Ecoulements non-uniformes en lits composés : effets de variations de largeur du lit majeur

Sébastien Proust

N° d'ordre : 2005-ISAL-0083

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON
Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique

Ecole doctorale M.E.G.A. (Mécanique, Energétique, Génie civil, Acoustique)

THESE

présentée par

Sébastien Proust

pour obtenir le titre de **Docteur de l'INSA de Lyon**

Spécialité : Mécanique des Fluides

soutenue le 10 novembre 2005

ECOULEMENTS NON–UNIFORMES EN LITS COMPOSES : EFFETS DE VARIATIONS DE LARGEUR DU LIT MAJEUR

JURY :

Antonio Heleno Cardoso	Professeur à l'IST (Lisbonne)	Rapporteur
Eric Barthélémy	Professeur à l'ENSHMG	Rapporteur
Robert Morel	Professeur au LMFA	Directeur de thèse
Yves Zech	Professeur à l'UCL (Louvain-la-neuve)	Directeur de thèse
Nicolas Rivière	Maître de conférences au LMFA	Examinateur
André Paquier	I.C.G.R.E.F. au Cemagref (HDR)	Examinateur
Nicole Goutal	Ingénieur de recherche au LNHE	Membre invité

Remerciements

Ce travail de recherche n'a pu aboutir que grâce à l'aide et au soutien de nombreuses personnes que je voudrais sincèrement remercier ici.

Pour le suivi de mon travail :

André Paquier, encadrant de cette thèse au Cemagref, m'a apporté une aide précieuse sur le plan scientifique et humain, m'a toujours fait confiance lors de mes choix scientifiques et m'a fait bénéficier de sa grande expérience en modélisation numérique.

Didier Bousmar m'a donné envie de m'intéresser aux écoulements débordants, m'a fait bénéficier de sa haute maîtrise de la thématique, a constamment nourri ma réflexion sur le sujet et m'a poussé dans divers directions qui se sont avérées très fructueuses.

Nicolas Rivière, encadrant de cette thèse au LMFA, m'a permis de surmonter tous les problèmes d'ordre pratique inhérents à la modélisation expérimentale, m'a aidé à publier les premiers résultats, m'a poussé à être plus synthétique et a toujours été disponible pour faire avancer la réflexion scientifique.

Yves Zech et Robert Morel, mes deux directeurs de thèse, ont eu la gentillesse de m'accueillir dans leurs laboratoires, et surtout, ont porté un regard toujours critique sur mon travail, me poussant à plus de rigueur et à aller à l'essentiel.

Pour leur soutien :

Divine Lu, ma famille, Thierry Guichard, Robin Naulet, Pierre Balayn, Elisabeth Delecroix, Frédéric Grelot, Bernard Chastan, André Paquier, Nicolas Rivière, Didier Bousmar, Alain Recking, José Ribot-Bruno, Franck Bancherau, Emmanuel Pierre, Tessa Melkonian, Pierre-Henri Dodane, Catherine Ambroise-Rendu, Stéphane Rivet, Jean-Michel Grésillon, Nicolas Gendreau, et Thérèse De Lapasse m'ont soutenu pendant cette course en solitaire et m'ont aidé à traverser quelques zones de turbulences.

Pour leur participation à la soutenance :

Antonio Heleno Cardoso et Eric Barthélémy, mes deux rapporteurs, ont fait une relecture très approfondie – et commentée – de mon manuscrit, me permettant de faire de nombreuses corrections substantielles. Ils m'ont de plus guidé vers de nouvelles pistes de réflexion, comme Nicole Goutal, invitée à la soutenance, qui a porté un réel intérêt à mon travail et a été très réactive.

Pour les expérimentations en laboratoire :

Nicolas Rivière et Didier Bousmar m'ont permis de faire des modélisations expérimentales dans d'excellentes conditions au LMFA et à l'UCL, et de surcroît, m'ont aidé à effectuer les mesures.

Jean-Louis Mathurin et Denis Carion m'ont accueilli au sein du laboratoire d'hydraulique de la Compagnie Nationale du Rhône, me permettant de faire des mesures sur un modèle réduit de grande dimension.

Céline Boudard, Frédéric Grelot, Thierry Fournier et Guillaume Dramais du Cemagref, expérimentateurs volontaires « bénévoles ».

Michel Guichard, Hélène Lirhmann et Aurélie Malbrunot de l'Ecole Centrale de Lyon, Aurélie Bergez, Louise Pontal, Frédéric Vion et Jordy Martinez Monclus de l'INSA de Lyon ont effectué une partie des expérimentations dans le cadre de leur travail de fin d'étude.

Pour leurs contributions « diverses » et conseils « multiples » :

Tous ceux qui au sein de la division hydraulique-hydrologie m'ont donné un coup de main et/ou m'ont fait chauffer les synapses : Hélène Faurant, Anne Eicholz, Pierre Balayn, Bernard Chastan, Robin Naulet, Frédéric Grelot, Eric Hérouin, Alain Recking, Emmanuel Mignot, Sandrine Le Clerc, Benjamin Renard, Kamal Elkadi, Michel Lang, Eric Sauquet, Jean-Michel Grésillon, Nicolas Gendreau, Jean-Baptiste Faure, Marie-Bernadette Albert, Philippe Ramez, Ahmad Ghavasieh, Sajjad Haider, Judicaël Dehotin, Jean-Philippe Vidal, Oldrich Navratil, Jérôme Le Coz, Isabelle Braud, Aurélie Muller, Magali Jodeau et Pierre Javelle.

Pierre Pernès, Professeur à l'ENGEES, m'a donné goût à l'hydraulique et à la mécanique des Fluides, et m'a guidé vers la filière « recherche ».

Patrick Durand, chercheur à l'INRA qui, le premier, m'a donné envie de faire de la recherche.

Donald Knight et Koji Shiono, pour leurs remarques pertinentes et leurs encouragements lors du Master Class « Compound channels » de River Flow 2002.

Et enfin, Elvin Jones, Paco Sery, Richard Bona, Pierre Bourdieu, Edgard Morin, Louis Mandrin, Michel Onfray, Sigmund Freud, Jonathan Livingstone Seagull, Philippe IV le Bel, et « t.l.f.q.j.a.a. » (d'après FG et DB) pour leurs contributions indirectes.

Pardon à ceux que j'ai oubliés.

A Ludivine,
à mes parents,
à ma famille.

Notations

Acronymes :

MC : lit mineur (Main Channel)
FP : lit majeur = plaine d'inondation (Flood Plain)
FPL : lit majeur gauche (Flood Plain Left)
FPR : lit majeur droit (Flood Plain Right)
QDM : Quantité de Mouvement
DCM : Divided Channel Method
SCM : Single Channel Method
EDM : Exchange Discharge Model
FCF : Flood Channel Facility (canal du HR Wallingford)

Indices :

fp : se rapportant au lit majeur (flood plain)
fpl : se rapportant au lit majeur gauche (flood plain left)
fpr : se rapportant au lit majeur droit (flood plain right)
i : se rapportant à une sous-section (ex : A_i, aire d'une sous-section)
int. : se rapportant à l'interface mineur/majeur
mc : se rapportant au lit mineur (main channel)

Variables et constantes

A : aire de la section mouillée [m^2]
B : largeur au miroir [m]
D : débitance [m^3/s]
D^* : débitance corrigée tenant compte de l'interaction turbulente [m^3/s]
g : accélération de la pesanteur = 9,81 [m/s^2]
H : charge hydraulique
h : hauteur d'eau mesurée par rapport au fond d'un lit [m]
h_{pb} : hauteur de plein bord du lit mineur [m]
h_r : hauteur d'eau relative de débordement [-] ; $h_r = h_{fp}/h_{mc}$
h_{av} : hauteur d'eau en condition limite aval [m]
K : coefficient de Strickler [$m^{1/3}/s$]
n : rugosité de Manning [$s/m^{1/3}$]
Q : débit [m^3/s]
q, q^m : débit latéral de masse par unité de longueur [m^2/s]
q_{in} : débit latéral rentrant, par unité de longueur [m^2/s]
q_{out} : débit latéral sortant, par unité de longueur [m^2/s]
q^t : débit latéral d'échange turbulent [m^2/s]
q_{frm} : débit latéral de masse échangé entre la Floodplain right et le main channel [m^2/s]
q_{flm} : débit latéral de masse échangé entre la Floodplain left et le main channel [m^2/s]
R_h : rayon hydraulique [m]
S_a : perte de charge additionnelle due aux transferts interfaciaux ; $S_a = S^m + S^t$ [-]
S_f : pente de frottement [-]
S_H : perte de charge globale [-]
S^m : perte de charge additionnelle due au transfert de masse
S_o : pente du fond
S^t : perte de charge additionnelle due aux échanges turbulents interfaciaux
u : composante longitudinale de la vitesse locale
U : composante longitudinale de la vitesse moyenne
U_d : composante longitudinale de la vitesse moyennée sur la verticale

U_{int} : vitesse longitudinale à l'interface mineur/majeur
v : composante latérale de la vitesse locale
V : composante latérale de la vitesse moyenne
V_d : composante latérale de la vitesse moyennée sur la verticale
w : composante verticale de la vitesse locale
x : abscisse longitudinale, direction principale de l'écoulement [*m*]
y : abscisse latérale [*m*]
z : abscisse verticale [*m*]
Z : cote de la surface libre par rapport à un plan horizontal de référence [*m*]
Z_b : cote du fond par rapport à un plan horizontal de référence [*m*]
α : coefficient cinétique de Coriolis [-]
β : coefficient cinétique de Boussinesq [-]
ρ : masse volumique de l'eau = 1000 [kg/m^3]
τ : contrainte de cisaillement sur le fond [*Pa*]
τ_{xy} : contrainte de cisaillement vertical dans le plan (x,z) ; $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ [*Pa*]
τ_{xz} : contrainte de cisaillement horizontal dans le plan (x,y) ; $\tau_{xz} = \tau_{zx}$ [*Pa*]
μ : viscosité dynamique de l'eau [*Pa.s*]
ν : viscosité cinématique de l'eau [m^2/s]
ν_t : viscosité turbulente [m^2/s]
χ : périmètre mouillé [m]
ψ^t : coefficient d'échange turbulent [-]

Résumé

La modélisation de l'aléa inondation se heurte à plusieurs difficultés dès lors qu'interviennent des débordements de l'écoulement du lit mineur dans les lits majeurs contigus. Les écoulements « en lit composé » sont alors caractérisés par une interaction turbulente entre l'écoulement du lit mineur et celui du lit majeur. En outre, les lits majeurs peuvent présenter une morphologie très variable le long d'une même rivière, et en particulier des variations de largeur. Ces dernières donnent naissance à des transferts de masse entre lit mineur et lit majeur qui, a priori, se superposent aux transferts turbulents classiques dus au gradient de vitesses entre lits. Notre travail de recherche s'intéresse à ces deux processus liés : celui de l'interaction turbulente due au gradient de vitesse entre lit mineur et lit majeur, et celui des échanges de masse entre lits dans les biefs dont la largeur varie.

Nous avons ainsi affaire à des écoulements graduellement ou fortement variés – selon le degré de variation de la largeur des lits majeurs – et caractérisés par une hétérogénéité des vitesses au sein des sections en travers. Nous nous sommes intéressés à la fois à la modélisation physique et à la modélisation numérique de ces écoulements. Une attention particulière a été accordée à la compréhension et à la modélisation des écoulements en lit majeur (hauteur d'eau et débit).

Ce travail de thèse s'appuie sur de nouvelles expériences conduites dans trois canaux composés différents. Plusieurs configurations d'écoulements sont explorées : convergence brusque de la plaine d'inondation, présence d'épi type « remblai routier » dans le lit majeur, divergences du lit majeur, écoulements non-uniformes en lit droit. On utilise également des données de la littérature (convergences linéaires et lits composés obliques).

Le premier objectif de la thèse est de quantifier les phénomènes physiques prépondérants dans chacun des écoulements non-uniformes étudiés.

Le second objectif est d'évaluer dans quelle mesure les modélisations 1D classiques peuvent restituer, non seulement les niveaux d'eau, mais également le débit dans les plaines d'inondation pour les différents écoulements graduellement variés. Trois codes traitant de manière spécifique les échanges entre lits ont été testés. Dans le même esprit, des modélisations 2D avec des modèles de turbulence simples ont été évaluées dans les contextes fortement variés.

