assumeixen iguals al calat i la velocitat mitjana longitudinal, respectivament.

⁸⁴ Seguint Nikora i Goring [2002] i Cellino [1998], en els experiments d'aquesta recerca es pot acceptar l'aproximació que les partícules en suspensió evolucionen de forma idèntica al camp de velocitats que les envolta perquè es compleix: $t_p/t_w < 1$ amb $t_p = (1/18 \cdot \nu) \cdot (\rho_s/\rho) \cdot D^2$ l'escala temporal de les partícules i $t_w = \nu/u_*^2$ l'escala temporal de la paret; $t_p/t_d < 1$ amb $t_d = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$ l'escala temporal dels remolins dissipatius; i $D/\eta_d < 1$ amb D el diàmetre de les partícules i η_d l'escala turbulenta interna (dissipativa).

⁸⁵ Per a un ADV amb una freqüència $f_{ADV} = 10$ MHz com el d'aquesta recerca, el diàmetre D de la partícula tal que $(\pi \cdot D)/\lambda_{ADV} \approx 1$ és $D = 0.05$ mm ($\lambda_{ADV}/\pi = [1500/f_{ADV}]/\pi \approx 0.05$ mm on ~ 1500 m/s és la velocitat del so).

Es recomana un valor $F > 20$ per a una descripció correcta de la turbulència. Per a valors inferiors, *García et al.* [2005] presenta unes corbes de rendiment de l'ADV per avaluar l'impacte en el càlcul de paràmetres de turbulència. Per a $F \approx 8$, representatiu dels experiments d'aquesta tesi, s'obté que els moments de segon i de quart ordre mesurats seran inferiors als reals en un $\sim 20\%$ i un $\sim 40\%$, respectivament⁸⁶.

Alhora, les dades enregistrades per l'ADV contenen errors que poden ser deguts a l'efecte del soroll Doppler (o soroll instrumental), al model de l'aparell i la seva configuració, a les condicions en el volum de mostreig o als efectes de turbulència d'escala similar o inferior al volum de mostreig [*Hurther i Lemmin*, 2001; *Strom i Papanicolaou*, 2007].

El soroll Doppler, amb atributs de soroll blanc i una distribució normal dels seus valors, augmenta la incertesa en paràmetres de turbulència com les tensions normals de Reynolds i l'energia turbulenta (en altres paraules, moments de segon ordre o superiors) tot i que el seu efecte es pot negligir en el càlcul de mitjanes i de tensions de tall de Reynolds [*Nikora i Goring*, 1998; *Voulgaris i Trowbridge*, 1998; *Hurther i Lemmin*, 2001; *García et al.*, 2005; *Strom i Papanicolaou*, 2007; *Khorsandi et al.*, 2012]. El soroll augmenta significativament en mesures properes als contorns del canal, sobretot a la solera [*Voulgaris i Trowbridge*, 1998].

El nivell de soroll en les dades dels experiments s'ha estimat a partir de l'aplanament de l'espectre d'energia per a freqüències altes (en particular, com la mitjana de l'espectre en l'interval de freqüències entre 11.5 Hz i 12.5 Hz ⁸⁷) [*Voulgaris i Trowbridge*, 1998; *Hurther i Lemmin*, 2001; *Durgesh et al.*, 2014].

⁸⁶ La potència de la bomba hidràulica del laboratori i les propietats d'un flux uniforme limiten la ràtio $L/U_c \approx h/U \leq 0.3$ i no interessa ni un flux més lent (facilitaria la sedimentació de partícules), ni un calat més gran (intensificaria els efectes de paret). I malgrat que un augment de la freqüència de mostreig f_s pot corregir els valors baixos de F , aquest augment podria afectar negativament els resultats perquè alhora s'incrementa el soroll en el senyal [*De Medina et al.*, 2002].

⁸⁷ La freqüència amb la que es fa el mostratge del senyal de la velocitat és $f_s = 25$ Hz i, pel teorema de Nyquist, la freqüència màxima que es pot identificar sense ambigüitats és $f_s/2 = 12.5$ Hz (coneguda com freqüència de Nyquist) [*García et al.*, 2004b].

Quan aquest soroll és restat per a totes les freqüències de l'espectre, s'observa millor una franja amb una disminució de l'energia amb un pendent $-5/3$, seguint el model teòric de turbulència de Kolmogorov. La Figura A1 conté els espectres amb i sense el nivell de soroll, suavitzats pel mètode desenvolupat per *Welch* [1967] amb un enfiestrament en 16 blocs rectangulars sense superposició d'una sèrie de fluctuacions turbulentes de la velocitat longitudinal u' de 2^{14} mesures que equival a ~ 11 min de mesures.

El nivell de soroll mitjà obtingut per al component longitudinal de la velocitat és $1.90 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2/\text{Hz}$ i, malgrat que els espectres d'energia per als components transversal i vertical no mostren un aplanament clar per a freqüències altes, els nivells de soroll mitjans que s'observen són $\sim 2.30 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^2/\text{Hz}$ i $\sim 3.76 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2/\text{Hz}$, respectivament. Per tant, el soroll associat a les direccions x (longitudinal) i z (vertical) és superior a l'associat a la direcció y (transversal), com és d'esperar donades la geometria i el posicionament de la sonda que s'ha utilitzat (Figura 7C, pàg. 14) [Poindexter et al., 2010].

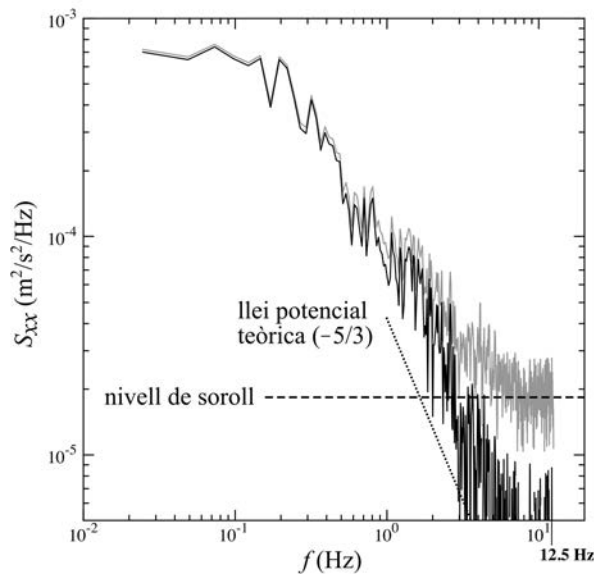


Figura A1. Exemple d'espectre d'energia del component longitudinal u amb i sense el nivell de soroll calculat. Els resultats corresponen a l'inici de l'experiment 11 de mesures a 1.09 cm de la solera del canal. L'anàlisi espectral apareix a §4.9.

Com que existeixen dubtes per la combinació de la condició $F < 20$ amb els efectes del soroll Doppler —tenen un efecte oposat⁸⁸— l'estimació del soroll Doppler pel mètode espectral tindrà un caràcter qualitatiu (i no s'utilitzarà per corregir el valor de les variàncies).

A2.2. Postprocessament

Les sèries de velocitat obtingudes amb un aparell ADV contenen inevitablement valors erronis i no s'haurien d'utilitzar sense un postprocessament adequat [*Chanson et al.*, 2007; *Jesson et al.*, 2013]. La detecció i substitució dels valors erronis es realitza sobre la sèrie de velocitats instantànies en coordenades Cartesianes u , v i w ⁸⁹.

A continuació es descriu el pas a pas del postprocessament de les sèries de velocitat obtingudes amb l'ADV amb la Figura A2 de suport. Es particularitza pel component longitudinal u i és anàleg per a v i w . S'ha escrit l'algoritme per ser utilitzat en el programa de càlcul MATLAB®.

⁸⁸ Una estimació per quantificar l'efecte combinat del soroll i dels valors baixos de F sobre les mesures es pot obtenir a partir de *García et al.* [2005] i de *Strom i Papanicolaou* [2007]. En aquesta recerca, seguint la metodologia descrita amb detall a *Strom i Papanicolaou* [2007], s'obté que la ràtio entre la variància de la sèrie de velocitats mesurada i la variància real és ~ 1.2 (pel component longitudinal), ~ 0.9 (pel component transversal) i ~ 1.6 (pel component vertical) i que, per tant, la contribució del soroll en la variància del senyal enregistrat per l'ADV és similar (o superior en el cas del component vertical de la velocitat) a la disminució que suposa tenir unes condicions amb un paràmetre $F < 20$.

⁸⁹ Degut a la geometria de la sonda de mesura lateral i al procediment d'obtenció de dades de l'ADV implementat pel fabricant, únicament $v_{r,1}$ i $v_{r,2}$ del vector de velocitats en coordenades ADV (Figura 7C, pàg. 14) són utilitzats per calcular els components de la velocitat en el pla xy paral·lel a la solera del canal u i v . En canvi, els quatre components $v_{r,i}$ són necessaris per obtenir el component vertical de la velocitat w . Així doncs, si es detecta un valor erroni a la sèrie de velocitats u o v és probable que també sigui errònia la corresponent velocitat w . Alguns autors realitzen la depuració de les dades sobre $v_{r,i}$ en comptes de u , v o w [*Doroudian et al.*, 2010; *Romagnoli et al.*, 2012].

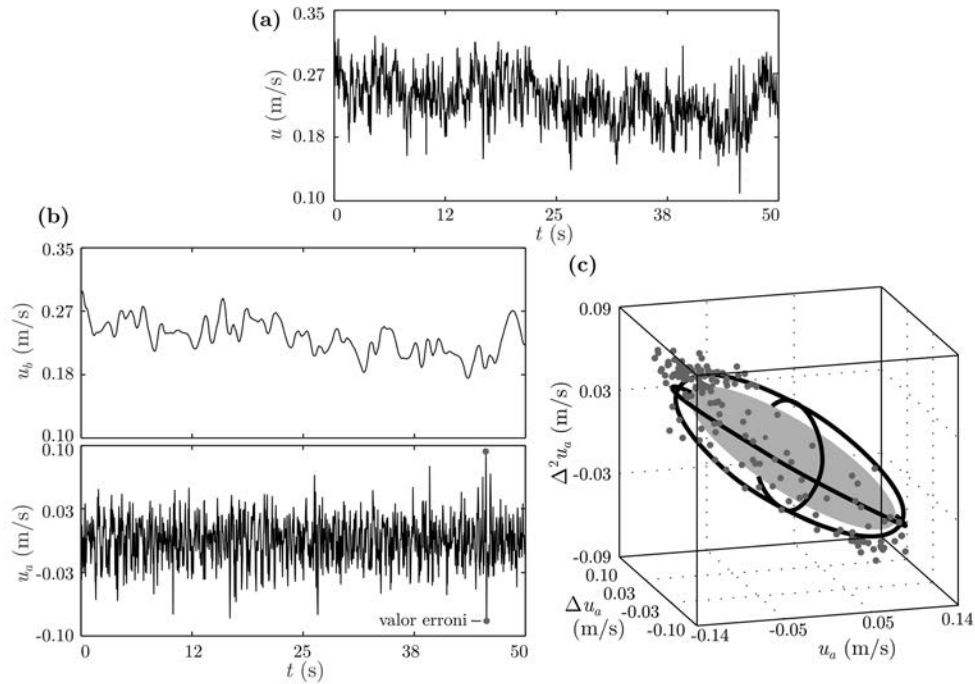


Figura A2. Postprocessament de les dades obtingudes amb ADV. (a) Fragment d'una sèrie de velocitats sense tractar u , (b) descomposició per ondetes de la sèrie de velocitats en la fracció que conté les freqüències baixes (<1 seg.) u_b i la fracció que conté les freqüències altes u_a , (c) espai fàsic on les dades correctes són localitzades a l'interior d'un el·lipsoide.

1. Importar les dades.

S'extreuen les sèries del component longitudinal de la velocitat instantània u , relació senyal-soroll S_{ADV} , amplitud A_{ADV} i correlació C_{ADV} amb n dades cadascuna de l'arxiu generat durant l'enregistrament de les mesures i són importades per analitzar amb el programa de càlcul MATLAB®.

2. Comprovació de la qualitat del senyal

Es comprova que no hi ha velocitats associades a un S_{ADV} inferior a 5 dB [Chanson *et al.*, 2005]⁹⁰.

⁹⁰ En els experiments d'aquesta recerca no s'han enregistrat valors amb S_{ADV} inferior a 15 dB malgrat l'inconvenient d'utilitzar un llim de 0.004 mm que proporciona valors

3. Eliminar les oscil·lacions de període gran.

Com que la sèrie temporal de velocitats conté oscil·lacions amb un període gran —de l'ordre de minuts— originades pel desenvolupament de formes de fons que van passant per sota de la sonda de l'ADV, s'aplica un filtre passa-alt a les dades per eliminar les freqüències no desitjades [Goring i Nikora, 2002, 2003; Chanson *et al.*, 2005]. S'aplica un algoritme de filtratge per ondetes (en anglès *wavelets*) que ressaltava els valors erronis, elimina les freqüències baixes (atribuïdes a les formes de fons) i no introdueix desfasament entre la sèrie original i la sèrie filtrada [Hu *et al.*, 2006; Wiltschko *et al.*, 2008]. La sèrie de velocitats instantànies original u es descompon en dues parts, la que conté les freqüències altes $u_{a,i}$ (i de mitjana igual a zero) i la que conté les freqüències baixes $u_{b,i}$, mitjançant la descomposició per ondetes amb l'ondeta de Daubechies núm. 5 (fins el nivell 4, corresponent a escales temporals d'un segon o menys) [Goring i Nikora, 2003; Misiti *et al.*, 2013]. Pel filtratge per ondetes s'ha utilitzat el paquet de MATLAB® *Wavelet Toolbox*.

La detecció i substitució dels valors erronis es realitza sobre la part del senyal que conté les freqüències altes $u_{a,i}$.

4. Mètode iteratiu per detectar i reemplaçar els valors erronis.

S'implementa el mètode iteratiu del llindar de l'espai fàsic (per les sigles en anglès PST) introduït per Goring i Nikora [2002]. L'ús de PST ha esdevingut el mètode *de facto* pel postprocessament de dades obtingudes amb l'ADV [Jesson *et al.*, 2013]. S'aplica el mètode PST a cadascun dels components de la velocitat $u_{a,i}$.

La sèrie $u_{a,i}$ com funció de les seves derivades temporals primera $\Delta u_{a,i}/\Delta t$ i segona $\Delta^2 u_{a,i}/(\Delta t)^2$ defineixen l'espai fàsic en tres dimensions. Les derivades temporals s'obtenen per diferència central i sense dividir per Δt [Goring i Nikora,

$(\pi \cdot D)/\lambda_{ADV} \ll 1$ i que, per tant, no maximitza la intensitat del senyal reflectit (§A2, pàg. 200).

2002]. La dispersió dels punts $(u_{a,i}, \Delta u_{a,i}, \Delta^2 u_{a,i})$ s'agrupa en un núvol de forma el·lipsoïdal. Els eixos d'aquest el·lipsoide es defineixen a partir del criteri Universal, que estableix que el valor màxim esperat de n mesures d'una variable normal aleatòria amb mitjana igual a zero és $\sigma \cdot [2 \cdot \ln(n)]^{1/2}$ on σ és la desviació estàndard de la variable. Els punts que es troben a fora de l'el·lipsoide així definit són identificats com valors erronis, però alguns d'aquests punts són considerats finalment vàlids segons el criteri a *Parsheh et al.* [2010] si el valor absolut de la velocitat $u_{a,i}$ és inferior a 1.8 vegades la mediana de la sèrie.

La substitució dels valors erronis es realitza per ajust d'un polinomi de tercer grau amb 12 punts vàlids de la sèrie a banda i banda del valor detectat com a erroni [*Goring i Nikora, 2002; Schindler i Robert, 2004*]. En cada iteració els valors erronis són substituïts, l'el·lipsoide canvia conseqüentment i el procés finalitza quan no s'identifica cap valor erroni més.

Aquesta combinació de procediments reconstrueix de manera correcte l'espectre d'energia i és recomanada per *Jesson et al.* [2013]. Existeixen moltes altres parelles detecció-substitució dels valors erronis [*Goring i Nikora, 2002; Parsheh et al., 2010; Islam i Zhu, 2013; Jesson et al., 2013; Durgesh et al., 2014*].

5. Reintroduir el senyal amb les freqüències baixes $u_{b,i}$.

Quan acaba el procés iteratiu de depuració PST es recompon la sèrie de velocitats afegint la part del senyal que conté les freqüències baixes $u_{b,i}$ [*Goring i Nikora, 2002; Chanson et al., 2005*].

6. Substituir els valors d' A_{ADV} i S_{ADV} .

Amb l'objectiu de monitorar la concentració de sediment en suspensió, els valors de les sèries temporals A_{ADV} i S_{ADV} corresponents a les velocitats que han estat filtrades són substituïts per interpolació lineal entre valors vàlids contigus [*Salehi i Strom, 2011*].

7. Correcció per un posicionament incorrecte de l'ADV (només u i v).

L'ADV es posiciona manualment en el canal amb el centre del volum de mostreig al centre de la secció transversal orientat cap el marge dret (Figura 7C, pàg. 14). Per la geometria de l'aparell, de la sonda, del suport i del canal, una

posició errònia de l'ADV és més difícil d'identificar si és al voltant del pla xy (és a dir, si hi ha una rotació de l'ADV respecte a l'eix z). S'assumeix que el posicionament respecte als eixos x i y és correcte.

L'impacte d'una petita rotació respecte a l'eix z afecta significativament el component transversal v però no el component longitudinal u (p. ex. si $u = 0.2$ m/s i $v = 0.02$ m/s, amb una rotació de 2° respecte a la posició correcta s'obtenen velocitats v un 35% superiors i velocitats u un 0.4% inferiors). Assumint que el flux és permanent i uniforme, el component transversal de la velocitat mitjana al centre hauria de ser zero. Així doncs, a partir de la mitjana de sèries de 5 minuts del component transversal de la velocitat v a l'inici dels experiments, si la velocitat mitjana $V \neq 0$ m/s s'aplica una rotació a les dades tal que $V = 0$ m/s sempre i quan l'angle de rotació calculat sigui petit. L'angle de rotació ha estat sempre inferior a 2° .

8. Estimar el soroll instrumental.

Tal i com s'ha escrit a §A2 (pàg. 200), l'estimació del nivell de soroll s'obté dels espectres d'energia.

A2.3. Durada del mostreig

Les sèries de velocitats instantànies que enregistra l'ADV (§2.2.2, pàg. 16) contenen una quantitat de dades que depèn de la durada del mostreig i de la freqüència de mostreig. En els experiments d'aquesta tesi, la durada del mostreig és el temps durant el qual l'ADV està enregistrant dades amb una freqüència de 25 Hz sense variar la seva posició. Anàlogament, la durada de les sèries es pot obtenir multiplicant el nombre de dades que conté la sèrie per la freqüència de mostreig.

Particularitzant per a les sèries de velocitats, la magnitud de les mitjanes, les desviacions estàndard, les tensions de Reynolds, etc., és a dir, dels moments mostrals en general varien amb la durada del mostreig. La durada mínima òptima depèn de cada cas particular i influeix sobretot en el càlcul dels paràmetres de turbulència [*García et al.*, 2005; *Chanson et al.*, 2007].

A partir de durades superiors a ~ 1 min, les mitjanes mòbils acumulades (Figura A3) s'estabilitzen en el càlcul de velocitats mitjanes i les desviacions

estàndard i la tensió de tall de Reynolds són, com a màxim, $\pm 10\%$ dels valors corresponents a la sèrie de 10 minuts de durada.

Per com s'han dissenyat els experiments (§2.5, pàg. 37), les sèries de velocitats tenen, normalment, una durada superior als 120 min (més de 180000 dades) perquè l'ADV roman a la mateixa posició amb l'objectiu de captar el rastre del dipòsit de llim. Si calen sèries més curtes, es divideix la sèrie en fragments que equivalen a, com a mínim, 5 min de mesures contínues.

Quan s'enregistren sèries a diferents cotes per obtenir perfils de velocitat, la durada del mostreig a cada cota és d'aproximadament ~ 1 min ⁹¹.

⁹¹ Es limita la durada del mostreig a cada cota perquè l'ADV pugui romandre durant el màxim temps possible en una posició propera al fons perquè l'aparició de formes de fons que migren aigües avall altera constantment els perfils de velocitat que s'obtenen a la mateixa coordenada longitudinal x del canal i per investigar la formació del dipòsit de llim.

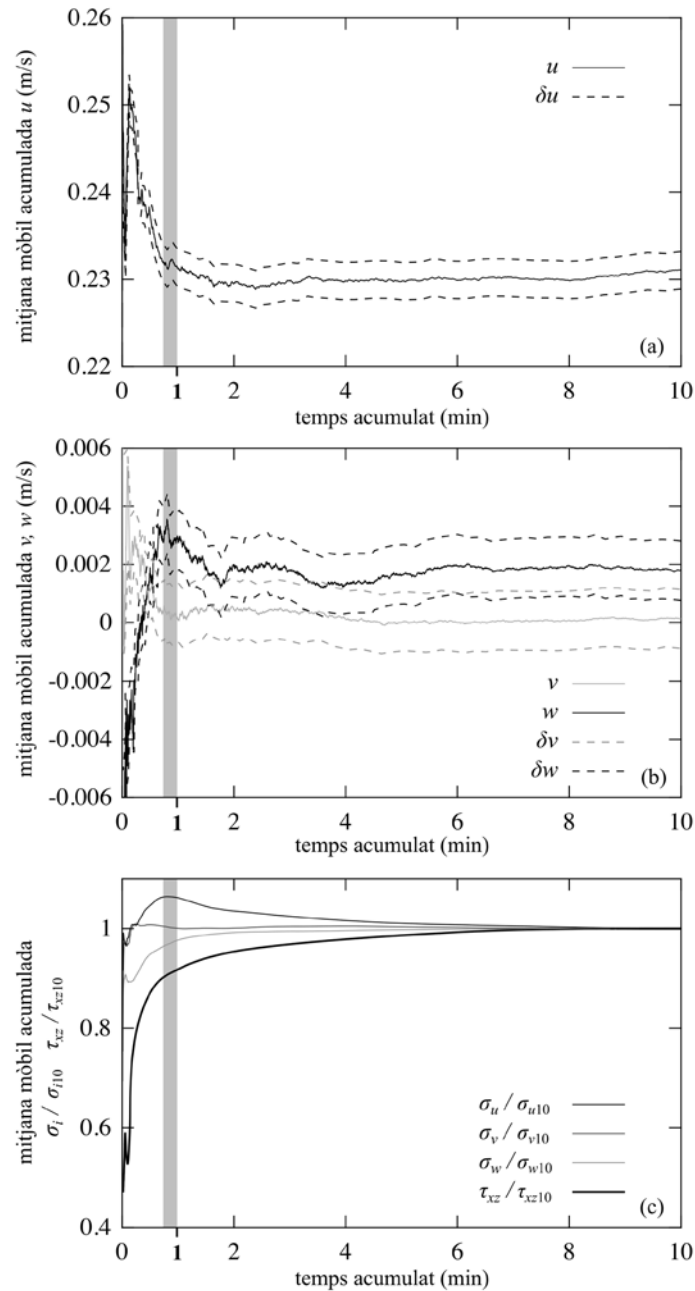


Figura A3. Mitjanes mòbils acumulades de: a) velocitat instantània longitudinal u amb la incertesa associada δu (§2.2.8, pàg. 24); b) velocitats instantànies transversal v i vertical w amb les incerteses associades δv i δw ; c) ràtio de les desviacions estàndard en relació amb les desviacions estàndard de sèries de 10 minuts (σ_u / σ_{u10} , σ_v / σ_{v10} i σ_w / σ_{w10}) i ràtio de la tensió de tall de Reynolds en relació amb la tensió de tall de Reynolds d'una sèrie de 10 minuts (τ_{xz} / τ_{xz10}). Els resultats corresponen als 10 minuts inicials de l'experiment 5 amb mesures a una cota $\hat{z} = 1.09$ cm.

A3. Distribució de la mida de les partícules

L'anàlisi de la distribució de la mida de les partícules comença per:

1. Especificar si és ponderat pel volum, el pes, l'àrea, la longitud o el nombre de partícules del mostratge. L'explicació serà pel cas ponderat pel volum —en el que es basa la tècnica de difracció làser— però és anàloga a les demés. Si la densitat de les partícules és constant, la distribució de la mida ponderada pel pes i pel volum coincideixen.
2. Especificar quina dimensió de la partícula és la representativa del seu volum (per a partícules uniformes i esfèriques és trivial, però per a partícules irregulars hi ha diverses opcions).

La distribució de la mida de les partícules està determinada per $n + 1$ parelles $(D_{l,i}, F(D_{l,i}))$ on $D_{l,i}$ és una mida ($D_{l,i} \leq D_{l,i+1}$) i $F(D_{l,i})$ és la fracció del volum total del mostratge que és més fina que $D_{l,i}$. La mida $D_{l,1}$ és menor o igual que la més petita del mostratge; la mida $D_{l,n+1}$ és major o igual que la més grossa del mostratge.

Les $n + 1$ mides $D_{l,i}$ defineixen n grups o classes $\Delta D_i = D_{l,i+1} - D_{l,i}$ dels que D_i és el centre de classe i definida com la mitjana geomètrica entre $D_{l,i+1}$ i $D_{l,i}$. Aquestes classes defineixen n parelles $(D_i, f(D_i))$ on $f(D_i)$ és la fracció del volum total del mostratge a dins d'aquesta classe.

Per tal que $F(D_{l,i})$ i $f(D_i)$ siguin versions discretes de la funció de distribució acumulada i la funció de densitat de probabilitat, respectivament, s'expressa:

$$F(D_{l,i}) = \begin{cases} 0, & i = 1 \\ \sum_{j=2}^i f(D_{j-1}) \cdot \Delta D_{j-1}, & i = 2; n + 1 \end{cases} \quad [\text{A9}]$$

i

$$f(D_i) = \frac{v_i}{V} \cdot \frac{1}{\Delta D_i} \quad [\text{A10}]$$

on v_i és el volum de partícules a dins de la classe ΔD_i i V és el volum total del mostratge. Es compleix:

$$f(D_i) \geq 0, i = 1:n \quad [A11]$$

$$F(D_{l,n+1}) = \sum_{j=2}^{n+1} f(D_{j-1}) \cdot \Delta D_{j-1} = 1 \quad [A12]$$

Que $f(D_i)$ sigui funció de densitat vol dir que $f(D_i) \cdot \Delta D_i$ és la probabilitat que una determinada mida D_i es trobi a l'interval $(D_{l,i}, D_{l,i} + \Delta D_i)$, i com que $f(D_i) \cdot \Delta D_i$ és adimensional (és una probabilitat), $f(D_i)$ té unitats de $1/D$. En canvi, $F(D_{l,i})$ és adimensional i la seva representació gràfica també es coneix com corba granulomètrica.

Atès que la classificació del sediment segons la mida (p. ex. l'escala de Wentworth [Folk, 1974]) segueix una escala logarítmica, la millor representació del mostratge resulta d'especificar les mides segons l'escala logarítmica en base 2 *psi* (ψ) [Parker, 2004] que està definida com

$$\psi = \log_2 \left(\frac{D}{D_o} \right) \quad [A13]$$

on D és una mida i D_o és una longitud de referència amb les mateixes unitats que D . Per exemple, el llim (de mida entre 0.002 mm i 0.062 mm) i la sorra (de mida entre 0.062 mm i 2 mm) abasten cadascú 5 unitats ψ . El conveni de classes i noms que s'adopta en aquesta recerca està a la Taula 7 (pàg. 29).

En l'escala ψ , les classes ΔD_i són $\Delta \psi_i = \psi_{l,i+1} - \psi_{l,i}$ i el centre de cada classe és $\psi_i = 0.5 \cdot (\psi_{l,i+1} + \psi_{l,i})$ que correspon a la mitjana geomètrica entre $D_{l,i+1}$ i $D_{l,i}$ que s'utilitza per definir D_i .

A partir de les expressions [A9] i [A10] es pot comprovar que la transformació a l'escala ψ únicament modifica el valor de la funció de densitat de probabilitat $f(D_i)$:

$$\psi_i = \log_2 \left(\frac{D_i}{D_o} \right) \rightarrow f(\psi_i) = \frac{\Delta D_i}{\Delta \psi_i} \cdot f(D_i) \quad [\text{A14}]$$

$$\psi_{l,i} = \log_2 \left(\frac{D_{l,i}}{D_o} \right) \rightarrow F(\psi_{l,i}) = F(D_{l,i}) \quad [\text{A15}]$$

Els paràmetres estadístics escollits per caracteritzar la distribució de la mida de les partícules del mostratge són:

- La mitjana geomètrica de la distribució $D_g = D_o \cdot 2^{\bar{\psi}}$ amb $\bar{\psi} = \sum_{j=1}^n f(\psi_j) \cdot \Delta \psi_j \cdot \psi_j$.
- La moda major de la distribució D_{m1} . En el cas d'existir, D_{m2} és la moda menor d'una distribució bimodal.
- La mida D_x per la qual l' $x\%$ de la mostra és més fina. La mida D_{50} coincideix amb la mediana de la distribució.
- La desviació estàndard $\sigma_g = \left(\sum_{j=1}^n (\psi_j - \bar{\psi})^2 \cdot f(\psi_j) \cdot \Delta \psi_j \right)^{1/2}$ expressada en unitats ψ . Per valors $\sigma_g > 1.0$ la mostra és mal classificada [Folk, 1974].
- La desviació estàndard granulomètrica $\sigma_D = (D_{84}/D_{16})^{1/2}$. Si $\sigma_D > 3.0$ el sediment és mal classificat [Martín-Vide, 2006].

L'asimetria $\sum_{j=1}^n (\psi_j - \bar{\psi})^3 \cdot f(\psi_j) \cdot \Delta \psi_j / \sigma_g^3$ i la curtosi $\sum_{j=1}^n (\psi_j - \bar{\psi})^4 \cdot f(\psi_j) \cdot \Delta \psi_j / \sigma_g^4 - 3$ com a mesures del grau de simetria i d'apuntament, respectivament, de la funció de densitat de probabilitat.

A partir dels límits suggerits per Folk [1974] es defineixen els següents intervals per a l'asimetria i la curtosi que s'han observat en els resultats de la tesi. Segons l'asimetria, la distribució és: aproximadament simètrica si té valors entre 0.5 i -0.5 ; lleugerament asimètrica pels fins si té valors entre -0.5 i -1.4 ; molt asimètrica pels fins si té valors inferiors a -1.4 . Segons la curtosi, la distribució és: mesocúrtica si té valors entre -1.0 i 1.0 ; leptocúrtica si té valors entre 1.0 i 2.5 .

$$y_e(x) = -(L + L_h) \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot x^2}{W}\right)^{1/2} \quad [\text{A19}]$$

Aleshores, l'alçada $h(x)$ de la llesca definida com la secció $A - A'$ es pot definir de la següent manera

$$h(x) = l(x) \cdot \frac{\tan(\alpha_p) \cdot \tan(\alpha_b)}{\tan(\alpha_p) + \tan(\alpha_b)} \quad [\text{A20}]$$

on la longitud de la llesca es defineix com

$$l(x) = y_p(x) - y_e(x) \quad [\text{A21}]$$

i l'àrea de la llesca és

$$a(x) = \frac{1}{2} \cdot l(x) \cdot h(x) \quad [\text{A22}]$$

Finalment, el volum de la barca resulta de la integració de $a(x)$ per a tot l'interval de x com

$$V_b = \int_{-W/2}^{W/2} a(x) \cdot dx \quad [\text{A23}]$$

i operant s'obté el resultat final del volum de la barca

$$\begin{aligned} V_b = \frac{1}{2} \cdot \frac{\tan(\alpha_p) \cdot \tan(\alpha_b)}{\tan(\alpha_p) + \tan(\alpha_b)} \\ \cdot \left[\frac{8}{15} \cdot W \cdot L_h^2 - \frac{3 \cdot \pi}{8} \cdot W \cdot (L + L_h) \cdot L_h + \frac{2}{3} \cdot W \right. \\ \left. \cdot (L + L_h)^2 \right] \quad [\text{A24}] \end{aligned}$$

El volum d'un prisma recte que circumscriu la barca és $W \cdot (L + L_h) \cdot H \approx 3.3 \cdot V_b$.

A5. Resultats suplementaris

A5.1. Perfils de velocitats

Els resultats de la Taula A3 són de perfils de velocitats que contenen un mínim de 4 punts a la regió definida per $0.2 < z/h < 0.7$ ⁹². La durada del mostreig a cadascuna de les cotes és inferior a 1 min (§A2.3, pàg. 208).

El nombre limitat de perfils de velocitats que s'han obtingut és una conseqüència de l'especial ús de l'ADV com un mostrador de la formació d'un dipòsit de llim, ja que requereix mesurar a la mateixa posició durant el màxim de temps possible.

Taula A3. Resultats dels perfils de velocitats (np. indica el número del perfil i t indica l'instant quan els perfils s'han obtingut)

np.	exp.	t (min)	h (mm)	C (kg/m ³)	U (m/s)	\bar{u}_M	u_{*l}	$u_{*\tau}$ (10 ⁻³ m/s)	u_{*S}	Π (-)
grup 1										
1	1	23	77.8	7.11	0.261	0.299	12.22	10.75	16.46	0.32
2	1	36	77.5	6.95	0.259	0.297	12.27	12.61	16.89	0.05
3	2	50	77.4	19.83	0.266	0.310	12.48	12.81	16.81	0.17
grup 2										
4	3	1274	78.3	0.90	0.265	0.287	12.37	10.44	15.42	0.30
5	3	1354	78.3	0.90	0.265	0.287	12.43	10.42	15.42	0.26
2	3	1400	78.2	0.88	0.267	0.292	12.20	11.83	15.45	0.30
3	3	1429	78.2	0.87	0.264	0.289	12.35	10.53	15.44	0.38
4	4	656	78.1	1.54	0.261	0.295	12.74	11.47	15.43	0.22
5	4	697	78.1	1.53	0.262	0.291	12.72	11.93	15.44	0.04
6	4	1431	77.8	1.32	0.260	0.298	12.39	13.23	15.94	0.36
7	5	1405	77.4	1.99	0.265	0.307	12.71	13.52	15.79	0.25
8	5	1435	77.4	1.98	0.267	0.304	12.79	13.13	15.80	0.20
9	6	601	77.5	2.59	0.268	0.310	12.84	12.53	15.66	0.34
10	6	610	77.5	2.58	0.267	0.303	12.83	12.37	15.67	0.19
11	6	1404	77.0	2.19	0.269	0.309	13.06	12.71	16.28	0.20
12	6	1433	77.0	2.19	0.269	0.308	13.00	11.81	16.27	0.34
13	7	1342	77.2	2.98	0.263	0.312	13.05	13.23	16.19	0.29
14	7	1354	77.2	2.98	0.261	0.310	12.91	12.37	15.46	0.31

⁹² Durant el transcurs de l'experiment també es mesuren perfils de velocitat de només 3 punts. Respectivament, es mesura a $0.2 \cdot h$, $0.6 \cdot h$, i $0.8 \cdot h$ de la superfície lliure, on h és el calat.

A5. Resultats suplementaris

np.	exp.	t	h	C	U	$\overline{u_M}$	u_{*l}	$u_{*\tau}$	u_{*S}	Π
15	8	1305	77.0	3.02	0.261	0.311	13.06	11.77	15.71	0.32
16	8	1322	77.0	3.01	0.262	0.312	13.04	12.55	15.72	0.27
17	9	1311	77.8	6.49	0.263	0.312	13.23	12.70	16.29	0.25
18	9	1330	77.8	6.49	0.266	0.315	13.41	13.77	14.75	0.09
19	10	300	77.9	6.98	0.265	0.279	12.16	13.13	17.42	0.10
20	10	901	77.9	6.97	0.268	0.301	12.67	13.13	16.56	0.17
21	10	1331	78.8	7.94	0.266	0.281	12.21	13.94	16.37	0.03
22	10	1420	78.2	7.19	0.267	0.285	12.10	13.36	17.16	0.28
grup 3										
23	11	206	73.5	19.56	0.282	0.330	13.31	14.82	17.08	0.31
24	11	233	73.5	19.51	0.279	0.323	13.17	17.10	17.93	0.07
25	11	1755	73.1	14.01	0.287	0.326	14.10	13.08	17.43	0.10
26	11	1783	73.1	14.00	0.283	0.324	13.74	14.46	17.22	0.09
27	11	2638	73.5	12.95	0.287	0.330	13.71	13.50	17.26	0.26
28	11	2657	73.5	12.94	0.286	0.329	13.73	14.50	17.06	0.19
29	11	3885	73.4	12.84	0.289	0.329	14.27	14.22	17.84	0.02
30	12	294	73.4	41.62	0.286	0.321	13.63	16.70	17.05	0.11
31	12	317	73.3	41.23	0.284	0.324	13.52	16.00	17.69	0.17
32	12	2009	72.7	32.88	0.286	0.329	14.40	13.34	17.58	0.15
33	12	2037	72.7	32.87	0.286	0.327	14.47	12.38	17.58	0.10
grup 4										
34	13	281	77.7	5.36	0.262	0.285	12.22	12.63	16.62	0.22
35	13	301	77.7	5.33	0.263	0.284	12.31	12.56	16.63	0.15
36	14	751	77.7	4.78	0.260	0.292	12.62	11.37	14.63	0.26
37	14	750	77.7	4.77	0.261	0.288	12.76	11.87	14.64	0.14
38	14	770	77.6	4.76	0.263	0.294	12.53	12.68	14.64	0.19
39	14	781	77.6	4.75	0.265	0.296	12.71	12.04	14.65	0.27

A5.2. Variacions temporals de velocitats mitjanes

La Taula A4 conté la velocitat mitjana longitudinal $\overline{u_0}$, transversal $\overline{v_0}$ i vertical $\overline{w_0}$ associada als 5 minuts inicials dels experiments.

Taula A4. Velocitat mitjana de la sèrie de 5 min a l'inici dels experiments. \hat{z}/\hat{h} és la cota de la mesura relativa a la solera inicial (Figura 62, pàg. 142).

exp.	\hat{z}/\hat{h} (-)	$\overline{u_0}$ m/s	$\overline{v_0} \cdot 10^{-3}$ m/s	$\overline{w_0} \cdot 10^{-3}$ m/s
grup 1				
1	0.08	0.194	0.601	2.704
2	0.28	0.264	0.198	1.560
grup 2				
3	0.14	0.215	1.474	2.015
4	0.14	0.231	0.170	1.651
5	0.14	0.231	0.170	1.651
6	0.14	0.237	-0.054	0.421

A5. Resultats suplementaris

exp.	\hat{z}/\hat{h}	\overline{u}_0	$\overline{v}_0 \cdot 10^{-3}$	$\overline{w}_0 \cdot 10^{-3}$
7	0.14	0.233	0.471	1.293
8	0.14	0.237	0.120	1.194
9	0.14	0.234	0.601	1.681
10	0.14	0.216	-0.434	-0.358
grup 3				
11	0.14	0.235	0.126	0.910
12	0.14	0.240	0.235	1.204
grup 4				
13	0.14	0.235	0.116	-0.731
14	0.14	0.231	-0.002	1.302

De la Figura A5 fins a la Figura A18 es mostra l'evolució de les velocitats mitjanes com la diferència relativa en relació amb la velocitat mitjana longitudinal característica dels 5 minuts inicials \overline{u}_0 . El color de les línies informa de la cota de la mesura (la línia és més fosca per a cotes més properes al fons i és més clara per a cotes més allunyades del fons amb el límit $z/h < 0.4$).

A5. Resultats suplementaris

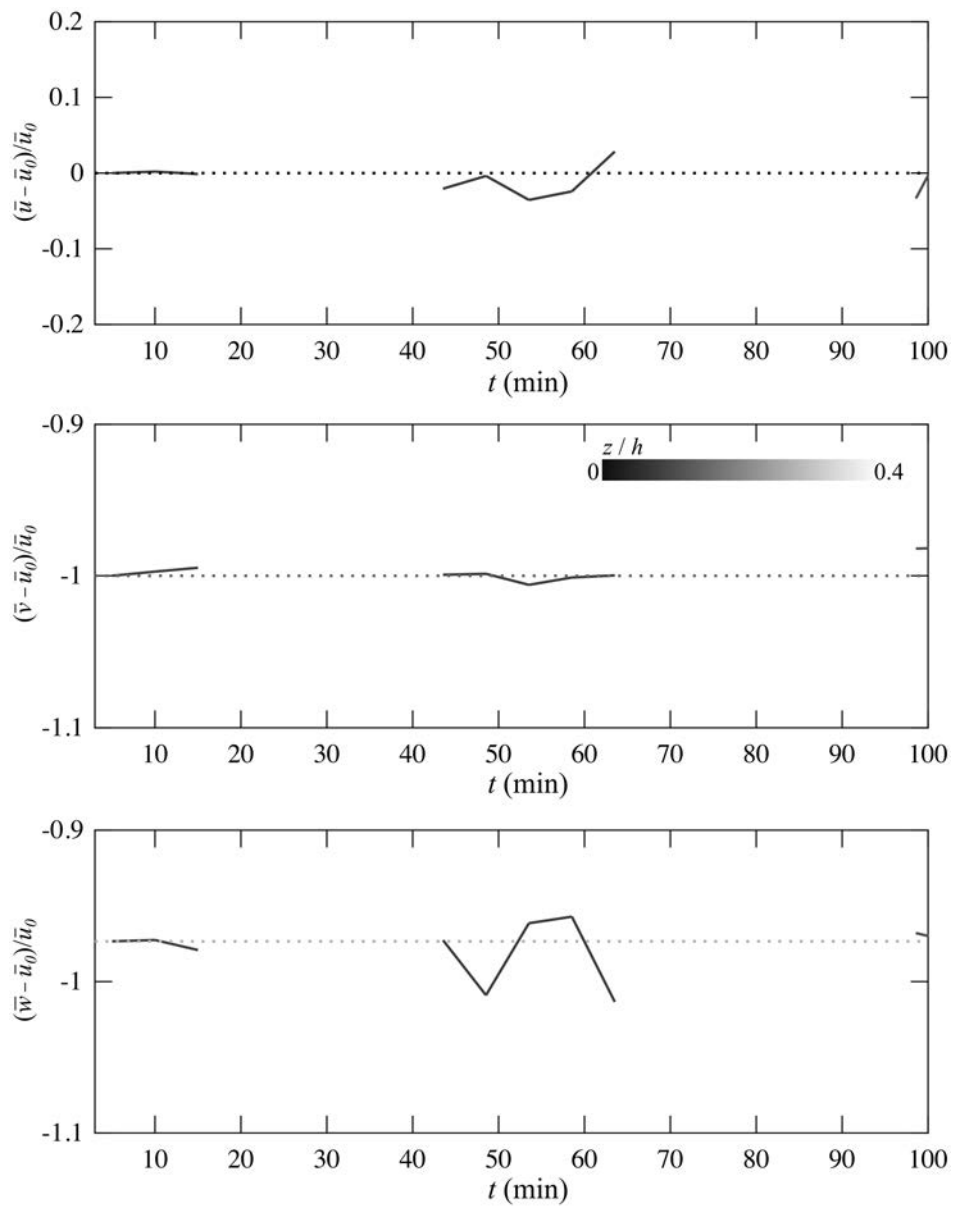


Figura A5. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 1.