Le développement d'une nouvelle modélisation, appelée Méthode 1D Par Lit (M1DPL), constitue enfin le troisième objectif de la thèse. Elle individualise la dynamique de l'écoulement dans chacun des lits et résout ainsi un système d'équations différentielles couplées. Cette méthode se dispense de certaines hypothèses formulées dans les approches 1D conventionnelles. En outre, elle ne privilégie pas le calcul de ligne d'eau par rapport à celui de la répartition des débits dans le lit composé. En conséquence, elle donne des résultats satisfaisants à la fois en terme de niveau d'eau et de débit dans le lit majeur, et ce, dans huit géométries différentes.

Mots-clés : crue, inondation, lit majeur, plaine d'inondation, modélisation, 1D, 2D, écoulement non-uniforme, turbulence, transfert de masse, quantité de mouvement.

Abstract

Flooding rivers usually present transition reaches where the floodplain width can significantly vary. The present work focuses on both physical and numerical modeling of over bank flows in such configurations. A particular attention is paid to flows in the flood plain (discharge rate, water depth).

These flows are characterized by turbulent exchanges due to the velocity gradient between flows in the main channel and the floodplain, and by severe mass transfer and associated momentum exchange between the subsections. Turbulence and mass transfer give rise to noteworthy additional head loss.

New experiments are carried out in non-prismatic compound channel flumes. Several cases are studied : abrupt contraction of the flood plain, enlarging flood plains, and flow in the vicinity of dykes. Additional measurements are made on non-uniform flows in straight compound geometry, so as to improve the understanding of the mass transfer process between the main channel and the floodplain. Furthermore, data from the literature are used (slightly narrowing floodplains and skewed compound channels).

The first goal of this work is to evaluate the major physical phenomena for each studied non-uniform flow.

The second one is to test the relevance of conventional 1D models for transition reaches, to identify the most restrictive assumptions of such models, and to evaluate the opportunity of a specific treatment. In the same way, the relevance of 2D simulations is estimated in strongly varied flow configurations (around dykes and in the abrupt contraction).

Three 1D codes and two 2D ones are compared to experimental measurements. Each 1D model calculates the water surface profile on the whole cross-section area, but incorporates a specific approach for the modeling of the momentum exchange at the interface boundary between the main channel and the flood plain. The 2D codes solve the shallow water equations and use simple turbulence closure models.

The last aim of this PhD-thesis is the development of a modeling which separates the dynamic equations in each subsection: it is called “Independent Subsections Method” and noted ISM. It solves an ordinary differential equations system which calculates the water level and both mean velocity in the flood plain and in the main channel. This method does not take into account several constraining 1D assumptions and boundary conditions which are imposed by the standard 1D models. As a result, the simulation of both water depth and discharge rate in the floodplain are in good agreement with experimental data, for the eight tested geometries.

Keywords : flood**,** over bank flow, compound channel, flood plain, non-uniform flow, modeling, 1D, 2D, turbulence, mass transfer, momentum.

Table des matières

Corps de texte

Chapitre 7 - Divergences linéaires des plaines d'inondation

Chapitre 8 - Convergences linéaires et lit composé oblique

Annexes

Introduction générale

Dès lors qu'on souhaite estimer de manière réaliste le risque d'inondation, la modélisation de l'aléa « inondation » est de première importance. Outre l'incertitude sur les débits à prendre en compte, cette modélisation se heurte à plusieurs difficultés lorsque interviennent des débordements de l'écoulement du lit mineur dans les lits majeurs contigus.

Dans ce cas, les écoulements sont dits « en lit composé » et sont caractérisés par une forte interaction entre, d'une part, l'écoulement rapide et profond du lit mineur et, d'autre part, l'écoulement relativement lent et peu profond du lit majeur. Il en résulte un transfert de quantité de mouvement entre les deux lits, associé à la formation de structures turbulentes à l'interface les séparant. Dissipant une partie de l'énergie de l'écoulement, cette interaction modifie la capacité d'écoulement des deux lits et celle du lit composé.

La complexité des processus physiques en jeu est renforcée par le fait que l'interaction turbulente entre lits dépend à la fois de la géométrie composée et des paramètres hydrauliques (débit total, hauteur relative de débordement – i.e. rapport entre la hauteur d'eau dans le lit majeur et celle dans le lit mineur).

Dans ces géométries composées, les lits majeurs peuvent en outre présenter une morphologie très variable le long d'une même rivière, et en particulier des variations de largeur. Ces dernières donnent naissance à des transferts de masse entre lit mineur et lit majeur qui, *a priori*, se superposent aux transferts turbulents classiques dus au gradient de vitesses entre lits.

Notre travail de recherche s'intéresse à ces deux processus liés :

a) celui de l'interaction turbulente due au gradient de vitesse entre lit mineur et lit majeur,

b) celui des échanges de masse entre lits dans les biefs dits « de transition » (dont la largeur varie) .

Nous avons ainsi affaire à des écoulements graduellement ou fortement variés – selon le degré de variation de la largeur des lits majeurs – et caractérisés par une hétérogénéité des vitesses au sein des sections en travers.

Dans la littérature, un effort considérable a été porté à la compréhension des écoulements uniformes en lit composé *droit* – de Sellin (1964) à Abril et Knight (2004). La zone d'échanges turbulents a fait l'objet de nombreuses modélisations physiques dans des canaux de petite taille ou sur des modèles physiques à grande échelle tels que ceux du Laboratoire National d'Hydraulique d'EDF à Chatou [Nicollet et Uan (1979)] ou du H.R. Wallingford [Knight (1992)]. La répartition des vitesses et des contraintes au fond, le cisaillement aux interfaces mineur/majeur ont été analysés et modélisés.

A contrario, les écoulements non-uniformes en lit composé ont été beaucoup moins explorés. On trouve néanmoins quelques études se rapportant au méandrement du lit mineur à l'intérieur d'une plaine d'inondation droite [Sellin et al. (1993) et Muto et al. (1998)], cette configuration étant préfigurée par les expériences en lit composé oblique d'Elliott et Sellin (1990) et de Sellin (1993). Dans les deux cas, la largeur totale du lit composé est constante. Les premières expériences en lit composé à largeur variable ont été effectuées par Bousmar (2002) dans des convergents linéaires à l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve (UCL), Belgique.

Nous nous sommes intéressés à la fois à la modélisation expérimentale et à la modélisation numérique de ces écoulements non-uniformes. Une attention particulière a été accordée à la compréhension et à la modélisation des écoulements en lit majeur. En effet, l'évaluation du risque d'inondation doit s'appuyer sur des estimations fiables des niveaux d'eau et des vitesses locales, que ce soit en zone rurale (problèmes de stockage, érosion ou dépôt de limon) ou dans les plaines d'inondation urbanisées (problèmes de vulnérabilité).

Le *premier objectif* de la thèse est d'évaluer les phénomènes physiques prépondérants dans un certain nombre de configurations d'écoulement.

Ce travail de thèse, qui met l'accent sur la non-prismaticité du lit majeur, réutilise les mesures effectuées en lit oblique [Elliott et Sellin (1990)] et en convergent linéaire [Bousmar (2002)], mais s'appuie surtout sur de nouvelles expériences conduites dans les laboratoires de la Compagnie Nationale du Rhône (CNR), de l'UCL, et dans le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA). Ces expériences sont répertoriées ci-dessous, par laboratoire :

- CNR : écoulements en lit composé a) en régime uniforme, b) avec convergence brusque de la plaine d'inondation, c) et en présence d'épi « type remblai routier » perpendiculaire à l'écoulement principal et barrant une partie du lit majeur.

- LMFA : écoulements en lit composé a) en régime uniforme, b) avec déstabilisation du régime uniforme à l'amont, c) en présence d'épi dans le lit majeur ; et écoulements en lit simple ou en lit composé avec élargissement brusque du lit majeur.

- UCL : écoulements en lit composé avec divergences linéaires des plaines d'inondations.

Au total, quatre nouvelles géométries ont été étudiées, 26 écoulements ont été analysés de manière quantitative, et une vingtaine d'autres de manière qualitative, avec des hauteurs relatives de débordement variant entre 0,1 et 0,5.

Concernant la modélisation numérique des écoulements en lit composé, nous devons rappeler que les expériences antérieures en lit droit et en lit composé à méandres ont donné lieu à des modélisations numériques 3D, de plus en plus sophistiquées : du modèle de turbulence k-ε ou k-ω non-linéaires jusqu'au « Reynold Stress Algebraic Model » ou au modèle « Large Eddy Simulation » [Naot et al. (1993), Thomas et William (1995), Morvan et al. (2002)]. Chacune des modélisations s'appuie sur des mesures fines du champ de vitesse tridimensionnel et de l'anisotropie de la turbulence.

Ce type de modélisation n'est, jusqu'à ce jour, pas applicable en dehors des laboratoires sur un tronçon de rivière relativement long à topographie réelle ; d'où un deuxième courant à l'intérieur des universités et laboratoires d'hydraulique, qui souhaite revenir à des descriptions et modélisations plus simples, plus synthétiques, et valorisables par l'ingénieur. Nos recherches s'inscrivent dans cette démarche.

Ainsi, le *second objectif* de la thèse est d'évaluer dans quelle mesure les modélisations 1D classiques (utilisant des équations de type Saint-Venant et Bernoulli sur la section totale) peuvent rendre compte des pertes énergétiques réelles et surtout peuvent restituer, non seulement les niveaux d'eau, mais également le débit dans les plaines d'inondation pour les différents écoulements graduellement variés.

Trois codes 1D ont été testés : Hec-Ras de l'US Army C.E., Talweg-Fluvia développé par le Cemagref, et Axeriv développé par l'UCL. Chacun d'eux traite de manière spécifique les échanges entre lits : Hec-Ras néglige la totalité des interactions ; Talweg-Fluvia tient compte uniquement des échanges turbulents ; et Axeriv, qui résout l'équation de ligne d'eau sur la section totale, est couplé à une nouvelle formulation dite « Exchange Discharge Model » rendant compte à la fois des échanges turbulents et des transferts de quantité de mouvement dus aux échanges de masse entre lits [Bousmar et Zech (1999)]. Cette formulation a été validée dans les convergents linéaires de l'UCL [Bousmar et al. (2004)] et sur un cas de terrain : un tronçon de la rivière Sambre (faible sinuosité du lit mineur) en Belgique.

Dans le même esprit, des modélisations 2D avec modèle de turbulence simplifié ont été évaluées dans les contextes fortement variés (convergence brusque et épi dans le lit majeur). Les codes bidimensionnels Rubar 20 (Cemagref) et MAC2D (UCL) ont été utilisés.

Le développement d'une nouvelle modélisation, appelée Méthode 1D Par Lit (M1DPL), constitue enfin le *troisième objectif* de la thèse. Inspirée des travaux de Yen (1984) et (1985) en lit composé droit, cette modélisation est reformulée pour des biefs non-prismatiques et est confrontée aux différentes modélisations expérimentales.

Au lieu de raisonner sur la section totale, la M1DPL individualise chacun des écoulements du lit composé. Elle juxtapose les équations dynamiques dans chacun des lits et conduit à un système d'équations différentielles couplées. Chaque équation dynamique repose sur un bilan de quantité de mouvement associé à une équation de conservation de la masse dans un lit.

La M1DPL présente trois principaux avantages par rapport aux modélisations 1D classiques :

- Elle ne privilégie pas le calcul de ligne d'eau par rapport à celui de la répartition des débits dans le lit composé.
- Elle modélise de *manière explicite* les débits massiques latéraux entre les lits ainsi que la totalité des transferts de quantité de mouvement (masse et turbulence).
- Enfin, elle se dispense de certaines hypothèses communément formulées telles que l'égalité des pertes de charge dans les différents lits ou celle des pertes par frottement au fond, mises en défaut dans le cadre de ce travail.

Ce mémoire de thèse se subdivise en neuf chapitres.

Dans un premier temps (chapitre 1), nous passons en revue les principaux travaux relatifs aux modélisations expérimentales et numériques des écoulements en lit composé (régime uniforme et non-uniforme).

Nous revenons ensuite (chapitre 2) sur un certain nombre d'équations fondamentales utilisées dans les analyses ultérieures. Les équations de bilan 1D sur la section totale et 1D par lit sont exposées ; en particulier, une formulation du premier principe de la thermodynamique appliqué au lit composé est proposée. Les notions relatives au frottement au fond sont abordées. Les équations constitutives des codes Hec-Ras, Talweg-Fluvia et Axeriv sont développées et critiquées. Enfin, nous présentons les équations de Saint-Venant bidimensionnelles et les modèles de turbulence associés, en mettant l'accent sur leur programmation au sein de Rubar 20 et Mac 2D.

Les dispositifs expérimentaux et les méthodes de mesure utilisés à la CNR, à l'INSA et à l'UCL, sont exposés au chapitre 3.

Une première confrontation entre l'expérimental et les modélisations numériques fait l'objet du chapitre 4. Dans la configuration de convergence brusque de la plaine d'inondation, les modèles 1D classiques sont mis en défaut, notamment en terme de modélisation du débit dans le lit majeur. Des simulations à l'aide du code bidimensionnel Mac2D mettent en lumière les phénomènes physiques négligés. Le rôle des transferts de masse entre sous-sections, mais également au sein des sous-sections, est analysé.

Le développement de la méthode 1D par lit dans le convergent brusque est exposé au chapitre 5. Cette modélisation conduit à une amélioration significative du calcul des paramètres hydrauliques dans le lit majeur.

Les écoulements en convergent brusque ont masqué deux phénomènes physiques importants : les échanges turbulents à l'interface et le problème de la répartition de débit à l'amont des lits composés. Leur influence est mise en évidence au chapitre 6, dans le cadre de l'obtention d'un régime uniforme en lit droit. Le problème de l'alimentation amont des canaux composés expérimentaux est analysé, ainsi que celui de la distance d'établissement du régime uniforme.

La superposition des différents phénomènes physiques précédemment observés est étudiée dans le cas des écoulements en divergents linéaires (chapitre 7) ou en convergents linéaires et en lits obliques (chapitre 8). Ces écoulements sont le lieu a) de transferts de quantité de mouvement par échange turbulent et/ou échange de masse, et pertes d'énergie associées ; b) de l'influence de la répartition de débit en conditions limites – qui ne peut être prise en compte par les codes 1D sur la section totale.

Dans les divergents et convergents linéaires, les résultats de la méthode 1D par lit confirment ce qui avait été observé par Elliott et Sellin (1990) dans les lits obliques : échanges turbulents et échanges de masse ne sont pas indépendants. A mesure que l'angle de non-prismaticité augmente, les transferts de masse semblent réduire l'influence de l'interaction turbulente à l'interface. Enfin, nous observons également un poids relatif des transferts de masse plus important dans les divergents que dans les convergents, toutes choses égales par ailleurs.

Le cas d'une variation discontinue de largeur du lit majeur est abordé au neuvième chapitre (écoulements en présence d'épi dans le lit majeur). Nous nous intéressons dans un premier temps à la variation de la taille des zones de recirculations qui se forment derrière les épis, en fonction des paramètres géométriques et hydrauliques. L'analyse s'appuie sur les résultats de Babarutsi et al. (1989) et (1996), obtenus *en canal simple* avec élargissement brusque de la plaine d'inondation. Ensuite, les champs de vitesses (2D) et les niveaux d'eau de trois écoulements caractéristiques sont analysés, puis simulés à l'aide du code Rubar 20.

Les chapitres 4 à 9 se terminent par une discussion des résultats, et une conclusion générale (page 264) clôt le document.

Chapitre 1 - Bibliographie générale

1.1. ECOULEMENTS UNIFORMES EN LIT COMPOSE DROIT

Lorsqu'un écoulement, contenu jusqu'alors dans le lit mineur, se met à déborder sur la plaine d'inondation, une force d'interaction a lieu entre, d'une part, l'écoulement rapide et profond du lit mineur (noté MC pour Main Channel) et, d'autre part, l'écoulement relativement lent et peu profond de la plaine d'inondation (notée FP pour Flood Plain). Il en résulte *un transfert de quantité de mouvement* qui est à l'origine de la diminution des vitesses et des contraintes à la paroi au sein du lit mineur et de leur augmentation dans la plaine d'inondation. Au final, le débit de la plaine d'inondation est augmenté et celui du lit mineur réduit.

1.1.1. Interaction mineur/majeur et couche de cisaillement

La somme considérable de travaux se rapportant à l'interaction mineur/majeur témoigne de la complexité des écoulements débordant hors de leur lit naturel. La difficulté à comprendre et à modéliser ces phénomènes provient du fait que la physique de l'interaction entre lits est fonction de plusieurs paramètres géométriques et hydrauliques : la hauteur de plein bord du lit mineur, h_{pb} ; la hauteur relative de débordement, $h_r = h_{fp}/h_{mc}$; le rapport largeur de la FP / largeur du MC, B_{fp}/B_{mc} ; le rapport des rugosités des sous-sections appelé rugosité relative, n_{fp}/n_{mc} ; la pente du fond, S_o ; et la forme de la section du lit mineur (rectangulaire, trapézoïdale…).

La zone de transfert de quantité de mouvement ou couche de cisaillement, est une zone de production de structures turbulentes, dont certaines sont des vortex à axe vertical. Ces derniers furent identifiés la première fois en laboratoire par R.H. Sellin (Fig. 1.1 extraite de Sellin (1964)).

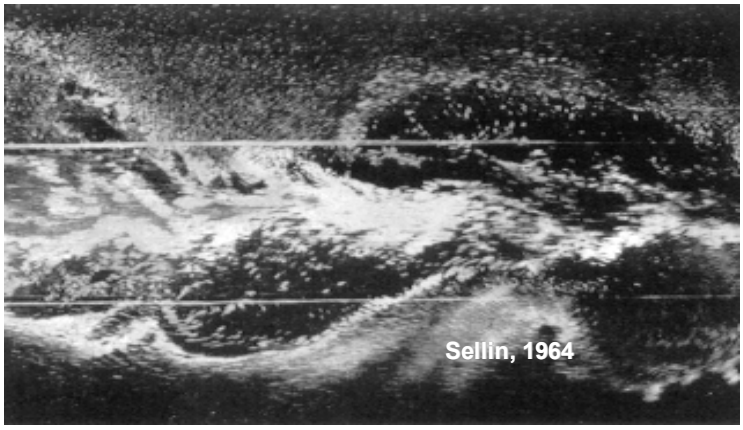
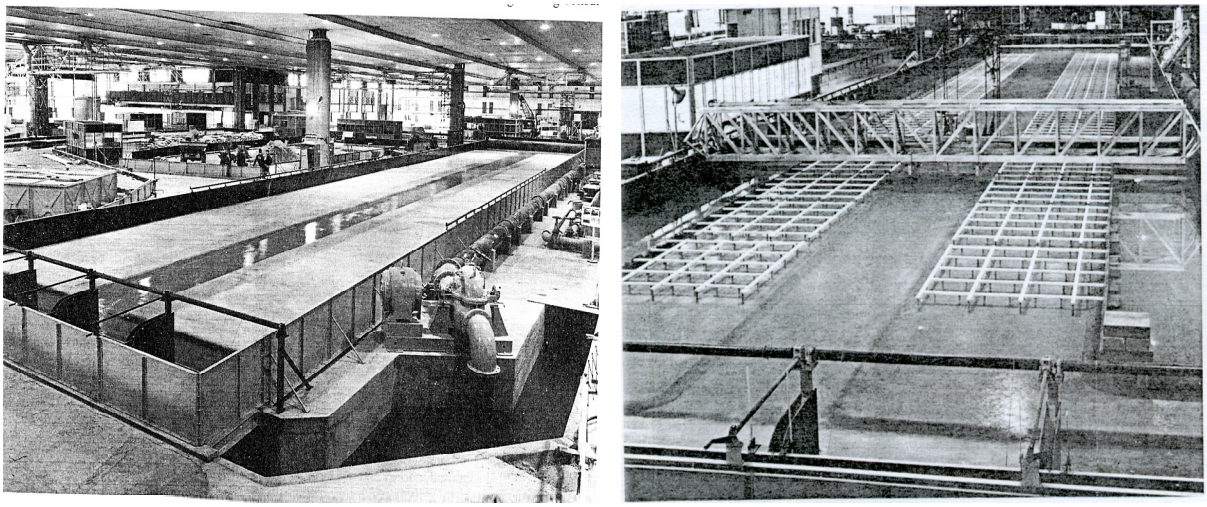


Fig. 1.1 – Développement de vortex à axe vertical à la jonction mineur/majeur (vue de dessus).

Cette zone de transfert a d'abord fait l'objet de nombreuses modélisations expérimentales dans des canaux universitaires de petites tailles, de 1964 jusqu'à la fin des années 70. Par la suite, le besoin de s'affranchir au maximum des effets d'échelle et de se rapprocher des écoulements en rivière naturelle – caractérisés par de forts nombres de Reynolds – va motiver la construction de deux modèles physiques à grande échelle.

La première étude sera conduite au Laboratoire National d'Hydraulique d'EDF à Chatou dans un lit composé de (60*m* x 3*m*), sur une période de 3 ans. Les principaux résultats sont synthétisés dans Nicollet et Uan (1979). La seconde étude sera financée par le U.K. Science and Engineering Research Council, et conduite dans le Flood Channel Facility (FCF) du HR Wallingford (Fig. 1.2 tirée de Knight et Sellin (1987)). Plusieurs universités britanniques contribueront à cette analyse extensive des écoulements uniformes en lit droit dans ce canal de (56*m* x 10*m*) entre 1987 et 1993. Les résultats bruts sont regroupés dans les cinq rapports de Hollinrake (1987), (1988), (1989), (1990), et (1992), et synthétisés dans Knight (1992).

L'influence des différents paramètres géométriques et hydrauliques sur le champ de vitesses sera évaluée dans les deux laboratoires. En revanche, la répartition des contraintes au fond ne sera analysée qu'au HR Wallingford.



a) b)

Fig. 1.2 – SERC-Flood Channel Facility du HR Wallingford, UK : a) écoulement non-débordant ; b) écoulement débordant avec rugosité dans les FP (chevilles immergées).

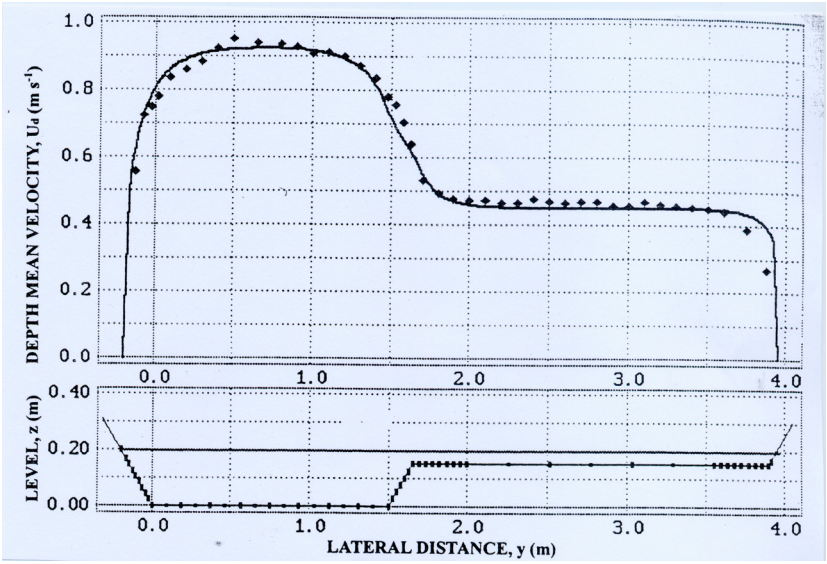


Fig. 1.3 – Distribution latérale des vitesses moyennées sur la verticale, U_d ; (Série A.6) du FCF, $h_r = 0,2$.

Dans la zone interfacielle, champ moyen et champ turbulent interfèrent pour donner naissance à des gradients de vitesses longitudinales moyennées sur la verticale (notées U_d), plus ou moins marqués selon l'importance du débordement et de la géométrie de la section composée. Un profil transversal des U_d est présenté sur la (Fig. 1.3) dans le cas d'une section asymétrique (FCF, Série A.6).

1.1.2. La force de cisaillement à l'interface mineur/majeur

En partant des travaux de Cruff (1965) pour les sections rectangulaires, Myers (1978) suggère qu'au sein de la zone de transfert, tout se passe comme si une force, dite « force de cisaillement apparente », était localisée à la jonction mineur/majeur – frontière virtuelle liquide – par analogie au frottement sur les parois. Résultant du gradient de vitesse à l'interface, elle génère des structures turbulentes qui sont responsables d'une perte d'énergie additionnelle, et est représentative de l'intensité de la turbulence.

Cette force est particulièrement bien décrite et analysée dans Knight et Demetriou (1983). Les auteurs ont conduit leurs expériences dans un canal composé de 15 *m* de long et de 6,10 *m* de large (au maximum), de pente $9{,}66.10^{-4}$ *m/m*, dont la rugosité était identique dans le MC et les FP. Les murs des FP étaient amovibles pour faire varier le rapport *B/b* défini sur la Fig. 1.4.