A5. Resultats suplementaris

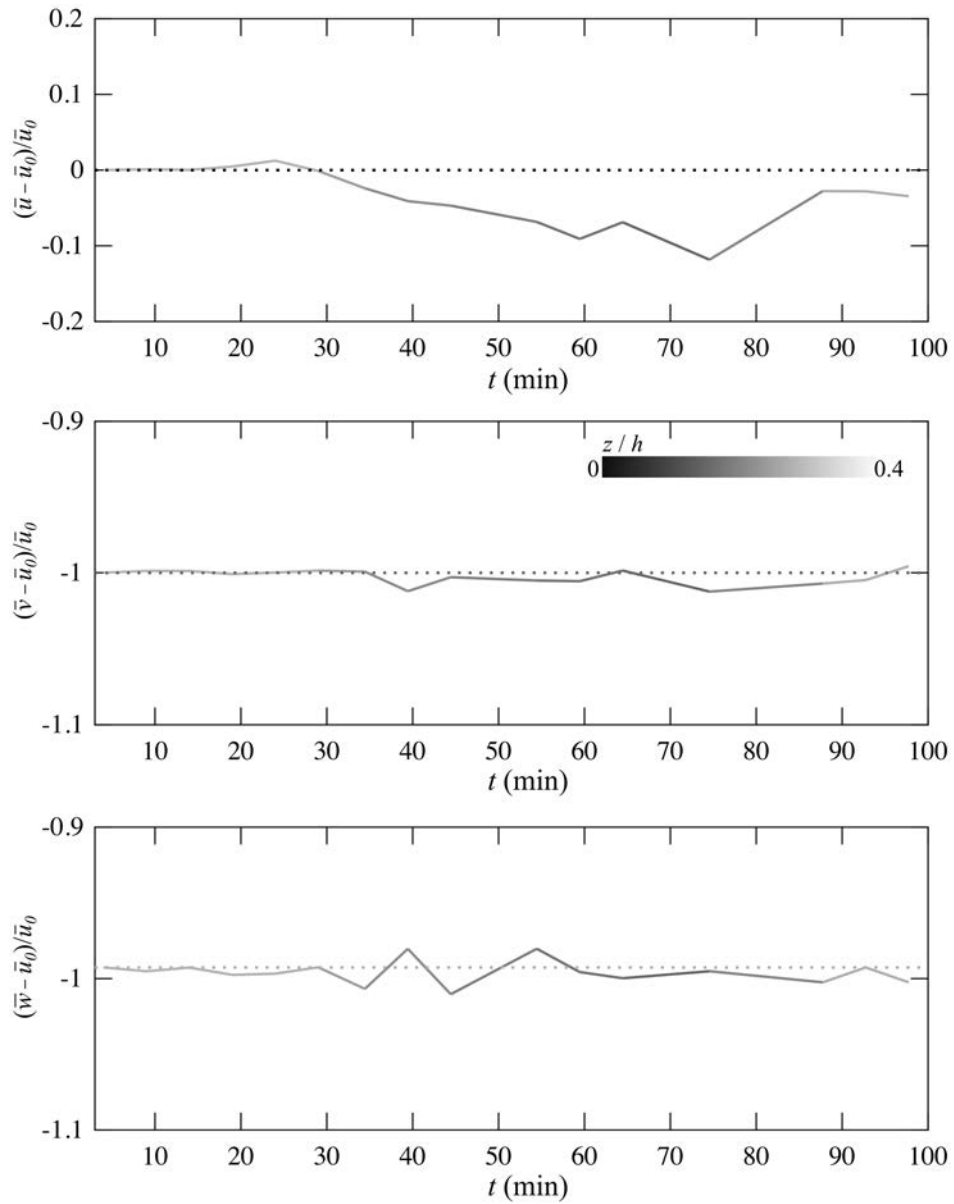


Figura A6. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 2.

A5. Resultats suplementaris

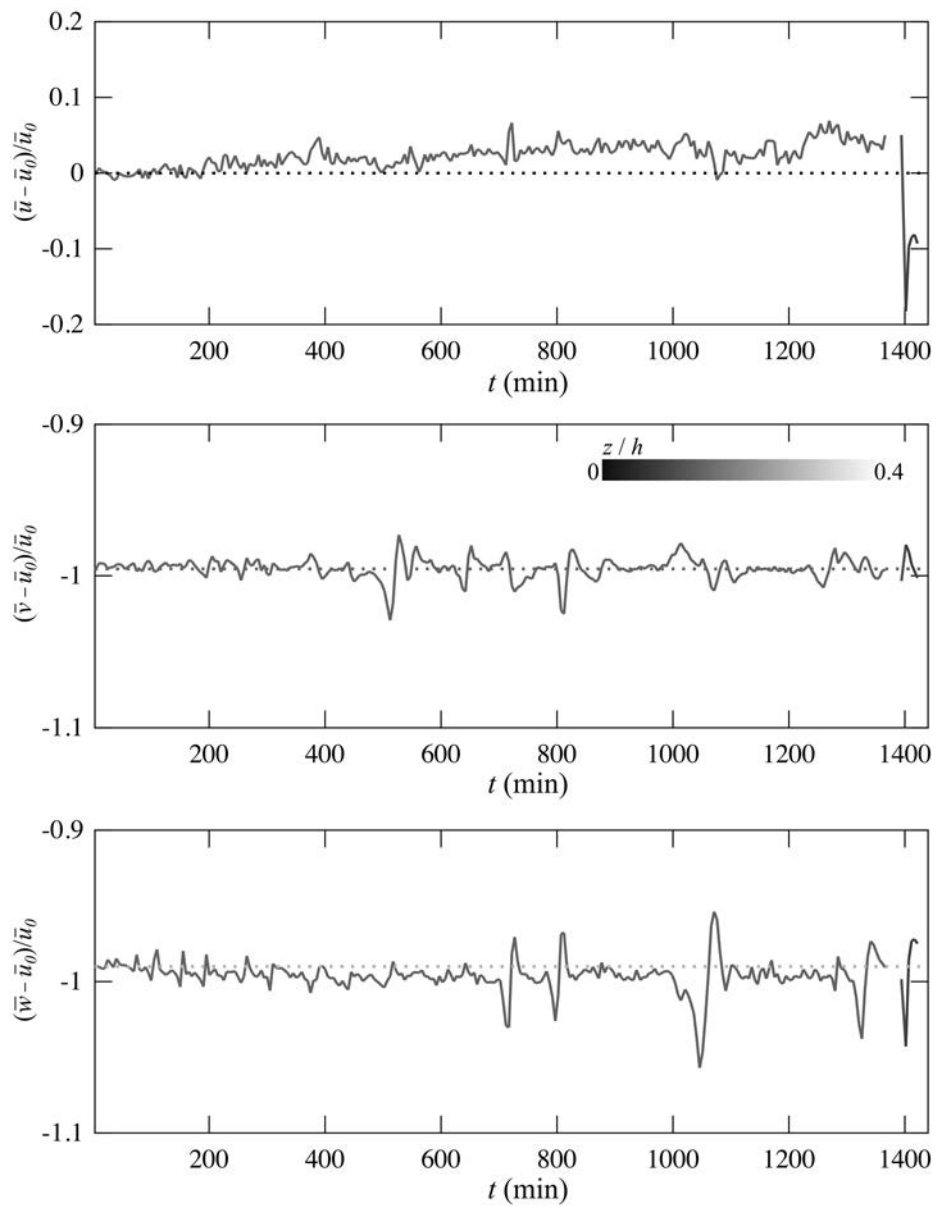


Figura A7. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 3.

A5. Resultats suplementaris

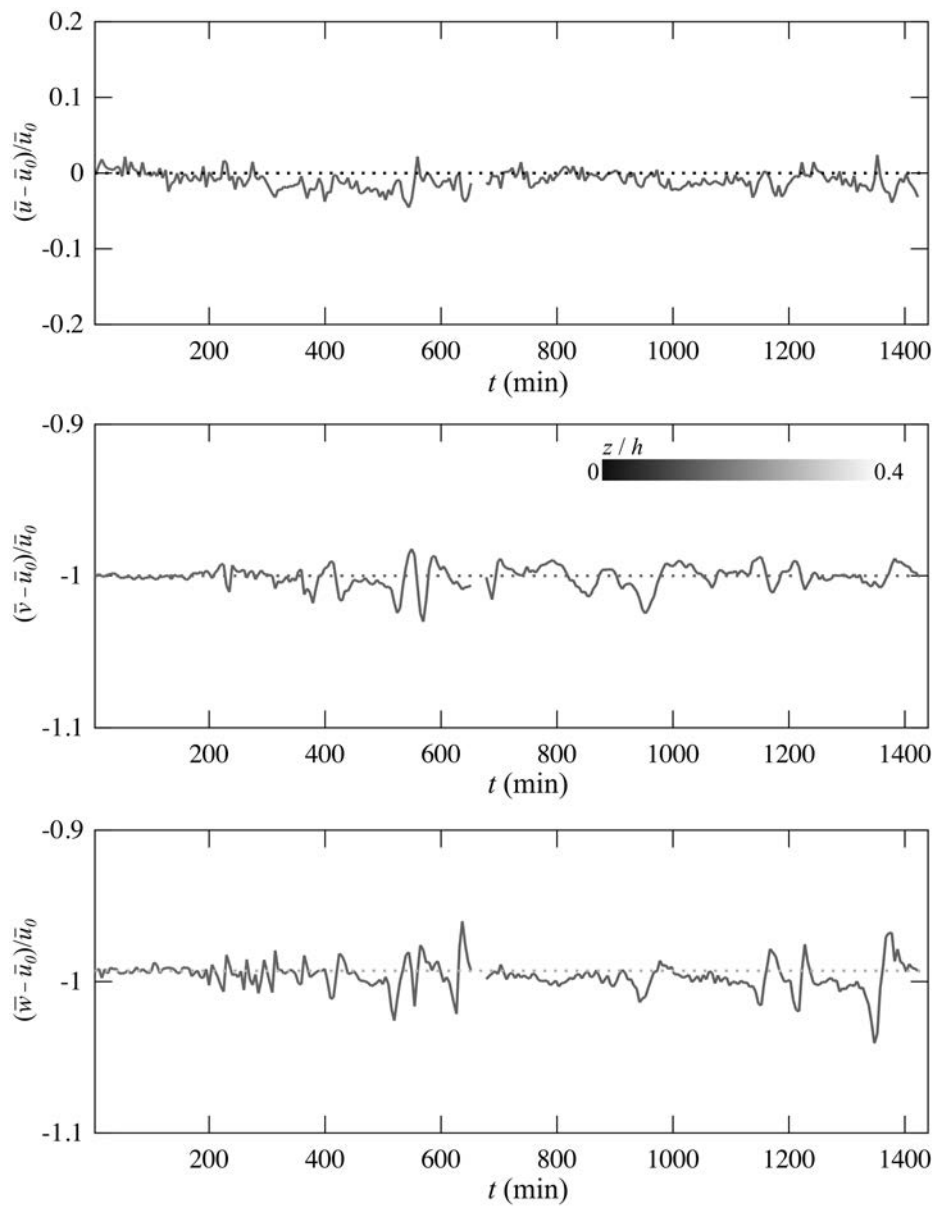


Figura A8. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 4.

A5. Resultats suplementaris

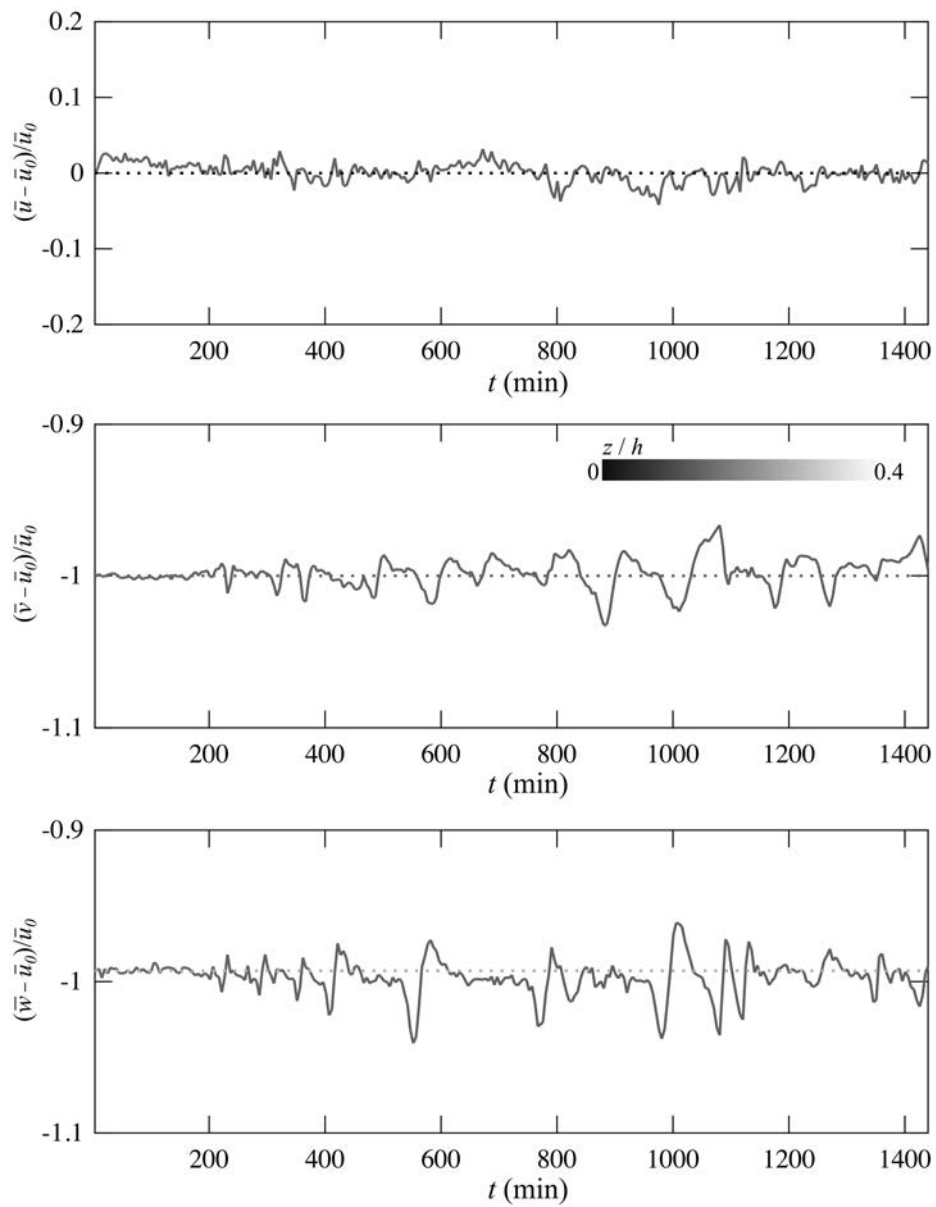


Figura A9. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 5.

A5. Resultats suplementaris

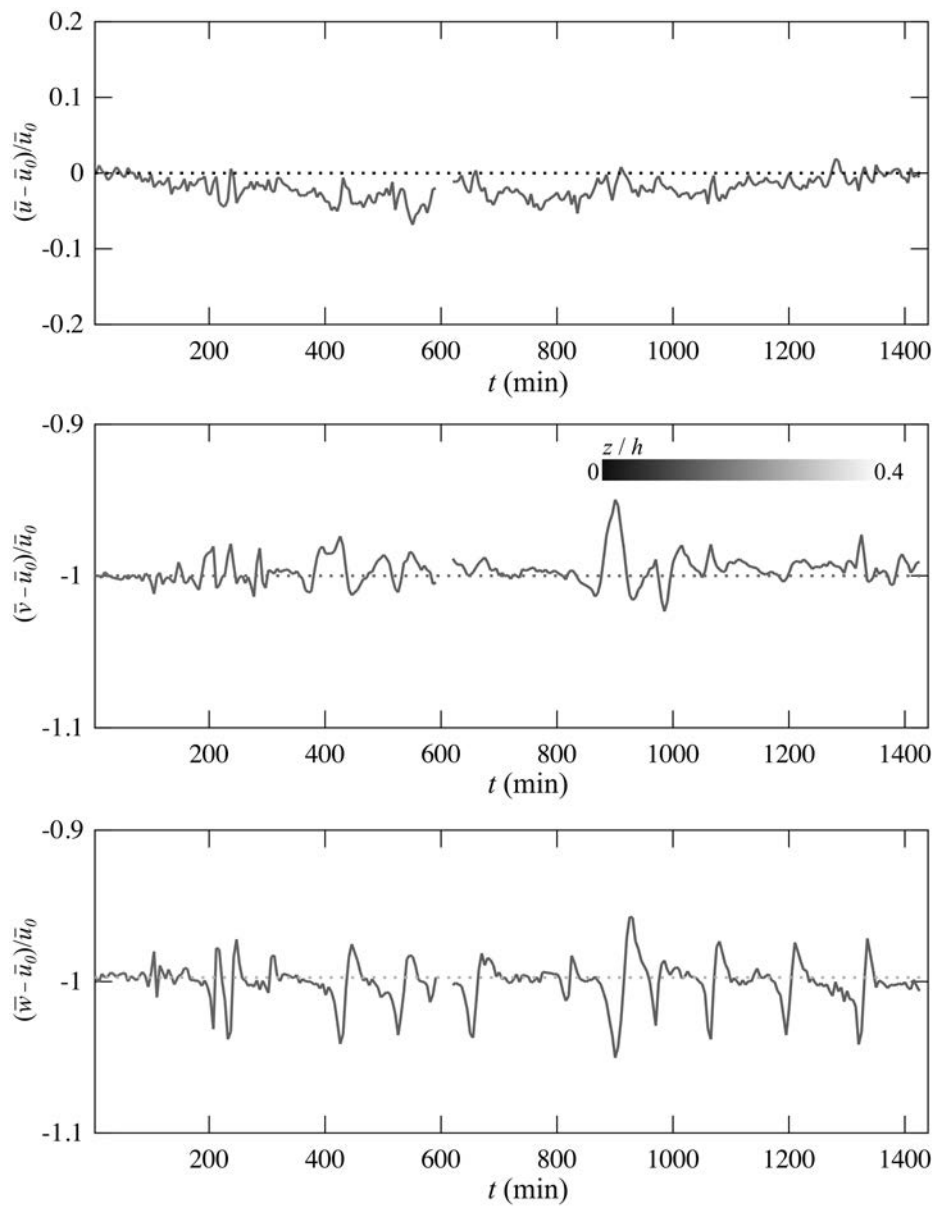


Figura A10. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 6.

A5. Resultats suplementaris

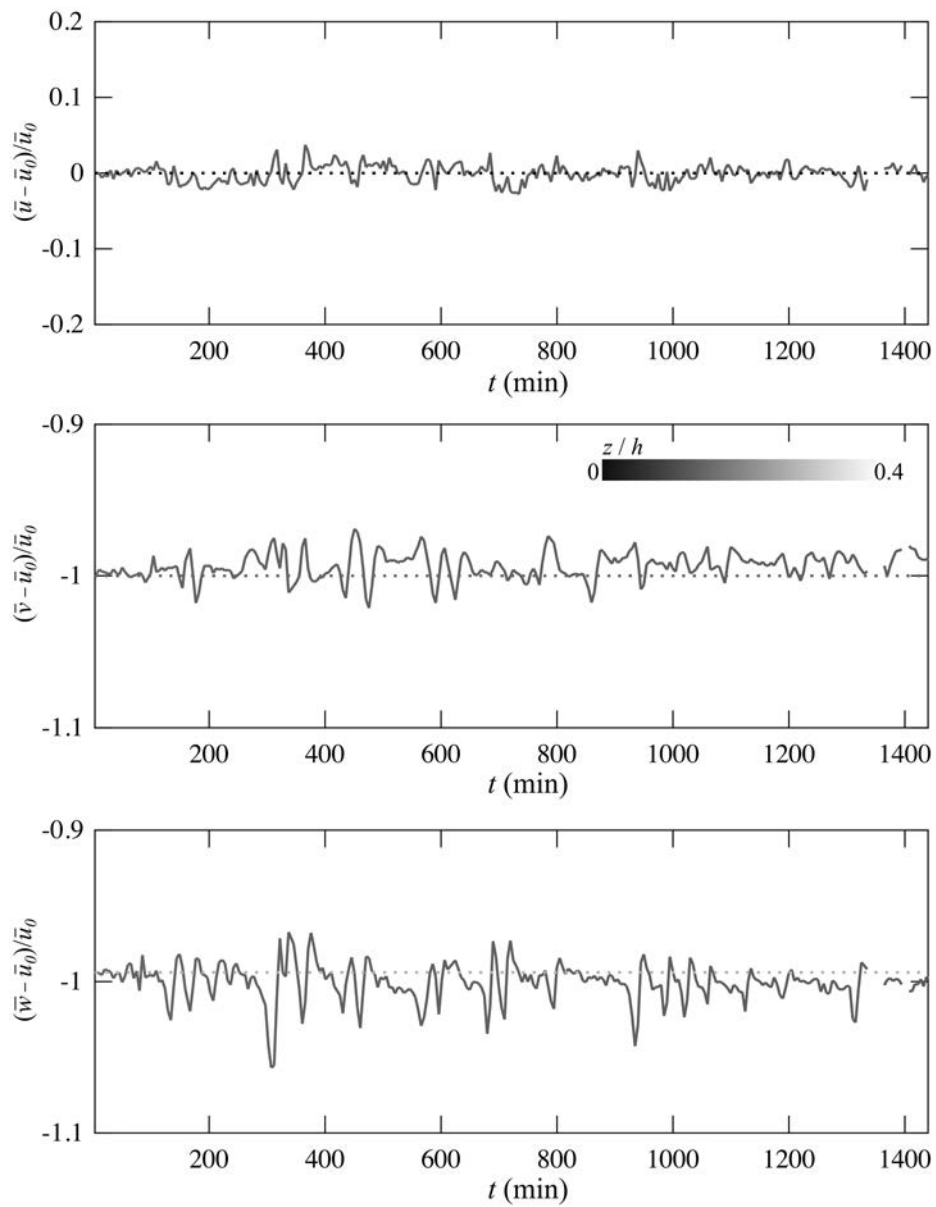


Figura A11. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 7.

A5. Resultats suplementaris

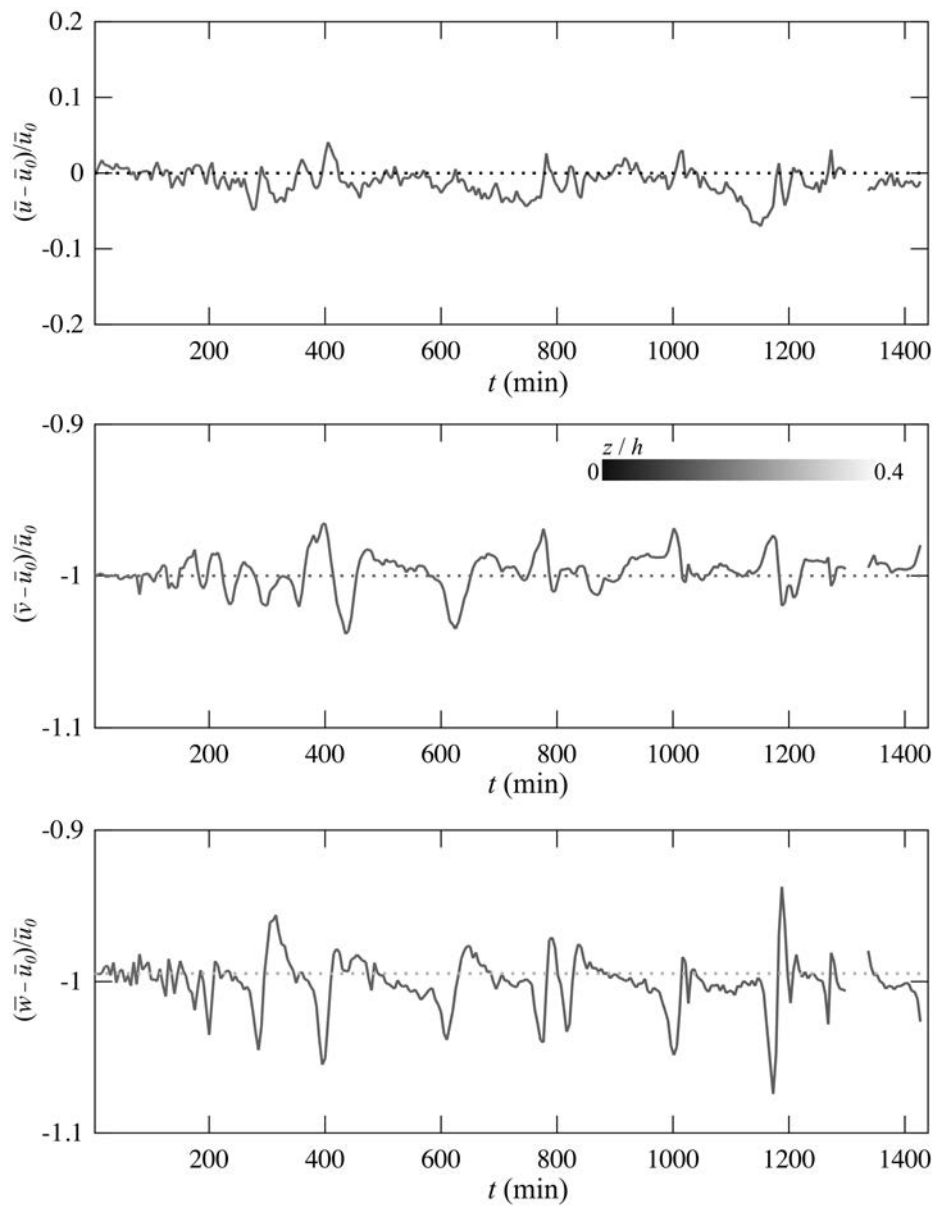


Figura A12. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 8.

A5. Resultats suplementaris

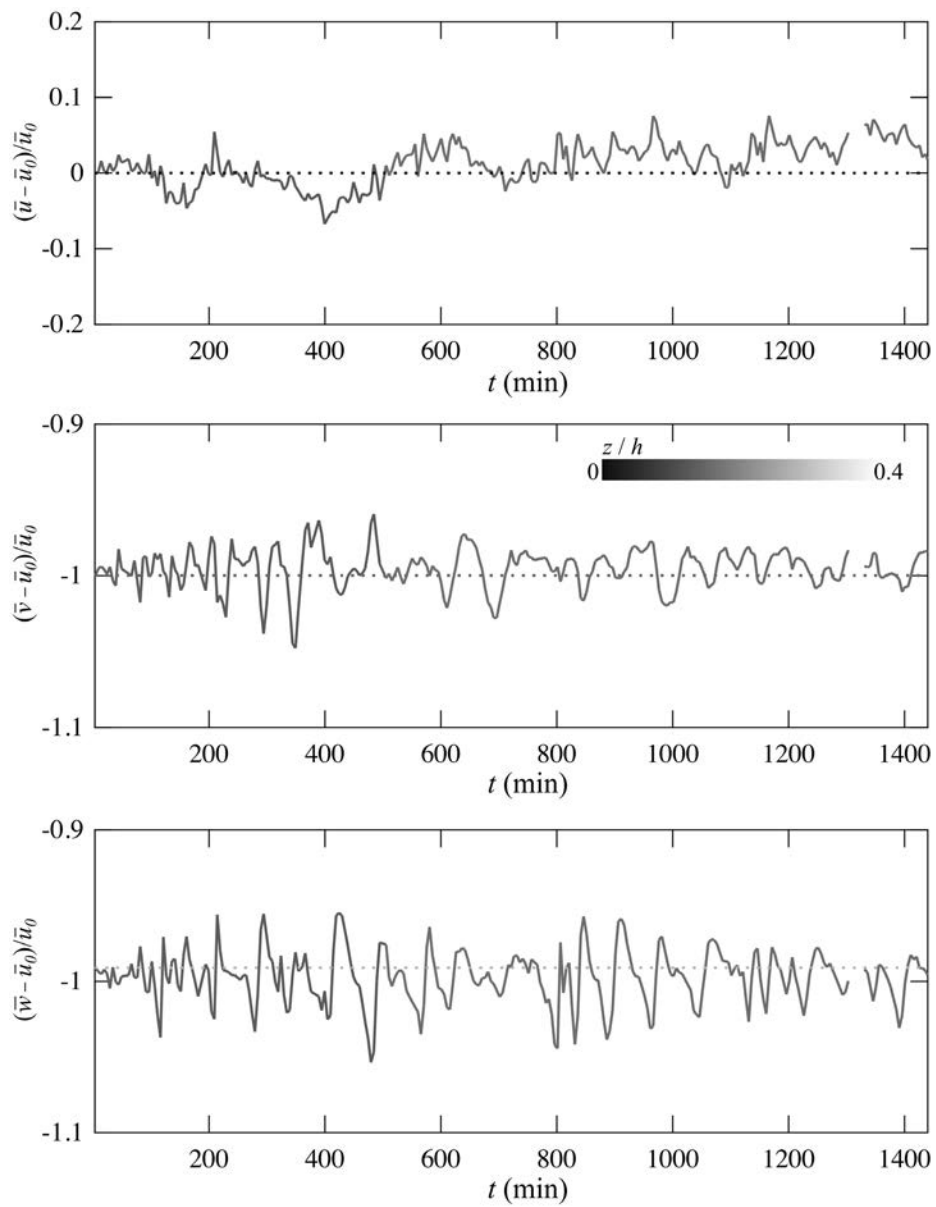


Figura A13. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 9.

A5. Resultats suplementaris

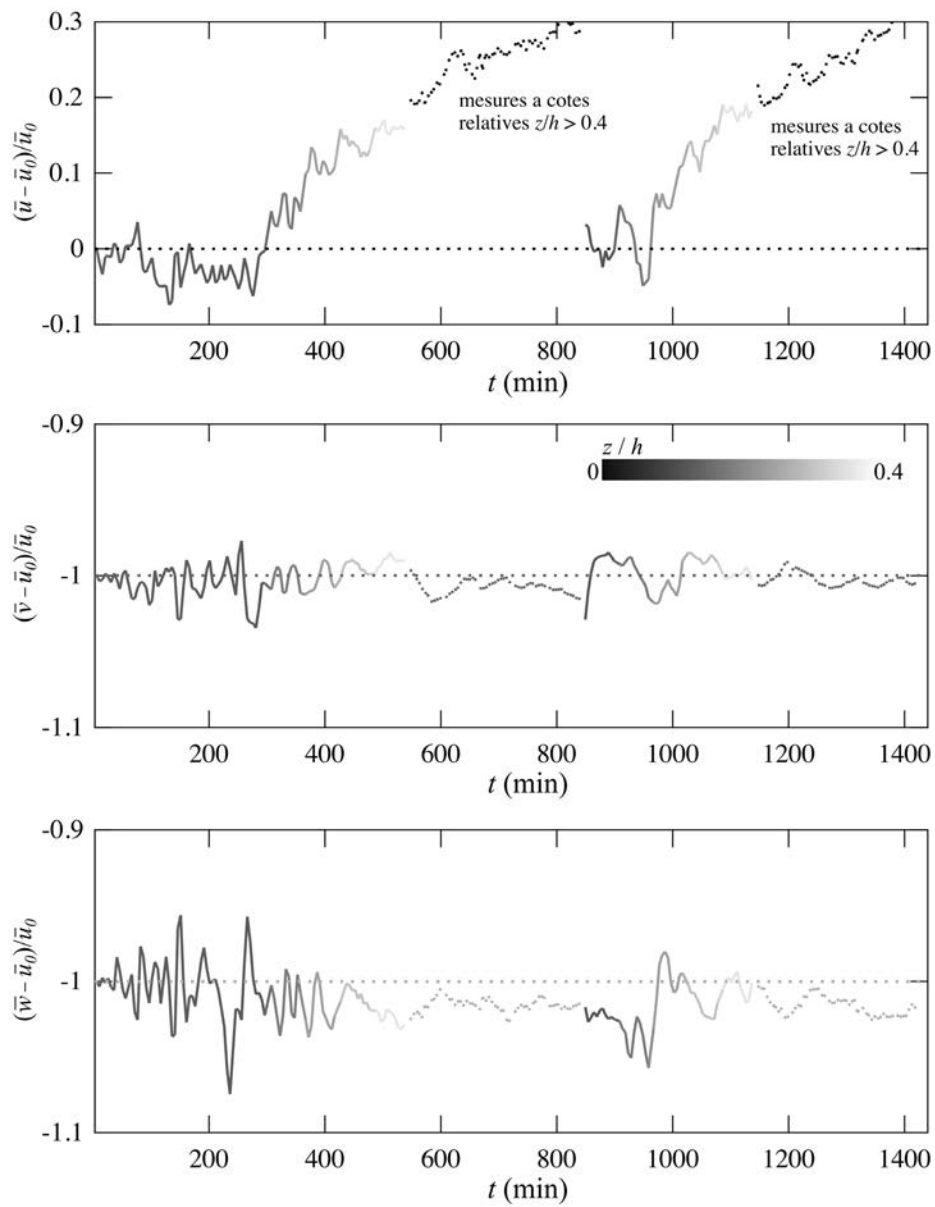


Figura A14. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 10.

A5. Resultats suplementaris

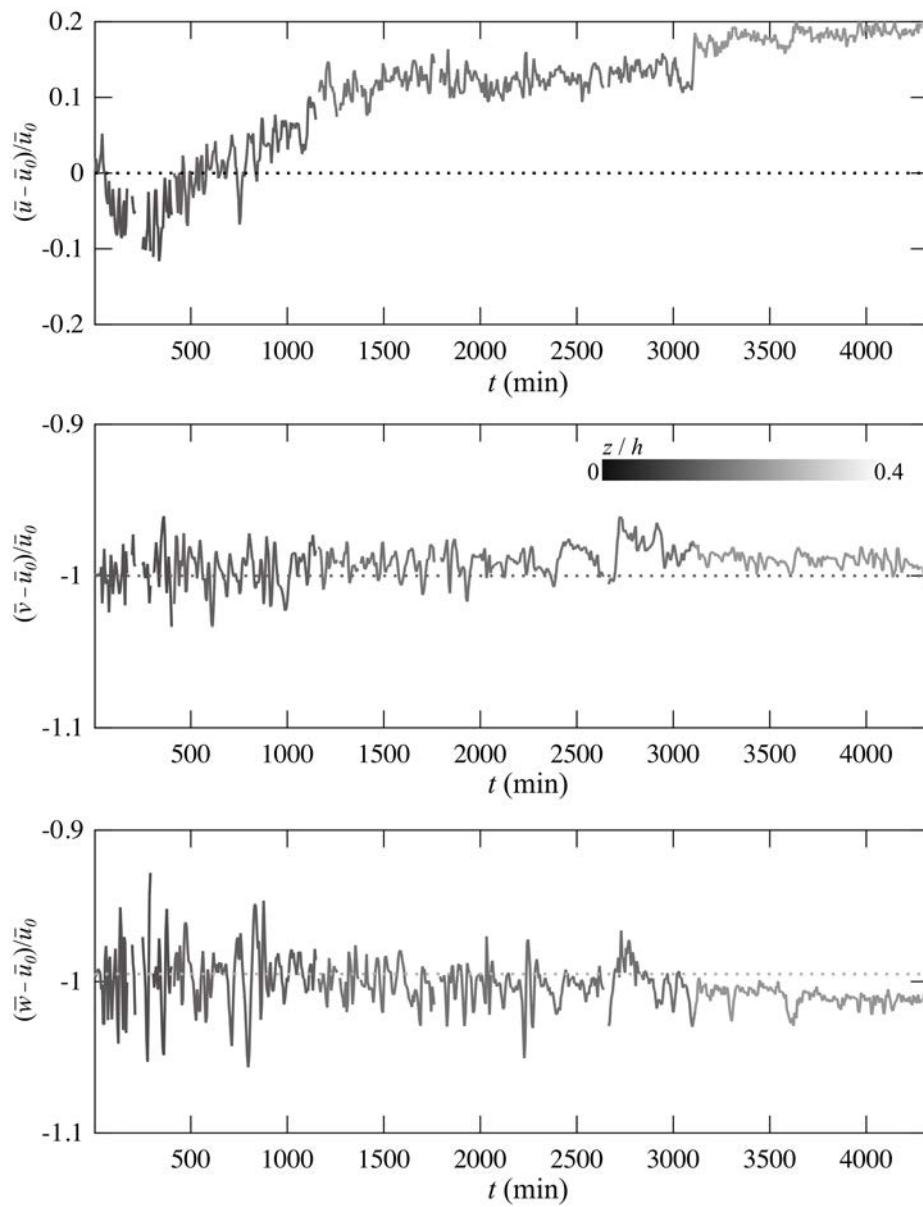


Figura A15. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 11.

A5. Resultats suplementaris

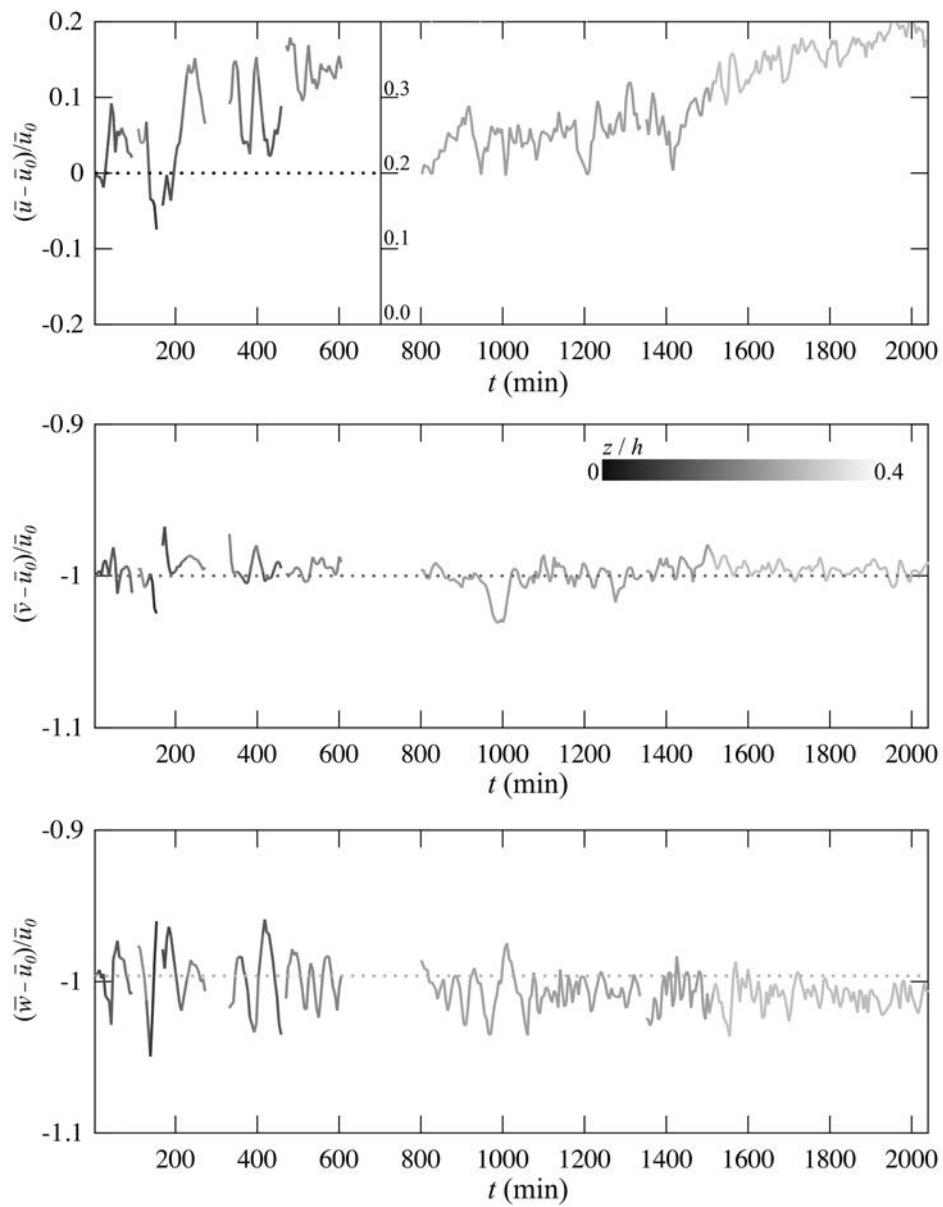


Figura A16. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 12.

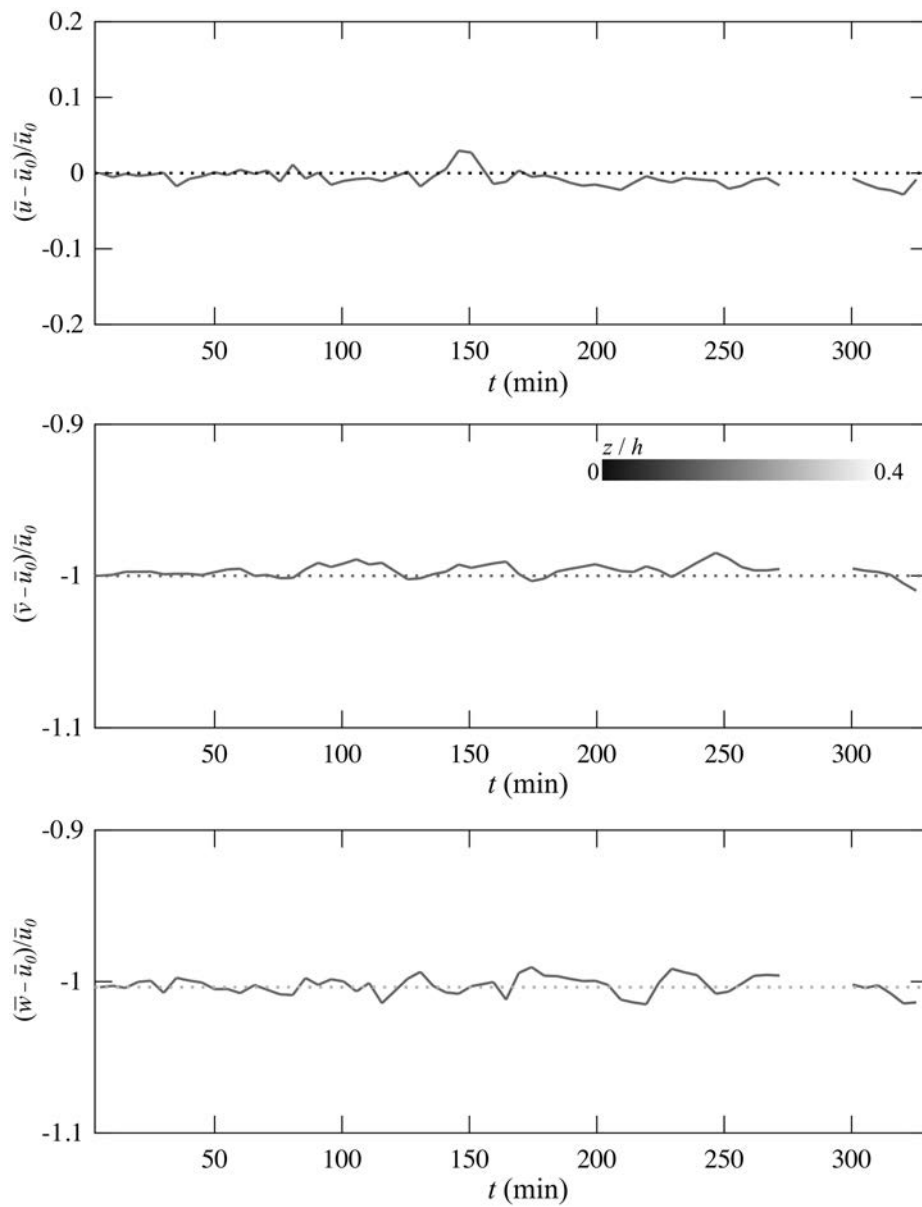


Figura A17. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 13.