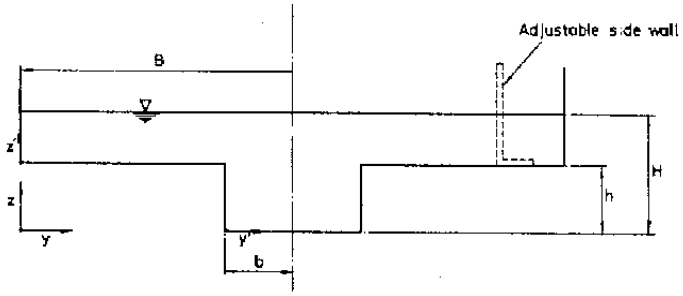
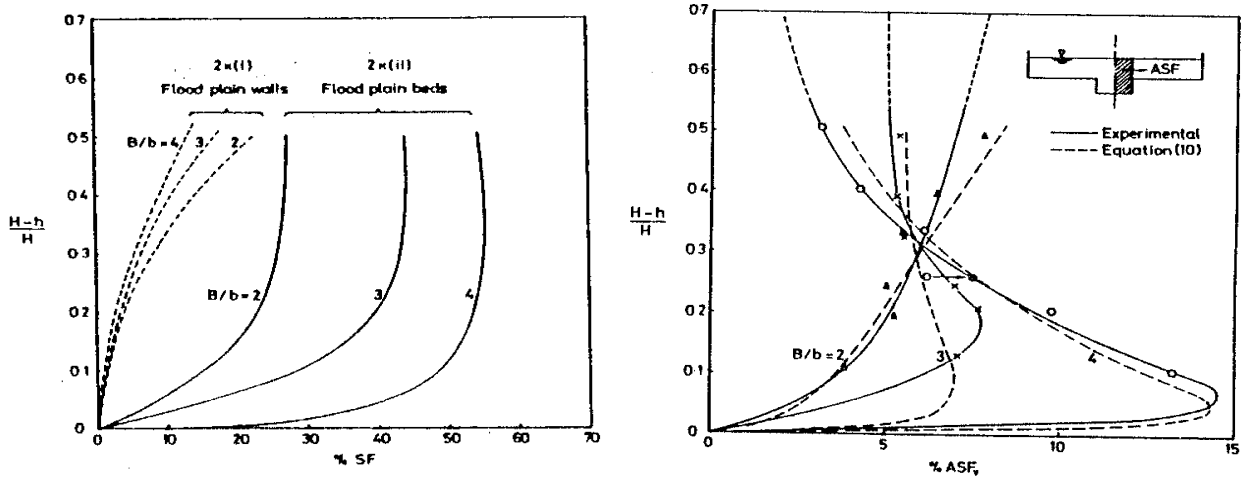


Fig. 1.4 – Coupe en travers du canal de Knight et Demetriou (1983).

Dans un premier temps, ils ont mesuré la répartition des vitesses et des contraintes de cisaillement sur le fond, respectivement au micro-moulinet et au tube de Preston, pour différents rapports *B/b* et hauteurs relatives $h_r = (H-h)/H$. A partir des valeurs de contraintes pariétales moyennées par sous-section, τ_{fp} dans la FP, et τ_{mc} dans le MC, ils en déduisent la valeur de la contrainte apparente à l'interface, τ_a, les deux contraintes équilibrant la force de gravité sur une sous-section en régime uniforme.

Ils expriment ensuite τ_{fp}, τ_{mc} *et* τ_a sous forme de pourcentage de la contrainte moyenne appliquée au périmètre solide total, $\tau_{moy.} = \rho g R_h S_o$ (R_h étant le périmètre mouillé total du lit composé). Sur la Fig. 1.5a est représenté le rapport (τ_{fp} /τ_{moy})x100 noté %SF pour « percentage of shear force », en séparant ce qui est appliqué sur le fond et les murs des deux FP. Le rapport (τ_a / τ_{moy}) x100 noté %ASF_v pour «percentage of apparent shear force vertical », est présenté sur la Fig. 1.5b.



a) b)

Fig. 1.5 – a) Forces appliquées aux murs et aux fonds des FP ; b) force de cisaillement « apparente » aux interfaces verticales MC/FP. Les forces sont exprimées sous forme de pourcentage de la force totale appliquée au périmètre solide ; $h_r = (H-h)/h$ est la hauteur relative de débordement.

On remarque que le %SF sur le fond de la plaine d'inondation augmente pour des valeurs croissantes de *B/b* et $h_r = (H-h)/H$, les variations étant moins marquées pour $h_r > 0{,}3$.

En ce qui concerne le pourcentage de force appliqué aux interfaces verticales, $\%ASF_v$, il augmente très rapidement juste après le débordement, et ce, d'autant plus que la largeur du lit majeur est grande relativement à celle du mineur. Lorsque *B/b* augmente, les valeurs de $\%ASF_v$ croissent systématiquement pour une h_r donnée inférieure à 0,3, et diminuent systématiquement pour une $h_r > 0{,}3$. Deux pics de $\%ASF_v$ sont observés : $h_r = 0{,}1$ pour $B/b = 4$, et $h_r = 0{,}2$ pour $B/b = 3$. Il est fort probable que ce pic s'accentue pour des valeurs de $B/b > 4$. Le signe de $\%ASF_v$, positif, est vu du coté du MC (force de freinage). Du côté de la FP, la force d'entraînement est donc $-\%ASF_v$. D'un point de vue quantitatif, on observe que l'écoulement dans le lit mineur peut être retardé par une force de cisaillement « apparente » pouvant atteindre 15% de la force de frottement qui s'exerce sur le périmètre mouillé total, dans le cas $B/b = 4$. Cette valeur est significative en regard de la longueur cumulée des interfaces comparée à celle du périmètre mouillé total, dans le cas des larges FP.

On retiendra donc que la force d'interaction entre lits est tout aussi dépendante de la hauteur de débordement que de la largeur de la FP relativement à celle du MC.

Une analyse similaire peut être conduite en séparant l'écoulement au niveau de la hauteur de plein bord, notée *h* sur la Fig. 1.6, par une interface horizontale. Knight et Demetriou évaluent ainsi la « force de cisaillement apparente horizontale » à la hauteur *h* dans le lit mineur. Rapportée au cisaillement pariétal moyen, τ_{moy}, elle s'exprime par $\%ASF_H$.

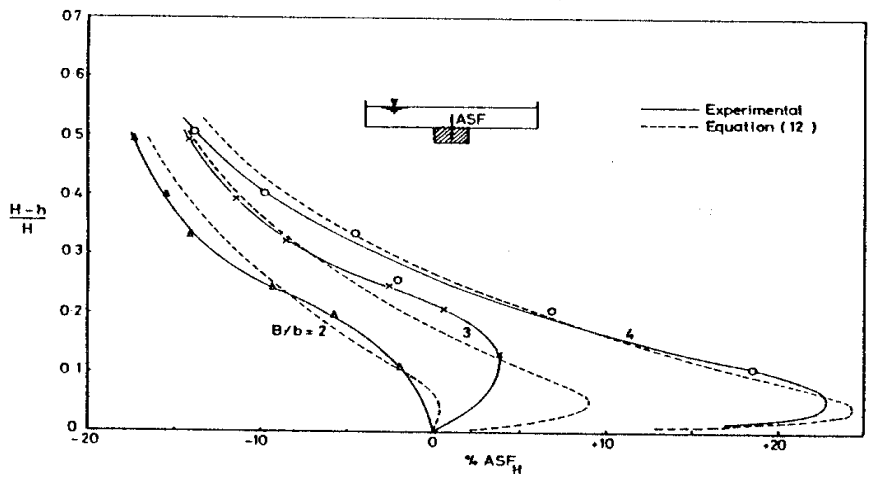


Fig. 1.6 – Force de cisaillement apparente s'exerçant à l'interface horizontale située au niveau de plein bord dans le MC (pourcentage de la force appliquée au périmètre mouillé total), en fonction de la hauteur relative de débordement $h_r = (H-h)/h$.

Il est intéressant de noter qu'aux faibles valeurs de la hauteur d'eau relative et aux fortes valeurs de *B/b*, $\%ASF_H$ est positif, ce qui signifie que la région supérieure de l'écoulement retarde l'écoulement dans la partie basse du lit mineur, tandis que pour des fortes valeurs de h_r ou une faible valeur de *B/b*, les valeurs de ce pourcentage sont toutes négatives, indiquant que la région supérieure de l'écoulement accélère l'écoulement situé sous la hauteur de plein bord.

A partir de ces résultats expérimentaux, les auteurs ont calé une formule empirique de la contrainte apparente τ_a. Elle est fonction de h_r, *B/b,* et de la différence de vitesses moyennées par lit, « U_{mc}-U_{fp} », chaque vitesse étant calculée par la formule de Manning ($U_i=1/n_i.R_{hi}^{2/3}.S_o^{1/2}$), donc relative à un écoulement par lit sans interaction, et non à l'écoulement réel. Les valeurs de τ_a calculées figurent sur la Fig. 1.5b et la Fig. 1.6.

D'autres formules du même type peuvent être trouvées dans la littérature notamment dans Wormleaton et al. (1982), Prinos et Townsend (1984), Wormleaton et Merrett (1990). Se référant chacune à des géométries particulières, différant de manière significative par leurs coefficients de calage, elles sont difficilement exploitables hors de leur contexte d'établissement. Pour autant, elles sont intéressantes d'un point de vue qualitatif, car elles mettent clairement en évidence le fait qu'une partie non négligeable de l'énergie de l'écoulement est dissipée à l'interface MC/FP et que cette perte est à la fois fonction de paramètres géométriques (*B/b*) et hydrauliques (h_r et « U_{mc}-U_{fp} »).

Les variations de cette force de cisaillement apparente – ou autre concept analogue – selon les contextes témoignent de la complexité des écoulements débordants, alors même que la géométrie est prismatique et le régime, uniforme. On perçoit déjà, à ce stade, l'enjeu de la (non-)prise en compte de l'interaction dans le calcul de la relation débit/hauteur d'eau, et dans le calcul de la répartition du débit dans les sous-sections.

1.1.3. Distribution latérale des contraintes au fond

La connaissance des distributions de contraintes au fond permet de remonter à celle des forces de cisaillement aux interfaces entre sous-sections, mais elle est également nécessaire en tant que telle, pour l'étude des écoulements sur fond mobile avec transport de matériaux non-cohésifs. Ces deux points ont motivé un certain nombre de travaux dont ceux de Myers et Elsawy (1975), Knight et Hamed (1984), Holden (1986), Holden et James (1989), Rhodes et Knight (1994), et Knight et Cao (1994) ; les expériences ayant été menées dans des canaux à section symétrique (2 FP) ou asymétrique (1 FP).

Dans Holden et James (1989), les mesures ont été effectuées dans un canal asymétrique de 16 *m* de long et de 0,92 *m* de large, de pente 1/1000, dans lequel les auteurs ont fait varier l'inclinaison de la berge MC/FP et les conditions hydrauliques d'écoulement. Trois inclinaisons de berges ont été testées (30°, 60° et 90° par rapport à l'horizontale). Les contraintes ont été mesurées au tube de Preston. On présente sur la Fig. 1.7 les résultats de la série B (60°), pour laquelle la hauteur relative de débordement, h_r, varie progressivement de 0,11 (Exp. B12) à 0,41 (Exp. B80). Les contraintes dans le MC sont notées τ_c, dans la FP, τ_p, et à la jonction $\tau_{cj} = \tau_{pj}$. Chaque contrainte au fond est divisée par la valeur à la jonction afin d'obtenir des valeurs adimensionnelles.

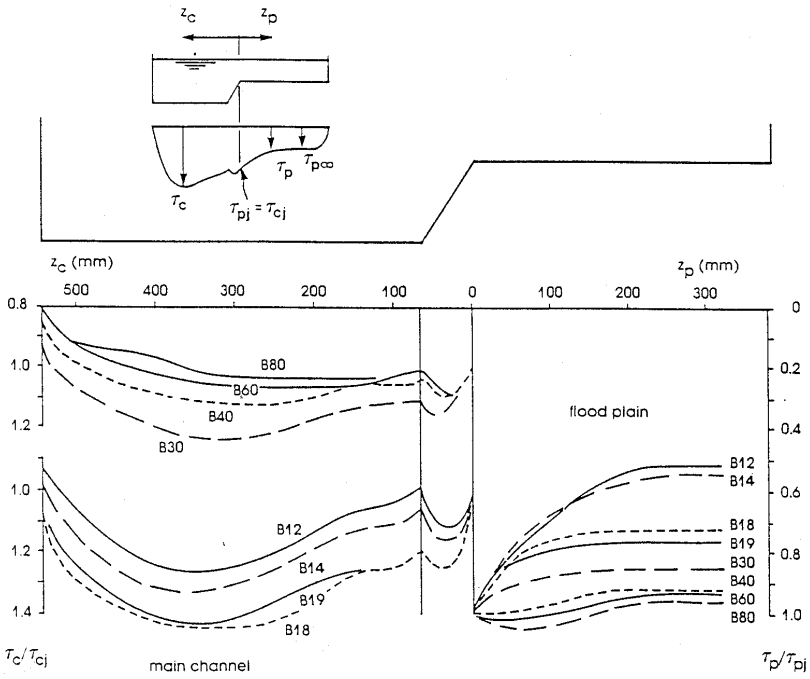


Fig. 1.7 – Profils transversaux des contraintes locales à la paroi exprimées sous forme adimensionnelle. Exp. de la serie B : inclinaison de la berge MC/FP de 60° par rapport à l'horizontale ; h_r varie entre 0,11 (Exp. B12) et 0,41 (Exp. B80).