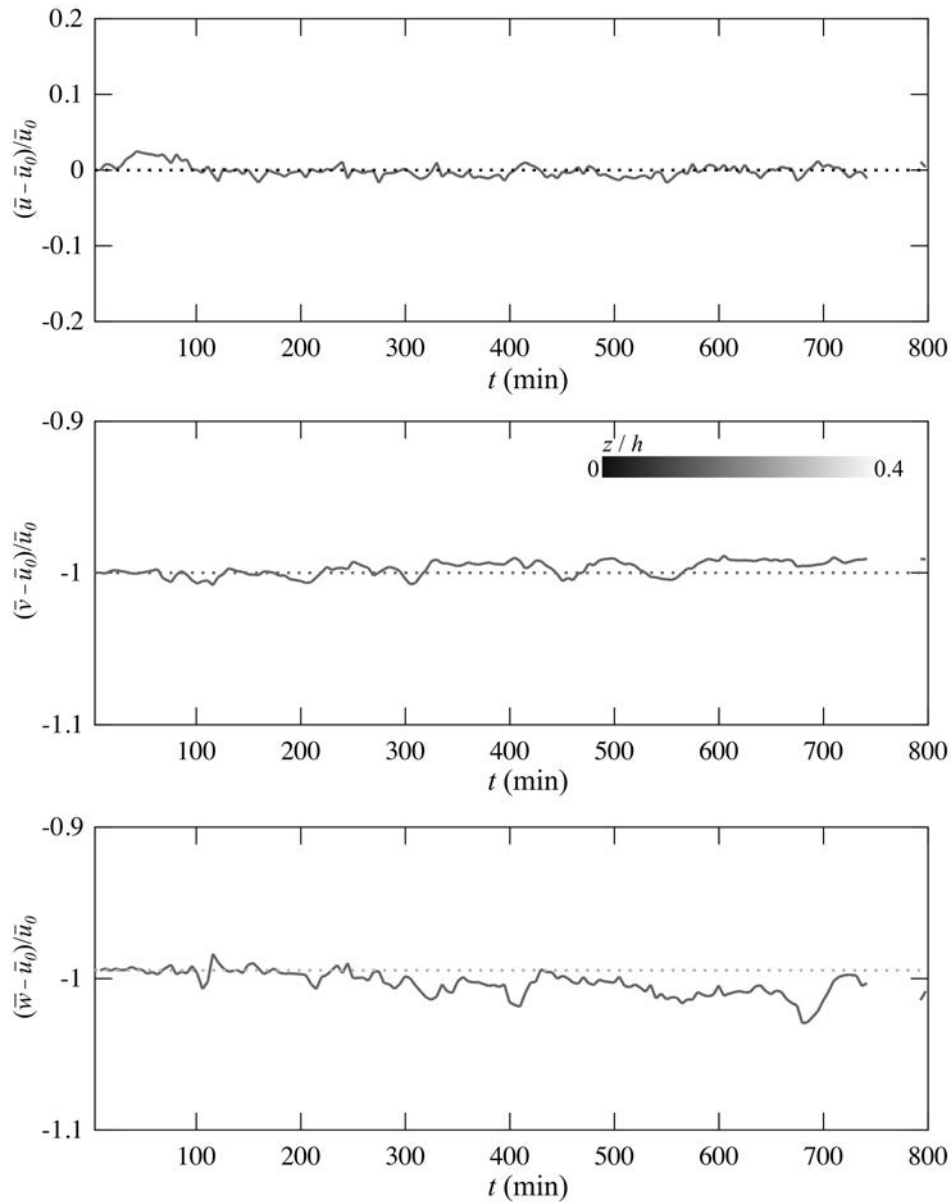


Figura A18. Evolució de les velocitats mitjanes en l'experiment 14.

A5.3. Variacions temporals de tensions i variàncies

L'evolució amb el temps de les tensions de tall de Reynolds (τ_{xz} , τ_{xy} i τ_{vz}) i de les tensions normals que s'expressen amb la variància ($\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ i $\overline{w'^2}$) s'analitza amb sèries de 5 minuts de durada (7500 mesures). Els resultats es normalitzen amb el valor inicial de la tensió de tall de Reynolds principal τ_{xz0} o amb el valor inicial de la variància del component longitudinal $\overline{u_0'^2}$. La Figura 62 (pàg. 142) mostra la cota on l'ADV està mesurant.

A5. Resultats suplementaris

La Taula 30 conté els valors que corresponen als 5 minuts inicials de les tensions de tall (τ_{xz0} , τ_{xy0} i τ_{vz0}) i de les variàncies ($\overline{u_0'^2}$, $\overline{v_0'^2}$ i $\overline{w_0'^2}$).

Taula 30. Tensions de tall (τ_{xz0} , τ_{xy0} i τ_{vz0}) i variàncies ($\overline{u_0'^2}$, $\overline{v_0'^2}$ i $\overline{w_0'^2}$) inicials (mitjana dels primers 5 min). \hat{z}/\hat{h} és la cota de la mesura inicial relativa a la solera (Figura 62, pàg. 142).

exp.	\hat{z}/\hat{h} (-)	τ_{xz0} (Pa)	$\tau_{xy0} \cdot 10^{-2}$ (Pa)	$\tau_{vz0} \cdot 10^{-2}$ (Pa)	$\overline{u_0'^2} \cdot 10^{-4}$ (m ² /s ²)	$\overline{v_0'^2} \cdot 10^{-4}$ (m ² /s ²)	$\overline{w_0'^2} \cdot 10^{-4}$ (m ² /s ²)
grup 1							
1	0.08	0.153	-1.80	7.87	6.08	1.26	4.63
2	0.28	0.135	-1.13	3.64	5.81	1.58	3.06
grup 2							
3	0.14	0.151	-2.13	6.18	6.00	1.45	4.38
4	0.14	0.161	-2.73	5.63	6.30	1.60	4.21
5	0.14	0.161	-2.73	5.63	6.30	1.60	4.21
6	0.14	0.157	-1.22	6.19	6.77	1.62	4.36
7	0.14	0.153	-0.88	5.87	6.42	1.49	4.19
8	0.14	0.163	-1.23	6.57	6.62	1.71	4.39
9	0.14	0.158	-0.91	6.23	6.44	1.55	4.24
10	0.14	0.140	-2.32	6.35	5.68	1.47	4.31
grup 3							
11	0.14	0.159	-0.60	6.14	6.25	1.57	4.30
12	0.14	0.192	-1.26	6.74	6.30	1.58	4.82
grup 4							
13	0.14	0.129	-2.12	3.53	5.68	1.39	3.58
14	0.14	0.143	-4.50	4.74	5.99	1.47	3.70

A l'inici dels experiments, de mitjana, la tensió de tall de Reynolds principal és $\tau_{xz0} = 0.154$ Pa i la variància és $\overline{u_0'^2} = 6.19$ m²/s². De la Figura A19 a la Figura A32 es mostren les gràfiques amb l'evolució temporal de les tensions de tall de Reynolds i de les variàncies.

A5. Resultats suplementaris

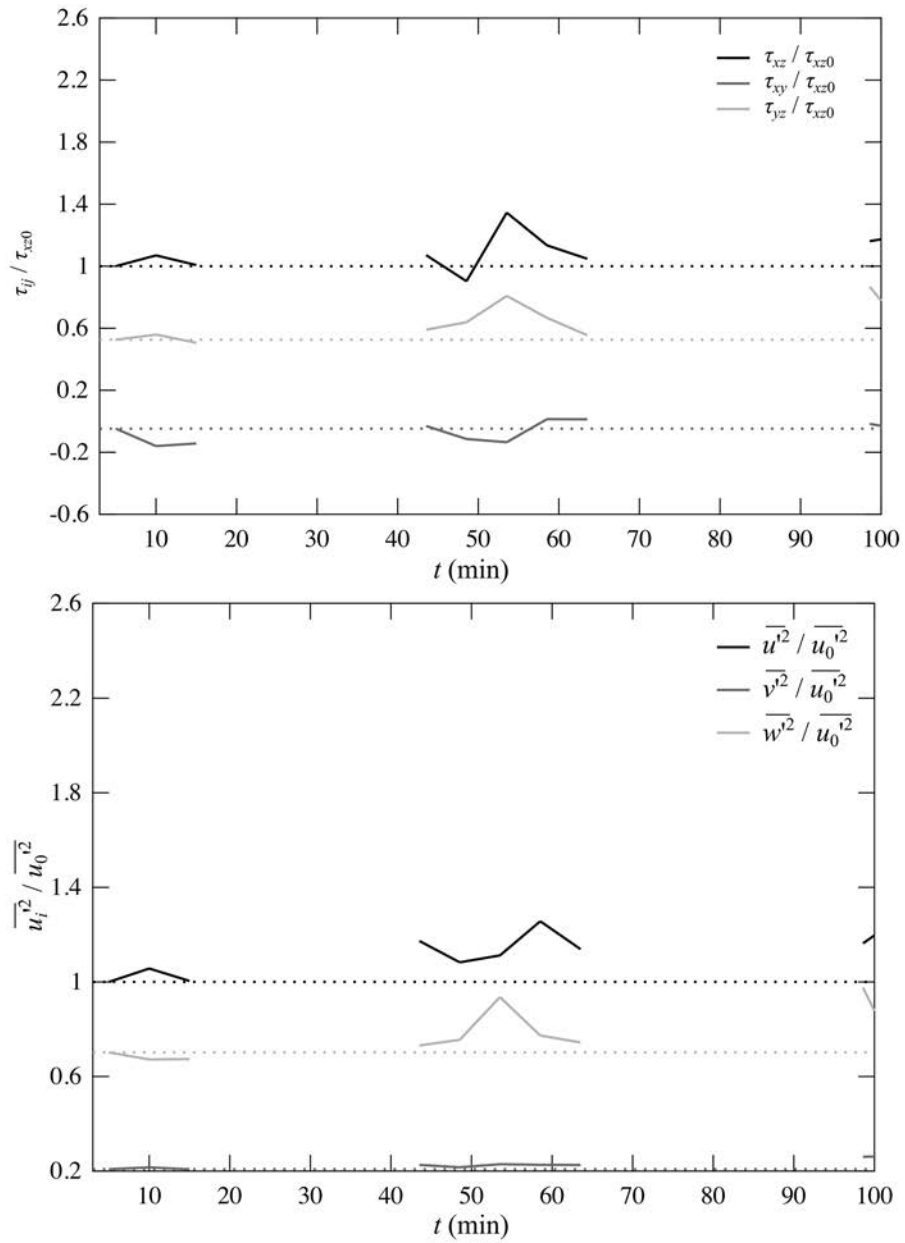


Figura A19. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 1.

A5. Resultats suplementaris

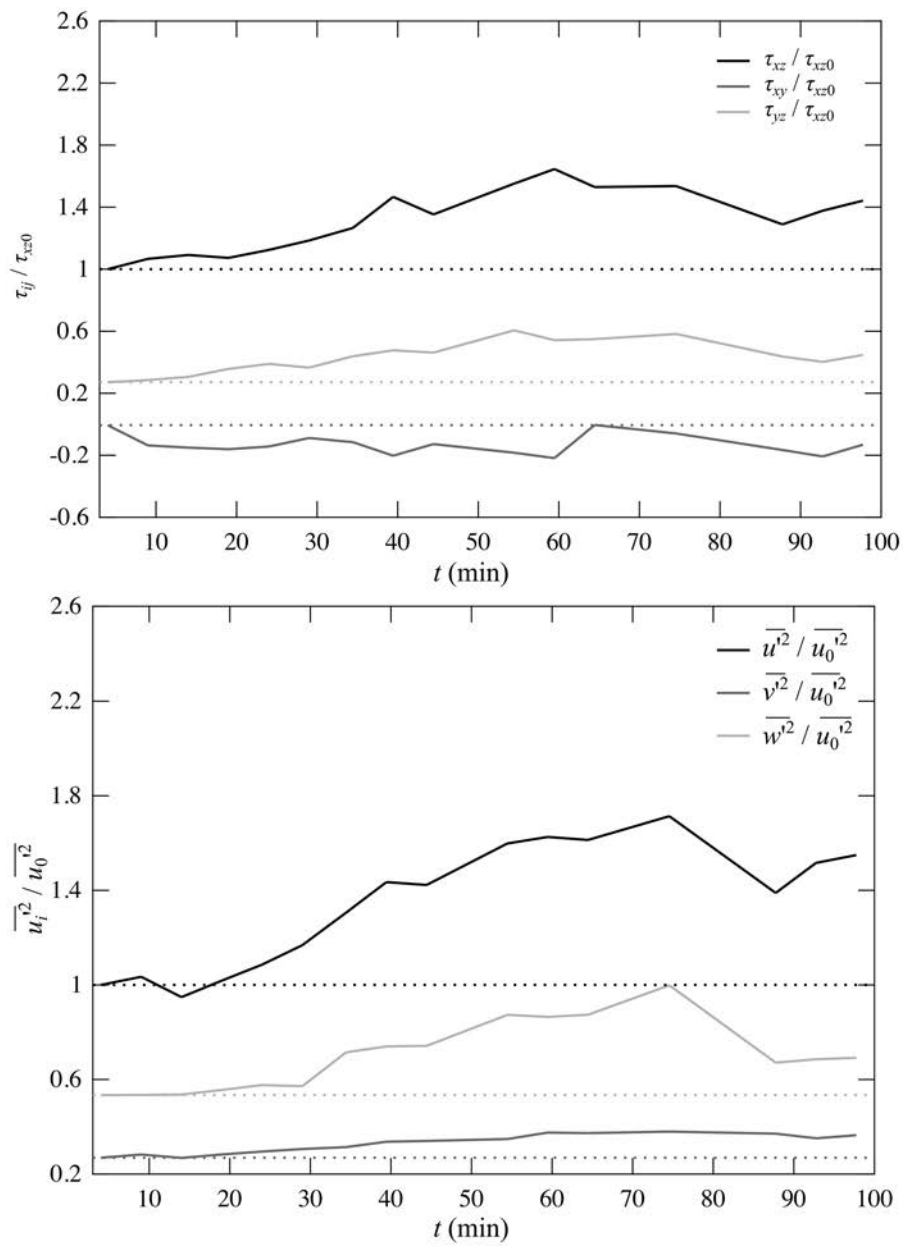


Figura A20. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 2.

A5. Resultats suplementaris

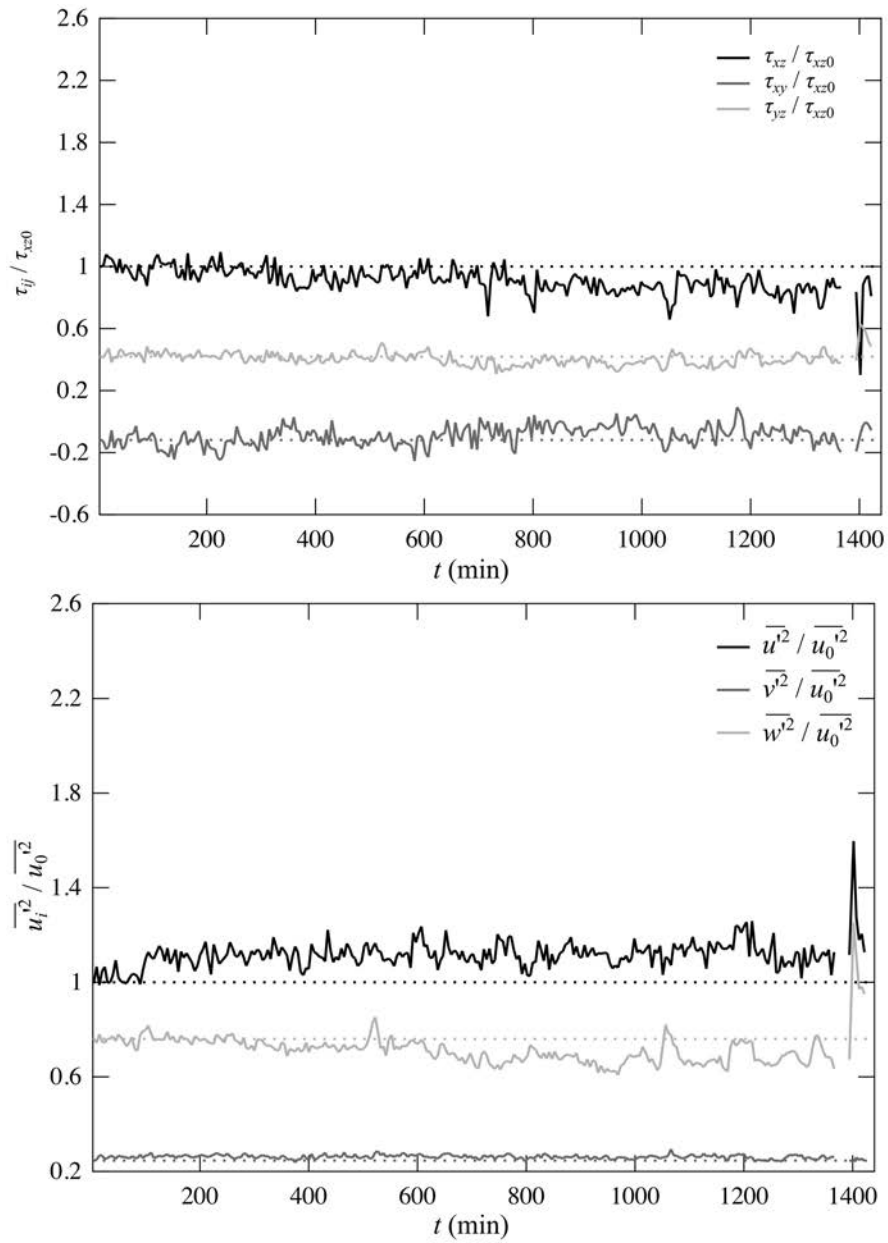


Figura A21. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 3.

A5. Resultats suplementaris

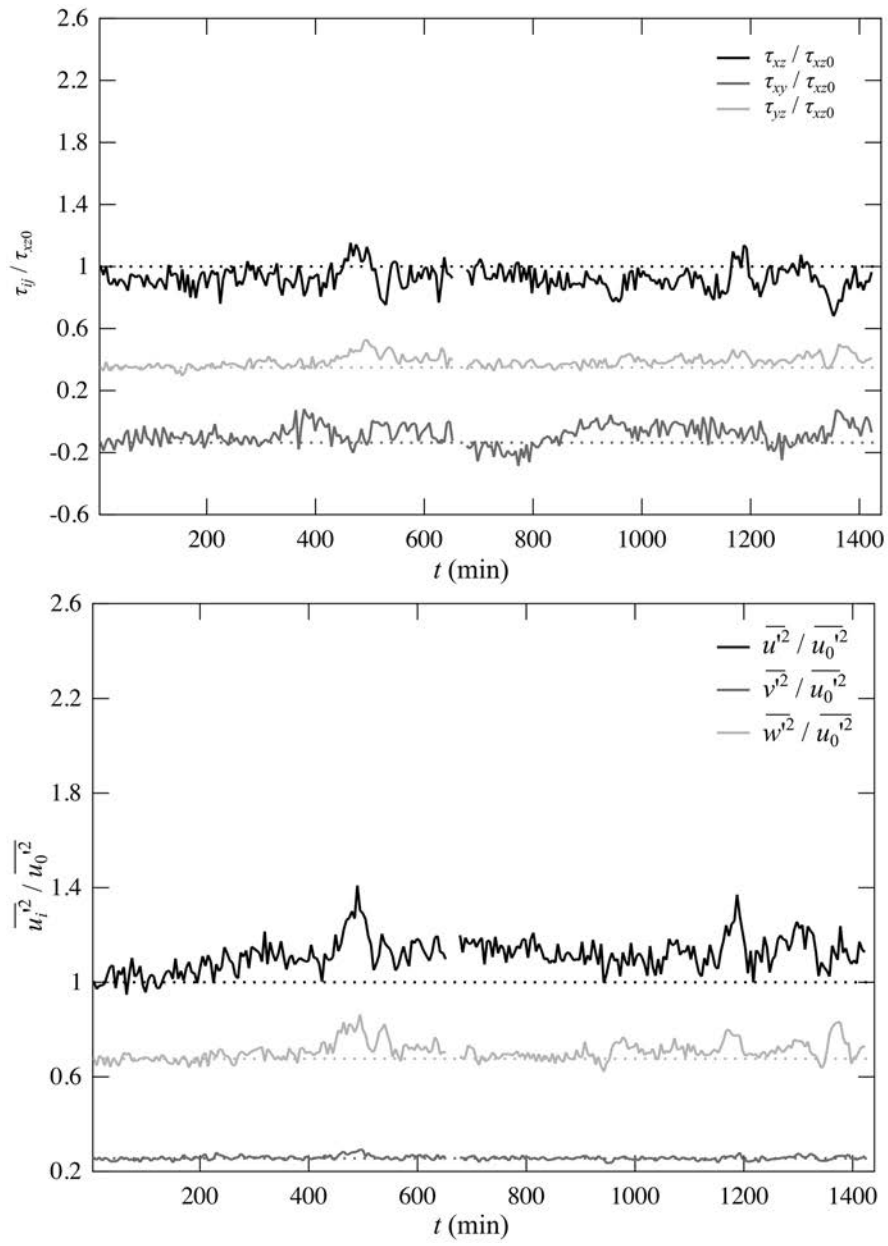


Figura A22. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 4.

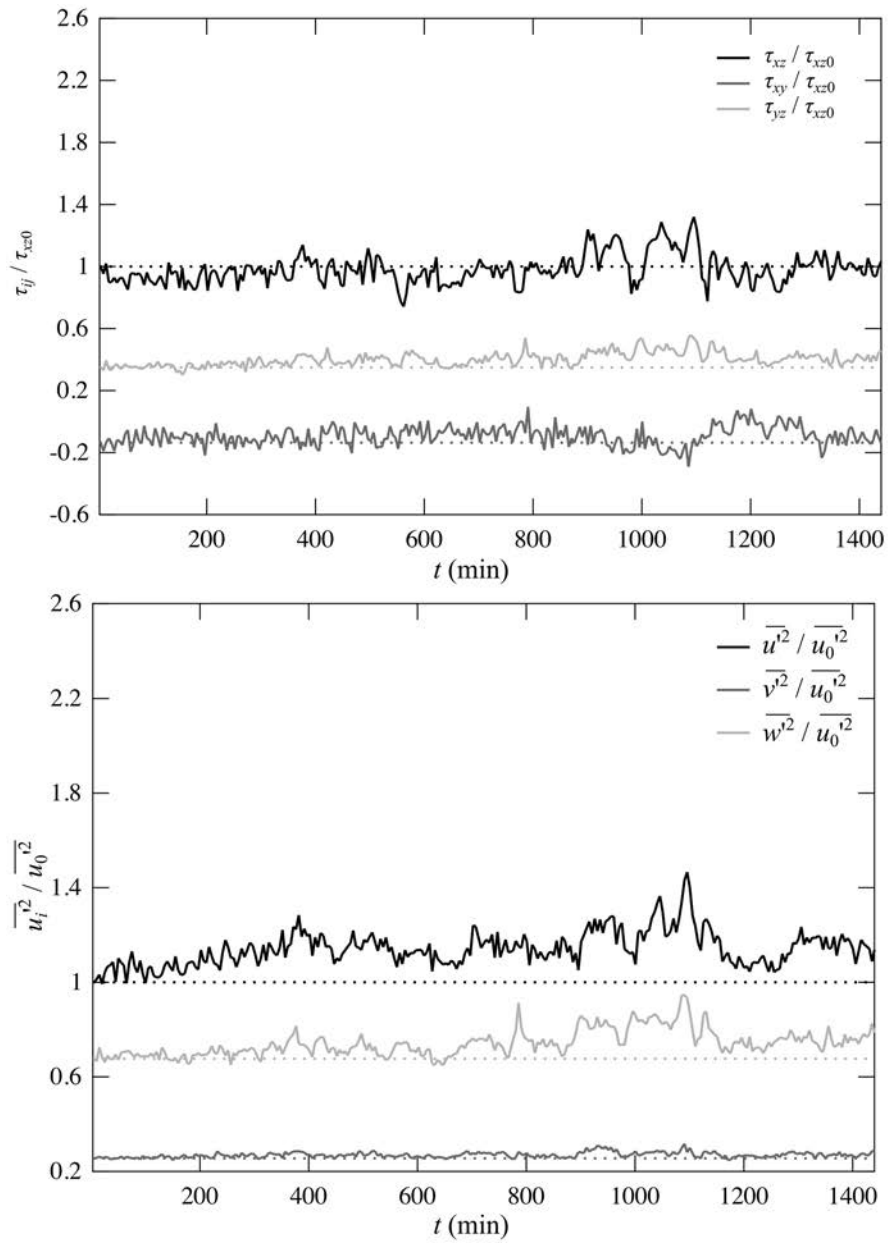


Figura A23. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 5.

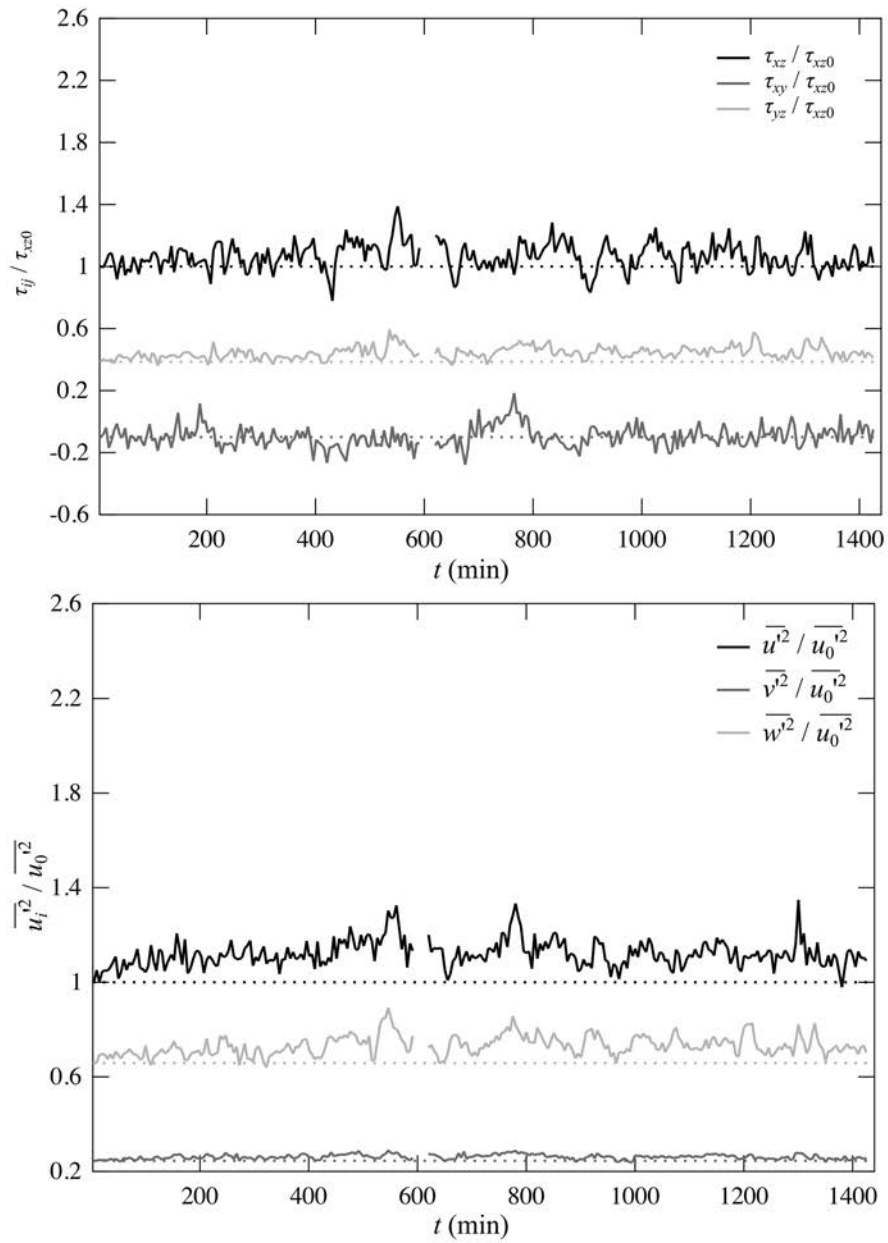


Figura A24. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 6.

A5. Resultats suplementaris

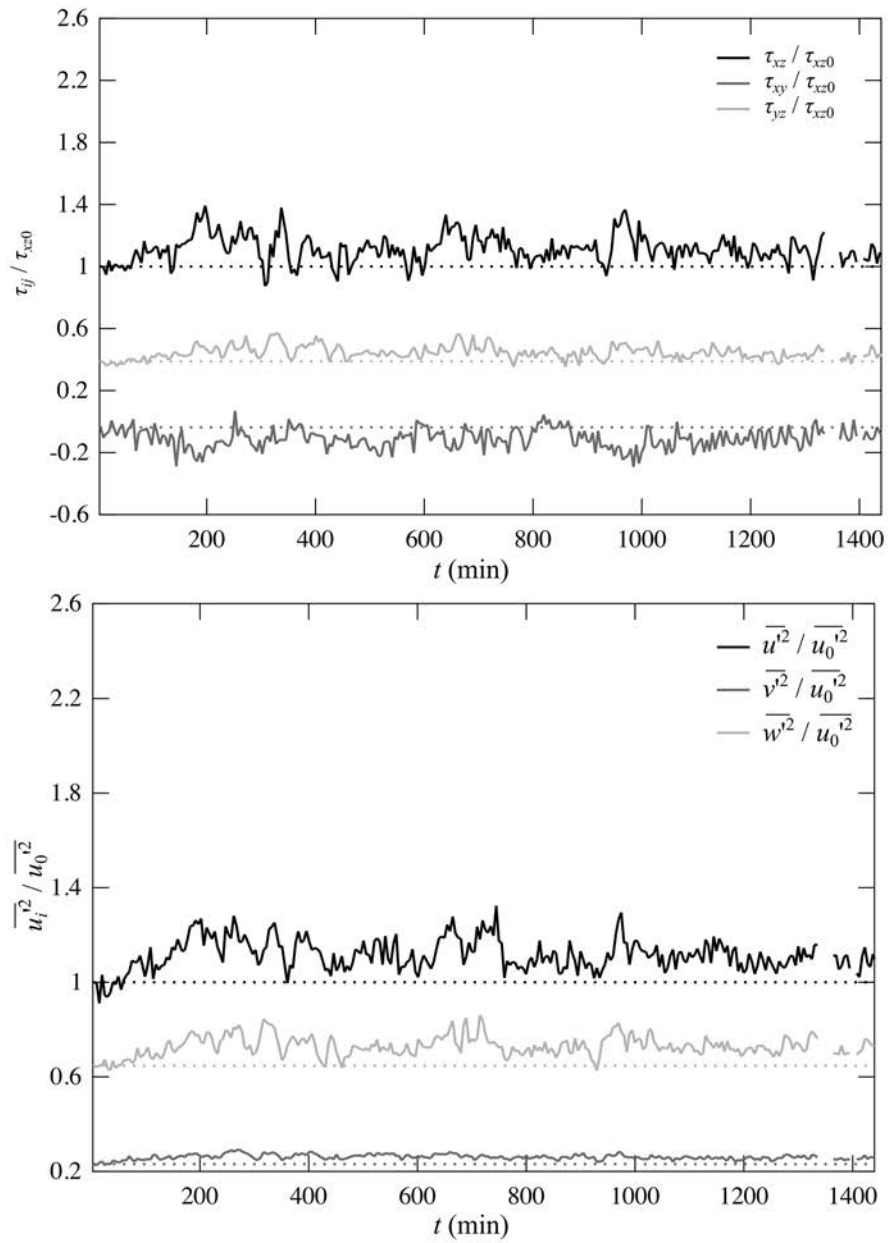


Figura A25. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 7.

A5. Resultats suplementaris

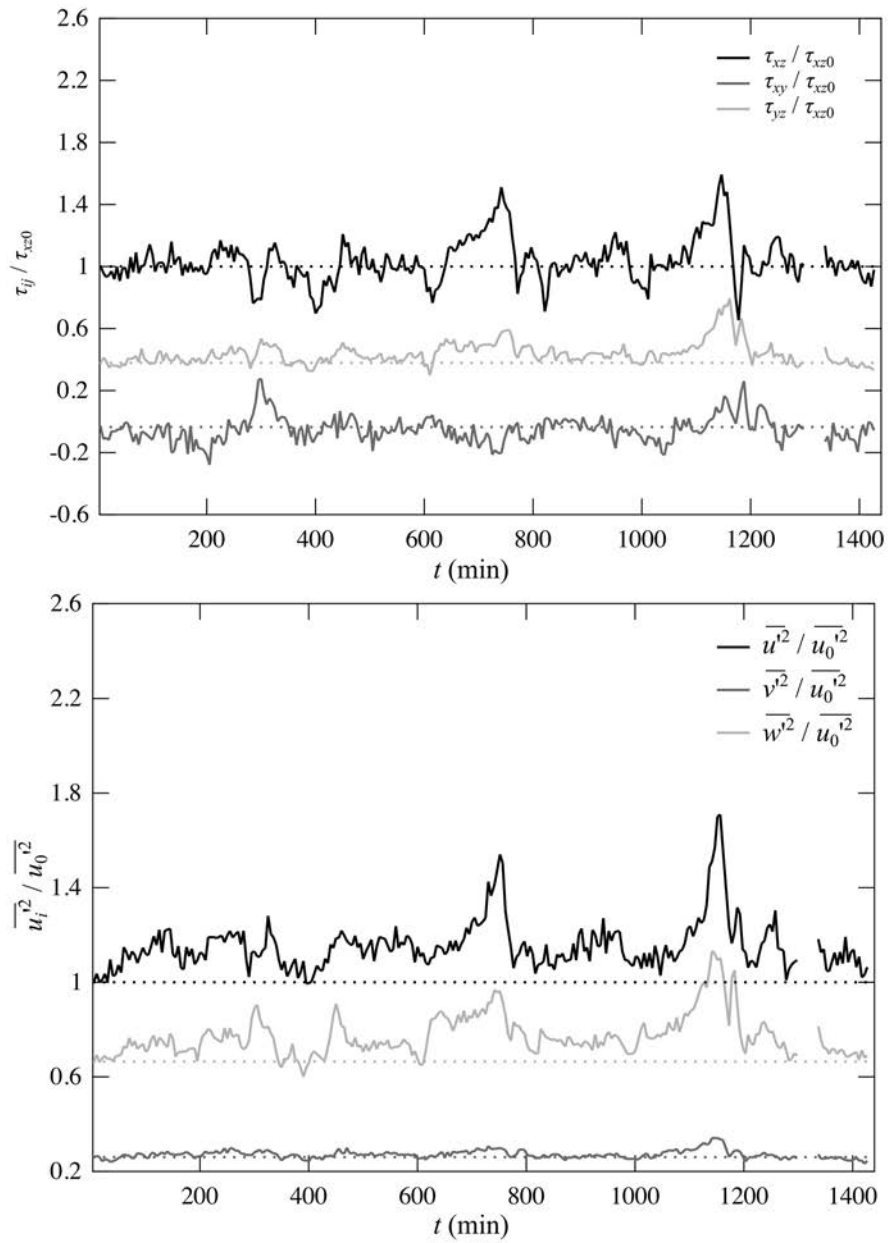


Figura A26. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 8.

A5. Resultats suplementaris

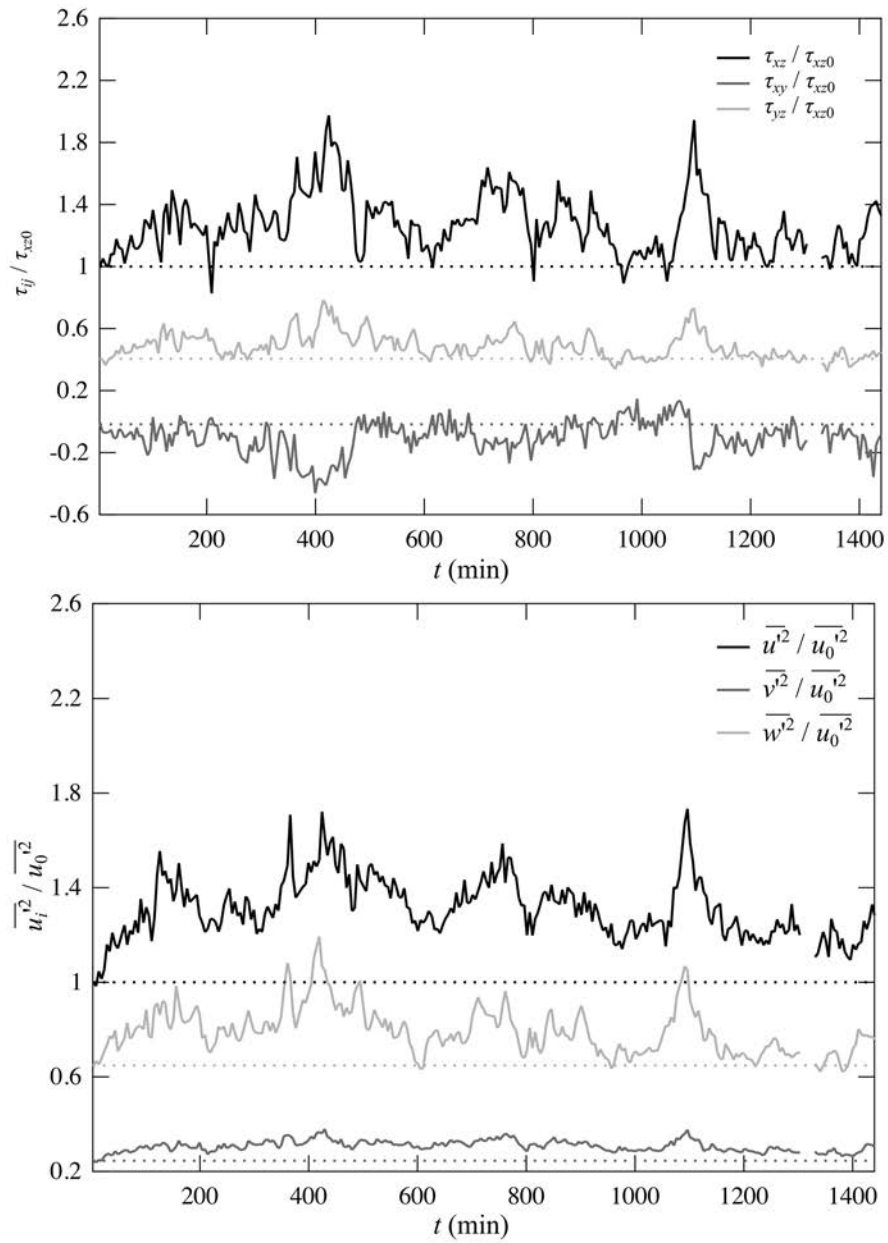


Figura A27. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 9.

A5. Resultats suplementaris

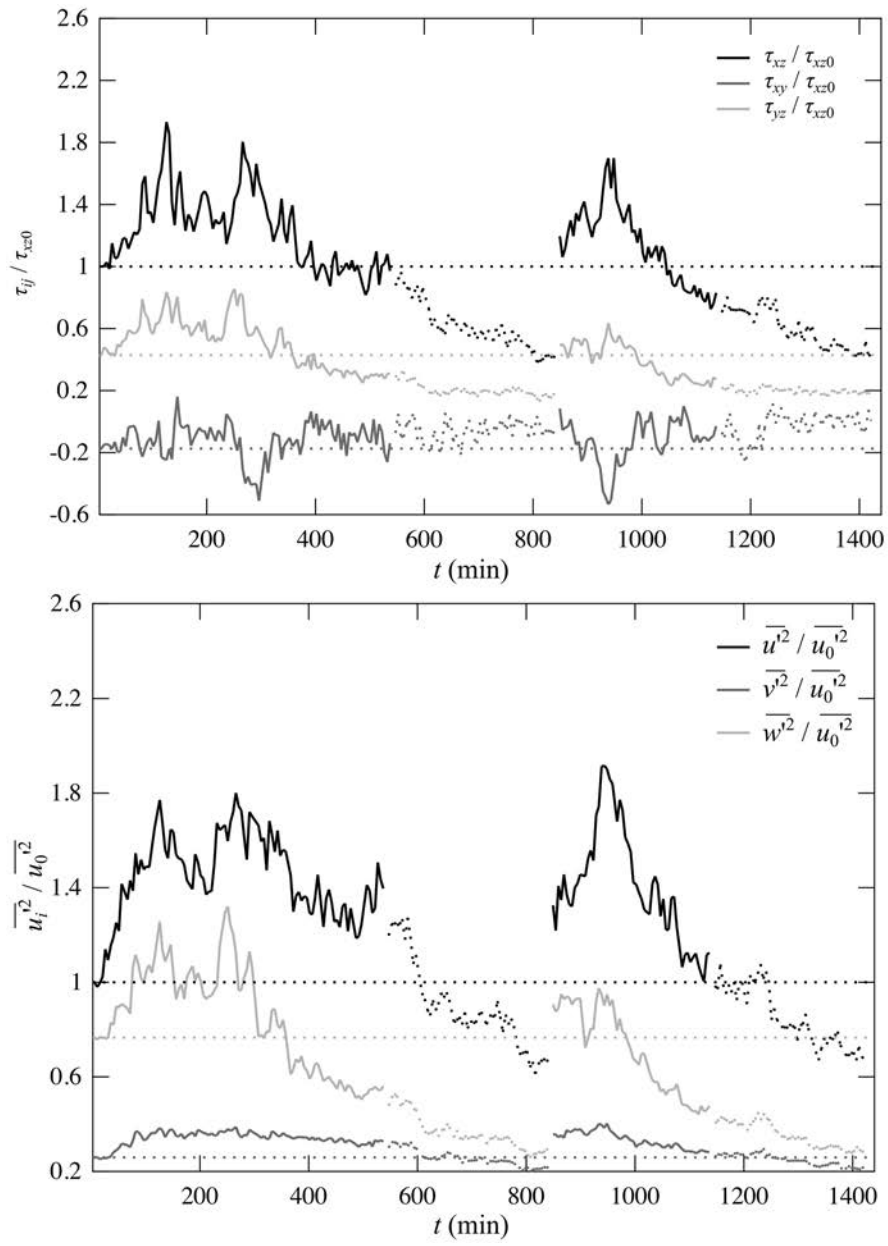


Figura A28. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 10.