Le transfert de quantité de mouvement et les structures turbulentes associées ont pour résultat une déformation du profil des contraintes au fond, sur tout le périmètre solide et en particulier sur la partie de la FP située à proximité de l'interface. Dans cette région, les forts taux de cisaillement sont dus à la force d'entraînement exercée par le MC, et plus on

s'éloigne de la jonction MC/FP, plus les contraintes diminuent, pour atteindre une valeur « plateau», notée $\tau_{p\infty} = \rho g h_p S_o$. Celle-ci est égale à la contrainte au fond que l'on pourrait mesurer dans une plaine d'inondation infiniment large en régime uniforme, toutes choses égales par ailleurs.

Le degré de distorsion des valeurs de la contrainte à la paroi sur la FP semble inversement proportionnel à la hauteur d'eau relative : les profils correspondant à des faibles hauteurs d'eau au-dessus de la FP affichent une décroissance exponentielle, et cette décroissance est de moins en moins abrupte au fur et à mesure que la hauteur d'eau relative augmente.

Dans le lit mineur, la contrainte maximale est observée au centre, ce qui est spécifique aux configurations asymétriques. Dans une configuration symétrique, on observe au centre du MC, un minimum de τ_c et, décalés de part et d'autre de ce dernier, deux maxima dus à la présence de courants secondaires hélicoïdaux [Knight et Hamed (1984)].

Considérant le rapport $\tau_{pm}/\tau_{p\infty}$ (où τ_{pm} est la valeur maximale de la contrainte à la paroi sur la plaine d'inondation) comme une mesure de l'intensité de la turbulence, les auteurs ont représenté ce coefficient adimensionnel en fonction de la hauteur d'eau relative (notée *d/D* sur la Fig. 1.8), et ce, pour différentes valeurs de l'inclinaison des murs du lit mineur.

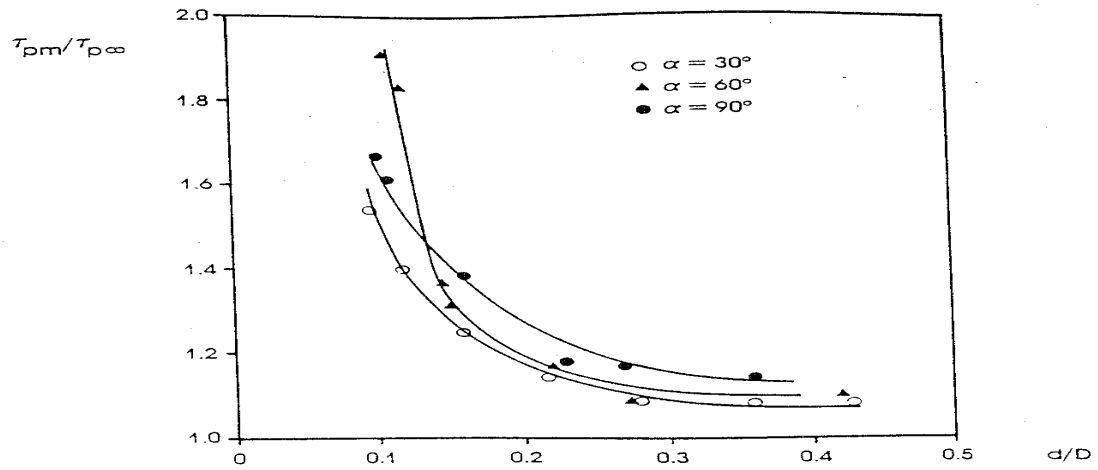
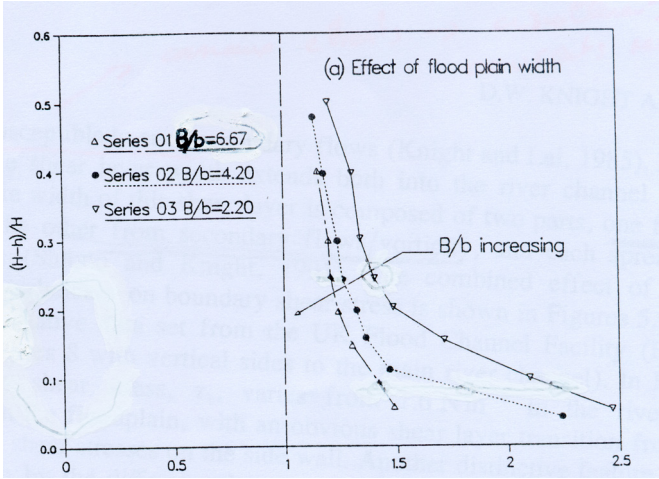


Fig. 1.8 – Variation du rapport contrainte max. / contrainte « à l'infini » avec la hauteur d'eau relative, notée *d/D*, pour différentes inclinaisons α de la berge MC/FP.

Outre le phénomène décrit précédemment, on peut remarquer que dans la plupart des conditions hydrauliques, le ratio $\tau_{pm}/\tau_{p\infty}$ augmente avec des valeurs croissantes de l'inclinaison des murs du canal principal, α. Cela signifie que les berges inclinées génèrent globalement moins de turbulence que les berges droites. L'exception étant pour α = 60°et pour des valeurs de la hauteur relative inférieures à 0,15 : dans ce cas, le transfert de quantité de mouvement se fait plus facilement que pour une inclinaison de 90°. Un même résultat sera obtenu avec de l'air, par Rhodes et Knight (1994).

Les essais dans le Flood Channel Facility confirmeront ces résultats : sur la plaine d'inondation, la contrainte moyenne est jusqu'à deux fois supérieure à la valeur $\rho g h_{fp} S_o$ (Fig. 1.9, tirée de Knight et Cao (1994)) . On peut même obtenir, en dehors de la couche de cisaillement, un plateau de contraintes locales à la paroi, sans que celles-ci soient égales à la valeur $\rho g h_{fp} S_o$ [Knight et Shiono (1996)].



$\tau_{fp}/(\rho g h_{fp} S_o)$

Fig. 1.9 – Rapport de la contrainte moyenne mesurée dans la FP et de la contrainte $\rho g h_{fp} S_o$ en fonction de la hauteur relative de débordement $h_r = (H-h)/h$: Séries A-1,-2 et -3 des écoulements en lit droit dans le FCF ; B/b est le rapport de largeur entre FP et MC.

La distribution des vitesses moyennées sur la verticale, U_d, est fortement liée à celle des contraintes, puisqu'en 1D on a :

$$\vec{\tau} = -1/2 \rho C_f U_d^2 \vec{x} \qquad \text{en [Pa]} \qquad (1.1)$$

où C_f est le facteur de frottement (sans dimension), et x, l'axe longitudinal.

Il reste à savoir comment évolue le facteur de frottement sur la largeur du lit composé. Des mesures extensives de ce paramètre sont exposées dans Rhodes et Knight (1994). Les expériences ont été conduites dans un aqueduc large à section composée asymétrique, en charge, avec de l'air. Les auteurs montrent que le coefficient de Darcy-Weisbach, $f = 4C_f$, est constant dans le lit mineur, quelle que soit la hauteur de débordement. Une légère variation de ce même coefficient est observée dans la FP, pour les faibles débordements. Et dans les deux lits, la loi de Colebrook-White pour les conduites lisses sous-estime le coefficient f, en raison de la présence de courants secondaires.

Les mesures effectuées sur les écoulements du FCF vont dans le même sens [Knight et Shiono (1996), Abril et Knight (2004)].

1.1.4. Description tridimensionnelle de l'écoulement

1.1.4.1. Champ de vitesses

L'exploration du champ de vitesses instantanées en lit composé a été effectuée à l'aide de films chauds ou d'anémomètres Doppler laser à fibre optique. Elle a mis en évidence la présence simultanée de structures turbulentes 3D de différentes tailles et échelles de temps. La description de ces structures en lit droit est présentée dans Fukuoka et Fujita (1989), Knight et Shiono (1990), Tominaga et Nezu (1991), Nezu et Nakayama (1997).

On retrouve les vortex à axe vertical de nature périodique – décrits par Sellin (1964) –, qui se développent au niveau de la couche de cisaillement. A ces derniers s'ajoutent des cellules de courants secondaires hélicoïdaux, à axe longitudinal, dans le lit mineur et dans la plaine d'inondation (Fig. 1.10). Ces cellules avaient déjà été observées en lit simple à section rectangulaire ou trapézoïdale par Tominaga et al. (1989) : de l'ordre de 2 à 3% de l'écoulement primaire moyen, elles sont engendrées par l'anisotropie de la turbulence et son inhomogénéité ; ces dernières trouvant leurs origines dans les conditions aux limites imposées par le fond du lit, les berges, la forme de la section, et leurs rugosités respectives. Ainsi, il n'existe pas de courants secondaires dans les sections circulaires à rugosité uniforme [Einstein et Li (1958)]. En lit composé, le phénomène est amplifié par l'interaction MC/FP.

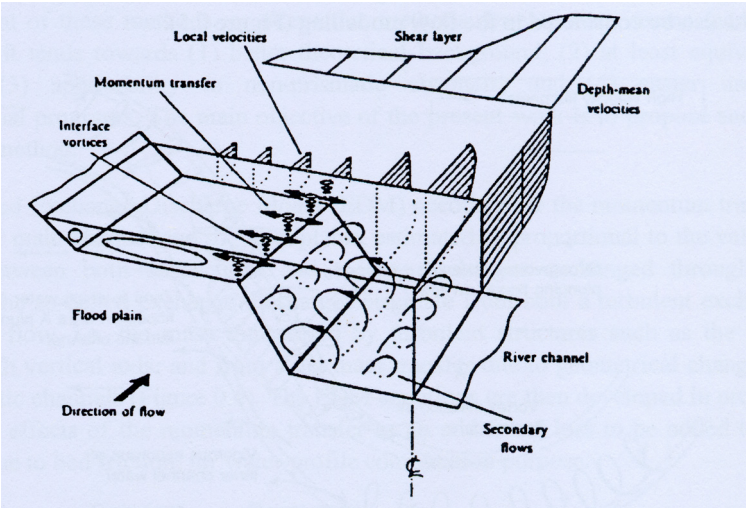


Fig. 1.10 – Structure tridimensionnelle de l'écoulement en lit composé droit, d'après Shiono et Knight (1991).

La production de courants secondaires peut être démontrée en utilisant l'équation de vorticité en projection sur l'axe principal d'écoulement *x* [Tominaga et Nezu (1991)] : si *{U,V,W}* et *{u,v,w}* sont respectivement les composantes du champ moyen et du champ fluctuant, c'est la distribution des « w^2-v^2 » – moyennés au sens de la turbulence – qui génère de la vorticité « *dW/dy-dV/dz* », par son gradient. Cela se répercute sur la

cartographie des composantes longitudinales *U* du champ moyen et sur la distribution des contraintes au fond.

1.1.4.2. Tenseurs de Reynolds

La couche de cisaillement à proximité de la jonction MC/FP est caractérisée par la prédominance des tenseurs de Reynolds verticaux, τ_{yx}, parallèles au plan (*x,z*). On présente sur la Fig. 1.11, la variation latérale de ces tenseurs à différents niveaux *z*, dans le cas d'un écoulement du FCF à section symétrique (Série A-2, h_r = 0,152).