A5. Resultats suplementaris

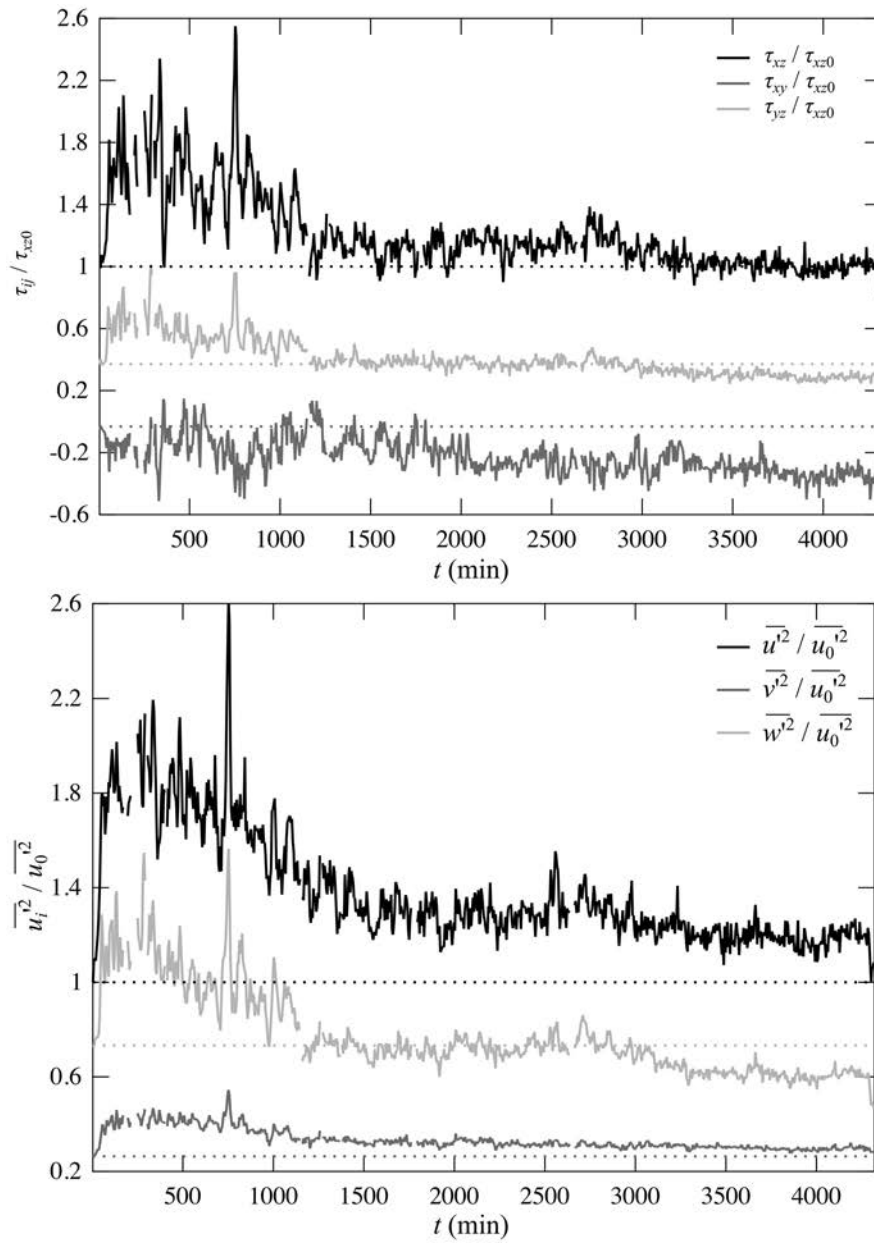


Figura A29. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 11.

A5. Resultats suplementaris

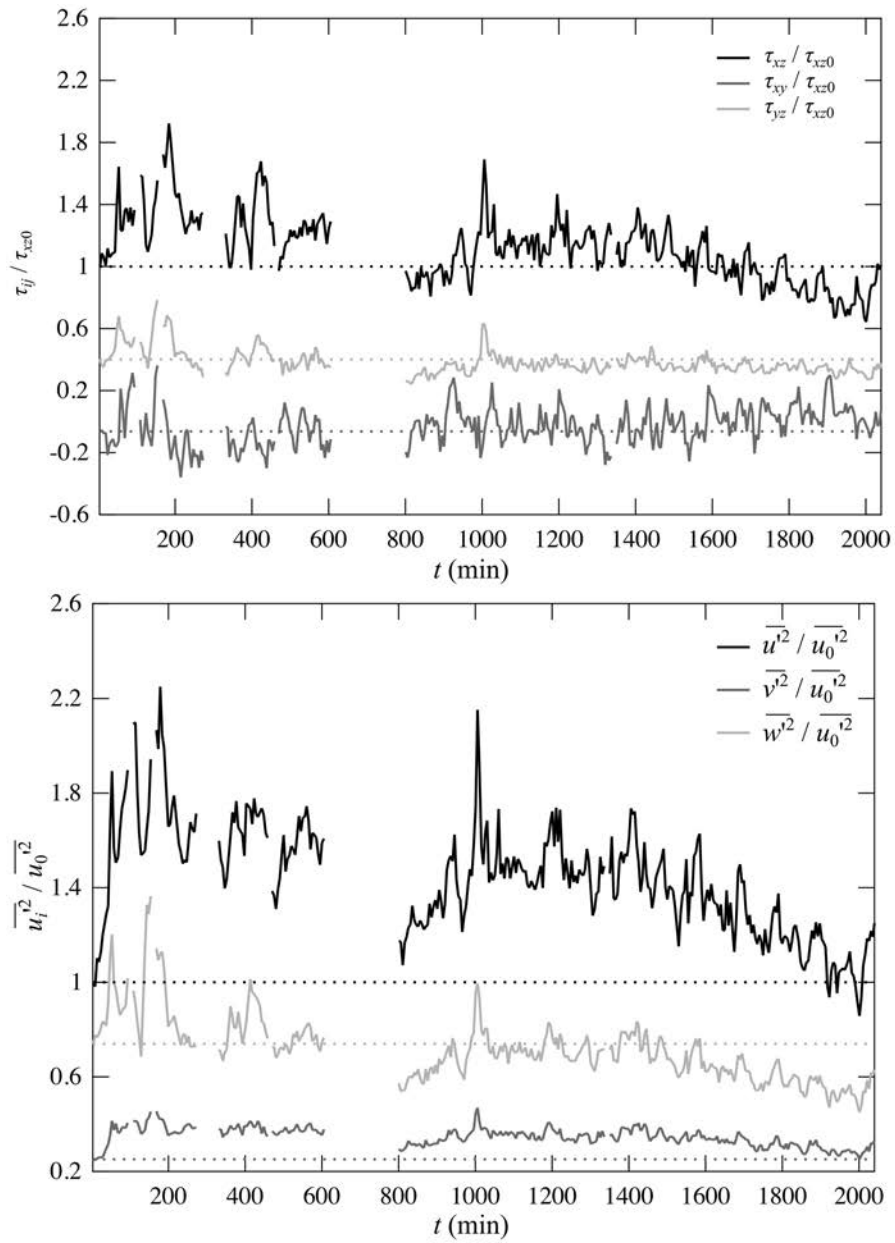


Figura A30. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 12.

A5. Resultats suplementaris

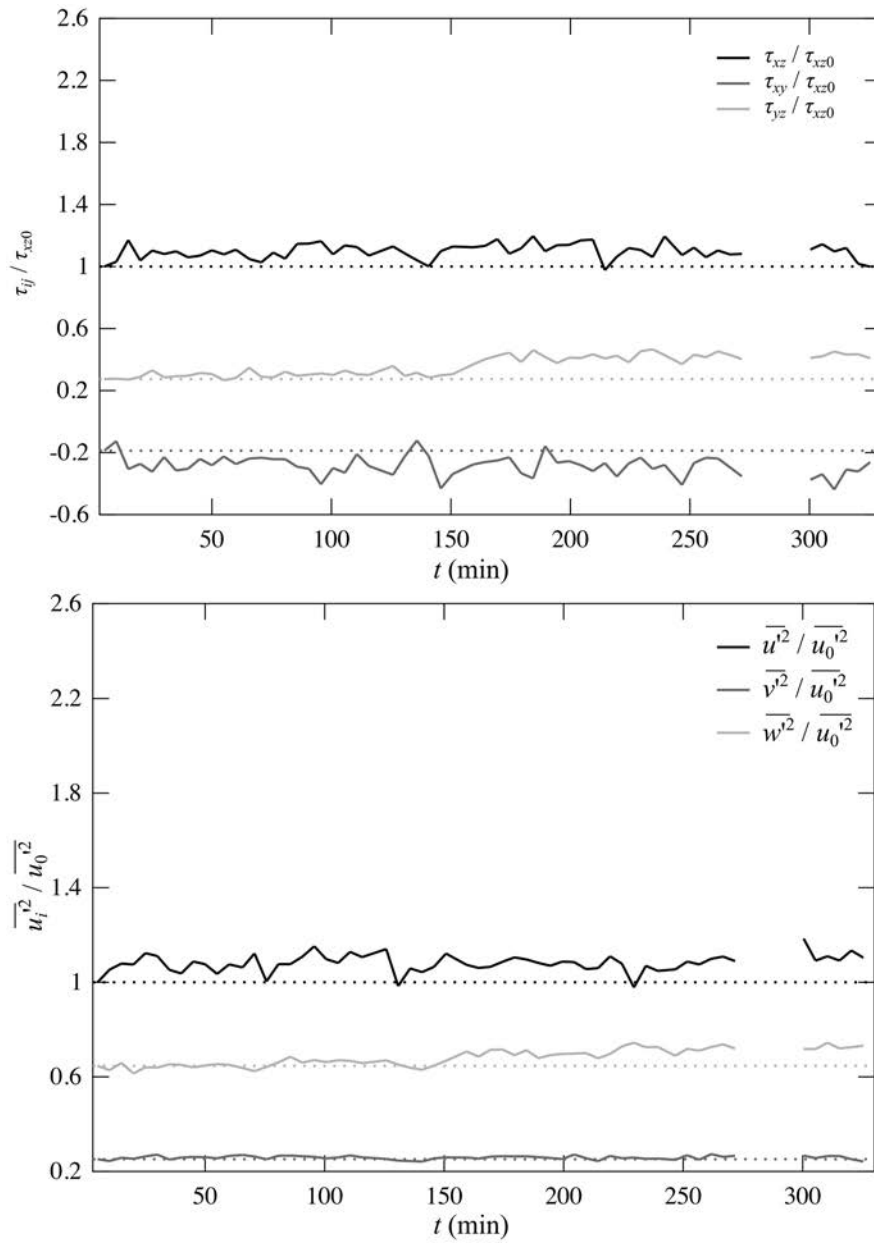


Figura A31. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 13.

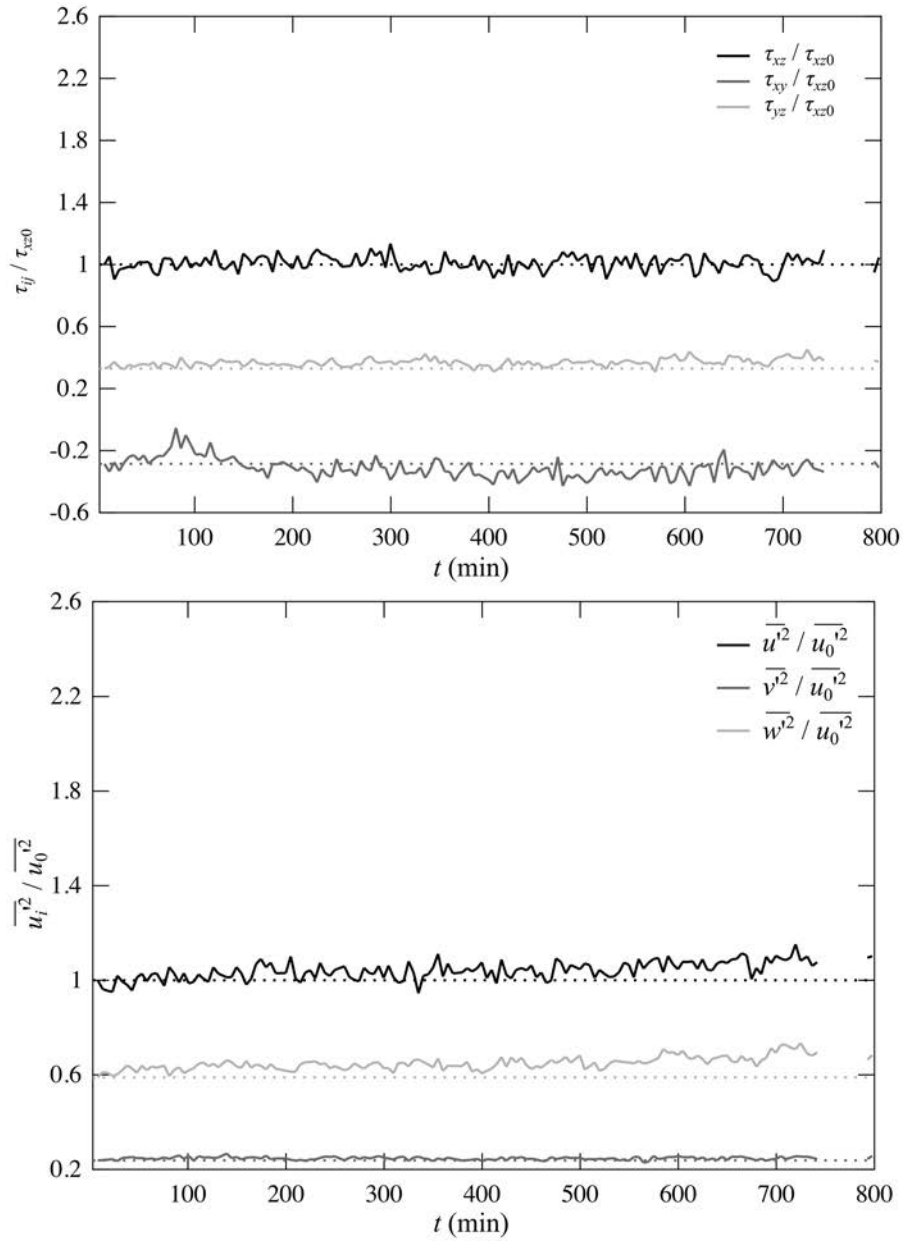


Figura A32. Evolució de les tensions de Reynolds i les variàncies en l'experiment 14.

Les tensions de tall i les variàncies es comporten de forma similar. L'ordenació de les tensions de tall és $\tau_{xz} > \tau_{yz} > \tau_{xy}$ i l'ordenació de les variàncies és $\overline{u'^2} > \overline{w'^2} > \overline{v'^2}$.

Com s'ha investigat a §4.8 (pàg. 141), les variàncies i les tensions de Reynolds també s'aparten més marcadament i amb més precocitat del valor inicial com

més gran és la concentració inicial de llim en suspensió, perquè la sedimentació i les formes de fons es produeixen abans (Figura 66b, pàg. 148). Tot i així, la relació entre les oscil·lacions dels resultats i la migració de formes de fons passant per la posició de l'ADV no és tan clara com els patrons que s'observen a la variació temporal de la velocitat vertical.

Els resultats de *Venditti* [2007] per a formes de fons amb una morfologia similar al de la barcaana mostren que les variacions de la tensió de Reynolds principal τ_{xz} a la cota a on s'està mesurant són petites (Figura A33) i que els valors màxim i mínim de τ_{xz} estarien al peu i a la cua de la barcaana, respectivament, a una cota inferior a l'alçada de la forma de fons d'on no es tenen mesures.

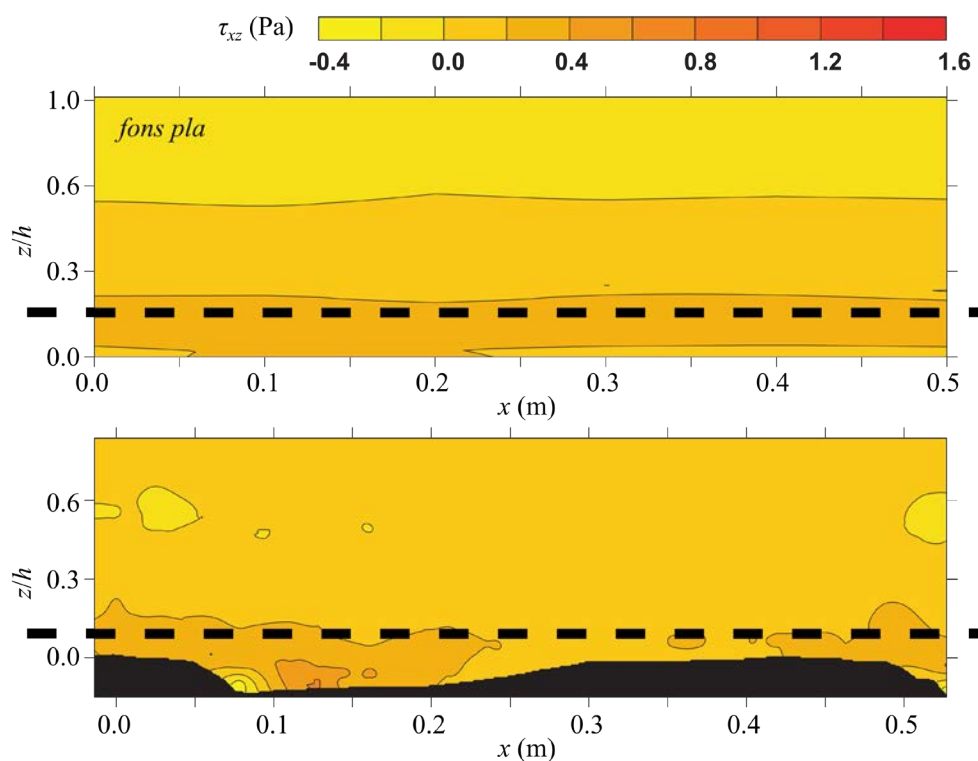


Figura A33. Modificat de *Venditti* [2007] [figura 7 de la pàgina 11]. Tensions de tall Reynolds τ_{xz} al centre del canal en un flux amb un fons pla (amunt) i amb formes de fons similars a una barcaana. Condicions hidràuliques: calat 0.15 m, amplada 0.52 m, velocitat mitjana mitjanada pel calat 0.47 m/s. Flux d'esquerra a dreta.

Com que les tensions principals τ_{xz} amb un fons pla poden ser superiors a les τ_{xz} amb formes de fons per a una mateixa posició relativa segons els resultats de

Venditti [2007], es fa la hipòtesi que la disminució de τ_{xz} amb respecte a τ_{xz0} que s'observa als experiments 3 i 4 (Figura A21 i Figura A22 respectivament) podria indicar l'aparició de formes de fons.

Aquests resultats reforcen les conclusions de l'apartat §4.8 (pàg. 141). En resum, que les formes de fons es creen des de ben al començament, creixen i es mouen i no són un efecte del procediment de buidatge de la mescla d'aigua i de llim en suspensió romanent ni de les parets.

A5.4. Distribució en el calat d'intensitats turbulentes

Les intensitats turbulentes es defineixen de dues maneres: relatives a la velocitat de tall $u_{*\tau}$ com $\sigma_u/u_{*\tau}$, $\sigma_v/u_{*\tau}$ i $\sigma_w/u_{*\tau}$ (on $\sigma_u^2 = \overline{u'^2}$, $\sigma_v^2 = \overline{v'^2}$ i $\sigma_w^2 = \overline{w'^2}$ són variàncies de la velocitat en m^2/s^2) i relatives a la velocitat mitjana longitudinal \bar{u} com σ_u/\bar{u} , σ_v/\bar{u} i σ_w/\bar{u} . Són paràmetres adimensionals. Es defineix també una intensitat turbulenta global com $(E)^{1/2}/|\mathbf{u}|$ on $E = 0.5 \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ (m^2/s^2) és l'energia turbulenta i $|\mathbf{u}| = (\overline{u^2 + v^2 + w^2})^{1/2}$ (m/s) és la mitjana del mòdul del vector de velocitats.

La Figura A34 mostra la distribució en el calat de $\sigma_u/u_{*\tau}$, $\sigma_v/u_{*\tau}$ i $\sigma_w/u_{*\tau}$. Com que no es coneix la geometria exacta del fons en el moment de realitzar les mesures, els resultats s'han de prendre amb precaució.

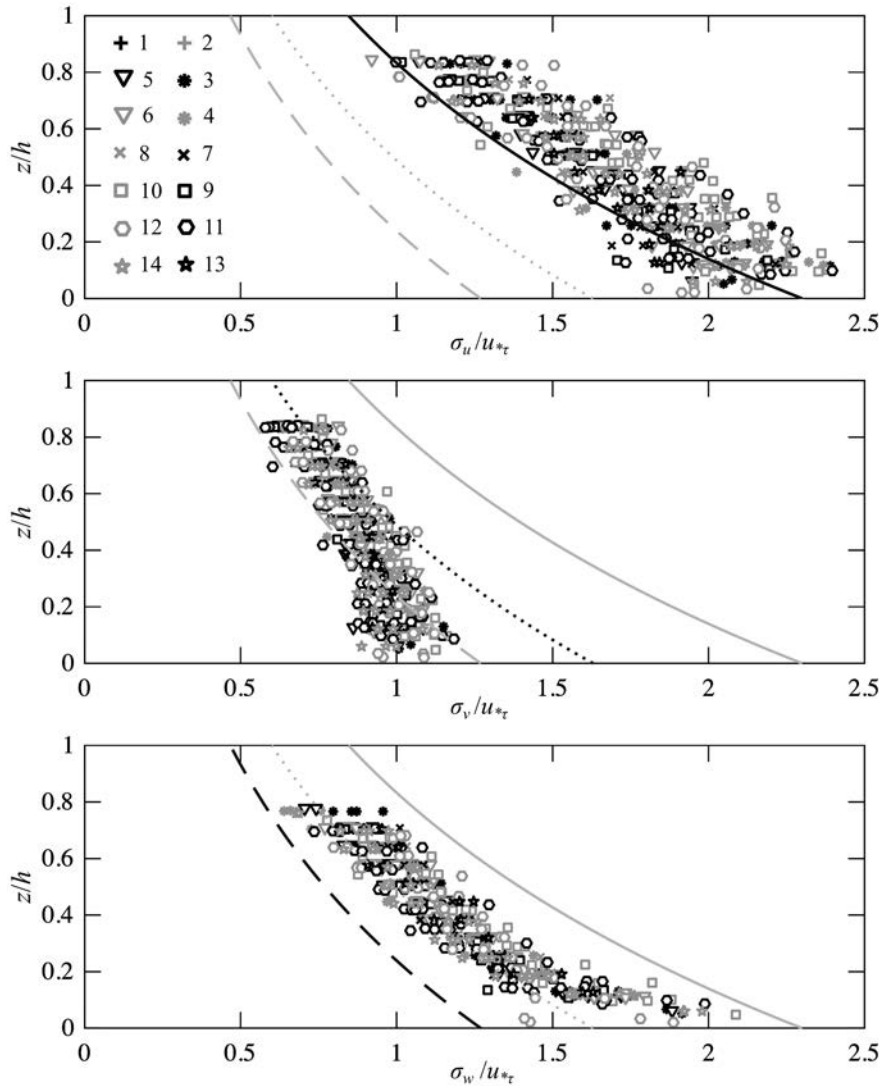


Figura A34. Perfils d'intensitats turbulents $\sigma_i / u_* \tau$. Les línies sòlida, de punts, i de guions corresponen a la funció exponencial [A25] segons els valors de Nezu i Nakagawa [1993] per al component longitudinal, transversal i vertical, respectivament.

S'empra la teoria desenvolupada per a un fons pla en condicions d'aigua clara. Convencionalment, la distribució en tot el calat segueix una llei universal (estrictament vàlida a una regió propera al fons on existeixi un equilibri entre la producció d'energia turbulenta i la dissipació [López i García, 1999]) que Nezu i Nakagawa [1993] escriuen com

$$\frac{\sigma_i}{u_{*\tau}} = D_i \cdot \exp\left(-C_i \cdot \frac{z}{h}\right) \quad [\text{A25}]$$

per a $i = u, v, w$ on D_i i C_i són constants empíriques amb el valor de la Taula A5 en condicions d'aigua clara amb un fons pla. Dels resultats de *Nezu i Nakagawa* [1993] també s'obté les ràtios entre les desviacions estàndard $\sigma_v/\sigma_u = 0.71$ i $\sigma_w/\sigma_u = 0.55$, el que implica l'ordenació $\sigma_u < \sigma_v < \sigma_w$.

Taula A5. Constants empíriques de l'expressió [A25] segons *Nezu i Nakagawa* [1993] i calculades amb un ajust per mínims quadrats de les intensitats turbulentes en els experiments de la tesi (valor mitjà \pm desviació estàndard).

	<i>Nezu i Nakagawa</i> [1993]	experiments
D_u	2.30	2.32 ± 0.17
C_u	1.0	0.71 ± 0.13
D_v	1.63	1.10 ± 0.05
C_v	1.0	0.49 ± 0.12
D_w	1.27	1.72 ± 0.13
C_w	1.0	1.11 ± 0.18

Les intensitats turbulentes $\sigma_u/u_{*\tau}$ segueixen raonablement bé la distribució exponencial teòrica tot i que, globalment, les mesures proporcionen valors superiors als teòrics, sobretot per a $z/h > 0.2$. Per a suspensions amb sorra, *Cellino i Graf* [2002] també observen una amplificació de la turbulència pel component longitudinal a la regió externa del flux. A la regió interna $z/h < 0.2$ la distribució de les intensitats amb el calat és lleugerament més uniforme que la teòrica, segurament influenciada per les condicions del fons i la concentració de llim. En general, no s'observa una ordenació dels experiments segons la concentració de llim en suspensió.

Les intensitats relatives $\sigma_v/u_{*\tau}$ experimentals són globalment menors a les teòriques i els perfils són força uniformes, sobretot per a $z/h < 0.6$. Això, que pot indicar un efecte d'esmoreïment de la turbulència pel llim en suspensió, contrasta amb els perfils d'intensitats relatives σ_w/u_* que són més grans. Sobretot per a $z/h < 0.2$ les intensitats relatives σ_w/u_* semblen amplificades, potser com a conseqüència dels defectes de l'ADV per a mesures del component vertical (§A2, pàg. 200) i la durada del mostratge. Les dades experimentals proporcionen

una ordenació $\sigma_u < \sigma_w < \sigma_v$, on la intensitat turbulenta vertical sobrepassa la intensitat turbulenta transversal.

Amb un ajust per mínims quadrats del logaritme de les dades de cada perfil (mesures amb $z/h < 0.7$) a l'equació [A25] s'obtenen les constants empíriques que de mitjana tenen els valors que apareixen a la Taula A5 (els resultats complets apareixen al final d'aquest apèndix, pàg. 254). Els resultats per al component longitudinal són els més semblants als valors de *Nezu i Nakagawa* [1993] i alhora queda palès l'esmoreïment del component transversal (els D_v i C_v experimentals són més petits) i l'amplificació del component vertical (els D_w i C_w experimentals són més grans).

Les distribucions de les intensitats turbulentes σ_i/\bar{u} i $(E)^{1/2}/|\mathbf{u}|$ estan ben representades per funcions potencials segons *Nikora i Goring* [2000] del tipus

$$\frac{\sigma_i}{\bar{u}} = D'_i \cdot \left(\frac{z}{h}\right)^{-C'_i} \quad [\text{A26}]$$

$$\frac{(E)^{1/2}}{|\mathbf{u}|} = D'_E \cdot \left(\frac{z}{h}\right)^{-C'_E} \quad [\text{A27}]$$

per a $i = u, v, w$ on D'_i , C'_i , D'_E i C'_E són constants empíriques. Es poden interpretar com l'arrel quadrada de la ràtio entre l'energia turbulenta del flux $\sim \overline{u'^2}$ i l'energia mitjana del flux $\sim \bar{u}^2$.

Amb un ajust per mínims quadrats de cada perfil (cotes $z/h < 0.7$) a les expressions potencials [A26] i [A27] s'obtenen les constants empíriques que de mitjana tenen els valors que apareixen a la Taula A6 (els resultats complets apareixen al final d'aquest apèndix, pàg. 254). A la Figura A35 apareixen representades les intensitats relatives $(E)^{1/2}/|\mathbf{u}|$ (les distribucions σ_i/\bar{u} són molt similars a $\sigma_i/u_{*\tau}$) i les distribucions potencials [A26] i [A27] amb les mitjanes de de la Taula A6.

Taula A6. Constants empíriques de les expressions [A26] i [A27] segons *Nikora i Goring* [2000] i calculades amb un ajust per mínims quadrats de les

A5. Resultats suplementaris

intensitats turbulentes en els experiments de la tesi (valor mitjà \pm desviació estàndard).

	<i>Nikora i Goring</i> [2000]	experiments
D'_u	0.083	0.057 ± 0.008
C_u	0.31	0.34 ± 0.09
D'_v	0.060	0.032 ± 0.004
C'_v	0.32	0.27 ± 0.06
D'_w	0.052	0.035 ± 0.005
C'_w	0.20	0.45 ± 0.07
D'_E	0.081	0.054 ± 0.007
C'_E	0.30	0.057 ± 0.008

Les intensitats relatives σ_w/\bar{u} són superiors a les intensitats σ_v/\bar{u} i presenten la màxima variació amb el calat com s'ha observat en les distribucions de σ_i/u_{*r} . En general, les intensitats relatives s'allunyen de la distribució potencial teòrica i disminueixen més ràpidament al apropar-se a la superfície lliure (Figura A35). *Nikora i Goring* [2000] obtenen resultats comparables (sobretot dels pendents de les distribucions C'_i) com s'observa a la Taula A6 malgrat provenir d'unes mesures de camp amb un fons rugós de grava.

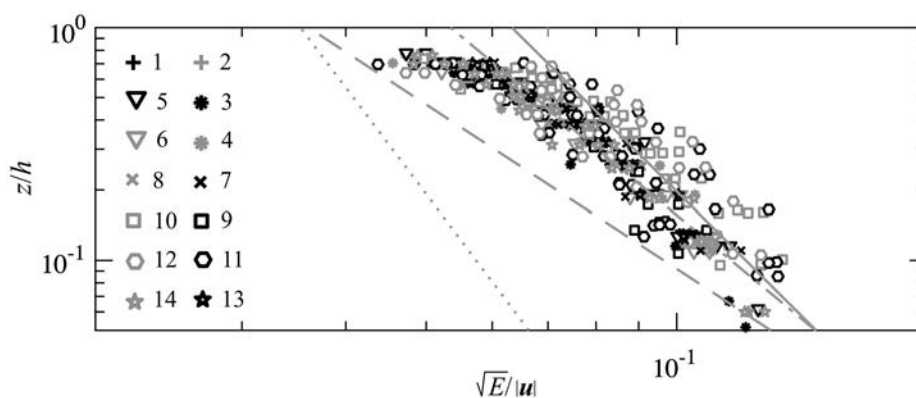


Figura A35. Distribució d'intensitats turbulentes relatives $(E)^{1/2}/|u|$. Eixos logarítmics. Les línies sòlida (component u), de guions (component v), de punts (component w) i de punts-guions (energia turbulenta E) són les distribucions [A26] i [A27] amb les mitjanes de les constants empíriques de la Taula A6.

La influència del dipòsit de llim sobre els perfils d'intensitats turbulentes no es pot analitzar per la desconexença de la morfologia del dipòsit en el moment de les mesures. En aquest sentit, l'anàlisi de l'evolució temporal de les intensitats turbulentes que s'obtenen de les sèries de velocitats llargues del següent apartat pot ser més útil.

A5. Resultats suplementaris

Taula A7. Constants empíriques als perfils d'intensitats turbulentes relatives (np. és el número del perfil, que es correspon amb el de la Taula A3, pàg. 216)

np.	exp.	D_u	C_u	D_v	C_v	D_w	C_w	D'_u	C'_u	D'_v	C'_v	D'_w	C'_w	D'_E	C'_E
grup 1															
1	1	2.34	1.02	1.08	0.58	1.91	1.41	0.052	0.31	0.031	0.22	0.032	0.43	0.048	0.33
2	1	2.43	0.93	1.12	0.77	2.14	1.54	0.057	0.33	0.029	0.29	0.035	0.48	0.055	0.34
3	2	2.51	0.85	1.16	0.57	2.02	1.27	0.062	0.35	0.034	0.28	0.038	0.46	0.058	0.35
grup 2															
4	3	2.32	0.67	1.11	0.44	1.75	1.00	0.054	0.35	0.031	0.26	0.032	0.45	0.050	0.35
5	3	2.47	0.87	1.10	0.40	1.67	0.84	0.051	0.39	0.032	0.24	0.035	0.38	0.050	0.35
2	3	2.21	0.67	1.07	0.43	1.90	1.14	0.059	0.26	0.033	0.21	0.037	0.38	0.055	0.28
3	3	2.40	0.77	1.19	0.58	1.87	1.06	0.052	0.39	0.031	0.29	0.034	0.45	0.050	0.37
4	4	2.48	0.81	1.09	0.46	1.89	1.18	0.053	0.40	0.031	0.26	0.032	0.48	0.050	0.39
5	4	2.43	0.78	1.05	0.45	1.72	1.06	0.056	0.36	0.031	0.25	0.032	0.48	0.051	0.36
6	4	2.31	0.80	1.11	0.57	1.92	1.28	0.054	0.39	0.031	0.32	0.033	0.52	0.050	0.40
7	5	2.25	0.76	1.07	0.48	1.80	1.10	0.055	0.37	0.032	0.29	0.034	0.48	0.052	0.37
8	5	2.20	0.70	1.02	0.36	1.83	1.11	0.058	0.31	0.034	0.22	0.036	0.43	0.055	0.31
9	6	2.33	0.79	1.14	0.49	1.84	1.09	0.052	0.39	0.032	0.29	0.034	0.48	0.052	0.36
10	6	2.34	0.68	1.15	0.55	1.89	1.15	0.057	0.35	0.031	0.31	0.033	0.50	0.053	0.36
11	6	2.23	0.73	1.08	0.52	1.77	1.02	0.054	0.35	0.030	0.29	0.036	0.42	0.053	0.33
12	6	2.24	0.63	1.08	0.41	1.88	1.15	0.056	0.32	0.032	0.25	0.033	0.47	0.053	0.32
13	7	2.20	0.70	1.09	0.54	1.73	0.97	0.053	0.37	0.030	0.31	0.036	0.44	0.051	0.36
14	7	2.24	0.59	1.04	0.39	1.76	0.96	0.058	0.32	0.032	0.24	0.036	0.42	0.055	0.31
15	8	2.33	0.68	1.11	0.45	1.87	1.07	0.055	0.36	0.031	0.28	0.034	0.45	0.052	0.35
16	8	2.31	0.77	1.09	0.48	1.95	1.25	0.052	0.39	0.031	0.28	0.032	0.51	0.049	0.39
17	9	2.40	0.81	1.14	0.58	1.81	1.06	0.052	0.42	0.029	0.34	0.033	0.50	0.050	0.40
18	9	2.14	0.67	1.07	0.51	1.61	0.95	0.058	0.29	0.032	0.27	0.036	0.38	0.056	0.28
19	10	2.32	0.59	1.13	0.39	1.82	1.00	0.073	0.23	0.038	0.22	0.039	0.42	0.059	0.35
20	10	2.43	0.80	1.13	0.51	1.99	1.34	0.062	0.29	0.034	0.25	0.036	0.43	0.058	0.30
21	10	2.64	0.80	1.19	0.46	1.99	1.12	0.069	0.35	0.039	0.26	0.040	0.46	0.062	0.36
22	10	2.62	0.80	1.23	0.54	2.08	1.23	0.066	0.36	0.036	0.30	0.039	0.47	0.059	0.38
grup 3															
23	11	2.50	0.82	1.22	0.59	2.08	1.27	0.059	0.38	0.033	0.33	0.037	0.51	0.057	0.38
24	11	2.53	0.76	1.13	0.51	1.89	1.03	0.068	0.36	0.037	0.28	0.044	0.43	0.066	0.33
25	11	2.22	0.78	1.11	0.60	1.80	1.19	0.049	0.40	0.028	0.35	0.030	0.54	0.048	0.39
26	11	2.29	0.78	1.11	0.63	1.59	0.95	0.053	0.41	0.029	0.35	0.033	0.45	0.052	0.37
27	11	2.19	0.68	1.10	0.60	1.67	1.04	0.052	0.38	0.028	0.36	0.030	0.52	0.049	0.38
28	11	2.24	0.85	1.09	0.65	1.62	0.96	0.050	0.42	0.029	0.33	0.035	0.42	0.050	0.37
29	11	1.91	0.48	1.01	0.59	1.77	1.49	0.055	0.29	0.028	0.30	0.031	0.46	0.050	0.32
30	12	2.17	0.41	1.03	0.15	1.53	0.50	0.081	0.17	0.045	0.13	0.055	0.19	0.080	0.15
31	12	2.18	0.51	1.14	0.42	1.87	1.06	0.072	0.23	0.040	0.22	0.044	0.36	0.068	0.25
32	12	2.75	1.24	1.13	0.65	1.71	1.06	0.040	0.67	0.027	0.40	0.030	0.54	0.041	0.56
33	12	2.61	1.13	1.16	0.66	1.81	1.14	0.042	0.58	0.027	0.40	0.031	0.53	0.043	0.49
grup 4															
34	13	2.01	0.44	1.00	0.28	1.74	0.94	0.061	0.28	0.034	0.23	0.036	0.47	0.055	0.32
35	13	2.14	0.59	1.03	0.35	1.78	1.02	0.059	0.31	0.034	0.24	0.036	0.46	0.054	0.34

A5. Resultats suplementaris

np.	exp.	D_u	C_u	D_v	C_v	D_w	C_w	D'_u	C'_u	D'_v	C'_v	D'_w	C'_w	D'_E	C'_E
36	14	2.24	0.60	1.13	0.48	1.82	1.11	0.057	0.32	0.031	0.29	0.032	0.50	0.051	0.36
37	14	2.34	0.74	1.02	0.34	1.87	1.17	0.060	0.29	0.033	0.21	0.034	0.44	0.054	0.32
38	14	2.24	0.67	1.08	0.52	1.89	1.25	0.060	0.29	0.032	0.25	0.034	0.45	0.054	0.32
39	14	2.33	0.72	0.98	0.29	1.83	1.16	0.059	0.29	0.033	0.19	0.033	0.44	0.054	0.31

A5. Resultats suplementaris

A5.5. Variacions temporals d'intensitats turbulentes

L'evolució amb el temps de les intensitats turbulentes que tenen la forma σ_u/\bar{u} , σ_v/\bar{u} , σ_w/\bar{u} i $\sqrt{E}/|\mathbf{u}|$ s'analitza amb sèries de 5 minuts (7500 dades) de durada. La Taula A8 conté les intensitats turbulentes que corresponen als 5 minuts inicials.

Taula A8. Intensitats turbulentes amb la forma σ_u/\bar{u} , σ_v/\bar{u} , σ_w/\bar{u} inicials (mitjana dels primers 5 min de les sèries de velocitats instantànies u , v i w). \hat{z}/\hat{h} és la cota de la mesura inicial relativa a la solera (Figura 62, pàg. 142).

exp.	\hat{z}/\hat{h} (-)	σ_u/\bar{u} -	$\sigma_v/\bar{u} \cdot 10^{-2}$ -	$\sigma_w/\bar{u} \cdot 10^{-2}$ -	$\sqrt{E}/ \mathbf{u} $ -
grup 1					
1	0.08	0.127	5.78	9.25	0.128
2	0.28	0.091	4.76	6.62	0.086
grup 2					
3	0.14	0.114	5.61	9.74	0.112
4	0.14	0.108	5.47	8.86	0.106
5	0.14	0.108	5.47	8.86	0.106
6	0.14	0.110	5.37	8.81	0.106
7	0.14	0.109	5.23	8.77	0.104
8	0.14	0.109	5.53	8.85	0.106
9	0.14	0.109	5.33	8.81	0.105
10	0.14	0.110	5.62	9.62	0.108
grup 3					
11	0.14	0.106	5.32	8.81	0.104
12	0.14	0.105	5.24	9.16	0.103
grup 4					
13	0.14	0.102	5.03	8.06	0.097
14	0.14	0.106	5.25	8.34	0.102

De mitjana, la intensitat turbulenta $\sigma_u/\bar{u} = 0.108$ i $\sqrt{E}/|\mathbf{u}| = 0.105$ a l'inici dels experiments. De la Figura A36 a la Figura A49 es mostren les gràfiques amb l'evolució de les intensitats turbulentes. Són molt semblants a les variacions temporals de les tensions de Reynolds (§A5.3, pàg. 232).

A5. Resultats suplementaris

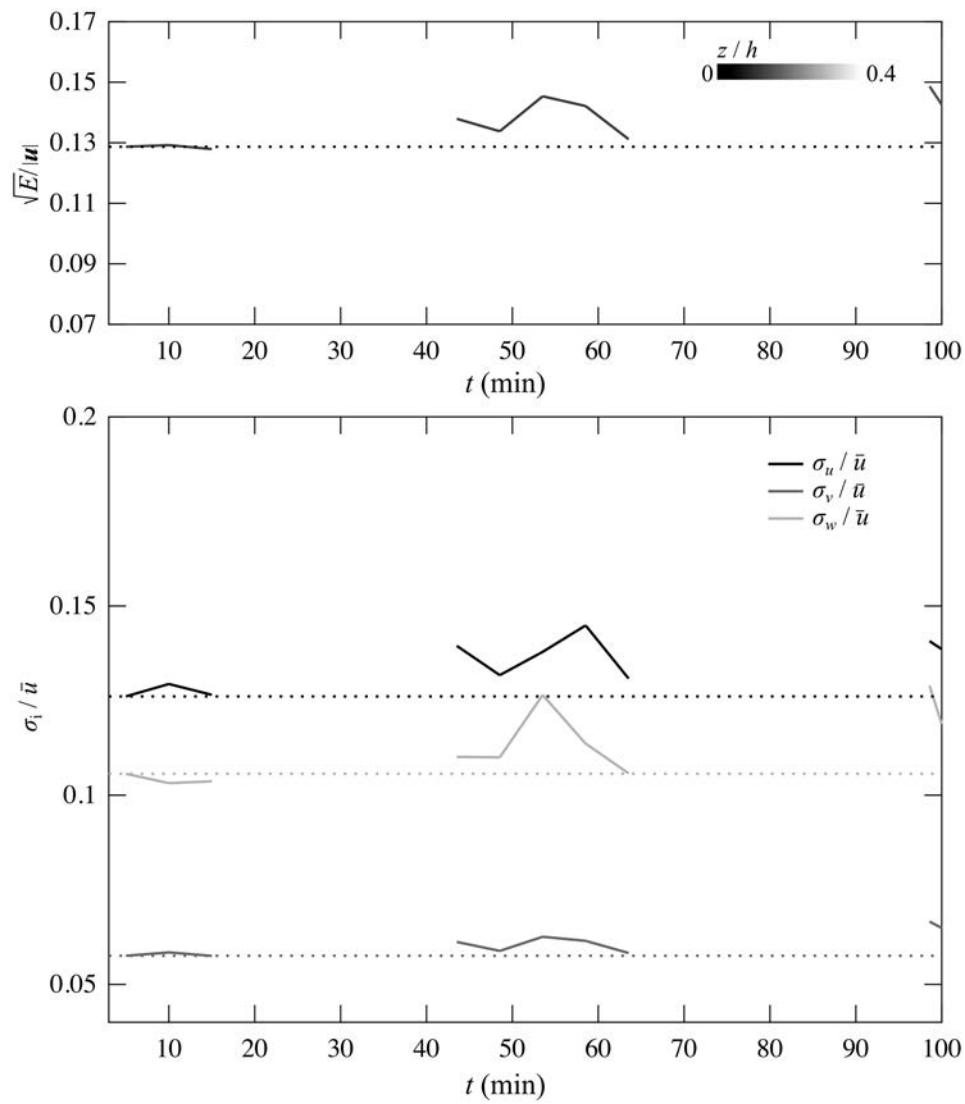


Figura A36. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 1.