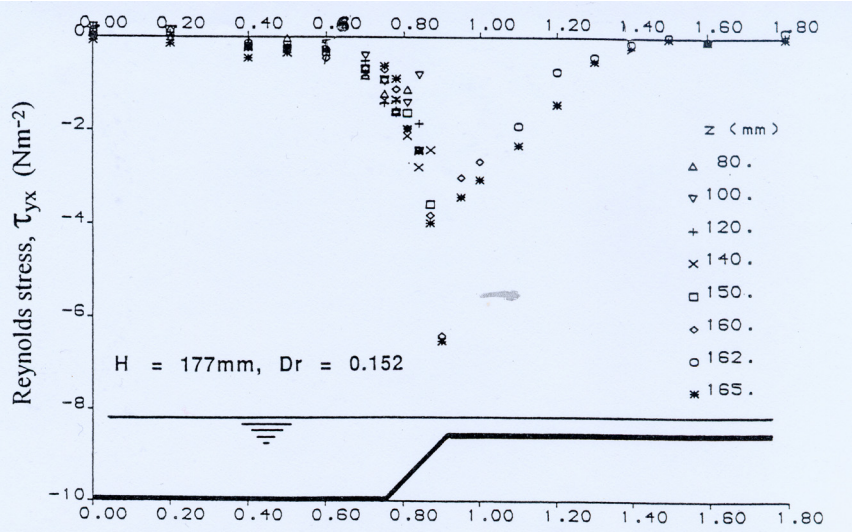


Fig. 1.11 – Variation latérale des tenseurs de Reynolds, τ_{yx}, pour différents niveaux *z* (Série A-2 du FCF, h_r = 0,152).

Au centre du canal (*y* = 0), les valeurs de τ_{yx} sont nulles en raison de la symétrie de l'écoulement. Le maximum est observé au haut de la berge du lit mineur. C'est la raison pour laquelle, la plupart des auteurs continuent à utiliser une subdivision verticale dans le cadre du traitement des échanges entre lits à l'interface MC/FP (cf. §1.2).

A partir des mesures effectuées au HR Wallingford, Knight et Shiono (1996) montrent que le transfert de quantité de mouvement entre lits n'est pas simplement dû aux tenseurs τ_{yx}, mais également aux cellules de courants secondaires. Cela implique que l'apparent shear stress, développé au §1.1.2, est la résultante de ces deux modes de transfert pour des écoulements où ils ont le même poids.

Nous verrons par la suite, en abordant le problème de l'alimentation amont des lits composés (Chap. 6), et notamment celle du FCF, que l'importance des courants secondaires au niveau de l'interface, pourrait être reliée aux transferts de masse procédant de l'amont si le régime n'est pas totalement établi.

Concernant la distribution des tenseurs horizontaux, τ_{zx}, elle n'est plus une fonction linéaire de *z* à proximité de l'interface et les profils verticaux de vitesses longitudinales ne

sont plus logarithmiques dans cette zone. Cette contrainte s'écrit à l'altitude *z* [Knight et al. (1990)] :

$$\tau_{zx} = \rho g(h-z)\sin\theta + \int_z^h \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dz + \int_z^h \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} dz + \rho uw \tag{1.2}$$

On voit là, l'interdépendance entre cisaillements verticaux, horizontaux, et courants secondaires – symbolisés par les composantes v et w de la vitesse locale.

1.2. LES METHODES/MODELISATIONS CLASSIQUES EN REGIME UNIFORME

1.2.1. Single Channel Method et Divided Channel Method

Le calcul le plus simple de la capacité d'écoulement d'un lit composé consiste à considérer la section totale comme un tout homogène (nommé SCM dans la littérature pour « Single Channel Method »). Mais compte tenu de la complexité de l'écoulement et de l'hétérogénéité des vitesses sur la section totale, on conçoit bien que la formule de Manning appliquée à la section totale (éq. 1.3) n'est plus pertinente pour calculer le débit total. De surcroît, juste après le débordement dans les plaines d'inondation, le périmètre mouillé augmente brusquement, conduisant à une baisse significative du rayon hydraulique. Par conséquent, cela conduit à une sous-estimation du débit sur la section totale si l'on considère une rugosité de Manning constante sur la section totale.

$$Q = \frac{AR_h^{2/3}}{n} S_o^{1/2} \tag{1.3}$$

$$Q = \sum_i Q_i = \sum_i \frac{A_i R_{hi}^{2/3}}{n_i} S_o^{1/2} \tag{1.4}$$

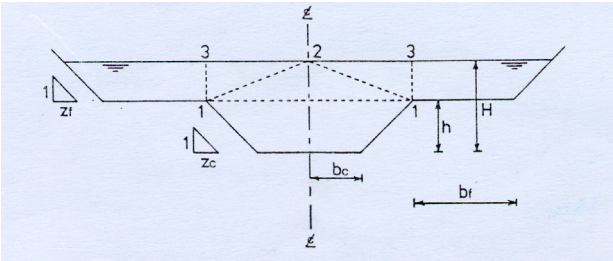


Fig. 1.12 – Divisions 1) horizontale, 2) diagonale, 3) verticale de la section composée – d'après Wormleaton et Merett (1990).

C'est la raison pour laquelle Lotter (1933) propose de diviser l'ensemble du lit d'une rivière en sous-sections homogènes en terme de forme et de rugosité, donc de vitesses. Les sous-sections sont séparées entre elles par des lignes virtuelles verticales (lignes n°3 sur la Fig. 1.12) ; d'où le nom de Divided Channel Method (DCM), par opposition à la Single Channel Method. Chaque débit partiel est calculé à l'aide de la formule de Manning appliquée à une sous-section ; le débit total étant obtenu en sommant les débits partiels (éq. 1.4).

1.2.1.1. Rugosité de Manning composite

La formule de Lotter conduit à définir une rugosité composite, n_c, telle que :

$$Q=\frac{1}{n_c}AR_h^{2/3}S_o^{1/2} \qquad n_c=\frac{AR_h^{2/3}}{\sum_i A_i R_{hi}^{2/3}/n_i} \tag{1.5}$$

Cette formule suppose l'égalité des pertes de charge entre sous-sections. Dans sa forme originelle, les lignes de division internes à la section mouillée ne sont pas incluses dans les périmètres mouillés des R_{hi}, elle néglige donc l'interaction turbulente aux interfaces MC/FP.

De plus, elle manque de cohérence lorsque les différentes sous-sections ont la même rugosité (n_{fp} = n_{mc}). En effet, même si l'interaction entre lits est négligeable, la rugosité composite dépend dans ce cas du tirant d'eau, ce qui n'a pas de sens physique si le régime est turbulent rugueux.

Ainsi, d'autres méthodes tenteront de pallier ces insuffisances, comme celles d'Ida (1960) ou d'Engelund (1964). Puis, suite à de nouvelles incohérences, d'autres formules suivront : Yen (2002) – Tableau 3 –, recense 17 formules de composition établies entre 1933 et 1991, chacune étant rattachée à un concept ou une hypothèse particulière reliant les débits, les vitesses, les forces de frottement, les contraintes au fond, entre sous-sections et section totale. Elles se basent toutes sur le calcul d'une rugosité de Manning composite, n_c, telle que :

$$n_c=\sum_i w_i\, n_i \tag{1.6}$$

les w_i étant des fonctions de pondération des rugosités par sous-section, n_i, reliées aux paramètres géométriques et hydrauliques, et différant selon les auteurs.

L'évolution des n_c dans une géométrie à différentes rugosités n_i, est reportée sur la Fig. 1.13, tirée de Yen (2002) ; la formule de Lotter est nottée *« L »*.

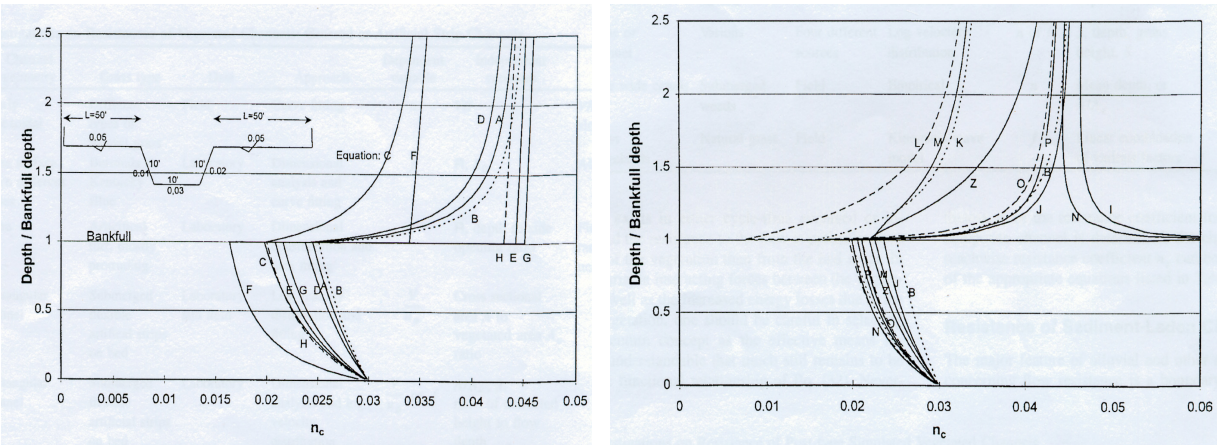


Fig. 1.13 – Evolution de la rugosité composite de Manning, n_c, en fonction de h_{mc}/h_{pb} (hauteur dans le MC / hauteur de plein bord).

La dispersion des différentes formules de composition – pour une même géométrie – met clairement en évidence le peu de fiabilité de ces approches, qui ne modélisent pas de manière explicite la force d'interaction entre le MC et les FP.

1.2.1.2. Méthodes de subdivision

La formule de Lotter utilisait entre les sous-sections, une division verticale, mais il existe dans la littérature, deux autres manières de diviser la section totale : 1) par une interface horizontale située au niveau de plein bord dans le MC (lignes n°1 sur la Fig. 1.12) et utilisée précédemment au §1.1.2, Fig. 1.6 ; 2) par des interfaces diagonales (lignes n°2). La division diagonale est supposée être la ligne de cisaillement nul, perpendiculaire aux isovitesses [Yen et Overton (1973)], malheureusement, cette ligne varie en fonction des paramètres hydrauliques et géométriques de l'écoulement, et ne passe pas forcément par l'axe vertical du MC.

La méthode de subdivision la plus courante reste la division verticale, pour des raisons de commodité d'implémentation, et parce que l'interface verticale est le lieu d'un pic de cisaillement vertical (cf. Fig. 1.11). Mais puisque certaines formules de rugosités composites utilisent les subdivisions horizontales et diagonales, nous allons examiner les erreurs entre les différentes méthodes de division et des mesures expérimentales de débit. Pour cela, reportons-nous à Wormleaton et Merrett (1990).

Pour les divisions horizontale et diagonale, les auteurs excluent les interfaces des périmètres mouillés des sous-sections, considérées comme des lignes de cisaillement nul. Ces divisions seront notées respectivement H_e et D_e. La division verticale V_i inclut l'interface dans le périmètre mouillé du MC, et l'exclut dans celui de la FP, afin de représenter respectivement l'effet de freinage ou d'entraînement d'un écoulement sur l'autre. Les valeurs se rapportant au lit mineur et au lit majeur sont respectivement indicées « *c* » et « *f* ».

Les auteurs utilisent des données du FCF en lit droit : celles de 4 géométries lisses (numérotées de 1 à 4), dont les rapports de b_f / b_c sont respectivement 5,47, 3, 1 et 0, avec b_c = 0,75 m (Fig. 1.12), et la hauteur de plein bord h, égale à 0,15 m ; et celles d'une géométrie rugueuse (n°7) identique à la géométrie n°2, mais avec des chevilles de bois immergées dans les écoulements de la FP (Fig. 1.2b). Pour les géométries lisses, $n_c = n_f = 0{,}01\ s/m^{1/3}$. Pour la géométrie rugueuse, la rugosité dans la FP, n_f, a été calibrée en lit isolé, et varie en fonction du tirant d'eau puisqu'elle inclut la traînée des chevilles de bois ($n_f \in [0{,}0156 ; 0{,}0451\ s/m^{1/3}]$). Les sections du lit mineur sont trapézoïdales avec un angle de berge de 45° pour les 5 géométries. Enfin, le débit total est noté Q_t, les débits dans le MC et la FP, Q_c et Q_f.

Les erreurs relatives maximales sur le calcul des débits entre les différentes DCM et les mesures expérimentales sont transposées dans le Tab. 1.1 ci-après.

En terme de débit total, la subdivision D_e est la plus précise, H_e sous-estime, V_i surestime et est particulièrement mauvaise pour la plaine d'inondation rugueuse (+44%). Aucune des trois subdivisions n'est pertinente pour restituer les débits partiels : V_i et D_e surestiment le débit Q_c et sous-estiment le débit Q_f notamment pour les FP larges ou rugueuses. On notera

au passage que l'écoulement de la géométrie n°7 est un cas extrême de frottement au fond (frottement de paroi + traînée sur les chevilles), mais peut correspondre à des conditions d'écoulement naturelles.