A5. Resultats suplementaris

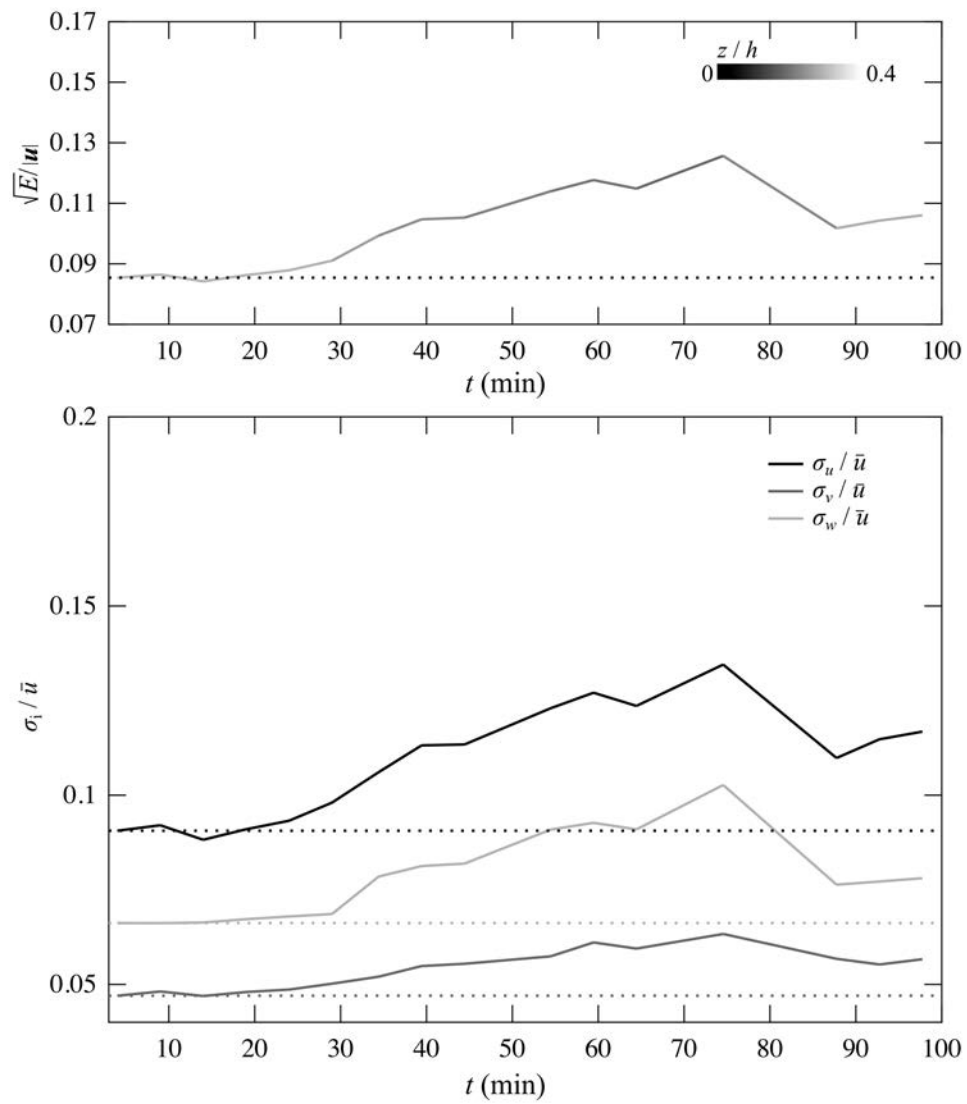


Figura A37. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 2.

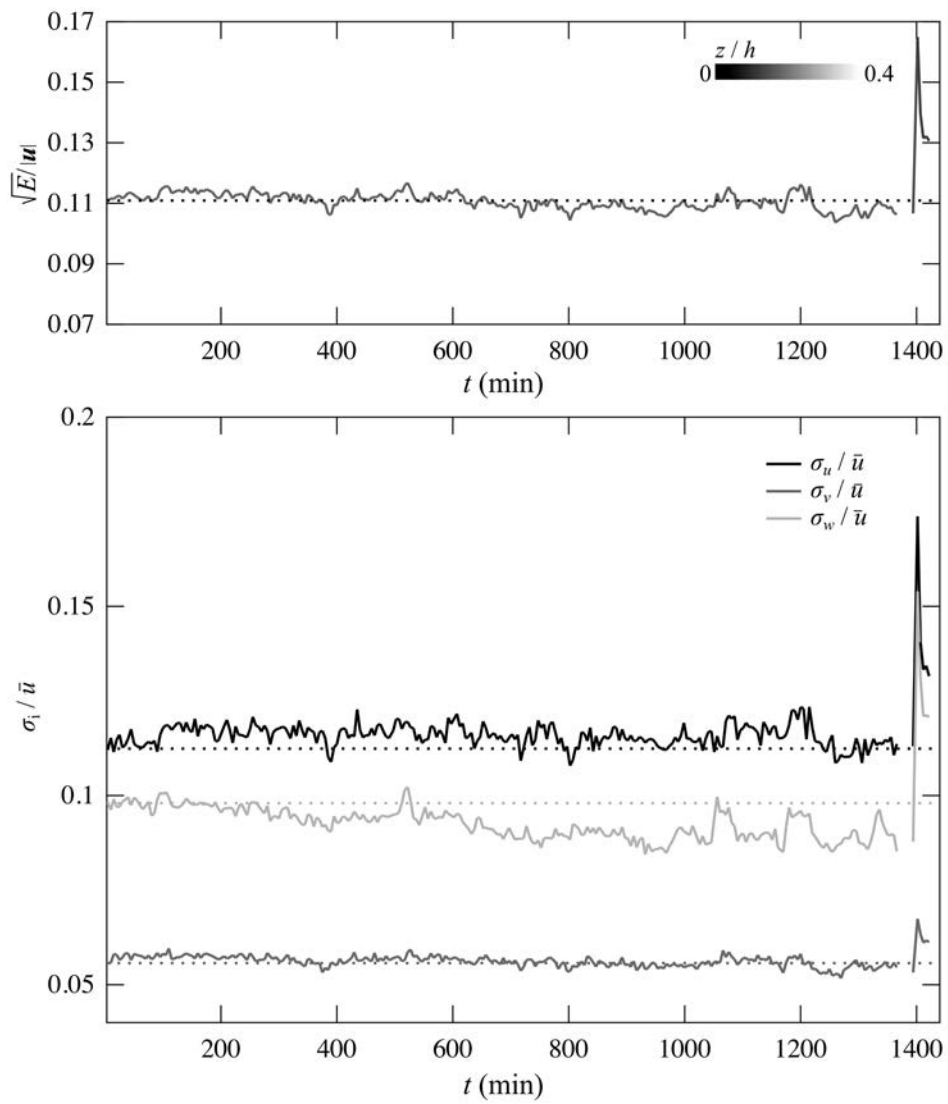


Figura A38. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 3.

A5. Resultats suplementaris

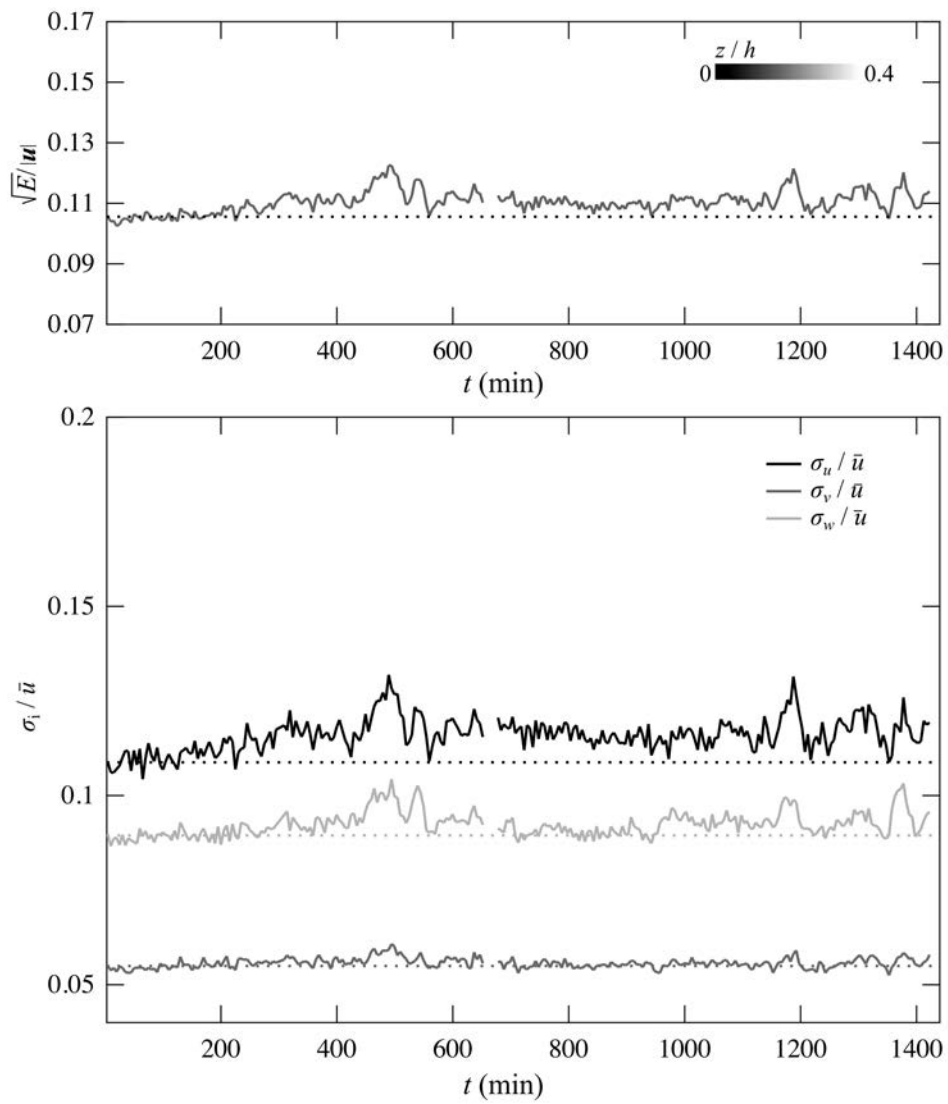


Figura A39. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 4.

A5. Resultats suplementaris

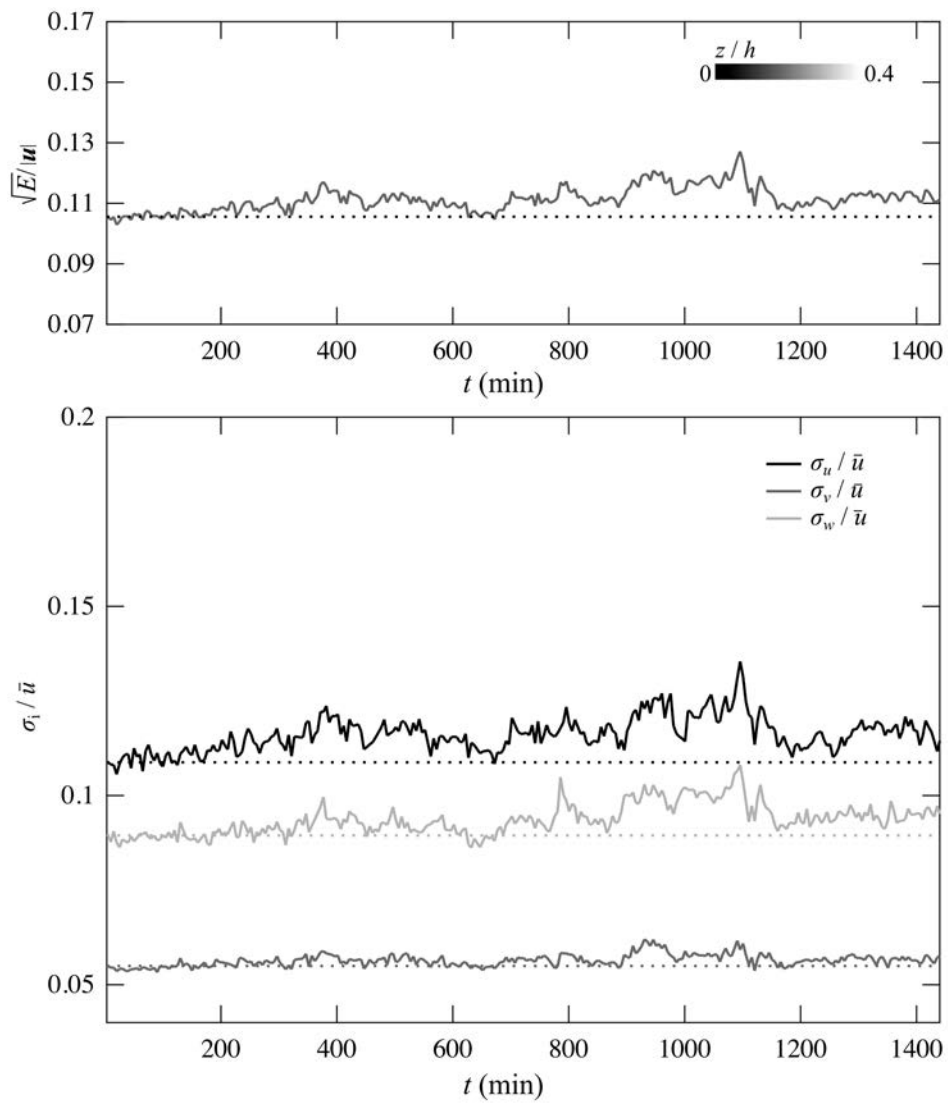


Figura A40. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 5.

A5. Resultats suplementaris

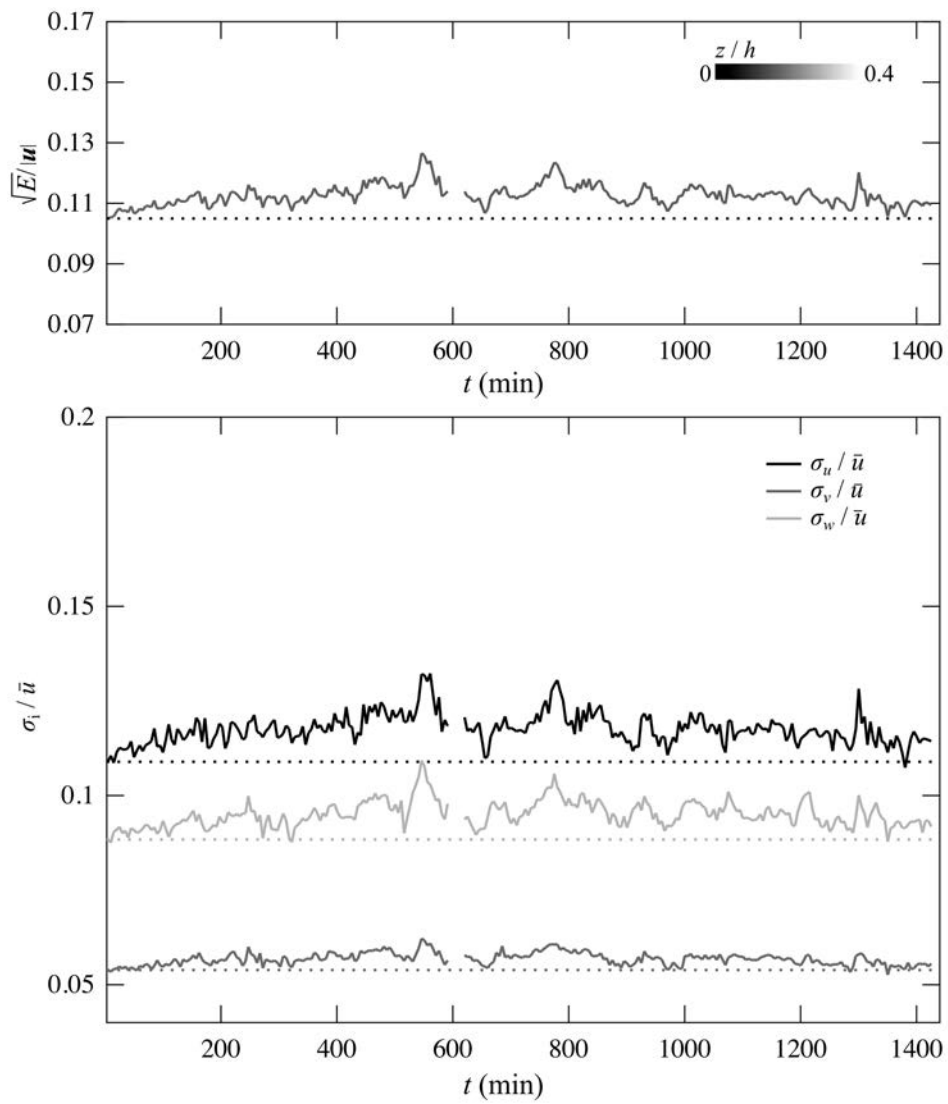


Figura A41. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 6.

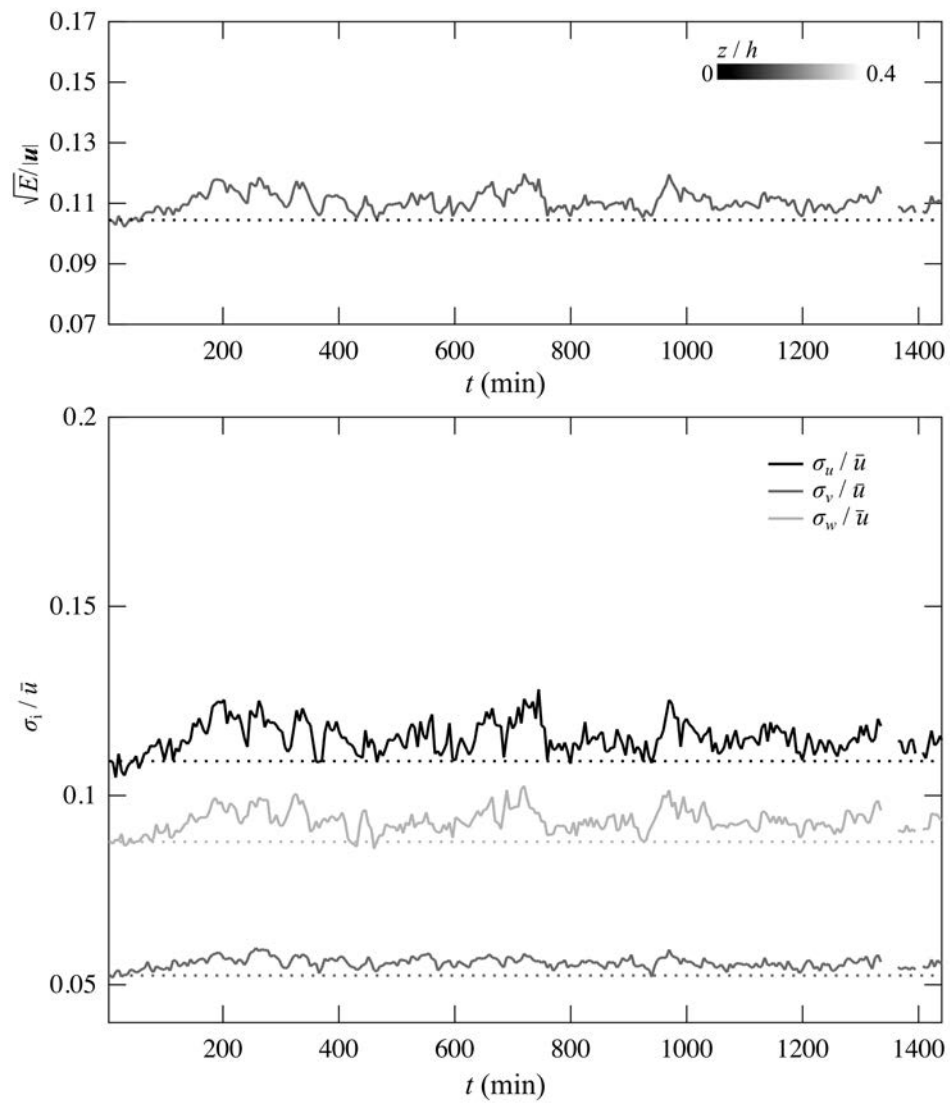


Figura A42. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 7.

A5. Resultats suplementaris

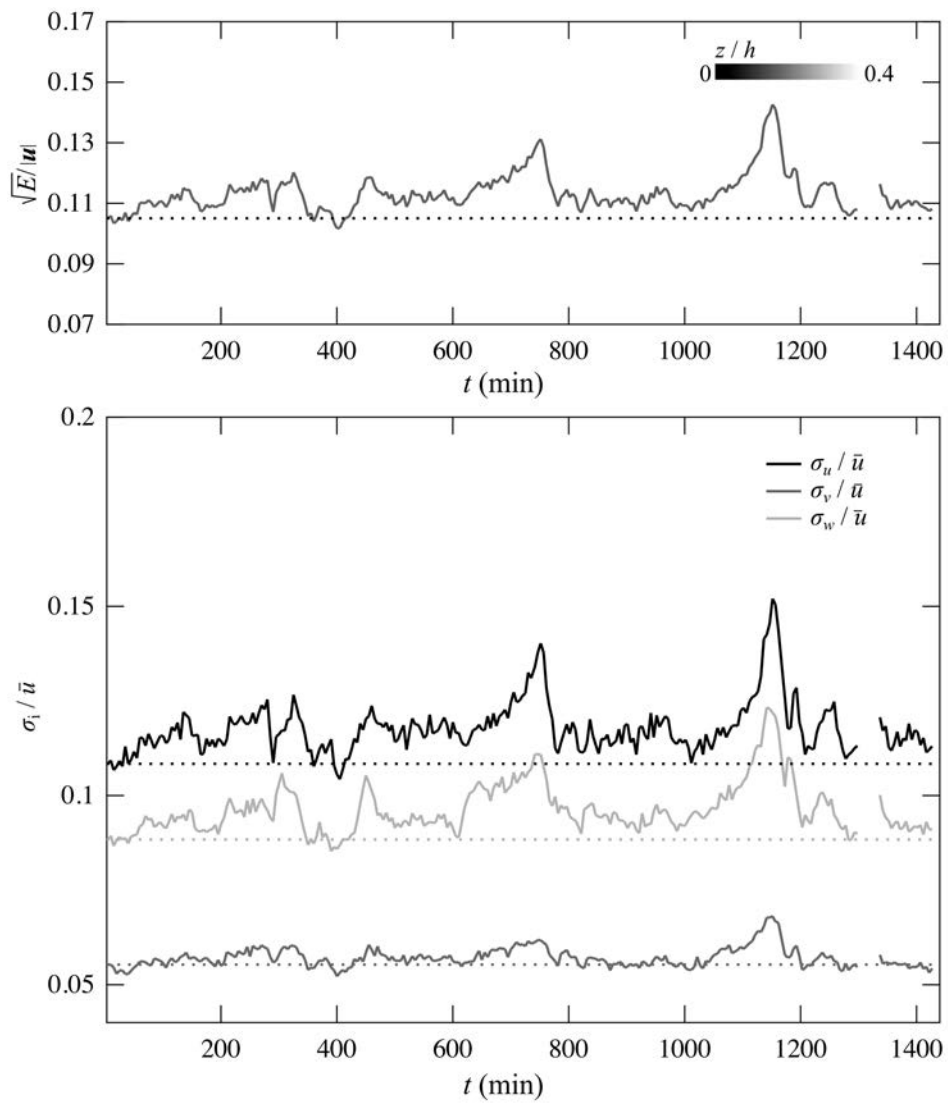


Figura A43. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 8.

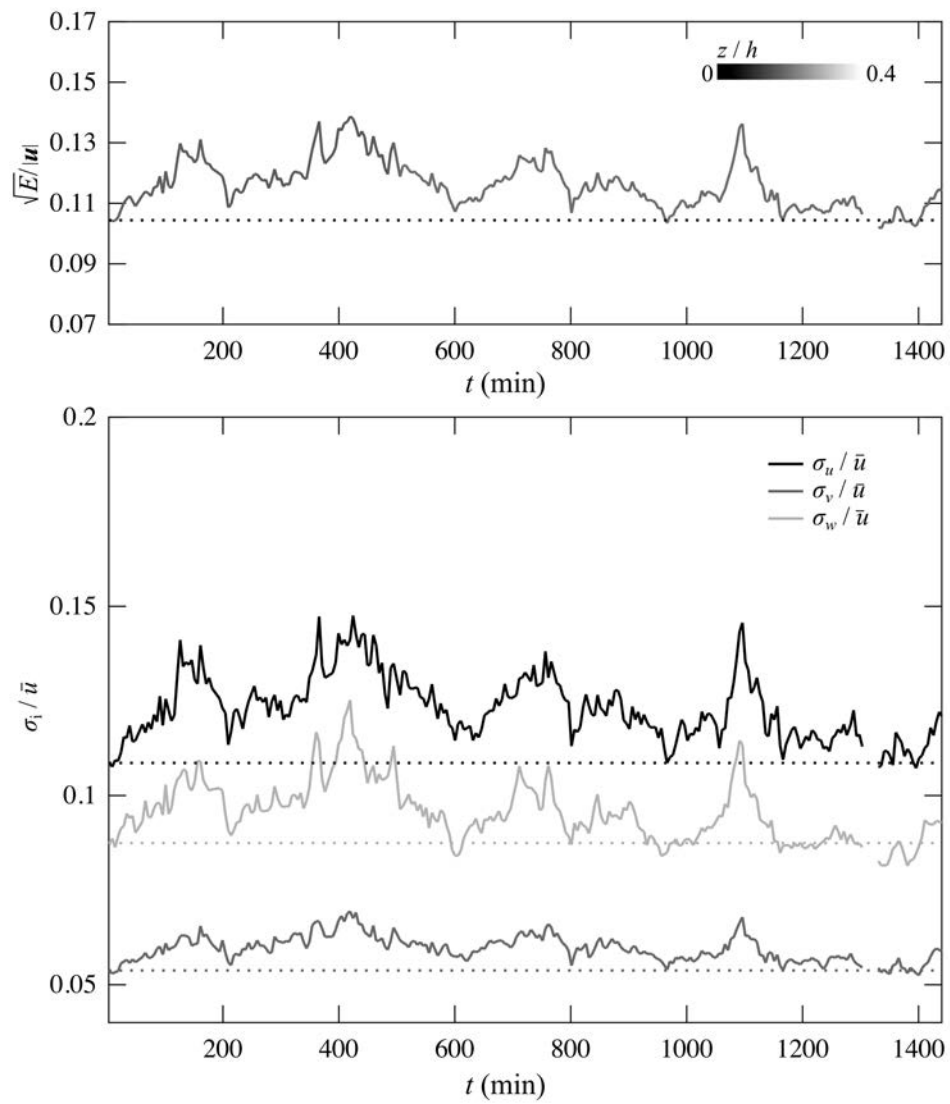


Figura A44. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 9.

A5. Resultats suplementaris

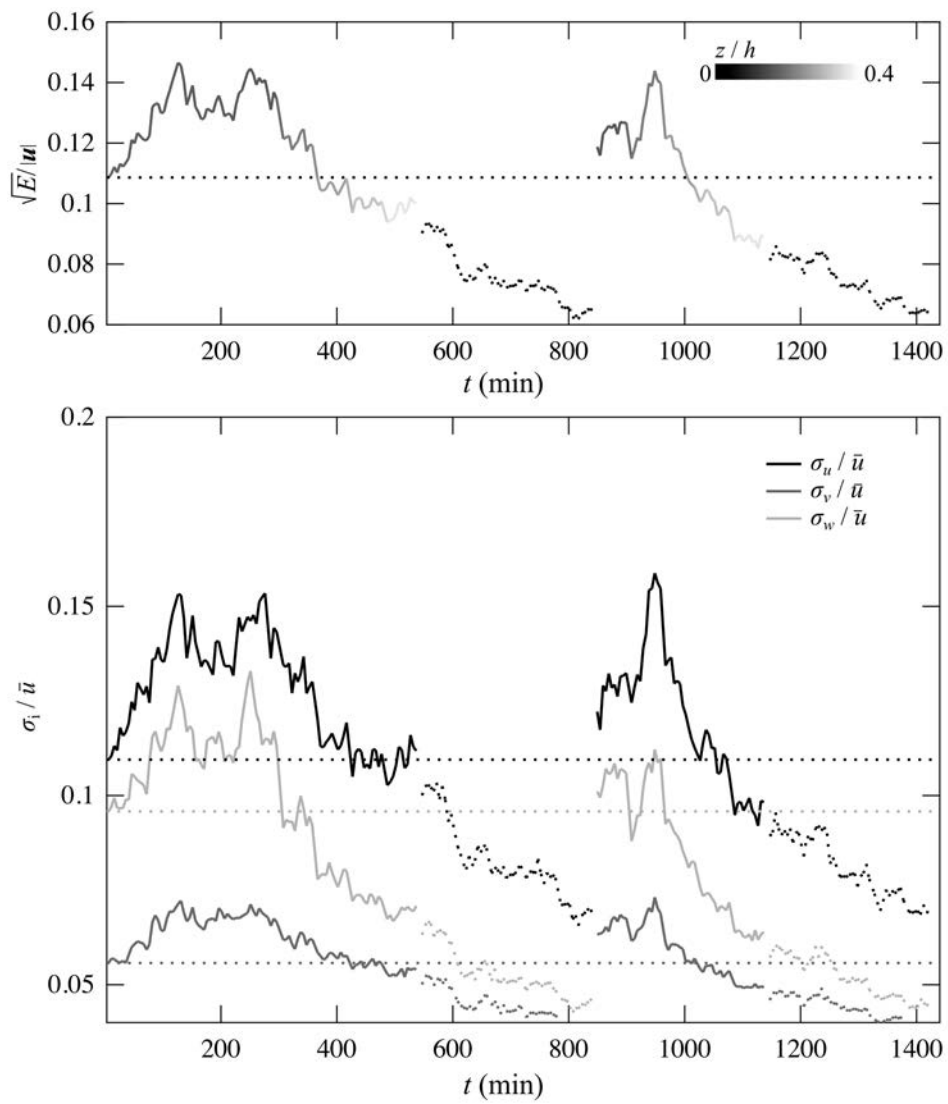


Figura A45. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 10.

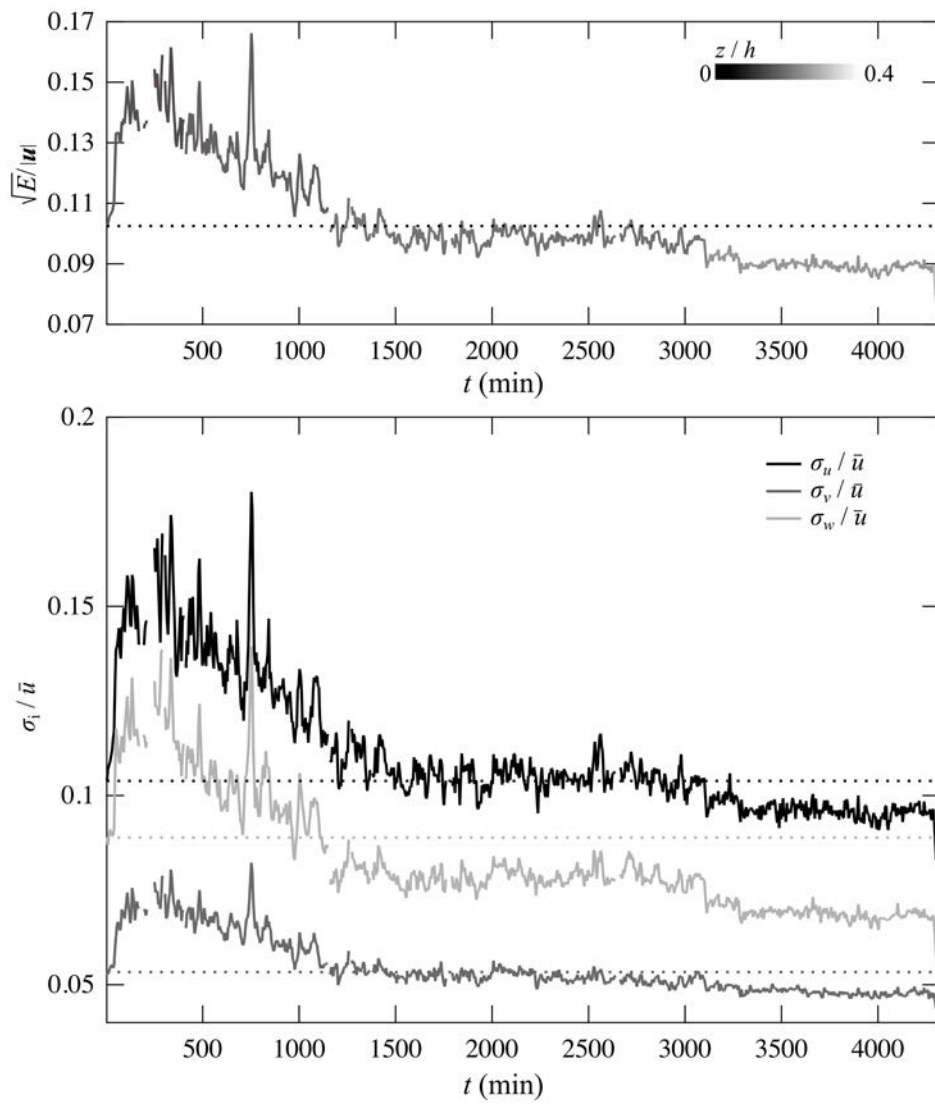


Figura A46. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 11.

A5. Resultats suplementaris

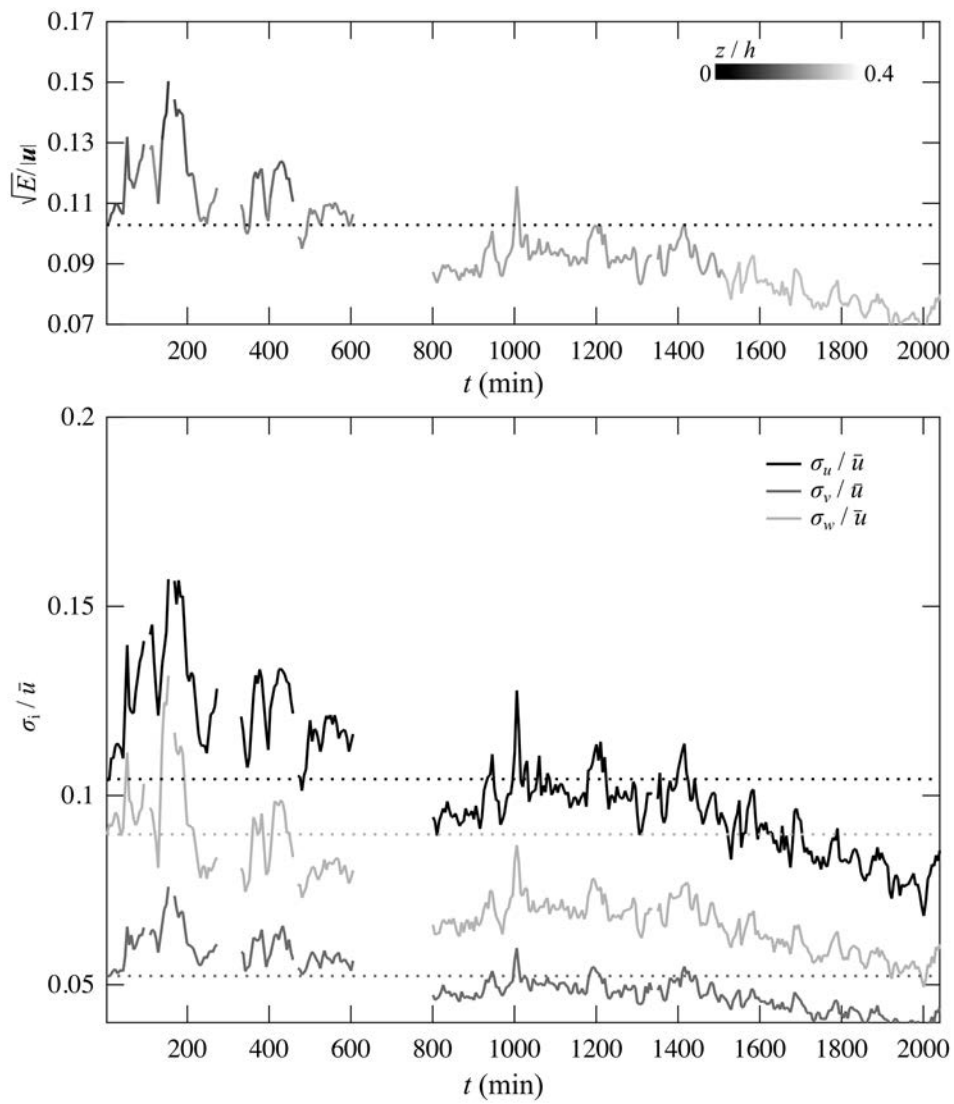


Figura A47. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 12.

A5. Resultats suplementaris

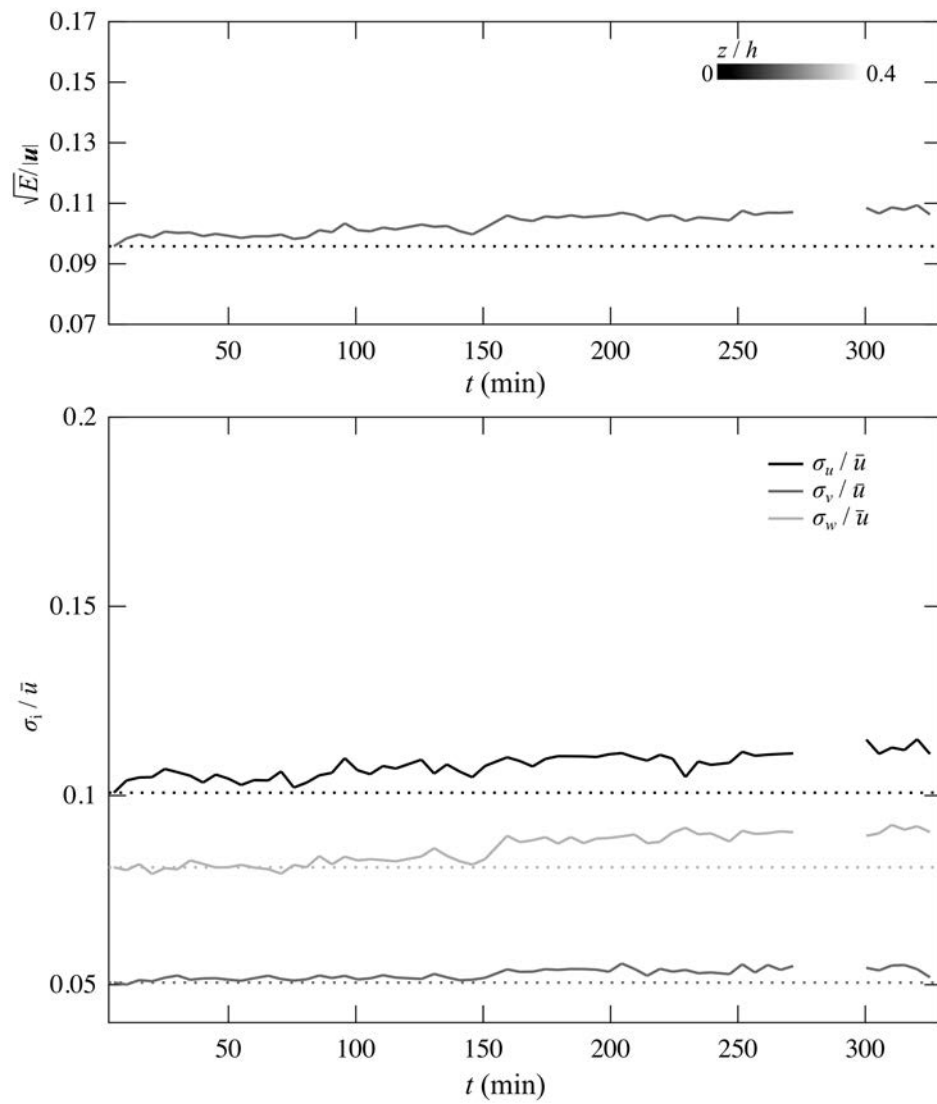


Figura A48. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 13.

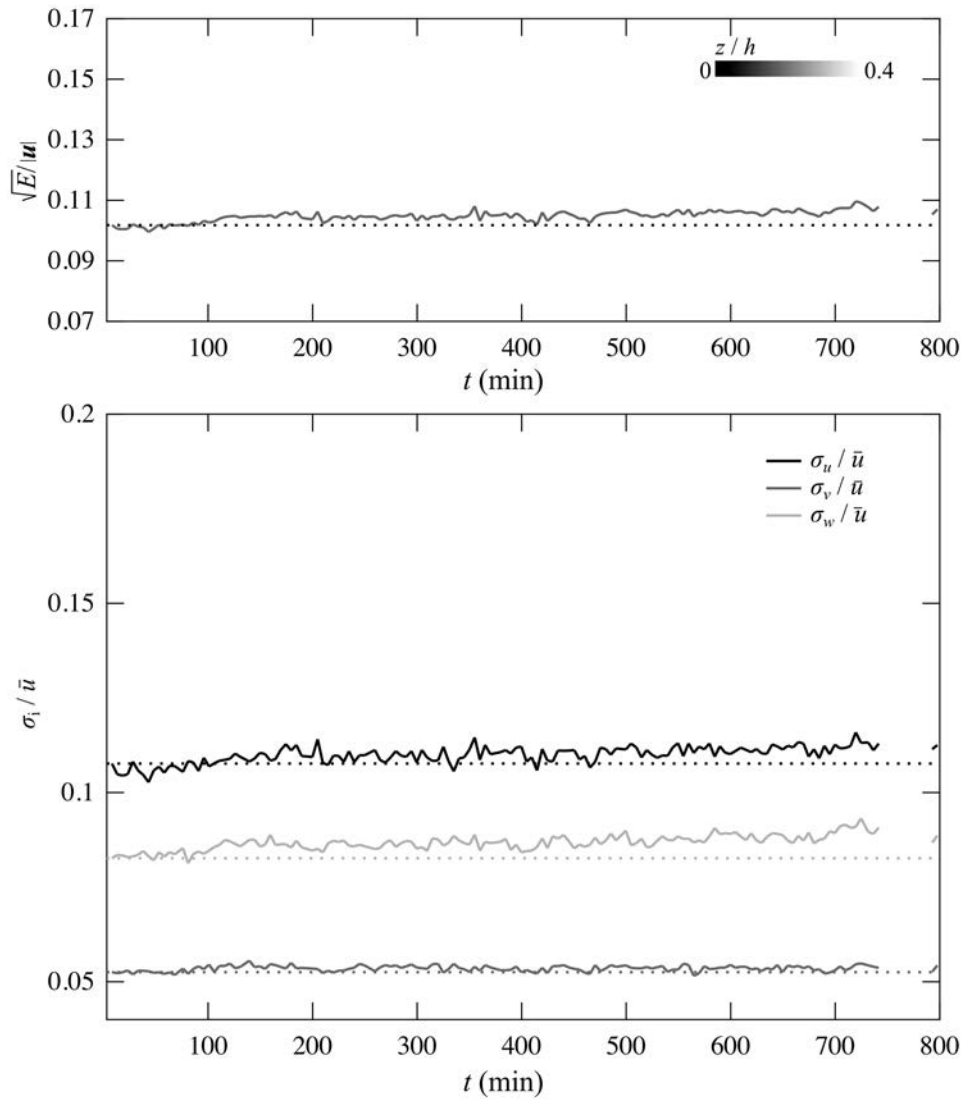


Figura A49. Evolució de les intensitats turbulentes en l'experiment 14.

Aquests resultats (i el de les intensitats turbulentes amb la forma σ_i/u_{*S} que no es mostren) són pràcticament iguals als que s'observen amb l'evolució de les tensions de Reynolds. En general, les intensitats turbulentes augmenten amb el temps i les oscil·lacions al voltant del valor inicial són més grans com més gran és la concentració de llum.

La Figura A50 mostra l'estimació de la velocitat de tall a partir de l'energia turbulenta $u_{*E} = (0.19 \cdot E)^{1/2}$. Aquesta estimació és vàlida per a mesures a prop del fons. Per aquest motiu, únicament es consideren les estimacions u_{*E} que s'obtenen de mesures a una cota relativa $z/h < 0.2$.

A5. Resultats suplementaris

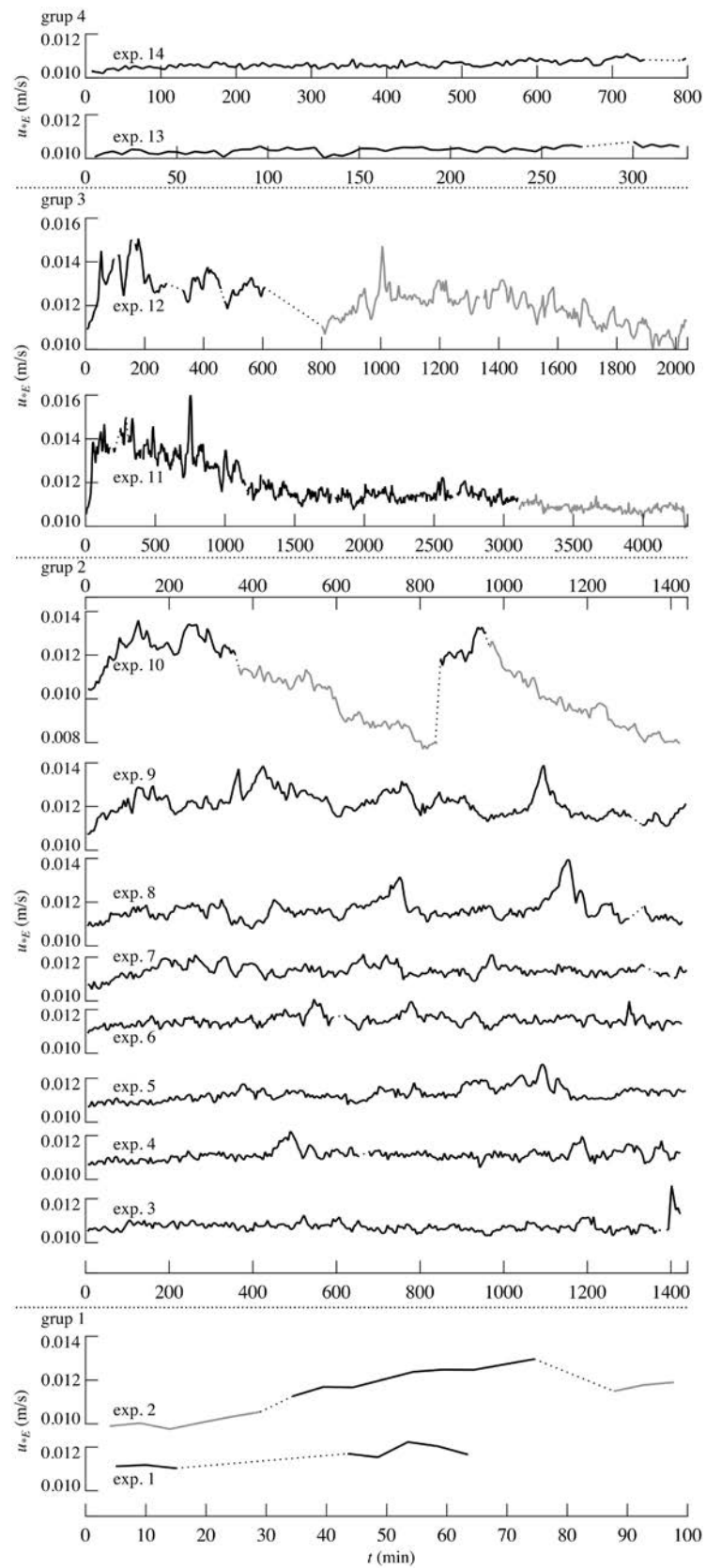


Figura A50 (pàgina anterior). Càlcul de la velocitat de tall u_{*E} (m/s). Les línies de color gris són mesures a cotes relatives $z/h > 0.2$. La mitjana de la Taula 14 (pàg. 75) es fa amb mesures a $z/h < 0.2$.

L'augment de les intensitats turbulentes es relaciona amb els canvis que experimenta un fons pla amb l'aparició de barcanes. *Venditti* [2007] mostra un augment suau de l'energia turbulenta en un fons amb formes semblants a la barcana en relació amb l'energia turbulenta d'un fons pla (Figura A51), malgrat que és un augment menor al que observa en un fons amb dunes bidimensionals.

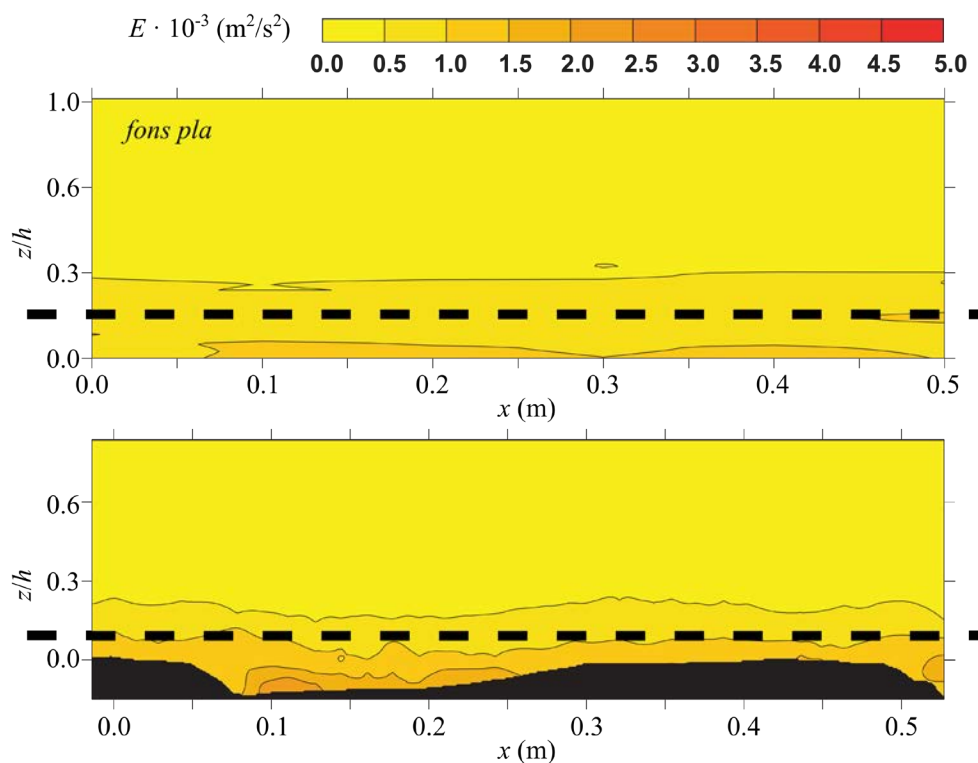


Figura A51. Modificat de *Venditti* [2007] [figura 8 de la pàgina 12]. Energia turbulenta E al centre del canal en un flux amb un fons pla (amunt) i amb formes de fons similars a una barcana. Condicions hidràuliques: calat 0.15 m, amplada 0.52 m, velocitat mitjana mitjanada pel calat 0.47 m/s. Flux d'esquerra a dreta.

A6. Granulometries

La distribució de la mida de les partícules del llim s'ha obtingut mitjançant la tècnica de difracció làser (§2.2.7, pàg. 24) amb un equip Coulter i un equip Mastersizer. La granulometria del llim original (el que subministra el fabricant) s'analitza amb un equip Coulter i un equip Mastersizer (Taula A9)⁹³.

Taula A9. Resum de les granulometries del llim original amb un equip Coulter i amb un equip Mastersizer.

llim original	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g	σ_D	asi.	cur.
			(10^{-3} mm)			(ψ)	(-)	(-)	(-)
equip Coulter	1.06	4.29	12.96	3.88	4.44	1.50	2.57	-0.76	1.00
equip Mastersizer	1.25	4.37	12.48	4.15	5.37	1.25	2.46	-0.23	-0.44
mitjana	1.16	4.33	12.72	4.01	4.91	1.38	2.51	-0.50	0.28

La mitjana geomètrica de la distribució D_g .

La moda major de la distribució D_{m1} . En el cas d'existir, D_{m2} és la moda menor d'una distribució bimodal.

La desviació estàndard σ_g expressada en unitats ψ . Per a valors $\sigma_g > 1.0$ la mostra és mal classificada [Folk, 1974].

La desviació estàndard granulomètrica $\sigma_D = (D_{84}/D_{16})^{1/2}$. Si $\sigma_D > 3.0$ el sediment és mal classificat [Martín-Vide, 2006].

L'asimetria i la curtosi com a mesures del grau de simetria i d'apuntament, respectivament, de la funció de densitat de probabilitat. La distribució és aproximadament simètrica si té valors entre 0.5 i -0.5 i és mesocúrtica si té valors entre -1.0 i 1.0.

La mida D_x per la qual l' $x\%$ de la mostra és més fina. La mida D_{50} coincideix amb la mediana de la distribució.

Tot i les diferències tècniques entre ambdós equips, els resultats són molt semblants i justifica la utilització de la mitjana de les granulometries per caracteritzar la pols de quars d'aquesta recerca.

Es recorda que a partir de les granulometries del llim sedimentat i del llim en suspensió s'obté una estimació del llim original com

⁹³ L'apèndix §A8 (pàg. 291) conté el document "Particle size and morphology of crystalline silica dust" [Capape, 2013] amb detalls de les diferències tècniques entre les dues marques dels equips que s'utilitzen per analitzar la distribució de la mida de les partícules.

$$\forall i : f_{r,i} = \left(1 - \frac{C_f}{C_0}\right) \cdot f_{b,i} + \frac{C_f}{C_0} \cdot f_{s,i} \quad [58]$$

on $f_{r,i}$, $f_{b,i}$ i $f_{s,i}$ són les funcions de densitat de probabilitat de la reconstrucció del llim original, del llim que sedimenta i del que roman en suspensió per al centre de classe ψ_i , respectivament (§A3, pàg. 211), i C_0 i C_f són les concentracions mitjanades pel calat de llim en suspensió a l'inici i al final de l'experiment, respectivament.

A continuació, les funcions de densitat representades pel contorn de les barres centrades a ψ_i del llim original, del que roman en suspensió (Figura A52 i Figura A55), del que sedimenta (Figura A53 i Figura A56), i del que s'ha reconstruït (Figura A54 i Figura A57) es mostren agrupades segons l'aparell utilitzat. Cada figura s'acompanya d'una taula amb el resum de les granulometries.

Es fa notar que les granulometries dels experiments ordinaris 3, 4 i 5 s'han obtingut alhora amb un aparell Coulter i un Mastersizer. Les granulometries dels experiments especials i de l'ordinari 10 s'expliquen a §4.4 (pàg. 106).

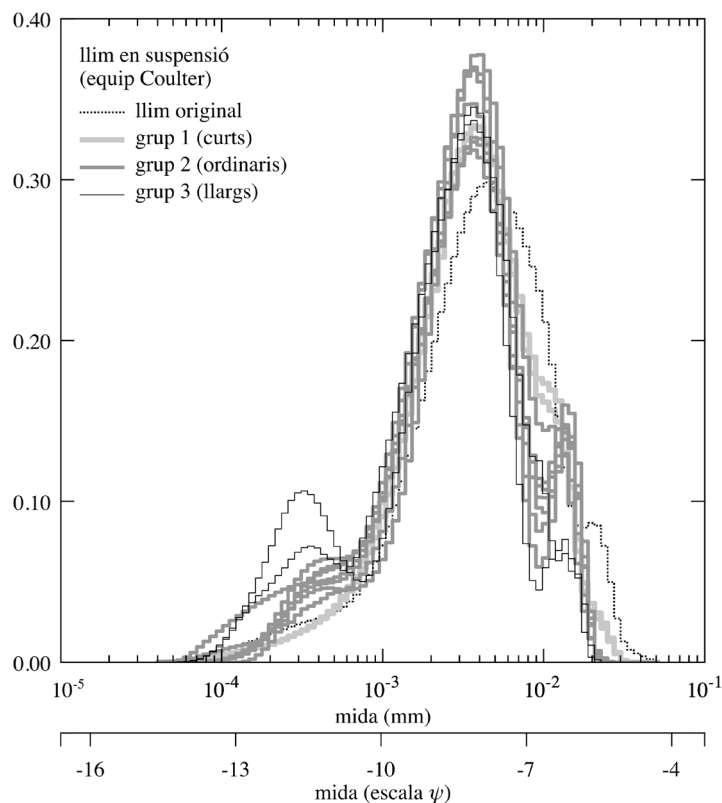


Figura A52. Funcions de densitat de probabilitat de la distribució de la mida de les partícules de llim en suspensió i del llim original.

Taula A10. Resum de les granulometries de llim en suspensió que s’obtenen amb un equip Coulter. A l’inici de l’apèndix es defineix l’encapçalament.

exp.	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g	σ_D	asi.	cur.
			(10^{-3} mm)			(ψ)	(-)	(-)	(-)
	llim original								
	1.06	4.29	12.97	3.88	4.44	1.50	2.57	-0.76	1.00
	grup 1								
1	1.13	3.66	11.21	3.54	3.69	1.35	2.45	-0.60	0.77
2	1.06	3.81	11.57	3.77	4.05	1.36	2.46	-0.66	0.87
	grup 2								
3	0.47	3.04	10.59	2.57	3.69	1.66	2.85	-0.79	0.49
4	0.78	3.30	11.44	3.05	3.69	1.41	2.62	-0.42	-0.11
5	0.65	3.19	10.85	2.86	3.69	1.48	2.67	-0.52	0.01
6	0.74	2.98	9.26	2.73	3.69	1.38	2.42	-0.49	0.25
7	1.02	3.44	10.39	3.18	3.69	1.35	2.23	-0.83	1.51
8	0.80	3.06	9.68	2.81	3.69	1.38	2.32	-0.51	0.43
9	0.92	3.63	10.08	3.25	4.05	1.36	2.29	-0.84	0.87
	grup 3								
11	0.31	2.67	8.05	2.11	3.69	1.70	3.49	-0.60	-0.23
12	1.08	3.32	10.15	3.22	3.69	1.18	2.31	-0.19	-0.32

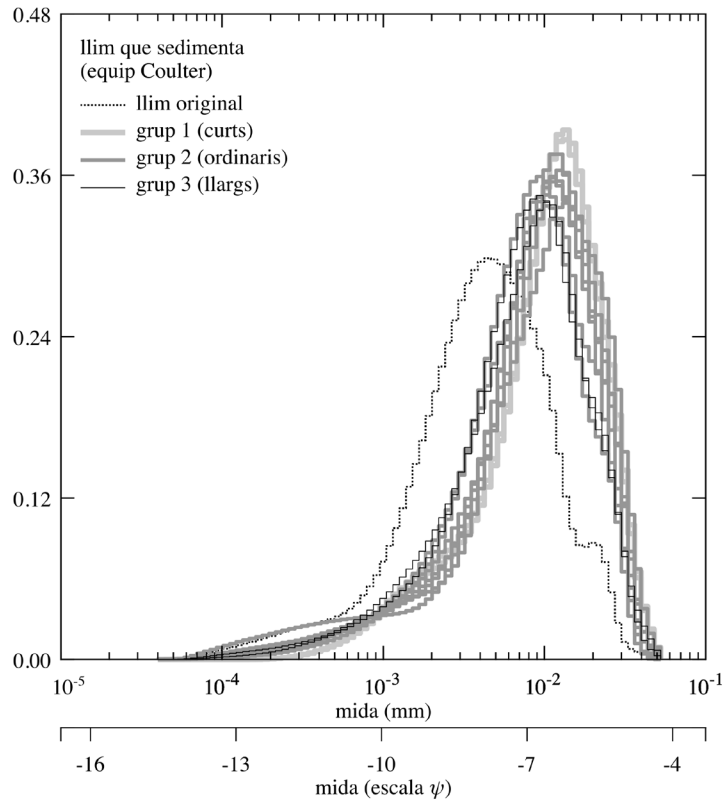


Figura A53. Funcions de densitat de probabilitat de la distribució de la mida de les partícules de llim que sedimenta i del llim original.

Taula A11. Resum de les granulometries de llim que sedimenta que s'obtenen amb un equip Coulter. A l'inici de l'apèndix es defineix l'encapçalament.

exp.	D_{10}	D_{50}	D_{90} (10^{-3} mm)	D_g	D_{m1}	σ_g (ψ)	σ_D (-)	asi. (-)	cur. (-)
llim original									
	1.06	4.29	12.97	3.88	4.44	1.50	2.57	-0.76	1.00
grup 1									
1	2.30	10.82	24.83	8.99	13.61	1.33	2.40	-0.95	0.71
2	2.49	11.17	25.33	9.35	13.61	1.31	2.34	-1.00	0.89
grup 2									
3	1.45	9.19	21.96	7.05	11.29	1.66	2.46	-1.53	2.46
4	2.00	9.44	23.12	7.73	11.29	1.49	2.41	-1.35	2.24
5	2.31	9.86	21.56	8.15	12.40	1.36	2.17	-1.38	2.44
6	1.90	7.80	19.92	6.66	9.37	1.41	2.35	-1.16	1.94
7	1.92	8.45	23.66	7.30	10.29	1.46	2.60	-0.96	1.24
8	2.24	10.48	25.87	8.69	13.61	1.43	2.54	-1.06	1.32
9	1.99	10.04	23.79	8.01	12.40	1.53	2.45	-1.41	2.48
grup 3									
11	1.94	7.88	21.03	6.88	9.37	1.40	2.41	-0.99	1.45

A6. Granulometries

12	1.66	8.00	21.23	6.67	10.29	1.50	2.59	-1.03	1.43
-----------	------	------	-------	------	-------	------	------	-------	------

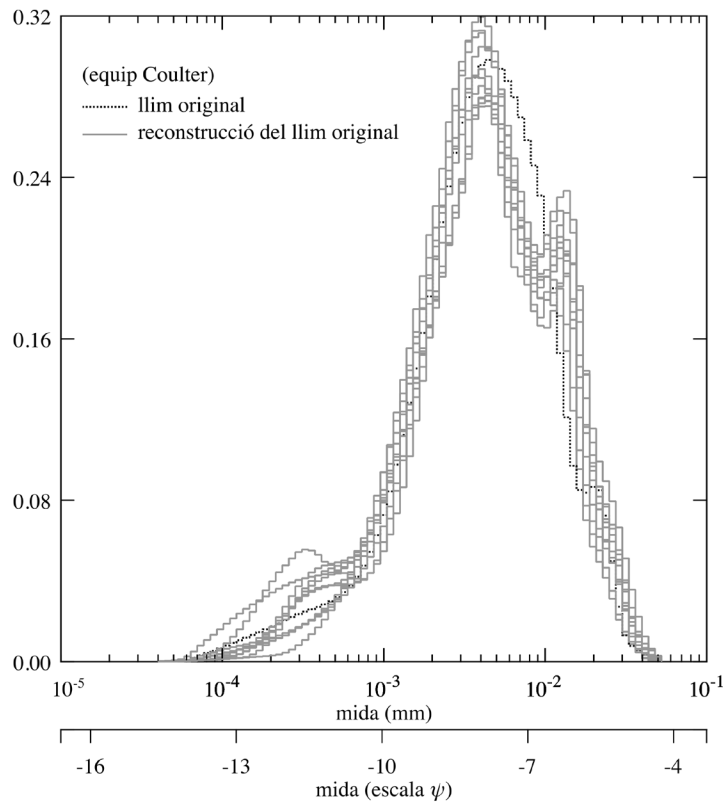


Figura A54. Funcions de densitat de probabilitat de la distribuci3 de la mida de les partícules de llim original i de la reconstrucció amb l'expressió [58].

Taula A12. Resum de les granulometries que s'obtenen de l'expressió [58] amb un equip Coulter. A l'inici de l'apèndix es defineix l'encapçalament.

exp.	D_{10}	D_{50}	D_{90} (10^{-3} mm)	D_g	D_{m1}	σ_g (ψ)	σ_D (-)	asi. (-)	cur. (-)
llim original									
	1.06	4.29	12.97	3.88	4.44	1.50	2.57	-0.76	1.00
grup 1									
1	2.30	10.82	24.83	8.99	13.61	1.33	2.40	-0.95	0.71
2	2.49	11.17	25.33	9.35	13.61	1.31	2.34	-1.00	0.89
grup 2									
3	1.45	9.19	21.96	7.05	11.29	1.66	2.46	-1.53	2.46
4	2.00	9.44	23.12	7.73	11.29	1.49	2.41	-1.35	2.24
5	2.31	9.86	21.56	8.15	12.40	1.36	2.17	-1.38	2.44
6	1.90	7.80	19.92	6.66	9.37	1.41	2.35	-1.16	1.94
7	1.92	8.45	23.66	7.30	10.29	1.46	2.60	-0.96	1.24
8	2.24	10.48	25.87	8.69	13.61	1.43	2.54	-1.06	1.32
9	1.99	10.04	23.79	8.01	12.40	1.53	2.45	-1.41	2.48
grup 3									

A6. Granulometries

11	1.94	7.88	21.03	6.88	9.37	1.40	2.41	-0.99	1.45
12	1.66	8.00	21.23	6.67	10.29	1.50	2.59	-1.03	1.43

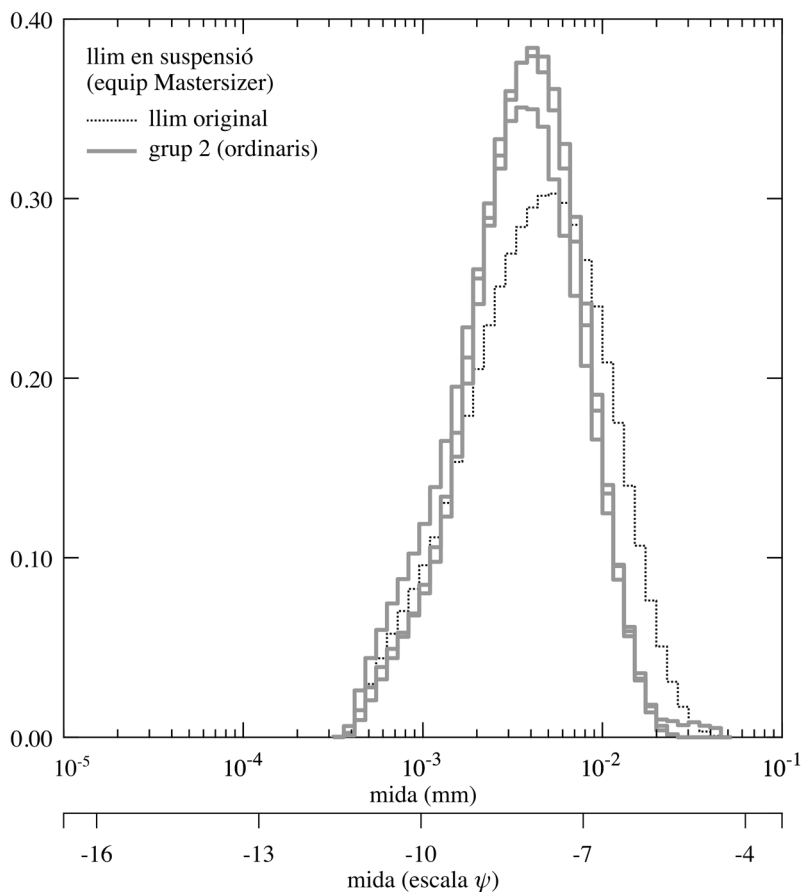


Figura A55. Funcions de densitat de probabilitat de la distribució de la mida de les partícules de llim en suspensió i del llim original. Les densitats estan representades pel contorn de les barres centrades a ψ_i . Dades obtingudes amb un equip Mastersizer.

Taula A13. Resum de les granulometries de llim en suspensió que s'obtenen amb un equip Mastersizer. A l'inici de l'apèndix es defineix l'encapçalament.

exp.	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_g	D_{m1}	σ_g	σ_D	asi.	cur.
			(10^{-3} mm)			(ψ)	(-)	(-)	(-)
	llim original								
	1.25	4.37	12.48	4.15	5.37	1.25	2.46	-0.23	-0.44
	grup 2								
3	1.35	3.82	8.93	3.62	4.07	1.05	2.06	-0.39	-0.10
4	1.07	3.41	9.05	3.29	3.55	1.19	2.28	-0.07	-0.12
5	1.37	3.73	8.94	3.59	4.07	1.04	2.07	-0.28	-0.20

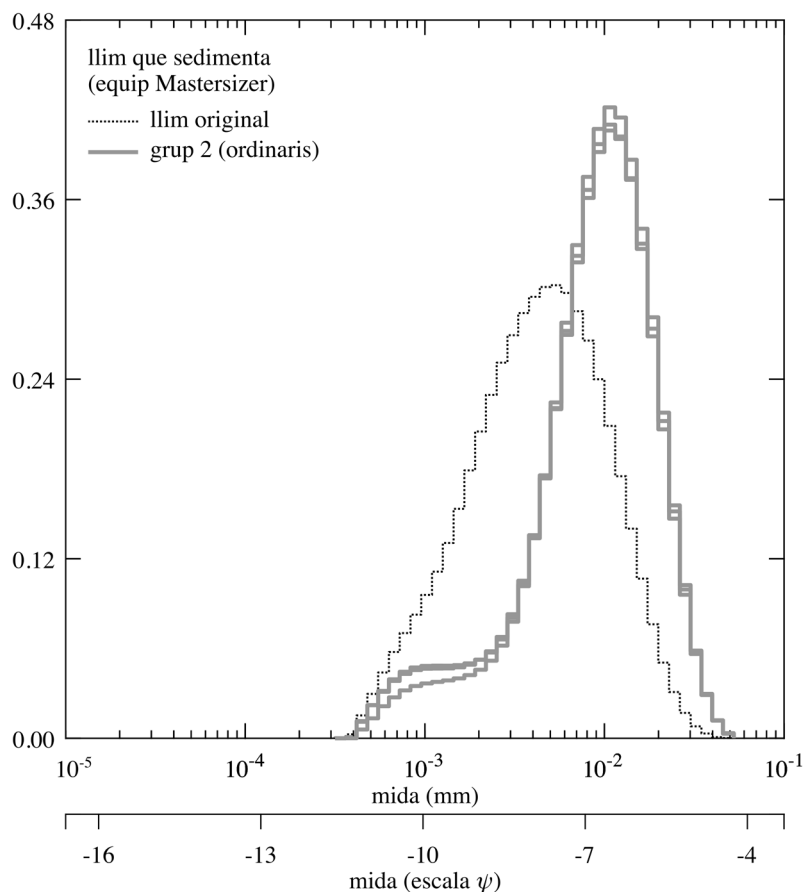


Figura A56. Funcions de densitat de probabilitat de la distribució de la mida de les partícules de llim que sedimenta i del llim original. Les densitats estan representades pel contorn de les barres centrades a ψ_i . Dades obtingudes amb un equip Mastersizer.

Taula A14. Resum de les granulometries de llim que sedimenta que s'obtenen amb un equip Mastersizer. A l'inici de l'apèndix es defineix l'encapçalament.

exp.	D_{10}	D_{50}	D_{90} (10^{-3} mm)	D_g	D_{m1}	σ_g (ψ)	σ_D (-)	asi. (-)	cur. (-)
llim original									
	1.25	4.37	12.48	4.15	5.37	1.25	2.46	-0.23	-0.44
grup 2									
3	2.95	9.70	20.95	8.54	10.70	1.18	2.02	-1.05	1.30
4	2.29	9.45	20.81	8.05	10.70	1.27	2.15	-1.04	0.99
5	2.23	9.39	20.61	7.99	10.70	1.27	2.14	-1.04	0.97

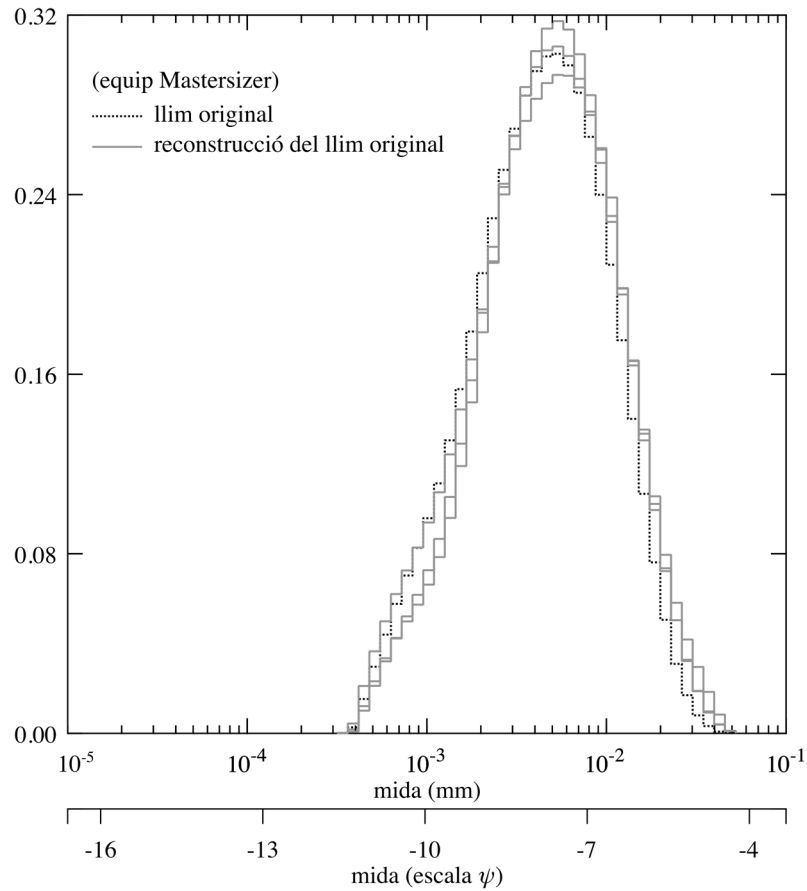


Figura A57. Funcions de densitat de probabilitat de la distribució de la mida de les partícules de llim original i de la reconstrucció amb l'expressió [58] (pàg. 87). Les densitats estan representades pel contorn de les barres centrades a ψ_i . Dades obtingudes amb un equip Mastersizer.

Taula A15. Resum de les granulometries de llim que s'obté de l'expressió [58] amb dades obtingudes amb un equip Mastersizer. A l'inici de l'apèndix es defineix l'encapçalament.

exp.	D_{10}	D_{50}	D_{90} (10^{-3} mm)	D_g	D_{m1}	σ_g (ψ)	σ_D (-)	asi. (-)	cur. (-)
llim original									
	1.25	4.37	12.48	4.15	5.37	1.25	2.46	-0.23	-0.44
grup 2									
3	1.52	4.97	14.09	4.76	5.37	1.24	2.37	-0.25	-0.23
4	1.21	4.71	14.82	4.48	5.37	1.36	2.66	-0.19	-0.49
5	1.47	4.87	14.19	4.70	5.37	1.25	2.42	-0.21	-0.34

A7. Fotografies



Figura A58. Introducció de la pols de quars en els tancs (l'ús de la mascareta és obligatori).



Figura A59. La mescla d'aigua i de llim sembla llet o orxata.



Figura A60. A l'interior dels tancs hi ha bombes submergibles que actuen d'agitadors. Així, la suspensió és completa.



Figura A61. Canonada semi-transparent que transporta la mescla d'aigua i de llim dels tancs (al fons de la imatge) al canal.



Figura A62. Entrada de l'aigua al canal. Es col·loquen elements dissipadors i rectificadors del flux.



Figura A63. L'últim element rectificador que travessa el flux (d'inspiració modernista) abans de recórrer els 14.75 m de canal. El sentit del flux és cap endins de la imatge.



Figura A64. Vista lateral del canal. En primer pla a la dreta, l'element tranquil·litzador de la Figura A63. Els tancs d'aigua apareixen al fons de la imatge.

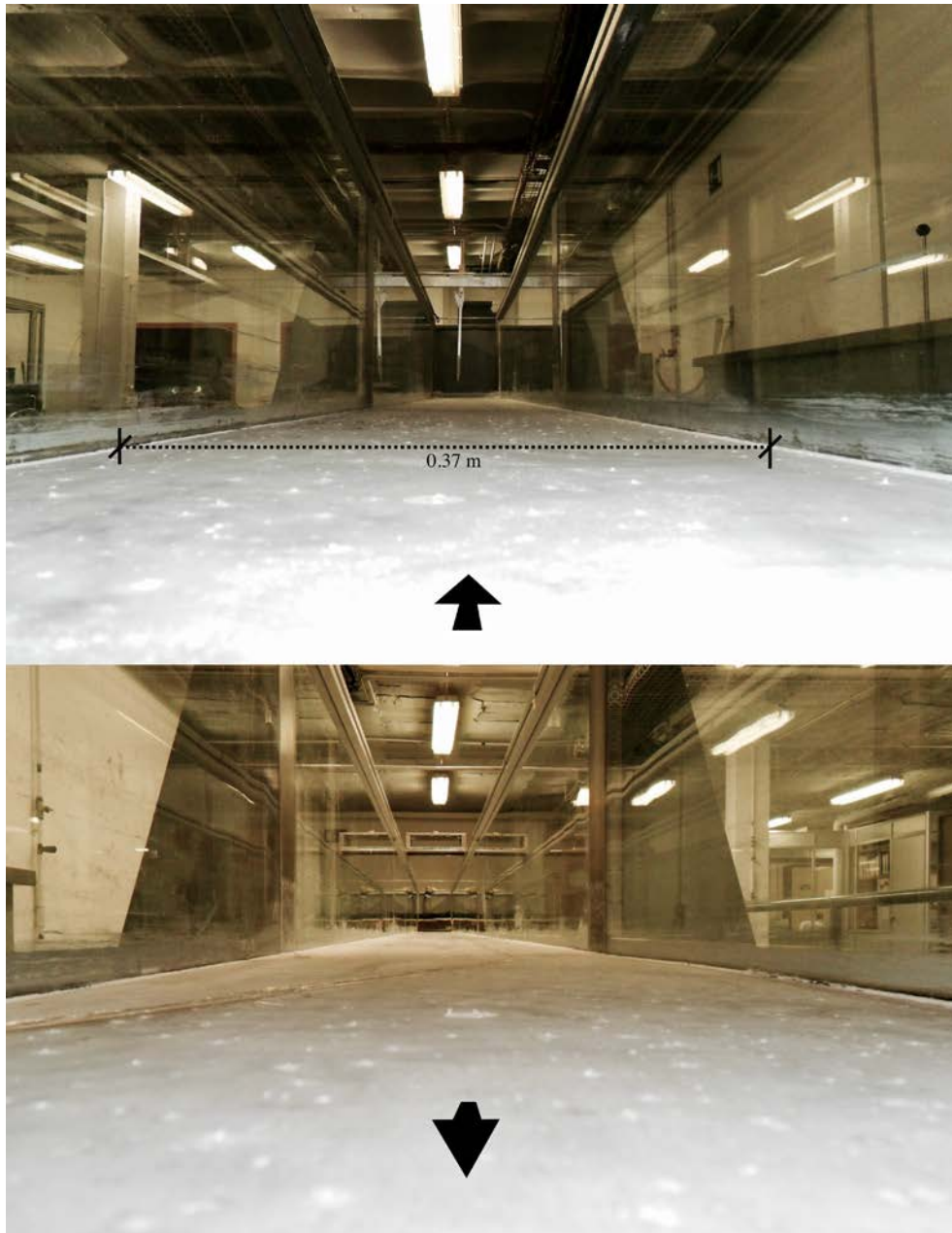


Figura A65. Vista del canal des del seu interior. Els punts més blancs són aspreses de la solera metàl·lica. El flux va cap endins de la imatge (amunt) i cap enfora de la imatge (avall). Càmera col·locada a la coordenada $x = 9$ m.

A7. Fotografies

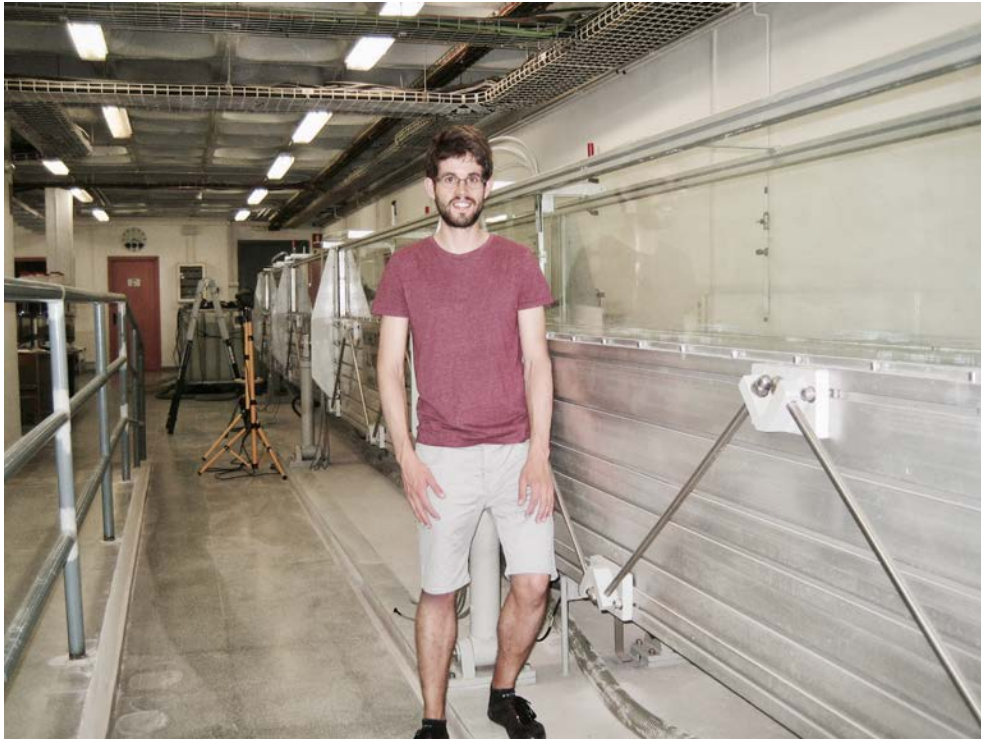


Figura A66. La il·luminació en començar els experiments.



Figura A67. Experiment ordinari 3 en marxa. El flux va de dreta a esquerra.



Figura A68. La il·lúsió en descobrir barcanes.



Figura A69. Dipòsit de llim en un experiment de suport. La sortida del canal de la mescla d'aigua i de llim romanent va alterar les formes de fons. El sentit del flux és cap endins de la imatge.



Figura A70. Instal·lació per mesurar la concentració de llim a partir de fotografies en condicions de llum controlades. Malauradament, no va funcionar.

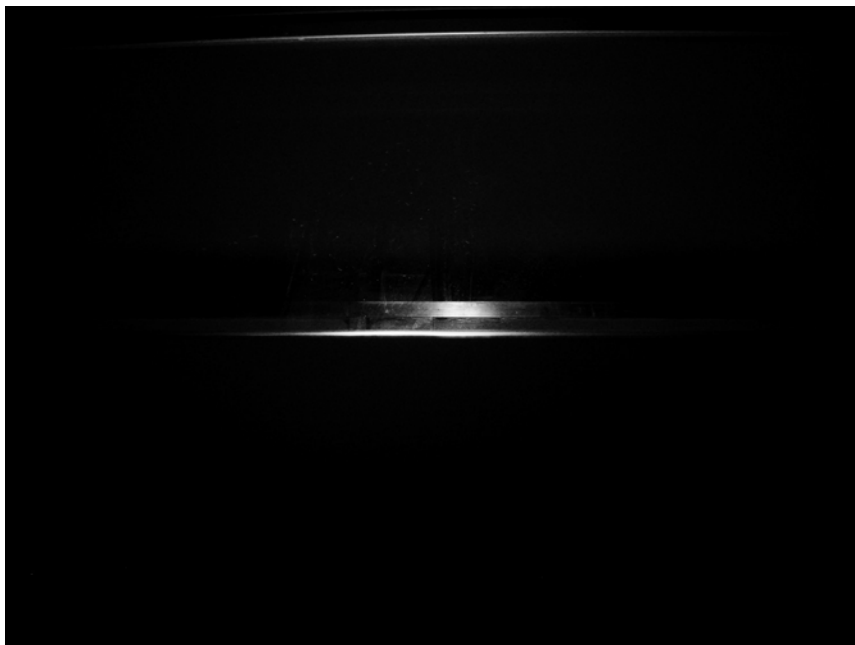


Figura A71. Quan il·lumines només per un costat del canal (i te n'adones que per l'altra no es veu res).



Figura A72. Equip Mastersizer al LTHE de Grenoble.



Figura A73. Treball en equip (*Gràcies Laia!*).