Géom. lisses (n°1 à 4)			
	V_i	D_e	H_e
Q_c	+20	+15	-10
Q_f	-27	-30	NC
Q_t	+15	+9	-20
Géom. rugueuse n°7			
	V_i	D_e	H_e
Q_c	+68	+40	+15
Q_f	-63	-30	NC
Q_t	+44	+15	-20

Tab. 1.1 – Calcul des débits partiels et totaux : erreurs relatives maximales entre les différentes DCM et les mesures expérimentales – tirées de Wormleaton et Merrett (1990).

Ces résultats révèlent les insuffisances de la DCM, quelle que soit la méthode de subdivision, lorsque l'interaction entre les écoulements partiels n'est pas quantifiée de manière rigoureuse. Naturellement, la prise en compte de l'apparent shear stress à l'interface permet d'améliorer les résultats.

1.2.2. DCM et force de cisaillement apparente

La technique d'injection de l'«apparent shear stress», τ_a, dans la DCM, a d'abord été proposée par Ervine et Baird (1982). On la trouve ultérieurement dans Radojkovic (1985), Asano (1985) et Wormleaton et Merrett (1990).

Ces derniers montrent que, si U'_{mc} est la vitesse dans le MC calculée par la formule de Manning classique, en ignorant l'interface dans le calcul du périmètre mouillé, un bilan de quantité de mouvement dans le lit mineur conduit à :

$$U_{mc} = U'_{mc}\sqrt{1-\left(\tau_a \chi_a /(\rho g A_{mc} S_o)\right)} = U'_{mc}\sqrt{\left(\tau_{mc}\chi_{mc} /(\rho g A_{mc} S_o)\right)} \qquad (1.7)$$

χ_a et χ_{mc} étant respectivement les périmètres mouillés de l'interface et du lit mineur.

Soit :

$$U_{mc} = U'_{mc}\sqrt{\left(\tau_{mc}\chi_{mc} /(\rho g A_{mc} S_o)\right)} = U'_{mc}\sqrt{\phi_{mc}} \qquad (1.8)$$

où ϕ_{mc}, rapport entre le frottement sur le fond du lit mineur et la composante du poids dans le sens de l'écoulement, est un indicateur de la force de l'interaction [Radojkovic (1985)].

Une formule analogue est obtenue dans la plaine d'inondation. Il vient :

$$Q_t = Q'_{mc}\sqrt{\phi_{mc}} + Q'_{fp}\sqrt{\phi_{fp}} \tag{1.9}$$

où Q'_{mc} et Q'_{fp} sont les débits dans le MC et la FP isolés.

Cette formule est valable quel que soit le découpage de la section totale. Par ailleurs, si l'on évalue l'apparent shear stress par une formule empirique telle que (1.10), établie par Wormleaton et Merrett (1990) pour une subdivision verticale à partir des écoulements du FCF (3 géométries lisses et 1 rugueuse) :

$$\tau_a = 3{,}325\left(U'_{mc} - U'_{fp}\right)^{1.451}\left(h_{mc} - h_{pb}\right)^{-0.354} B_{fp}^{0.519} \tag{1.10}$$

où h_{pb} est la hauteur de plein bord, et B_{fp}, la largeur du lit majeur.

l'injection de (1.10) dans (1.7) et dans la formule analogue sur la FP, conduit à l'évaluation des débits partiels. Cette DCM « corrigée » permet d'améliorer nettement les calculs de la répartition de débit, notamment pour les FP larges et/ou rugueuses.

Ervine et Baird (1982) avaient procédé de la même manière, mais en modélisant la force de cisaillement à l'interface à l'aide de la théorie de Prandtl pour les couches de mélange. Les courants secondaires sont négligés dans les bilans de quantité de mouvement par sous-section, et l'apparent shear stress τ_a est dans ce cas une valeur moyenne des tenseurs de Reynolds verticaux. A partir de là, la théorie de Prandtl suppose que les fluctuations turbulentes longitudinales et transverses de la vitesse, *u'* et *v'*, sont proportionnelles et du même ordre de grandeur. Si enfin, on fait l'hypothèse que *u'* est proportionnelle à la différence de vitesse « U_{mc}'-U_{fp}' », chacune des vitesses moyennes étant calculée à l'aide de la formule de Manning pour un lit isolé, il vient :

$$\tau_a = \kappa\left(U_{mc}' - U_{fp}'\right)^2 \tag{1.11}$$

Utilisant les données de Myers (1978) et de Rajaratnam et Ahmadi (1981) en lit asymétrique, ils obtiennent une excellente corrélation entre débits calculés et débits mesurés avec κ = 50 $Kg.m^{-3}$. Puis, utilisant les données en lit symétrique de Ghosh et Jena (1971) et de Sellin (1964), ils calent pour ce type de géométrie une valeur κ = 25 $Kg.m^{-3}$. Ils en déduisent :

a) que la force totale freinant le lit mineur, est la même en lit asymétrique ($\tau_a.h_{fp}$) qu'en lit symétrique ($\tau_a.2h_{fp}$), toutes choses égales par ailleurs (i.e. hauteur de débordement, et différences de vitesses calculées en lit isolé).
b) que la force des courants secondaires est négligeable dans les bilans de quantité de mouvement, contrairement aux écoulements du FCF de Wallingford.

1.2.3. Les expériences au LNH d'EDF et la formulation Debord

En France, la correction de la Divided Channel Method par une formule empirique d'interaction à l'interface, a été développée par Nicollet et Uan (1979), au sein du Laboratoire National d'Hydraulique d'EDF à Chatou. Elle s'appuie sur une série d'expériences conduites sur modèle à grande échelle. Cette correction, appelée « formulation Debord », est utilisée dans trois codes 1D du Cemagref : Talweg-Fluvia (permanent), Mage et Rubar 3 (transitoires). Nous allons détailler les travaux de ces auteurs car Talweg-Fluvia sera utilisé dans les analyses ultérieures.

La formulation mathématique obtenue en régime uniforme, est supposée rendre compte du profil en long de la ligne d'eau et de la répartition des débits, pour des régimes graduellement variés – « tangents au régime uniforme » d'après les auteurs.

1.2.3.1. L'étude expérimentale en lit rectiligne

√ Les essais

Ils ont essentiellement porté sur des régimes uniformes en lit composé droit symétrique. Les dimensions du canal « permettaient de garantir l'uniformité du régime d'écoulement ». Le fond était constitué, soit de tôle, soit de ciment. Les paramètres hydrauliques et géométriques dont l'influence a été explorée furent : le tirant d'eau, la forme des lits (pente de berge), la largeur relative (B_{mc}/B_{fp}) et la rugosité relative (n_{mc}/n_{fp}). Les caractéristiques géométriques et hydrauliques sont résumées dans le Tab. 1.2. La section du mineur était soit rectangulaire, soit trapézoïdale. La rugosité des lits (mineur ou majeur) a été obtenue grâce à des boulons vissés ou à des barrettes collées (espacement noté « *e* » dans le Tab. 1.2). Cette diversité de rugosités a conduit à des valeurs de coefficient de Strickler allant de 55 $m^{1/3}.s^{-1}$ pour un lit lisse, à des valeurs de 17 $m^{1/3}.s^{-1}$ pour des barrettes espacées de 10 *cm*. Au total, 16 écoulements ont été étudiés.

Pente du fond	Lit mineur			Lit majeur			$h_r = h_{fp}/h_{mc}$
	Largeur B_{mc}[cm]	Rugosité	Pente de berge	Largeur d'1 FP B_{fp} [cm]	Rugosité	Pente de berge	
$5x10^{-4}$	50	Lisse	2,5 / 1	25	Lisse	2,5 / 1	0,11
			0 / 1	50	Barrettes		0,20
10^{-3}		Barrettes			*e* = 10 *cm*		0,27
		(*e* = 10 *cm*)		75	*e* = 40 *cm*		0,33
							0,38
							0,43
					Boulons		0,47

Tab. 1.2 – Expériences en lit composé droit au LNH d'EDF : paramètres géométriques et hydrauliques.

√ Calage de la rugosité et influence de la rugosité relative

Afin de calibrer la rugosité de chaque lit, les sous-sections ont été isolées à l'aide d'une paroi verticale de tôle lisse. Dans cette configuration de lit simple, la rugosité de la tôle a été intégrée dans le périmètre mouillé par la formule de composition d'Einstein. Les auteurs ont mis en évidence les variations du Strickler *K* en fonction du tirant d'eau, cohérentes avec la théorie des régimes rugueux et lisses [French (1985)]. C'est une fonction croissante du tirant d'eau dans le MC jusqu'à la limite de débordement ; au-delà, elle se stabilise ou décroît légèrement. Cela justifie en crue, l'utilisation de la valeur du Strickler dans le MC à la limite de débordement.

Dans un second temps, le lit mineur et le lit majeur ont été mis en communication, et une exploration fine du champ de vitesses a été effectuée au tube de Pitot sur la section totale, conduisant à l'évaluation des débits partiels, Q_{fp} et Q_{mc}.

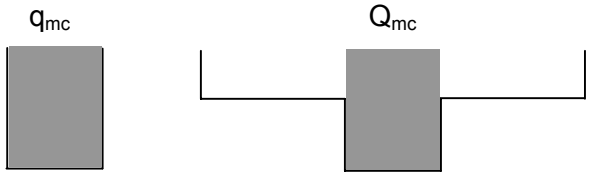


Fig. 1.14 – Débits dans le lit mineur : q_{mc} en lit simple, Q_{mc} en lit composé

Considérons pour une hauteur d'eau donnée, le débit q_{mc} coulant dans le lit mineur isolé, appelé « lit image », ainsi que le débit du lit mineur en présence de l'interaction mineur/majeur, noté Q_{mc} (Fig. 1.14) ; voici quelques résultats rapportés par Nicollet et Uan (1979) :

1) Pour un lit mineur et un lit majeur lisses, une pente de $5x10^{-4}$, un $Q_{tot.}$ = 0,039 m^3/s et une h_r de 0,43, on observe une réduction de 7% du débit dans le mineur (q_{mc}= 0,0167 et Q_{mc}= 0,0155 m^3/s), et les isovitesses du lit majeur sont parallèles au fond : le profil vertical des vitesses, de type « log », se conserve globalement sur la largeur du majeur.

2) Pour un lit mineur lisse et une rugosité majeur maximale (barrettes espacées de 10 *cm*), une pente de 10^{-3}, un $Q_{tot.}$ = 0,089 m^3/s et une h_r de 0,43, le débit dans le mineur passe de q_{mc} = 0,0827 m^3/s à Q_{mc} = 0,066 m^3/s, soit une réduction de 20 % ; et les vitesses décroissent de l'axe du mineur vers l'extérieur des FP : les isovitesses sont verticales et les profils verticaux de vitesse sont déformés.

3) Pour un lit majeur lisse et un lit mineur rugueux, une pente de 10^{-3}, une h_r de 0,43, on obtient une homogénéisation des vitesses sur la section totale.

Ces trois écoulements rendent manifeste la diversité des échanges entre lits quand la rugosité relative varie, et cela, alors même que la résistance à l'écoulement dans les FP n'est pas accentuée par un phénomène de traînée (comme c'était le cas avec les chevilles de bois implantées dans les plaines d'inondation du FCF).

√ Loi expérimentale reliant q_{mc} et Q_{mc}

Après avoir testé plusieurs relations entre paramètres hydrauliques et géométriques, Nicollet et Uan ont trouvé une corrélation forte (coeff. de régression = 0,984) entre le rapport Q_{mc}/q_{mc} et le rapport des coefficients de Strickler K_{mc}/K_{fp}, pour des submersions notables ($r = Rh_{fp}/Rh_{mc} \geq 0{,}3$), soit :

$$\varphi = \frac{Q_{mc}}{q_{mc}} \approx 0.9\left(\frac{K_{mc}}{K_{fp}}\right)^{-1/6} = \varphi_0 \qquad (1.12)$$

Ce rapport varie entre 0,75 et 1 pour une gamme de rapports K_{mc}/K_{fp} variant entre 0,5 et 3. Sur l'ensemble des écoulements étudiés, l'influence des autres paramètres semble d'un poids négligeable.

Pour les faibles submersions, ils ont construit une loi de raccordement : avant le débordement, $r = Rh_{fp}/Rh_{mc}$ est nul et $Q_{mc}/q_{mc} = 1$; pour $r = 0{,}3$, la relation (1.12) s'applique, et entre les deux :

$$\varphi = \frac{Q_{mc}}{q_{mc}} = \frac{1}{2}\left\{\left[1-\varphi_o\right]\cos\left(\pi r/0.3\right)+\left[1+\varphi_o\right]\right\} \qquad (1.13)$$

Cette loi de raccordement n'est pas en contradiction avec les points expérimentaux, mais les écoulements à faible tirant d'eau étudiés étant moins nombreux que ceux à fort tirant d'eau, l'équation (1.12) paraît plus fiable que l'équation (1.13).