Deposition of fine sediment in turbulent conditions

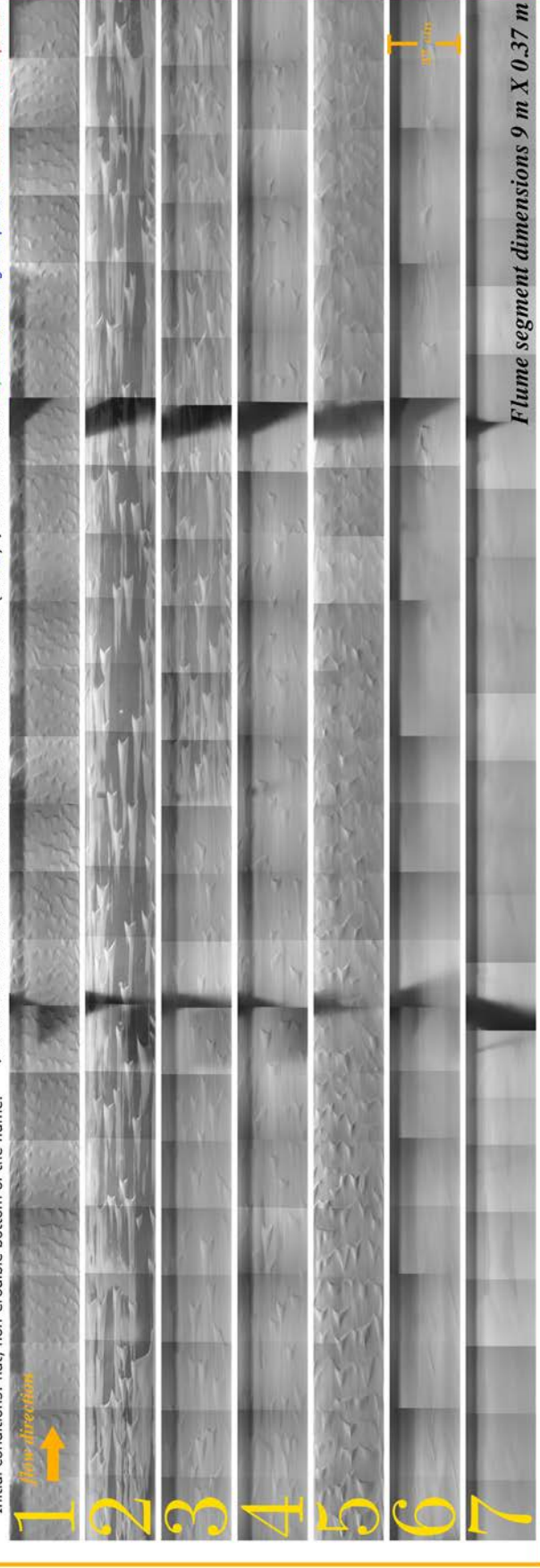
Sergi Capapé Martín-Vide, Juan P.; Colombo, Ferran
 Technical University of Catalonia-BarcelonaTech
 contact: sergi.capape@upc.edu



A Introduction Sediment transport is the responsible for reshaping the stream bed. There is a lack of data when:
 (1) sediment-laden flow conditions and (2) sediment in the very fine range. Therefore:

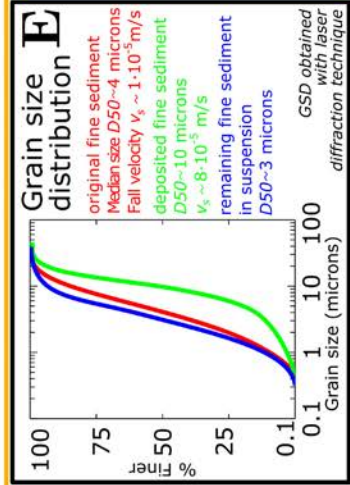
Flume experiment: recirculation of water + fine sediment

B Experiments Flow velocity (V), depth (h), slope (S), sediment concentration (C) and grain size distribution are monitored.
 Initial conditions: flat, non-erodible bottom of the flume.



Flume segment dimensions 9 m X 0.37 m

C Hydraulic conditions:
 $Q = 9 \text{ l/s}$
 $h = 8 \text{ cm}$
 $V = 0.3 \text{ m/s}$
 $v_* = 0.015 \text{ m/s}$
 $S = 0.0004 (-)$



D Sediment concentration evolution:

- The number in **n** links with the bed photo in **B**.
- t** is the duration of the run
- C₀** and **C** are the initial and the final suspended sediment concentration.
- The bedform morphology is a function of **t** and **C₀**
- Reduction of **C** although $v_s < v_*$
- $\sim 1/3$ of initial suspended sediment deposits.

n	t (min)	C ₀ (g/l)	C _f (g/l)
1	100	21.3	19.4
2	1440	1.3	0.9
3	1440	3.0	2.0
4	1440	4.5	2.6
5	1440	9.8	6.8
6	4320	22.5	12.0
7	800	6.7	4.8

F Summary

- Fine sediment settles under unfavorable conditions.
- Bed morphology vary.
- Average barchan dimensions length/width/height are **10.3/4.9/0.4 cm**.

Questions
 What governs the sediment concentration decay? What is the capacity of sediment transport?

Figura A74. Pòster presentat a EGU General Assembly 2015, Viena (Àustria).

A8. Particle size and morphology of crystalline silica dust

Les següents pàgines contenen el treball realitzat durant l'estada d'investigació al Laboratori d'Hidrologia i del Medi Ambient LTHE de Grenoble amb la supervisió del Dr. Guillaume Nord.

El document conté detalls de les diferències tècniques entre les dues marques dels equips que s'utilitzen per analitzar la distribució de la mida de les partícules, detalls de la correlació entre els resultats obtinguts amb les tècniques de difracció làser i d'anàlisi d'imatge, i una anàlisi de l'exclusió de la floculació com un factor potencial que motiva la sedimentació de les partícules de llim.

Particle size and morphology of crystalline silica dust

Scientific report for autumn-winter 2013 stage

Author: Capapé, Sergi (PhD Student)



Laboratoire d'Étude des Transferts en
Hydrologie et Environnement (LTHE)



Technical University of Catalonia –
Department of Hydraulic Engineering (UPC-DEHMA)

Table of contents

1	Introduction.....	294
2	Objectives	294
3	Sediment description	294
3.1	Flume experiments.....	297
4	Laser diffraction analysis	297
4.1	Brief description of the Mastersizer 2000 device	298
4.2	Operational procedure.....	299
4.2.1	Data quality.....	301
4.3	LD PSD results	301
4.4	Critical discussion of the PSD from the flume experiments.	313
4.4.1	A note on supplementary laboratories.....	316
5	Image Analysis.....	317
5.1	Methodology.....	318
5.2	Limitations.....	319
5.3	Filtering	320
5.4	IA PSD results	322
5.4.1	Shape results.....	325
6	A brief note on the use of SCAF	326
7	Conclusions	329
8	Acknowledgements	329
9	List of references.....	329

1 Introduction

Previously, flume experiments were performed to study the transport capacity and the sedimentation of very fine material in turbulent open-channel flow. This material is crystalline silica dust, also called quartz powder.

Based on the composition of the quartz powder and on the attributes of the experiments, cohesion forces and flocculation processes were omitted. Therefore, both the diminution with time of suspended sediment concentration and the sedimentation of particles on the bottom of the flume was assumed not to be related to interparticle forces.

To test these hypotheses, a series of measurements of particle size distribution (PSD) with a laser diffraction technique (LD) and image analysis (IA) are conducted at the Laboratoire d'Étude des Transferts en Hydrologie et Environnement (LTHE) during the autumn and winter of 2013. Furthermore, morphological data of the crystalline silica dust is also obtained by IA. To conclude, some tests with a SCAF device are carried out.

2 Objectives

- Measure the PSD of different crystalline silica dust samples.
- Characterize the morphology of the crystalline silica dust.
- Assess the importance of the cohesion forces / flocculation in a mixture of water and crystalline silica dust.
- Evaluate the combined use of LD and IA to characterize granular sediment.

3 Sediment description

The sediment is crystalline silica (i.e. quartz) dust made of crushed rock. The chemical analysis of the quartz powder, as provided by the manufacturer Lorda y Roig S.A., is shown in Table 1. Complementary, a SEM image of the silica dust (Figure 1) shows particles with significant angulosity and a size range comprising

A8. Particle size and morphology of crystalline silica dust

from < 1 micron to ~ 10 microns. The silica dust has the appearance as seen in Figure 2.

Table 1. Chemical analysis of the crystalline silica dust.

SiO ₂	Al ₂ O ₃	K ₂ O	CaO	Fe ₂ O ₃	TiO ₂	LOI ¹	ρ_s (kg/m ³)
$>97\%$	$<1.5\%$	$<1.0\%$	$<0.2\%$	$<0.06\%$	$<0.1\%$	$<0.3\%$	2600

¹Loss on ignition

The certificate of quality of this material states that 95% of the particles are smaller than 20 microns.

Quartz SiO₂, main component of the crystalline silica dust, is extremely hard and resistant to weathering [Binkley, 2013] and the stability of aqueous suspension of quartz is very good [Salopek, 1992].

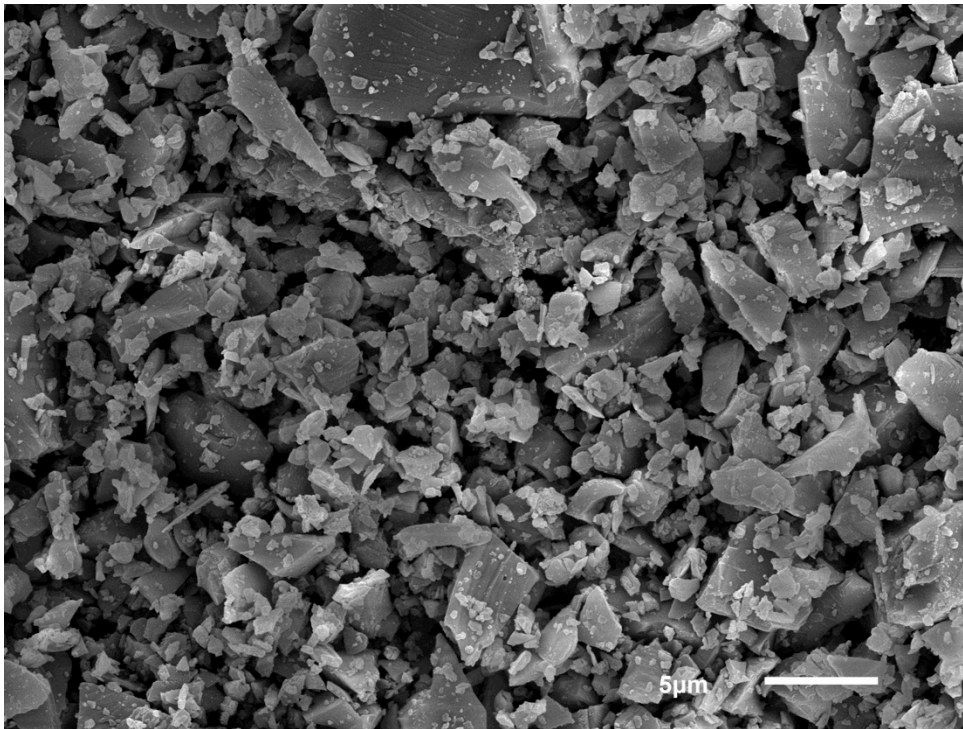


Figure 1. SEM image of the crystalline silica dust used in the flume experiments. The angulosity and a broad size range are noticeable.



Figure 2. Water and silica dust mixture. The aspect is that of a *dense milk*. The quartz powder resembles flour (touch and sight).

Effective aggregation of natural sediment in highly energetic environments has been reported by *Grangeon et al.* [2012]. In flume experiments, the crystalline silica dust has been used to study the sedimentation of fine particles under turbulent conditions. As a result, different types of samples are available and they are defined in Table 2 (Figure 3).

Table 2. Types of crystalline silica dust samples.

Type I	Samples of original crystalline silica dust (from the bag where it is distributed in the factory).
Type II ¹	Samples of crystalline silica dust that deposited in the bottom of the flume during the course of flume experiments.
Type III ¹	Samples of crystalline silica dust that were transported in suspension at the end of the flume experiments. They are one-shot samples, stored as aqueous suspensions, and no repetition can be performed.

¹ Samples from types II and III have been in contact with this water for 2 months at the time of these measurements.

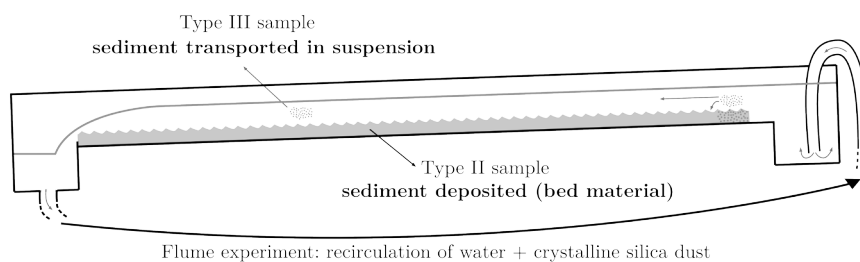


Figure 3. Sketch of the flume experiments.

3.1 Flume experiments

The flume experiments last for at least 24h. An initially well stirred mixture of water and type I silica dust sample is recirculated in quasi-uniform conditions. The mean flow velocity is 0.3 m/s, the water depth is 0.08 m and the longitudinal slope of the flume is 0.0003.

At the end of the flume experiments (after 24 hour of recirculation), approximately 30% of the initial silica dust in suspension settles on the bottom of the flume. Consequently, type II sample (sedimented silica dust) represents the 30% of type I sample (original silica dust introduced in the flume) and type III sample (the remaining quartz powder in suspension at the end of the flume experiment) represents the 70% of type I sample.

The water in the flume experiments is tap water from the city of Barcelona (Catalonia). Measured salinity and pH are 500 mg/l ($\sim 900 \mu\text{S}/\text{cm}$ at 20°C) and 7.5, respectively. The reported total hardness is 260 mg CaCO_3/l (Aigües de Barcelona SA).

4 Laser diffraction analysis

The LTHE has a Mastersizer 2000 with Hydro 2000G from Malvern Instruments.

The device is manipulated under the following premises:

- The Mastersizer 2000 works as a small-scale flume where the PSD of the sediment recirculation is monitored.

- Particles are spherical.
- Particles are well dispersed in the fluid.

The manufacturer's website www.malvern.com offers an extensive explanation of the principles of light scattering and technical information of the Mastersizer 2000. Although the results from any LD instrument may not be as straightforward as they may seem [*Kelly and Etzler*, undated, *Hamilton et al.*, 2012], devices like the Mastersizer 2000 are used world-wide from different scientific backgrounds.

Basically, any device using the LD technique measures the angular variation in intensity of light scattered as a laser beam passes through a dispersed particulate sample. The angular scattering intensity data is then analyzed to calculate the size of the particles responsible for creating the scattering pattern. In particular, the Mastersizer 2000 uses Mie theory of light scattering to compute the PSD. The LD generates a volume-weighted distribution directly, which is equal to the weight distribution if the density is constant [*Malvern Instruments Limited*, 2014].

4.1 Brief description of the Mastersizer 2000 device

The relevant Mastersizer 2000 with Hydro 2000G dispersion unit (Figure 4) components are the tank [1], a stirrer [2] and the pump [3], located in the dispersion unit, the cell [5] located in the optical bench, and the sample tubing (from the dispersion unit to the cell [4] and from the cell to the dispersion unit [6]). The PSD of the well-mixed and homogenized sample is measured in the cell, where a pair of windows allows the laser to pass through the sample.

The dispersant (e.g. tap water) and the particles are added into the system and recirculated with an intensity controlled by the speed of both the pump and the stirrer. It is optional to enable the sonication (i.e. to expose the material to high frequency sound waves) [7] to disperse particle agglomerates. At every time step defined by the user a measurement is made.

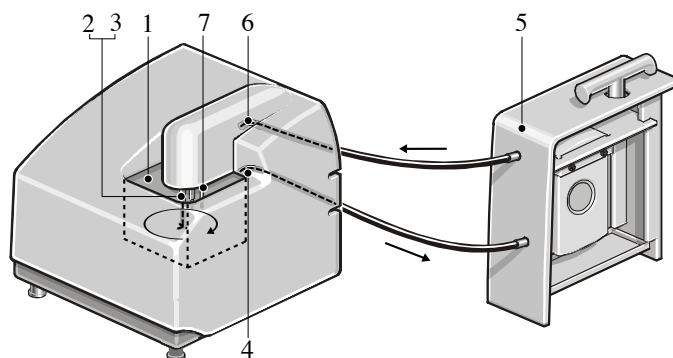


Figure 4. Mastersizer 2000 and Hydro 2000G. Source: modified from Hydro 2000 G/S User Manual

Approximately 0.9 l of dispersant can be recirculated with the Hydro 2000G unit.

4.2 Operational procedure

An experiment is the process of obtaining the PSD from a quartz powder sample. As a standard basis, each experiment includes:

1. Setup of the Malvern software:
 - Input of the particle refractive index, the particle absorption index and the dispersant refractive index (Table 3). The typical values for the materials (quartz and water) are selected as provided by the software.
 - Input of the number of measurements and the measurement time.

Table 3. Values for the optical properties required by the Mastersizer 2000.

Refractive index*		Particle absorption index*
Particle	Dispersant	
1.544 [quartz]	1.33 [water]	0.1

* No further research has been performed on the variation of the results with different values for the optical properties.

Tap water from the LTHE is the dispersant used in the experiments developed. Its measured salinity is 406 $\mu\text{S}/\text{cm}$ and the pH 7.8. Distilled and deionized water are also used for comparative purposes.

2. Alignment of the optics.

3. Measurement of the background: if the output is not good, the cell is cleaned and the procedure re-started.
4. A known quantity of quartz powder is introduced in the tank and the measurements start. In these experiments there is no preparation of the sample prior its introduction (e.g. centrifugation or use of deflocculant).
5. Sonication of the sample (~40 seconds) is employed in some experiments before the measurements start.
6. The amount of quartz powder, the pump and the stirrer speed define 4 different configurations of the experiments (Table 4).

Table 4. Different configuration in the Mastersizer 2000 experiments.

Conf. 1	Pump speed and stirring are set to its maximum value (2500 rpm and 1000 rpm, respectively). Sediment concentration reaches a high obscuration value (maximum 30%).
Conf. 2	Pump speed and stirring are set to its maximum value (2500 rpm and 1000 rpm, respectively). Sediment concentration doesn't reach a high obscuration value (~10% initially).
Conf. 3	Pump speed and stirring are set to its medium value (1250 rpm and 500 rpm, respectively). Sediment concentration reaches a high obscuration value (maximum 30%).
Conf. 4	Pump speed and stirring are set to its medium value (1250 rpm and 500 rpm, respectively). Sediment concentration doesn't reach a high obscuration value (initially ~10%).

7. The temperature is monitored in some experiments by introducing a probe in the tank (Figure 4, [1]). Initially the temperature of the water was ~17°C and by the end of the measurements (180 min of running time) the temperature was ~24°C.
8. The measurements last 3 hours approximately. One measurement takes place every minute.
9. The system is cleaned once the measurements finish.

The different configurations (Table 4) ultimately determine the flow velocity in the recirculation. The weight of water collected in 10 s from the tube connecting the cell to the dispersion unit (Figure 4, [6]) is operated to attain the velocities in the recirculation (Table 5). The inner diameter of the tubing is 5 mm.

Table 5. Flow velocity in the Mastersizer 2000 related to the pump speed.

Pump speed (rpm)	Flow velocity (m/s)
2500	3.0
1250	1.4

The flow velocity could be related to flocculation events that are influenced by the kinetics of the particles in the liquid. Also, low pump speed and stirring could lead to sedimentation of coarser particles and/or slow motion in the measurement cell [*Storti and Balsamo, 2010*].

4.2.1 Data quality

The suspended sediment concentration (SSC) circulating in the Mastersizer 2000 is known because both the water volume and the quantity of sample introduced are known. The Mastersizer 2000 computes a volumetric SSC from optical properties and the assumption of spherical particles.

From the scattering pattern of the sample in the Mastersizer 2000 cell, there are several computations before obtaining its PSD. The residual provides “an indication of how well the calculated data was fitted to the measurement data. A good fit is indicated by a residual of under 1%” (Mastersizer 2000 user manual), although a small residual ($< 1\%$) does not exclude errors in the measurements.

Both the reported SSC and the residual are checked to assess the overall quality of the results. A correct measurement protocol (subsampling -if needed, sample preparation, etc.) is of paramount importance to reduce the errors [*Grangeon, T. et al, 2012*].

4.3 LD PSD results

A total of 28 experiments are performed (Table 6).

Table 6. Summary of the experiments.

Exp ¹	Time (min)	Type ²	Conf. ³	Sonic. ⁴	Av.res.(%) ⁵	Comments
1	21	II	~1	Y	1.0	Sonication always enabled at 100% power

A8. Particle size and morphology of crystalline silica dust

2	42	II	1	N	0.6	After 20 min, sonication is enabled at 50% power
3	20	II	3	N	1.0	
4	109	II	1-3	N	1.1	Alternation of 1-3 config.
5	153	II	2	N	0.8	
6	184	I	2	Y	0.8	
7	191	I	3	Y	1.2	
8	193	I	2	Y	0.7	
9	315	I	4	Y	0.9	
10	185	I	2	Y	0.9	
11	229	I	1	Y	1.1	After 180 min, sonication is enabled at 100% power for 2 min
12	190	I	3	Y	1.0	3 last measurements without stirring
13	143	I	4	Y	1.7	
14	186	II	4	N	0.9	
15	186	II	~3	N	0.9	First 20 min without stirring. After max. stirring
16	221	II	2	N	1.1	
17	1	I	1	N	1.1	Deionized water
18	182	I	1	N	0.9	Deionized water
19	184	I	1	N	1.0	Deionized water
20	91	I	1	N	1.0	Distilled water
21	32	III	1	N	1.5	
22	121	III	1	N	2.2	
23	181	III	1	N	1.1	
24 ⁶	195	II	1	N	0.8	
25	212	II	1	N	1.4	
26	214	II	1	N	0.7	
27	35	I	1	N	1.2	
28	198	II	1	N	1.1	3 periods of 15 sec with the pump stopped

¹In bold and italic, long experiments with an average residual <1.5%.

²Type of crystalline silica dust sample (Table 2).

³Configuration for the measurements (pump speed, stirring and initial obscuration) (Table 4).

⁴Y: experiments include 40 s of initial sonication of the sample. N: there is no initial sonication of the sample.

⁵Average of the residual in all the measurements for each experiment. Correct values are < 1.0%.

⁶The lengths of the tubing (Figure 4, [4] and [6]) are changed (from 25 cm to 45 cm) but the effect is not noticeable.

A8. Particle size and morphology of crystalline silica dust

The most relevant values for each experiment at initial time ($t = 0$ min, the first measurement) are displayed in Table 7. They are organized by the type of silica dust sample (I, II or III). The shaded cells contain the average and the standard deviation for each type of silica dust. The variables selected are inspired in *Folk* [1974] and the ϕ (*phi*) scale is used. The variables selected are:

- D_x ($x = 10, 50$ or 90) is the size (in microns) for which x % of the sample is finer (e.g. if $D_{90}=10$ microns the 90% of the sample has a characteristic size finer than 10 microns). D_{50} is also called the median.
- D_{m1} is the main mode
- D_g is the geometric mean (in microns)
- σ is the standard deviation (ϕ scale).
- Ske. is the skewness or the degree of asymmetry (an indicator of whether the particle size histogram is symmetrical or is skewed to a higher percentage of coarser or finer material).
- Kur. is the kurtosis or the degree of peakedness (indicates whether the histogram has a sharp peak or a flat top).

Table 7. Results of the experiments (Table 6) at initial time. Characteristic sizes are in microns and σ in ϕ scale.

Type	Exp.	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_{m1}	D_g	σ	Ske.	Kur.
I	6	1.24	4.43	12.81	5.37	4.19	1.27	0.23	-0.48
	7	1.31	4.55	12.97	5.37	4.32	1.25	0.23	-0.45
	8	1.33	4.60	13.12	5.37	4.38	1.25	0.21	-0.43
	9	1.47	4.56	12.03	5.37	4.36	1.16	0.25	-0.35
	10	1.22	4.33	12.57	5.37	4.12	1.27	0.21	-0.46
	11	1.18	4.10	11.45	4.68	3.89	1.23	0.24	-0.45
	12	1.20	4.06	11.21	4.68	3.86	1.22	0.24	-0.43
	13	1.26	4.02	10.89	4.68	3.86	1.18	0.21	-0.33
	17	1.27	4.50	13.10	5.37	4.28	1.27	0.24	-0.47
	18	1.27	4.54	13.35	5.37	4.31	1.28	0.22	-0.46
	19	1.26	4.46	13.03	5.37	4.25	1.27	0.22	-0.46
	20	1.22	4.38	12.87	5.37	4.18	1.30	0.13	-0.27
	27	1.30	4.65	13.31	5.37	4.39	1.27	0.26	-0.42
<i>Average</i>		1.27	4.40	12.52	5.21	4.18	1.25	0.22	-0.42
<i>Std. dev.</i>		0.07	0.21	0.84	0.30	0.20	0.04	0.03	0.06
II	1	2.80	9.41	19.93	10.72	8.21	1.17	1.09	1.28
	2	2.88	9.67	20.99	10.72	8.49	1.19	1.04	1.25
	3	2.98	9.73	20.94	10.72	8.55	1.18	1.07	1.36
	4	2.77	9.67	21.23	10.72	8.46	1.21	1.01	1.13

A8. Particle size and morphology of crystalline silica dust

5	3.18	10.03	22.11	10.72	9.04	1.23	0.64	1.97	
14	3.37	10.24	21.86	10.72	9.11	1.14	1.05	1.47	
15	2.73	9.33	19.98	10.72	8.17	1.18	1.03	1.16	
16	2.94	9.75	21.05	10.72	8.55	1.19	1.07	1.35	
24	2.37	9.47	20.74	10.72	8.09	1.26	1.05	1.04	
25	2.24	9.41	20.65	10.72	8.01	1.27	1.04	0.98	
26	2.22	9.39	20.57	10.72	7.98	1.27	1.04	0.97	
28	2.22	9.45	20.87	10.72	8.02	1.28	1.04	0.94	
<i>Average</i>		2.73	9.63	20.92	10.72	8.39	1.22	1.01	1.24
<i>Std. dev.</i>		0.39	0.29	0.66	0.46	0.39	0.05	0.12	0.29
III	21	1.35	3.82	8.93	4.07	3.62	1.05	0.39	-0.10
	22	1.07	3.41	9.06	3.55	3.29	1.19	0.07	-0.12
	23	1.36	3.73	8.94	4.07	3.59	1.04	0.28	-0.20
<i>Average</i>		1.26	3.65	8.98	3.90	3.50	1.09	0.25	-0.14
<i>Std. dev.</i>		0.17	0.22	0.07	0.30	0.18	0.08	0.16	0.05

Some experiments (Table 6) include ~40 s of sonication of the sample at the beginning of the tests. This procedure is stopped for two reasons. First, there are no significant differences between initial PSD from samples with and without sonication (Figure 5); second, the sonication is very distant from the flume or field conditions. The triviality of sonication during the first seconds of the experiment is symptom of good dispersion and absence of aggregates hard to disperse.

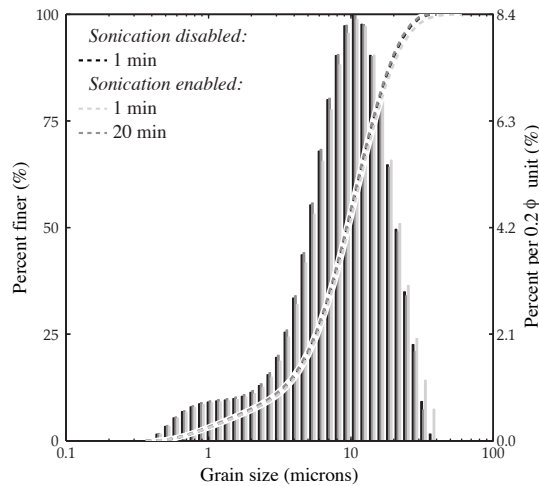


Figure 5. PSD (striped line: volume-weighted cumulative frequency curve; bars: volume-weighted histogram of the size ranges of a population of grains in a sample) of experiment 2 (sonication enabled after 1 minute and 20 minutes of the introduction of the sample, light grey and dark grey respectively) and

experiment 1 (without sonication after 1 minute of the introduction of the sample in black).

In experiment 1 –the only experiment with constant sonication the whole running time- there is only a slight difference between the PSD at the beginning and at the end of the measurements (Figure 5) (e.g. D_{10} is qualitatively 0.03 microns smaller at the end). Also, this change is concurrent with a decrease of the obscuration of roughly the same relative amount (3%). Therefore, the effect of sonication on the samples of crystalline silica dust seems negligible at first.

The results from experiments with different configurations and different types of silica dust samples share similarities. As a summary:

1. During the first ~30 minutes of measurements, the results do not show signs of flocculation and the distributions are unimodal.
 - Type I samples correspond with the information provided by the manufacturer.
 - Type II and III represent the coarser fraction and the finer fraction of the original type I PSD, respectively. In other words, in the flume experiments the sediment transport is classified by its particle size. Coarser particles tend to settle, finer particles are kept in suspension (Figure 3).
2. After ~30 minutes of measurements, but only in the experiments with maximum pump and stirrer speed (configurations 1 and 2, Table 4), clearly appears a second mode in the PSD histogram. In all results the mode represents a characteristic size of ~300 microns. The PSD histogram is bimodal. The velocity of the flow in the device for these configurations is 10 times higher than the flow velocity in the flume.
3. Initial obscuration (i.e. sediment concentration) does not appear to affect the results (Figure 6a).
4. The obscuration gradually decreases with time for all the configurations. This could be a symptom of agglomeration of particles. However, the sudden increase of the D_{90} (Figure 6b) makes this interpretation more

confuse. When deionized water is used the trend of decrease in the obscuration is not obvious and more experiments should be performed.

5. Although the quantity of silica dust introduced in the tank (Figure 4, [1]) for the measurements is either 0.11 g or 0.22 g, ~ 0.12 or ~ 0.24 g/l respectively, the reported concentration ranges between 0.1-0.6 g/l. An incorrect water volume in the system and the lack of sphericity of the particles can explain a fraction of the error.

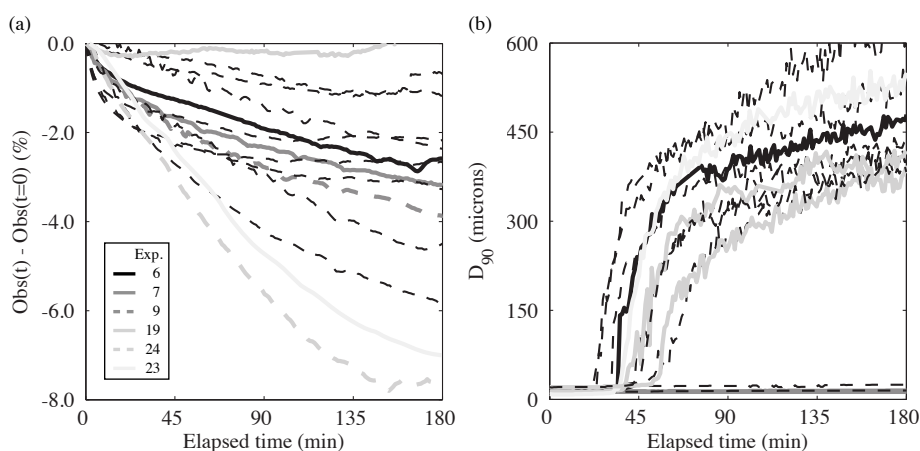


Figure 6. Evolution of the obscuration (a) and D_{90} (b) with time for the 14 experiments with a running length of at least 180 minutes and a residual $< 1.2\%$. Only selected experiments are highlighted (thicker lines) and referenced in the legend (see Table 6 for details on the experiments). Obscuration is expressed as the value minus the value at the initial time ($t = 0$). Experiments with different configurations are not classified according the reduction of the obscuration. Only experiments with maximum pump speed and stirring experience a sudden increase of the D_{90} . D_{90} is selected instead of the D_{50} because the increase is more striking.

From the previous summary, the most relevant feature is the appearance of a coarser fraction, only appreciable in the experiments with configurations 1 or 2 and after ~ 30 min of running time. The following paragraphs discuss this phenomenon.

Figure 6b exhibits a sudden increase of the D_{90} for all the types of silica dust (I, II, III), either tap water or deionized water. However, type II samples appear to be bounded by a maximum D_{90} of ~ 400 microns unlike type I and III. In

addition, the sudden increase in the D_{90} for type I samples occurs in a time interval between 20 and 45 since the beginning of the experiments, whereas for type II samples it occurs after ~ 45 minutes since the beginning of the experiments and for the only type III sample experiment (longer than 180 min and with an average residual < 1.2) it happens after ~ 40 min. If the finest fraction is flocculating, the greater quantity of fines in the type I sample may explain the scatter of its results.

Another way to show the evolution with time of the PSD is by its modes (the main D_{m1} and the secondary D_{m2}), i.e. the characteristic sizes more frequent on the PSD (the peaks in the histogram), and the frequency of these modes f_{m1} and f_{m2} , i.e. the percent in 0.2ϕ units from the histogram (Figure 7).

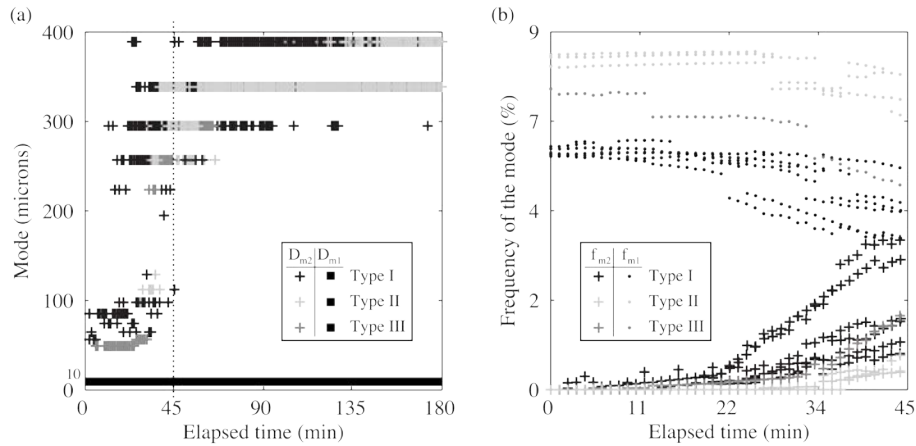


Figure 7. Evolution of the main mode D_{m1} and the secondary mode D_{m2} (a) and their frequency (% in 0.2ϕ units) f_{m1} and f_{m2} respectively (b) with time for the 10 experiments of conf. 1 and 2, with a running length of at least 180 minutes and a residual $< 1.2\%$. For clarity, the thick black line in (a) stands for the main mode D_{m1} in all the experiments (between 3.5 and 11 microns depending on the type of silica dust sample). The evolution of the frequency of the modes for the first 45 minutes appears on (b).

An almost undetectable second mode D_{m2} appears after few minutes since the start of the experiment. It is not after ~ 20 min (type I and III) or ~ 35 min (type II) that D_{m2} is noticeable in the PSD results because there is a sudden increase of the secondary mode frequency f_{m2} . All types of silica dust (I, II and III), in either tap water or deionized water, achieve a D_{m2} of 340 or 390 microns.

The PSD for the experiments highlighted in Figure 6 (experiments 6, 7, 9, 19, 23 and 24) are exhibited in Figure 8. Each subplot contains the cumulative frequency curve evolution with time (from $t = 0$ min to $t = 180$ min). At $t = 0$ min, the median size of the distribution (D_{50}) is the expected, i.e. ~ 4 microns for the type I (original silica dust), or ~ 10 microns for the coarser type II (silica dust that sedimented during the flume experiments), ~ 3 microns for the finer type III (silica dust that remained in suspension at the end of the flume experiments).

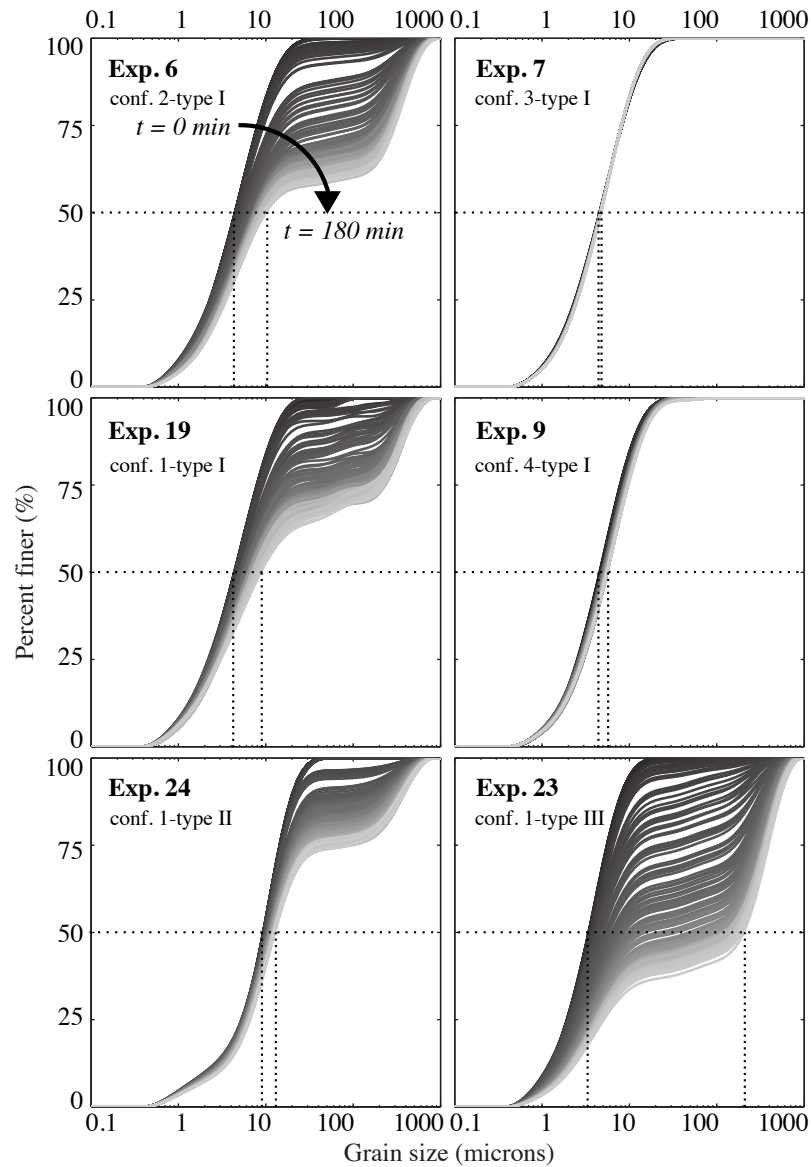


Figure 8. Evolution of the PSD (cumulative frequency curve) for different experiments, from black ($t = 0$ min) to light grey ($t = 180$ min). One curve every ~ 1 min.

On one hand, PSD from experiments 7 and 9 do not display any significant change after 180 min of recirculation in the Mastersizer 2000. On the other hand, PSD from experiments 6, 19, 23 and 24 suffer a remarkable change and the original unimodal distribution evolves towards a bimodal distribution (the plateaus are an evidence).

The development of the coarse fraction does not seem the result of the aggregation/flocculation of certain particle sizes but rather the vanishing of scaled proportions in all particle size fractions (as seen in Figure 9 and later, in more detail, in Figure 11). Also, this coarse fraction appears quasi-detached from the initial measurement.

How is the length of the measurements affecting the quality of the results? Are there bubbles affecting the measurements? The Mastersizer 2000 user manual states “bubbles vary in size [...] typically around 100 microns. In many cases can be seen clearly as a second and separate peak when the data is analysed.”

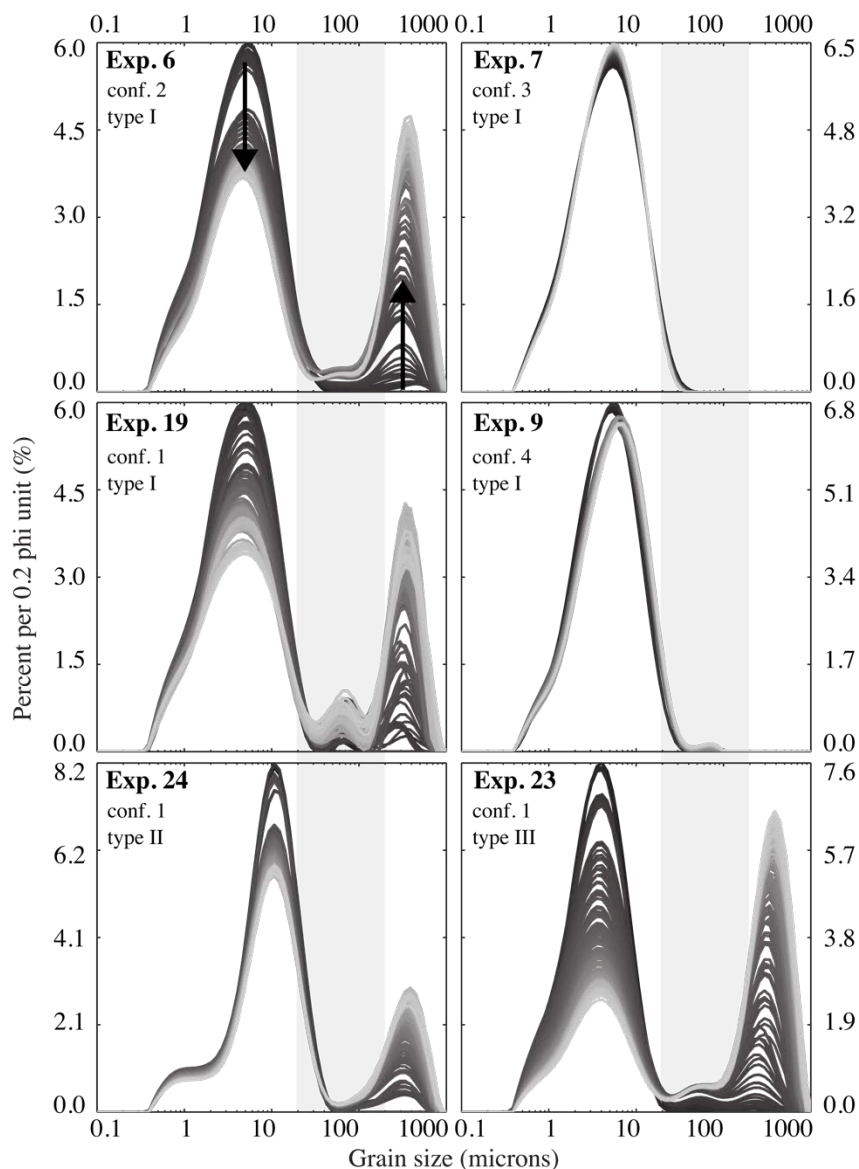


Figure 9. Evolution of the PSD frequency curve (not to be confused with the cumulative frequency curve) for different experiments, from black ($t = 0$ min) to light grey ($t = 180$ min). One PSD frequency curve every ~ 1 min. The curves are selected instead of bars for clarity (see Figure 5).

Sonication (experiment 11) or stop-and-start of the pump (experiment 28) has been applied in order to study this new coarse fraction. In experiment 11, the cumulative frequency curve after 2 minutes of sonication resembles a close similarity with the initial measurement (Figure 10a), although there is a sudden decrease in the obscuration when the sonication starts. In experiment 28, the stop-and-start of the pump makes the cumulative frequency curve to recover the

initial shape (Figure 10b). This methodology consists in stopping the pump for 15 seconds and then enabling it again at maximum speed. This is repeated three times. An issue may arise if the stop-and-start of the pump causes the sedimentation of the coarse fraction elsewhere in the recirculation or that particles rest stuck in the measurement cell and/or piping.

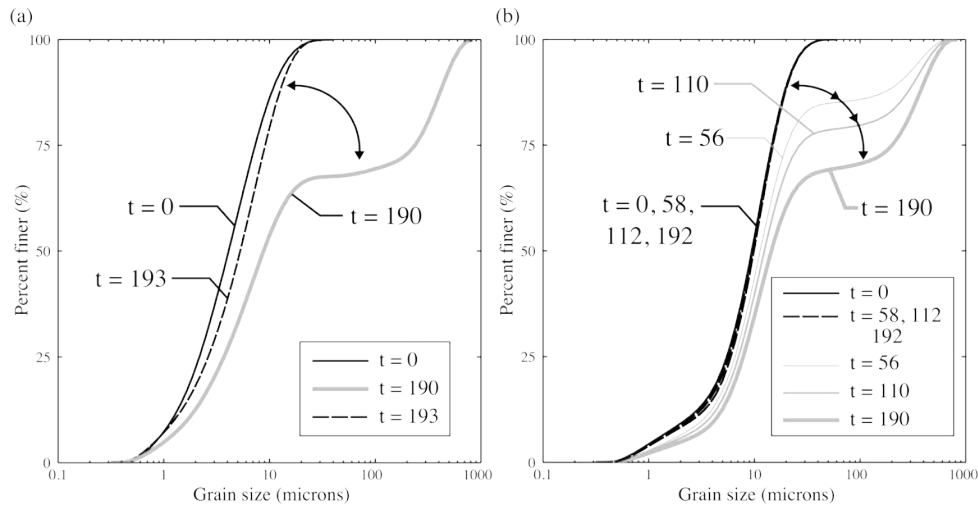


Figure 10. PSD cumulative frequency curve for experiment 11 (a) and experiment 28 (b). The number t is the time in minutes since the start of the run. Dashed PSD cumulative frequency curves after sonication (a) or after the stop-and-start of the pump (b) are similar to the solid line PSD curve for $t = 0$ minutes (a and b).

The effects of the sonication on the crystalline silica dust are not studied in more detail.

From Figure 8 and Figure 9 it is apparent that if there is indeed some sort of aggregation/flocculation it is not due to the smallest sizes but to all size ranges (a conclusion that may seem contradictory with the current knowledge that smaller particles are easier to flocculate [Walton, 2008]). This statement arises from the fact that the finer fractions do not vanish when the coarser fraction develops. Furthermore, the occurrence of this phenomenon is independent of the water and the use of deionized water as dispersant does not change the results.

Gathering all the results, experiments with type II silica dust may appear to be less prone to aggregate because:

1. From Figure 6 and Figure 7, more time is required to observe a sudden increase of the D_{90} or D_{m2} .
2. From Figure 8 and Figure 9, the variation in time of the PSD is only noticeable for the coarser sizes (the frequencies of the smaller sizes do not fluctuate appreciably).

An explanation for this behaviour has to link with the flume experiments, as the type II samples are obtained from the settlement on the bottom of the flume once the flume experiment has finished. Therefore, type II samples can be thought as *crystalline silica washed-dust*, because the finest fractions (and possibly some dirt) that were initially in the mixture constituting the type I sample remain in suspension (i.e. the type III sample). Type I and type III performance is similar, although the PSD are obviously different as type III appears to be composed by the finer fractions of type I silica dust sample.

Several questions emerge at this point: ¿What is the mechanism governing the process of sedimentation during a flume experiment? ¿Is the flocculation important in the sedimentation process, as it may appear from the results using a Mastersizer 2000? ¿Can the particle flocculation explain the differences between the three types of crystalline silica dust samples?

4.4 Critical discussion of the PSD from the flume experiments

If the same phenomenon observed during the Mastersizer 2000 measurements (i.e. the formation of a coarser size a hundred times bigger) is to be expected during the flume experiments, the PSD from the deposit on the bottom of the flume and the PSD from the material being transported in suspension should reflect these circumstances. In other words, the PSD of the different samples should assess if the deposit of silica dust during a flume experiment is generated from the flocculation of particles in an initially uniform, well stirred mixture.

It is pointed out that the conclusion stating that type II silica dust samples are less prone to flocculate is contradictory to the hypothesis that type II samples are generated from the flocculation of particles (if type II is constituted by

flocculated material it would be more prone to flocculate in the Mastersizer 2000 results if a good dispersion is achieved at the beginning of the measurements).

There are different approaches to tackle these ideas. The following reasoning rewrites the previous ideas as propositions that can be partially demonstrated with the results from the Mastersizer 2000.

Proposition 1. Crystalline silica dust sedimented on the bottom of the flume (type II sample) is not the flocculated material from the initial quartz powder in suspension (type I sample).

The coarse fraction (~350 microns) appearing in the results of type I samples (e.g. results from experiment 6 in Figure 9) is not present in the results of type II samples at initial time (even though the first measurements in experiment 15 are performed without stirring and with only half of the pump speed to try to prevent any possible breakage of aggregates). Furthermore, more time is required in the results for type II samples to display an equivalent coarse fraction as obtained with type I samples.

Also, if the coarse fraction emerging in the results is removed and the resulting PSD frequency curve is rescaled uniformly, the new PSD frequency curve is equivalent to that at initial time (Figure 11), and therefore there is not a particular fraction that is vanishing to form coarse aggregates.

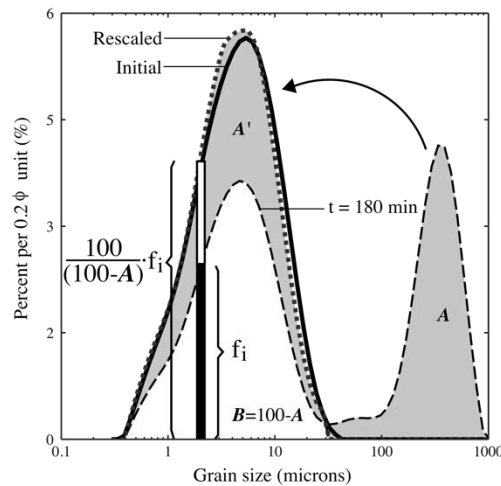
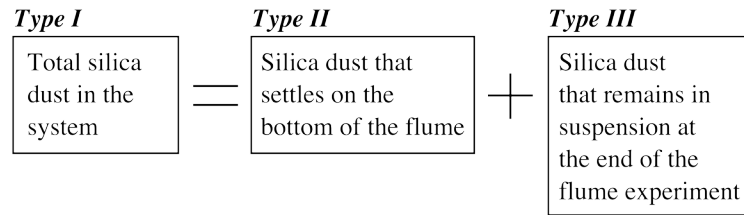


Figure 11. PSD frequency curve for experiment 6 (type I sample). Areas in grey (A and A') are equal. Hence, it is possible to virtually obtain the original

PSD frequency curve by distributing uniformly the fraction *A* (the new coarse fraction that emerges during the measurements) into *B*.

Proposition 2. *The sum of the 30% of type II with a 70% of type III constitutes the original type I crystalline silica dust sample.*

The material that sedimented during a 24 hours flume experiment was recovered and weighted, and it amounted to 30% of the total silica dust that was originally loaded into the recirculation system. Mass conservation reads:



Therefore, it should be possible to reconstruct the original PSD frequency curve of type I if the PSD frequency curve of type II with a weight of 0.3 is merged with the PSD frequency curve of type III with a weight of 0.7. This is successfully shown in Figure 12.

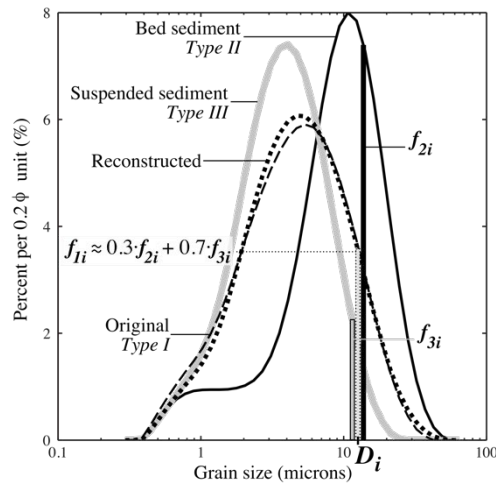
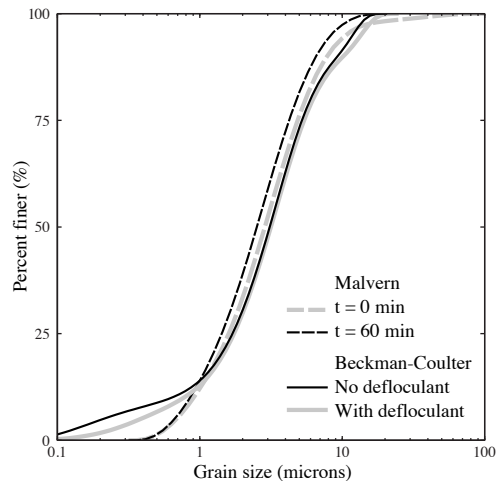


Figure 12. PSD frequency curve for experiment 27 (Type I), experiment 25 (Type II) and 23 (Type III).

4.4.1 A note on supplementary laboratories

Samples of crystalline silica dust from the same flume experiments have been analysed in two other laboratories. The first, employs a device such as the Mastersizer 2000 used for these experiments; the second, performs the measurements in a Beckman Coulter LS230 based on the same LD technique. Both laboratories used deionized water.

Measurements of aliquots show no significant differences when a deflocculant (sodium polyphosphate) is used (Figure 13). Also, a sample was allowed to recirculate for an hour (at maximum pump speed and stirring) and there was no formation of a coarse fraction (Figure 13).



		Obscur.	D ₁₀	D ₅₀	D ₉₀	D _g	D _{m1}
Beckman-Coulter	No deflocculant	Ok	0.64	3.10	9.26	2.62	3.36
	With deflocculant	Ok	0.77	3.16	10.16	2.87	3.36
Malvern	t=0 min	16.69	0.91	2.86	7.83	2.82	3.09
	t=60 min	16.59	0.85	2.52	6.55	2.45	2.69

Figure 13. PSD cumulative frequency curve from LD particle sizing devices of aliquots from the same type III silica dust analysed in two different laboratories, one equipped with a Mastersizer 2000 from Malvern and the other equipped with a Beckman-Coulter LS230. A table with the relevant variables accompanies the plot.

There is, however, a slight difference in the results between these two laboratories, most probably because of the additional technologies each manufacturer (Malvern and Beckman-Coulter) introduces in its laser-sizing

device. The difference is more evident in the submicron range, where the particle characterization becomes more sensitive. This stresses the need for controlling the experimental parameters, and how different devices, laboratory technicians or methodologies can reveal important contrasts.

5 Image Analysis

Supplementary data for the quartz powder is obtained by image analysis (IA). The LTHE has an Occhio 500 Nano microscope to measure the size and the morphology (the shape) of the particles. The measurable size range of the particles is between 0.5 microns and 2000 microns. The Occhio 500 Nano is used to characterise dry powders. To obtain a good dispersion of the sample prior its measurement, the system combines a vacuum dispersion device.

As stated above, a series of hypotheses apply when using a LD device. The hypothesis of sphericity of the particles is highlighted here because it is the most relevant from the morphological point of view and because if the particles have extreme geometries the real PSD can differ very much. It is advisable to complement the results with morphological data provided by such an image analysis [Kelly *et al.*, 2006, Hamilton *et al.*, 2012]. However, IA can be also criticized because of the sensitivity to the digitization, i.e. the pixels making up the particles that may lead to the wrong conclusion that small particles are more rounded when it is only an effect of poor digitization [Pirard and Dislaire, 2011].

Good correlations between IA and LD are desired if the previous assumptions are to be true. In this research, the IA of particles are based in two groups of descriptors:

- Size parameters: two projection diameters (the minimum and the maximum Feret diameters D_{\min} and D_{\max} , i.e. the maximum and the minimum size of the particle projected in all possible orientations), the maximum inscribed disc diameter D_{in} and the equivalent disc diameter D_{eq} (i.e. the diameter of a disc that has the same projected area of the measured particle). D_{in} is robust against poor particle dispersion whereas the rest of the parameters are more sensitive.

- Shape parameters: the elongation (or aspect ratio, computed from an ellipse of equivalent inertia to ensure a correct orientation of the major and minor axes), the bluntness (i.e. a measure of the degree of abrasion) and the fractal dimension (obtained from the perimeter-area relationship).

The elongation is defined as $(L_{Eu} - W_{Eu}) / (L_{Eu} + W_{Eu})$, where L_{Eu} and W_{Eu} are the length and the width of an ellipse of equivalent inertia respectively. The aspect ratio is L_{Eu} / W_{Eu} .

For a more complete description of the parameters and the rationale behind it refer to the Occhio 500 Nano manual, *Occhio SA* [undated] or *Verin* [2013].

An important distinction between LD and IA is that the results from LD are volume-weighted whereas the results from IA are either number-weighted or area-weighted because the particles are counted and the projected area is measured. Therefore, straightforward correlation between both particle size analyses techniques LD and IA is unclear, although coincidences between PSD from both techniques are reported for spherical and plate-like morphologies [*Kelly et al.*, 2006; *Brewer and Ramsland*, 1995]. Area-weighted results from IA are transformed to volume-weighted results by assuming sphericity of the particles.

5.1 Methodology

The Occhio 500 Nano has been operated following the recommendations from *Verin* [2013]:

- The quantity of aliquot to be dispersed onto the glass plate is 6 mg.
- The number of particles analysed by the Occhio software is 50000 particles or 100000 to account for the particles removed after filtering is applied.
- The maximum magnification is selected because the quartz powder contains very fine particles (and actually smaller than the resolution of the device if the results from LD are correct).

Type I (original crystalline silica dust) and type II (silica dust that settled during the course of a flume experiment) samples are measured by IA. Because type III are aqueous suspensions cannot be used.

5.2 Limitations

1. Minimum particle detected

With the selected configuration, the Occhio 500 Nano has a resolution of ~ 0.5 microns per pixel. A particle should contain a minimum number of pixels to be correctly displayed. However, from the volume-averaged LD results, a fraction of the silica dust has a characteristic size smaller than this resolution: the $\sim 10\%$ of the sample, in volume, has a characteristic size smaller than 1 microns or ~ 2 pixels. Assuming spherical particles, the $\sim 75\%$ of the particles, in number, are smaller than 1 micron. Particles smaller than 1 pixel are also visible in Figure 1.

For ISO standards, *Pirard and Dislaire* [2011] recommend a minimum resolution of 10 pixels for size measurements, 200 pixels for aspect ratios and 2000 pixels for the roughness (bluntness).

2. Sample dispersion

The silica dust has proved difficult to disperse in dry conditions. This statement is assessed from visual observations of the glass plate where some clusters of particles are seen (Figure 14). It is known that the cohesion forces in dry conditions get more relevant the smaller the size range of the particles [*Walton, 2008*] (e.g. the crystalline silica dust displays an irregular shape when is piled instead of the conical shape of non cohesive granular materials).

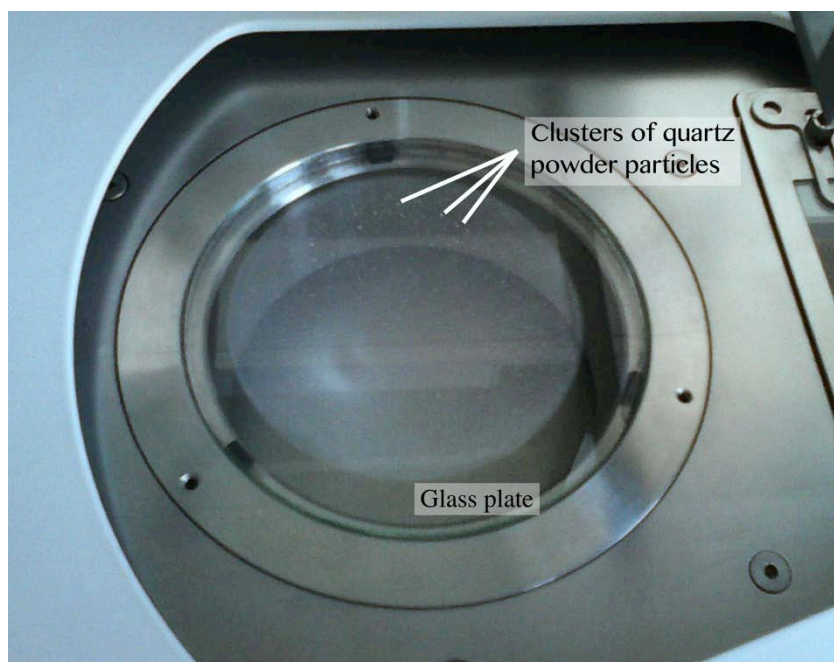


Figure 14. Detail of the glass plate where the sample is dispersed for IA. White dots are clusters of silica dust particles.

5.3 Filtering

To improve the data quality, filtering is needed and it is applied based on SEM images (such as Figure 1). Images taken by Occhio 500 Nano to analyse the shape and size of the particles are also checked (e.g. Figure 15).

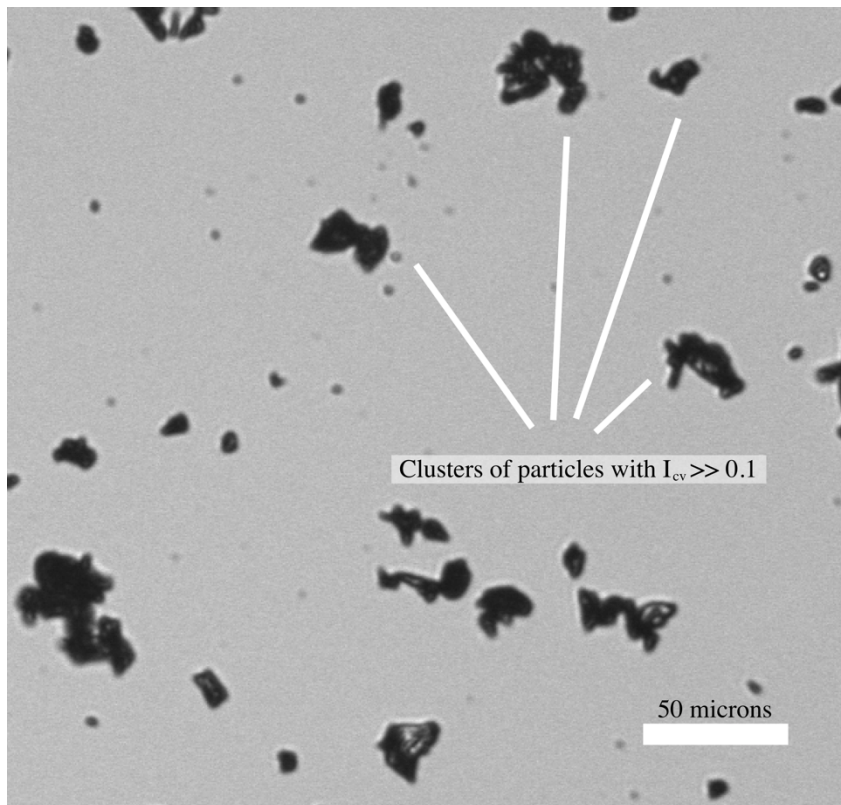


Figure 15. Image taken by Occhio 500 Nano to analyse the shape and size of the particles.

Two limiting conditions are set. The first, filters particles with a maximum length bigger than 100 microns; the second, excludes particles with a concavity index bigger than 0.1. The concavity index I_{cv} is defined as $I_{cv} = (A_{cvx} - A)/A_{cvx}$, where A_{cvx} is the area of the convex hull of the particle projection and A is the projected area. No minimum number of pixels per particle has been set to improve the digitization for PSD results because particles bigger than 500 pixels are scarcely represented, but a minimum number of 100 pixels has been set to obtain shape results. With these limiting conditions enabled ~30% (PSD results) or ~80% (shape results) of the measured particles are excluded from the results with the objective to improve the deficiencies in the dispersion.

5.4 IA PSD results

The drawbacks outlined above do not impede to obtain the PSD from IA and to compare them with the LD results. Table 8 shows the main results and Figure 16 the IA PSD histograms.

Table 8. Summary of IA PSD results (type I and II are average values from 3 different samples each). N stands for number, A for area and V for volume-weighted distributions. LD values are volume-weighted average values from Table 7.

Type	Dist.		D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_{m1}	D_g	σ	Ske.	Kur.	
I	N	D_{in}	0.52	2.39	4.31	0.52	1.89	1.13	0.55	-0.82	
		D_{eq}	0.74	3.14	5.84	0.52	2.63	1.06	0.65	-0.37	
		D_{min}	0.63	3.02	5.35	0.52	2.39	1.12	0.80	-0.24	
		D_{max}	0.86	3.62	7.16	0.52	3.05	1.15	0.82	0.13	
	A	D_{in}	2.31	3.87	6.85	4.01	3.83	0.71	0.53	2.59	
		V	D_{in}	2.87	4.80	9.66	4.19	5.04	0.70	-0.42	0.85
	V	D_{eq}	3.63	6.17	11.70	5.83	6.36	0.69	-0.31	0.89	
		D_{min}	3.33	5.60	10.82	5.35	5.83	0.69	-0.41	0.83	
		D_{max}	4.42	7.88	15.16	8.53	8.04	0.71	-0.20	0.59	
		LD		1.27	4.40	12.52	5.21	4.18	1.25	0.22	-0.42
	II	N	D_{in}	0.53	3.88	8.21	1.53	3.02	1.35	0.76	-0.42
			D_{eq}	0.85	5.12	10.60	2.83	4.06	1.31	0.81	-0.19
D_{min}			0.67	4.65	9.59	2.19	3.65	1.35	0.91	-0.03	
D_{max}			1.03	6.10	13.09	3.55	4.76	1.41	0.93	0.16	
A		D_{in}	3.83	7.33	13.48	8.37	7.18	0.73	0.50	1.48	
		V	D_{in}	5.04	9.45	16.61	8.37	9.27	0.67	0.26	0.02
V		D_{eq}	6.49	11.85	20.28	13.32	11.62	0.64	0.30	0.21	
		D_{min}	5.85	10.93	19.19	11.05	10.73	0.66	0.26	0.05	
		D_{max}	8.13	15.12	26.28	15.30	14.80	0.66	0.33	0.19	
		LD		2.73	9.63	20.92	10.85	8.39	1.22	1.01	1.24
		<i>Std. dev.</i> ¹		0.26	0.37	0.78	1.39	0.39	0.08	0.14	0.40

¹*Std. dev.* is the average standard deviation between all measurements (type I and type II).

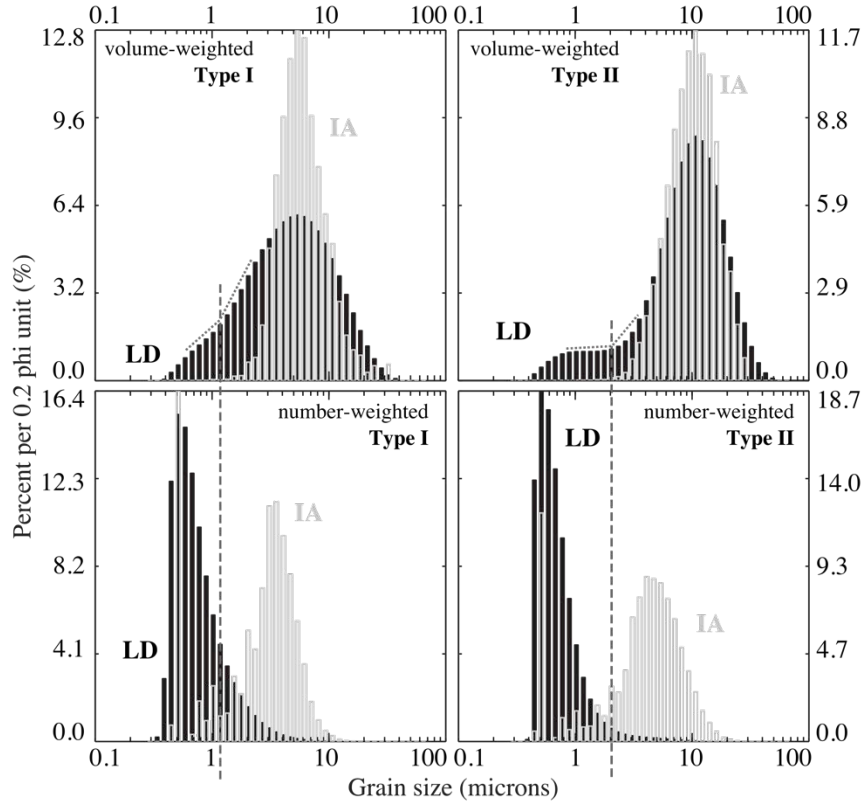


Figure 16. PSD histograms. Up: volume-weighted; down: number-weighted. Empty grey bars for IA; solid black bars for LD. The size parameter in IA is the D_{\min} . Correspondence in volume-weighted histograms is significant. The dashed-line marks the division between the two size groups that can be distinguished in the histograms.

The diameter D_{in} is the minimum size among all descriptors. Also, $D_{\text{in}} < D_{\min}$ and it can be a symptom of particles touching or of tortuous and concave particles. The difference between D_{\min} and D_{\max} is a symptom of nonsphericity (more precisely in IA, is a symptom that the projected areas are distant from perfect discs). However, the smallness of this difference in the number-weighted distribution and the knowledge that dispersion may not be optimum (touching particles make volume-weighted distribution to shift towards the biggest size) are signs that nonsphericity is not very important. The equivalent diameter D_{eq} remains in the middle between D_{\min} and D_{\max} , slightly closer to D_{\min} .

Because sediment particles are hardly perfect spheres in the environment, results will always change depending on the size descriptor and it would be incorrect to express the results with only one descriptor. In this case study, the

parameters that summarize the volume-weighted IA PSD are well correlated with the results from LD (shadowed cells, Table 8) if the appropriate size descriptor is selected (unless the characteristic diameter D_{10} because of the lack of fines in volume-weighted IA PSD). The average size of the PSD D_g is similar in both LD and IA if the D_{in} is the descriptor in IA; for the mode D_{m1} the optimum descriptor is the D_{min} . Bold numbers in Table 8 point out other similar values.

It is hypothesized that a perfect dispersion of the sample (that would increase the number of submicron particles) and an improved resolution ($\ll 0.5$ microns/pixel) would make either the descriptor D_{in} or D_{eq} to correctly correlate with the whole LD PSD.

The number-weighted IA PSD histogram (Figure 16) displays a strong bimodality (the main mode is 0.5 microns for type I and II and the secondary mode is 3.5 microns for type I and 4 microns for type II). This is corroborated by carefully checking Figure 1: there are *big* particles and *small* particles and it does not seem well graded. The modes have characteristic sizes of ~ 0.5 microns and ~ 3.5 microns. On the other hand, volume-weighted IA PSD histogram does not exhibit such a bimodality and the finer fractions (< 2 microns) are scarcely represented.

However, in the volume-weighted LD PSD histogram all the fines that *vanished* in IA after transforming the results from particle to a volume-weighted distribution are clearly depicted and there is a change in the growth of the frequency bars fractions for sizes smaller than 1 micron (Figure 16). This is a sign of the bimodality seen in the number-weighted results. The smooth transition in the LD results between the fine and the coarse fractions may be due to convolution of particles and the combination of lengths and breadths in the measurement cell. In other words, LD shows a gradual growth/shrinking of the frequency bars compared to IA more erratic variations (using the same characteristic size ranges of 0.2ϕ units).

Differences between LD and IA volume-weighted PSD may be explained by:

- Poor dispersion in IA (smaller sizes attached to bigger ones).
- Optimum dispersion achieved in LD measurements.

- Significant nonsphericity of the particles.
- The configuration of each device (e.g. diffraction index in LD and magnification in IA)

5.4.1 Shape results

Figure 17 summarizes the shape results. Elongation and bluntness are shown as area-weighted cumulative frequency graphs whereas the fractal dimension is represented by an area-perimeter graph. Although computations have been made separately for type I and type II crystalline silica dust samples, (Table 9), the results plot almost identical and only the results from one of the measurements are chosen for display.

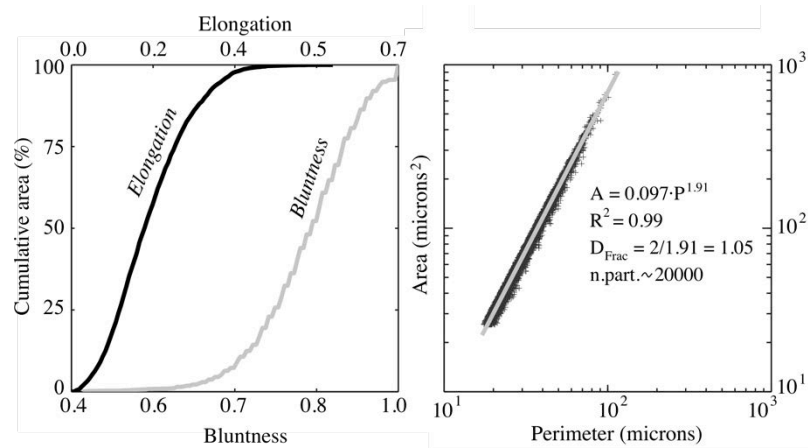


Figure 17. Area-weighted cumulative frequency graph for the elongation and the bluntness, and Area – Perimeter graph to obtain the fractal dimension. The plots are obtained from only one measurement of a type II silica dust sample because graphic differences between the type I and II are indistinguishable.

The ~90% of the particles that pass the filtering have an elongation smaller than 0.3 (or an aspect ratio of 2), i.e. when the length doubles the width. *Kelly et al.* [2006] set an aspect ratio of 2 to distinguish between high and low aspect ratios and they find the comparison between IA and LD easier if particles have aspect ratios smaller than 2.

The bluntness is higher than ~0.75 for 90% of the particles passing the filtering. Although the majority of the particles are formed by less than 500 pixels

and this may not an optimum condition [Pirard and Dislaire, 2011], results are an indication of not very sharp particles. Values below 0.5 relate to very irregular particle outlines and 1 is only attained by a perfect disc [Occhio SA, undated].

Table 9. Summary of the results for the elongation and the bluntness of the quartz powder. Arithmetic scale. Average values (3 measurements for each type of silica dust I and II).

	Type	D_{10}	D_{50}	D_{90}	D_{m1}	D_g	σ	Ske.	Kur.
Elong.	I	0.06	0.16	0.29	0.14	0.17	0.09	0.58	0.06
	II	0.06	0.16	0.29	0.14	0.17	0.09	0.59	0.07
	<i>Std.dev.</i>	0.003	0.006	0.009	0.017	0.006	0.002	0.030	0.045
Blunt.	I	0.70	0.83	0.94	0.86	0.82	0.10	-0.55	0.71
	II	0.66	0.80	0.92	0.81	0.79	0.10	-0.46	0.66
	<i>Std.dev.</i>	0.01	0.01	0.01	0.02	0.01	0.00	0.15	0.67

The bluntness results for type I are slightly larger than for type II and it may lead to wrong conclusions. If bluntness has to increase (i.e. particles less sharp) must be for type II because the particles have been used in the experiments where can suffer weathering. Thus, the results are probably altered by the reduced number of pixels and the *coarser* nature of type II, but altogether these trends show quartz powder particles not very sharp.

The fractal dimension D_{Frac} has a value of 1.05 ± 0.01 for all batches of particles that pass the filtering, either type I or II silica dust samples. This magnitude is typical of regular particles, distant of irregular outlines and convolutions [Kreina *et al.*, 2003].

6 A brief note on the use of SCAF

Final tests on the characterization of the quartz powder consisted on measurements with a SCAF device developed at LTHE, IRD, CNRS and University Grenoble Alpes.

A total of five tests were performed (Table 10), combining 2 different concentrations and 2 types of crystalline silica dust (I and II).

Table 10. SCAF tests performed under the supervision of Legout, C. Informational material from Wendling, V.

Type	Exp	C (g/l)	t (hours)
------	-----	-----------	-------------

A8. Particle size and morphology of crystalline silica dust

I			
	1	5	2
	2 (rep. of 1)	5	5
	3	30	7
	4 (rep. of 3)	30	7
II			
	5	5	7

C is the concentration of silica dust in tap water from LTHE; t is the duration of the test; *rep.* stands for repetition of the previous test (and thus it uses the same sample of sediment).

Preliminary results (Figure 18) show some sort of flocculation and resembles the case of sediment with both cohesive and non-cohesive material. The Flocculation index $F = (w_{s,bot} - w_{s,surf})/w_{s,surf}$ where $w_{s,bot}$ is the bottom settling velocity and $w_{s,surf}$ is the surface settling velocity, is significantly > 0 (and a value of $F \sim 0$ is attained in controlled conditions with non-cohesive sediment). For these preliminary results $w_{s,bot}$ is obtained averaging 9 sensors and $w_{s,surf}$ is obtained averaging 3 sensors (the maximum $w_{s,surf,max}$ has an extra constraint).

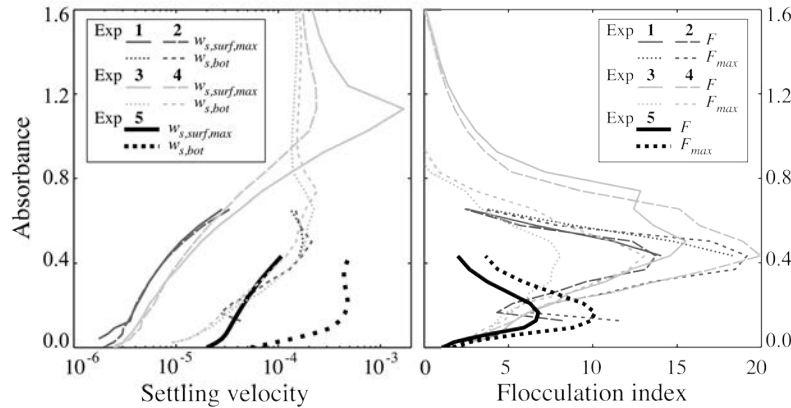


Figure 18. Settling velocity w_s and Flocculation index F results for the tests performed with a SCAF device. Results obtained by Legout C. The maximum F_{max} is computed from $w_{s,surf,max}$ on the left graph.

Tests with two different silica dust concentration C are only performed with type I samples. Although the w_s range is broader for the tests with higher C (30 g/l instead of 5 g/l tests), F is similar in both cases. The surface settling velocity $w_{s,surf,max}$ range for $C = 30$ g/l tests expands only towards larger w_s values which links to bigger particles. The highest values $w_{s,surf,max}$ are 0.002 m/s (the first test) and 0.0002 m/s (its repetition). If Stokes' law is correct for the particles of crystalline silica, these $w_{s,surf,max}$ relate to a characteristic particle size of 50

microns and 15 microns respectively, sizes that could be present in the samples because the manufacturer guarantees that 95% in volume is smaller than 20 microns. Also, these maximum values could be linked with aggregates of silica dust (particles that were not well dispersed).

The minimum surface $w_{s,surf}$ are similar in all type I silica dust sample tests. The $w_{s,surf,min}$ is $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ m/s and it relates to particles of 1.5 microns. The characteristic size volume-weighted D_{10} , as measured with the Mastersizer 2000 LD, is 1.3 microns. The median D_{50} is 4.4 microns and it relates to particles with $w_s \sim 1.5 \cdot 10^{-5}$ m/s.

In the test performed with type II sample, w_s ranges between $2 \cdot 10^{-5}$ m/s and $1 \cdot 10^{-4}$ m/s and it relates to particles between ~ 4.8 microns and ~ 11 microns respectively. The LD type II D_{50} is ~ 9.6 microns.

An attempt to analyse the differences between surface settling velocities and bottom settling velocities is presented next. These differences are a clear symptom of some sort of flocculation occurring during the sedimentation of the particles in the tube test. The *strength* of the flocculation (represented by the flocculation index F) is similar in all tests of type I (Figure 18), no matter the concentration of silica dust (5 g/l or 30 g/l). The flocculation index F however, diminishes for the type II silica dust sample test.

Again, the interpretation of these results has to be associated with the origin of the silica dust and from the knowledge that the type II is the fraction of the type I material that deposited on the bottom of the flume during the course of flume experiments. As the previous results have shown, type II has a coarser characteristic size (Table 7 and Table 8) and it can be thought of type I silica dust whose fines have been washed away by the flow. Thus, the main difference between type I and type II lies in these fines.

If the prior reasoning is true, the *washed away* fines manifest a tendency to flocculate and it is the reason why type I silica dust SCAF results show it. But simultaneously, for the flocculation of fines to be responsible for the sedimentation of silica dust on the bottom of the flume, the SCAF type II results should display such a *more susceptible to flocculate* behaviour, but it displays the opposite instead.

In sum, if there was flocculation of the fines (in type I) which resisted the turbulent conditions in the flume, they are in any case less prone to settle as compared to type II silica dust (material that settled on the bottom of the flume).

7 Conclusions

The integrated use of the three devices (Mastersizer 2000, Occhio 500 Nano and SCAF) has provided meaningful complementary data.

The laser diffraction technique LD has proved efficient to clearly identify three different types of crystalline silica dust samples. Type I is the sum of type II and type III which are obtained from flume experiments.

Image analysis IA marked the existence of two main populations of particles but one has a characteristic size too small to distinctly appear in the volume-weighted LD particle size distribution results.

The convergence between LD and IA results indicates that crystalline silica dust particles have geometries not very irregular (neither very elongate nor very flat).

Flocculation may exist when dealing with the finest fraction, but the agreement of the results is only possible if it is unrelated to the sedimentation of crystalline silica dust particles on the bottom of the flume.

8 Acknowledgements

This work would not have been possible without the advice and support of the RIVER research group at LTHE. With special thanks to Cédric Legout, Guillaume Nord, Nicolas Gratiot and Valentin Wendling.

9 List of references

Binkley, D. and R. Fisher (2012), Ecology and management of forest soils, John Wiley & Sons.

Brewer E. and A. Ramsland (1995), Particle size determination by automated microscopical imaging analysis with comparison to laser diffraction, *Journal of Pharmaceutical Sciences*, vol. 84, 4, 499–501, doi: 10.1002/jps.2600840421.

Folk, R. L. (1974), *Petrology of Sedimentary Rocks*, Hemphill Publishing Co., Austin, Texas.

Hamilton, P., Littlejohn, D., Nordon, A., Sefcikb, J. and P. Slavinc (2012), Validity of particle size analysis techniques for measurement of the attrition that occurs during vacuum agitated powder drying of needle-shaped particles, *Analyst*, vol. 137, 118, doi: 10.1039/c1an15836h

Kelly, N., DiSante, K.J., Stranzl, E., Kazanjian, J.A., Bowen, P., Matsuyama, T. and N. Gabas (2006), Graphical Comparison of Image Analysis and Laser Diffraction Particle Size Analysis Data Obtained From the Measurements of Nonspherical Particle Systems, *AAPS PharmSciTech*, vol.7, 3, E1-E14, doi: 10.1208/pt070369.

Grangeon, T., Legout, C., Esteves, M., Gratiot, N., and O. Navratil (2012), Variability of the particle size of suspended sediment during highly concentrated flood events in a small mountainous catchment, *Journal of Soils and Sediments*, 12, 1549-1558, doi: 10.1007/s11368-012-0562-5

Kelly, R.N. and F.M. Etzler (undated), What is wrong with laser diffraction? A Critical Review of Current Laser Diffraction Methods for Particle Size Analysis. On-line. http://www.donner-tech.com/whats_wrong_with_ld.pdf. Last visit: 9 July 2014

Kreina, A., Petticrewb, E. and T. Udelhovenc (2003), The use of fine sediment fractal dimensions and colour to determine sediment sources in a small watershed, *Catena*, 53, 165–179, doi: 10.1016/S0341-8162(03)00021-3

Malvern Instruments Limited (2014), Basic principles of particle size analysis. Application note, On-line.

<http://www.malvern.com/en/pdf/secure/AN020710BasicPrinciplesPSA.pdf>
Last visit: 9 July 2014

Occhio SA (undated), Particle characterization by image analysis. On-line. <http://www.titanex.com.tw/doc/OCCHIO-THEORY2.pdf>. Last visit: 9 July 2014.

Pirard, E. and G. Dislaire (2011), Sensitivity of particle size and shape parameters with respect to digitization, Proceedings 13 International Congress for Stereology, Beijing, China.

Salopek, B., Krasic, D. and S. Filipovic (1992), Measurement and application of zeta-potential, Rudarsko-Geolosko-Naftni Zbornik, 4, 147-151.

Storti, F. and F. Balsamo (2010), Particle size distributions by laser diffraction: sensitivity of granular matter strength to analytical operating procedures, Solid Earth, 1, 25-48, doi: 10.5194/se-1-25-2010.

Verin, G. (2013), Etude morphologique de particules en suspension dans un cours d'eau, en tant que traceurs d'un bassin versant, Master de 1ère année, Sciences de la Terre et de l'Environnement, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

Walton, O. R. (2008), Review of adhesion fundamentals for micron-scale particles, KONA Powder and Particle Journal, 26, 129-141, doi: 10.14356/kona.2008012

A9. Difusió de la recerca

Aquesta recerca ha estat activament exposada en diversos congressos internacionals d'enginyeria fluvial, geofísica i geomorfologia.

A9.1. Participació en conferències

Capape, S., Martín-Vide, J.P. and Colombo, F. (2016), Quartz silt deposition. 13th International Symposium on River Sedimentation ISRS, University of Stuttgart (Germany). [presentació oral]

Capape, S., Martín-Vide, J.P., Colombo, F., (2015), Deposition of fine sediment in turbulent conditions, EGU General Assembly 2015, Vienna (Austria). [pòster mostrat a Figura A74, pàg. 290]

Capape, S., Martín-Vide, J.P., Colombo, F. and Ragués, L. (2013), A flume study on the transport of high sediment concentration, deposition and bedform development of 4 mm silica silt. 10th International Conference on Fluvial Sedimentology ICFS10, University of Leeds (United Kingdom). [presentació oral]

Capape, S., Martín-Vide, J.P., Colombo, F. and Ragués, L. (2013), Limiting concentration of transported fine sediment. 8th Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics RCEM, Universidad de Cantabria, Santander (Spain). [presentació oral]

Capape, S., Martín-Vide, J.P. (2012), Limiting concentration of transported fine sediment. 3rd International Workshop on River and reservoir hydrodynamic and morphodynamics, FST New University of Lisbon, Caparica (Portugal). [presentació oral]

A9.2. Articles indexats

Capape, S., Martín-Vide, J., and Colombo, F. (2016). "Subaqueous Barchans and Plane Beds from Deposition of Quartz Silt." *Journal of Hydraulic Engineering*, 10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001212, 06016020

ATENCIÓ ¡

Les pàgines 333 fins a 339 de la tesi, que contenen l'article citat, cal consultar-les a la web de l'editor

<http://ascelibrary.org/doi/abs/10.1061/%28ASCE%29HY.1943-7900.0001212>