1.2.3.2. La formulation « Debord ».

Si l'on tient compte de l'interaction mineur/majeur, on démontre en annexe A.1 que les débitances des écoulements élémentaires sont modifiées : celle du mineur est multipliée par φ, et celle du majeur par $\sqrt{1+\frac{A_{mc}}{A_{fp}}\left(1-\varphi^2\right)}$. Il vient :

$$\begin{aligned} Q_{mc} &= \varphi.K_{mc}Rh_{mc}{}^{2/3}A_{mc}.S_o^{1/2} \\ Q_{fp} &= K_{fp}\sqrt{\left(A_{fp}{}^2 + A_{mc}A_{fp}(1-\varphi^2)\right)}Rh_{fp}^{2/3}S_o^{1/2} \end{aligned} \qquad (1.14)$$

et la débitance de l'écoulement global, D^*, – l'astérisque symbolisant l'interaction mineur/majeur – s'écrit en régime uniforme :

$$D^* = \frac{Q}{S_o^{1/2}} = \varphi.K_{mc}Rh_{mc}{}^{2/3}A_{mc} + K_{fp}\sqrt{\left(A_{fp}{}^2 + A_{mc}A_{fp}(1-\varphi^2)\right)}Rh_{fp}^{2/3} \qquad (1.15)$$

Le rapport entre les débits du lit mineur et du lit majeur s'écrit dans ce cas :

$$\eta = \frac{Q_{mc}}{Q_{fp}} = \frac{\varphi . K_{mc} Rh_{mc}^{2/3} A_{mc}}{K_{fp} \sqrt{\left(A_{fp}^{2} + A_{mc} A_{fp} (1-\varphi^{2})\right)} Rh_{fp}^{2/3}} \tag{1.16}$$

Les expressions (1.15) et (1.16) constituent la formulation « Debord ».

1.2.4. La « coherence method »

Ackers (1991), (1992), (1993) s'est appliqué à corriger la « Divided Channel Method », en fonction de : la pente de la berge FP/MC, la hauteur d'eau relative h_r, le ratio B_{fp} / B_{mc}, le nombre de FP, et la rugosité relative n_{mc} / n_{fp}. Le degré d'interaction entre lits est mesuré par le rapport entre le débit expérimental et le débit calculé à l'aide de la DCM, qu'il nomme facteur d'ajustement du débit (DISADF pour « Discharge Adjustment Factor »), et qui mesure le degré de pertinence de la DCM.

Il définit un deuxième rapport, dit de « cohérence », COH, ratio entre le débit calculé à l'aide de la SCM et celui calculé à l'aide de la DCM, représentant le degré de similarité d'écoulement dans les sous-sections. Plus la cohérence est importante (1 étant le maximum), plus on se rapproche de l'hydraulique d'un écoulement en lit simple et plus l'interaction est négligeable.

Se basant sur les mesures effectuées en lit droit dans le Flood Channel Facility, il définit 4 régions d'écoulement fonction de la hauteur de débordement, chacune délimitant des processus physiques spécifiques. Pour chaque région, il construit une formule empirique corrigeant la DCM, fonction des paramètres hydrauliques et géométriques. Une séquence de tests et de calculs faisant intervenir les ratios DISADF et COH permet d'évaluer la capacité d'écoulement dans la section totale et dans les sous-sections.

Donnant de fait de très bons résultats pour les écoulements du FCF, elle nous semble moins pertinente pour d'autres expériences conduites par d'autres auteurs [Ackers (1993), Fig 16)]. Elle est cependant recommandée en Grande-Bretagne par le UK. National River Authority.

1.2.5. Un modèle moyenné sur la verticale : la SKM

Dans le cadre d'un régime uniforme selon l'axe longitudinal x, l'équation de Navier-Stokes en projection sur ce même axe s'écrit en un point M :

$$\rho\left[v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} \right] = \rho g \sin\theta + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \tag{1.17}$$

les courants secondaires étant représentés par les composantes v et w, et pouvant être des structures cohérentes à axe vertical ou à axe horizontal.

L'intégration sur la verticale de l'éq. (1.17), d'après Knight et Shiono (1996), conduit à :

$$\rho g h S_o + \frac{\partial}{\partial y}\left(h\overline{\tau_{xy}}\right) - \tau_b\sqrt{1+\frac{1}{s^2}} = \frac{\partial}{\partial y}\left[h\left(\rho uv\right)_d\right] \qquad (1.18)$$

où h est la hauteur d'eau locale, S_o, la pente du fond dans le sens du courant, s, la pente transversale des berges MC/FP, τ_b, la contrainte pariétale sur le fond, et :

$$\left(\rho uv\right)_d = \frac{1}{h}\int_0^h \rho uv dz \qquad \text{et} \qquad \overline{\tau_{xy}} = \frac{1}{h}\int_0^h \tau_{xy} dz$$

La résolution de l'éq. (1.18) doit conduire à la détermination de τ_b (puis de U_d) sur un profil transversal, d'où son nom originel de « Lateral Distribution Method » ou LDM.

La plupart des auteurs britanniques ayant travaillé sur les données du FCF ont proposé des méthodes de résolution de la LDM, moyennant certaines hypothèses sur les transferts turbulents et les courants secondaires (cf. Wormleaton (1988), Wark et al. (1990), Lambert et Sellin (1996)). Nous retiendrons la plus utilisée, celle de Shiono et Knight (1989), (1991), rebaptisée SKM pour « Shiono and Knight Method » et utilisée récemment dans Abril et Knight (2004). Cette méthode propose d'injecter dans l'éq. (1.18), les modèles de frottement, de turbulence, et de courants secondaires suivants :

a) Pour calculer le cisaillement pariétal, ils utilisent le coefficient de Darcy-Weisbach, soit :

$$\tau_b = \left(\frac{f}{8}\right)\rho U_d^{\,2}$$

b) Pour évaluer le cisaillement vertical moyen, ils utilisent l'hypothèse de Boussinesq couplée à un modèle *(U*, h)*. Ainsi :

$$\overline{\tau_{xy}} = \rho\overline{\varepsilon_{xy}}\frac{\partial U_d}{\partial y}$$

avec $\overline{\varepsilon_{xy}} = \lambda U^* h$, viscosité turbulente moyennée sur le verticale, λ étant la viscosité turbulente adimensionnelle relative au cisaillement latéral.

On a par ailleurs : $U^* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} = \sqrt{\frac{f}{8}}U$, ce qui relie les cisaillements verticaux et horizontaux. Soit : $\overline{\tau_{xy}} = \rho\lambda H\frac{1}{2}\sqrt{\frac{f}{8}}\frac{\partial U_d^{\,2}}{\partial y}$

c) Le terme de droite de l'éq. (1.18) symbolise le transfert de QDM dû aux courants secondaires. Il est nommé Γ, et est supposé constant dans chacun des lits. Autrement dit, la variation latérale des courants secondaires est supposée linéaire de part et d'autre de l'interface.

Shiono et Knight (1989) présentent une solution analytique de cette équation différentielle ordinaire du second ordre, et Abril et Knight (2004), une résolution numérique par la méthode des éléments finis. Dans les deux cas, Γ, f et λ sont des coefficients de calage. La

technique de calage est détaillée dans Knight et Abril (1996). Il est important de noter qu'elle s'appuie essentiellement sur les écoulements du FCF, ce qui est préjudiciable si les termes de courants secondaires dans le MC et la FP, Γ_{mc} et Γ_{fp} sont dopés par des transferts de masse dus à l'alimentation amont du FCF (cf. Chap. 6). De la même manière, f et λ sont des fonctions empiriques de la hauteur d'eau relative, déterminées à partir des données du FCF.

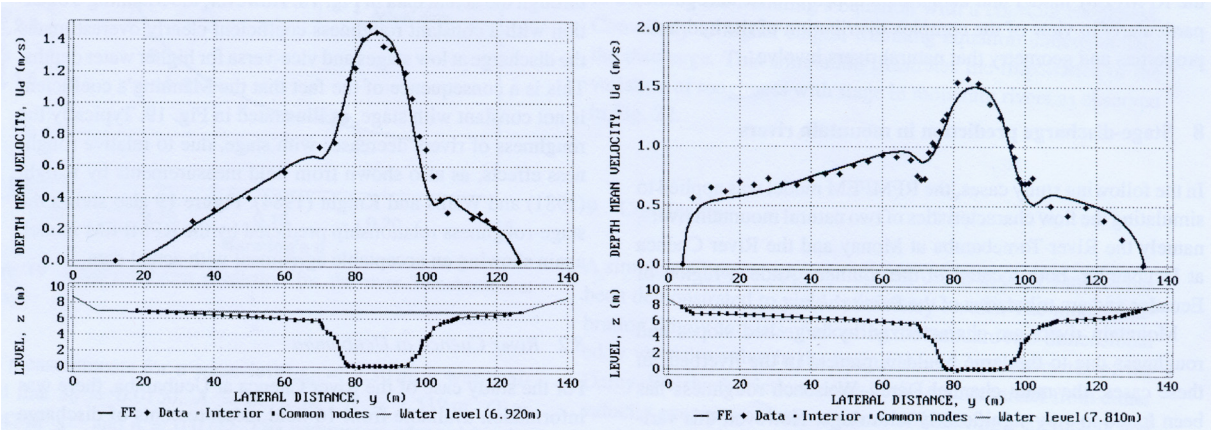


Fig. 1.15 – Comparaison entre les valeurs U_d simulées avec la SKM et celles mesurées sur la rivière Severn, à Montford, d'après Abril et Knight (2004).

L'application de la SKM à un bief droit de rivière naturelle (Fig. 1.15) conduit à une calibration in situ du coefficient Γ, dans chaque sous-section homogène en terme de hauteur d'eau. Dans le Tab. 1.3 sont présentées les valeurs de $\Gamma^*=\Gamma/h$, *avec :*

$$\Gamma^* = \frac{\Gamma}{h} = \frac{1}{h}\frac{\partial h(\rho uv)_d}{\partial y}$$

y [*m*]	0 -70	70 -78	78 - 93	95 -110	110 -140
Γ^*(inbank flow)		1,1	0,2	1,1	
Γ^*(overbank flow)	-2,3	1,5	0,05	2,4	-0,05

Tab. 1.3 – Calibration des coefficients $\Gamma^*=\Gamma/h$ sur une section d'écoulement de la rivière Severn (Fig. 1.15).

Ce modèle « moyenné sur la verticale » apparaît donc comme l'outil adéquat pour le calcul des distributions latérales de U_d, moyennant une calibration des termes de courants secondaires. Mais la variation de ces derniers avec la hauteur de débordement de l'écoulement implique une certaine vigilance. Une analyse critique de la SKM, plus détaillée, fait l'objet du chapitre 3 de la thèse de Bousmar (2002).

1.2.6. Modélisations 2D et 3D

Parallèlement aux modélisations type « lateral distribution method » des Anglo-Saxons, quelques auteurs ont évalué la capacité de codes 2D et 3D – couplés à différents modèles de turbulence – à reproduire la structure des écoulements en lit composé droit.

Wilson et al. (2002) évaluent la capacité du code Telemac-2D à rendre compte des courbes de tarage *Q(h)* et de la distribution latérale des vitesses U_d, en s'appuyant sur les données expérimentales du FCF en lit droit (série A). Trois modèles de fermeture sont utilisés : a) le modèle à viscosité turbulente constante ; b) le modèle (U^*, h) de Elder ; et c) un modèle k-ε linéaire. Nous présentons sur la Fig. 1.16 les distributions latérales de U_d calculées et expérimentales pour un écoulement en lit droit.

Le modèle de Elder et le modèle k-ε améliorent la prédiction des U_d par rapport à l'hypothèse d'une viscosité turbulente constante, mais continue à surestimer les vitesses dans la FP et à les sous-estimer dans le MC. La surestimation par les 3 modèles des échanges entre lits se retrouve sur les *Q(h)*. Dans la gamme $h_r \in [0 ; 0,25]$, la hauteur d'eau dans la FP est surestimée pour un Q donné : de +10 % pour le (k-ε), + 20% pour le (U^*, h), et + 30% pour le modèle à viscosité turbulente constante.

Les écarts observés peuvent mettre en cause la pertinence de ces trois modèles de turbulence dans un contexte type « couche de mélange » ou mettre en lumière la présence de courants secondaires – supposés nuls dans l'intégration sur la verticale des équations de Navier-Stokes.

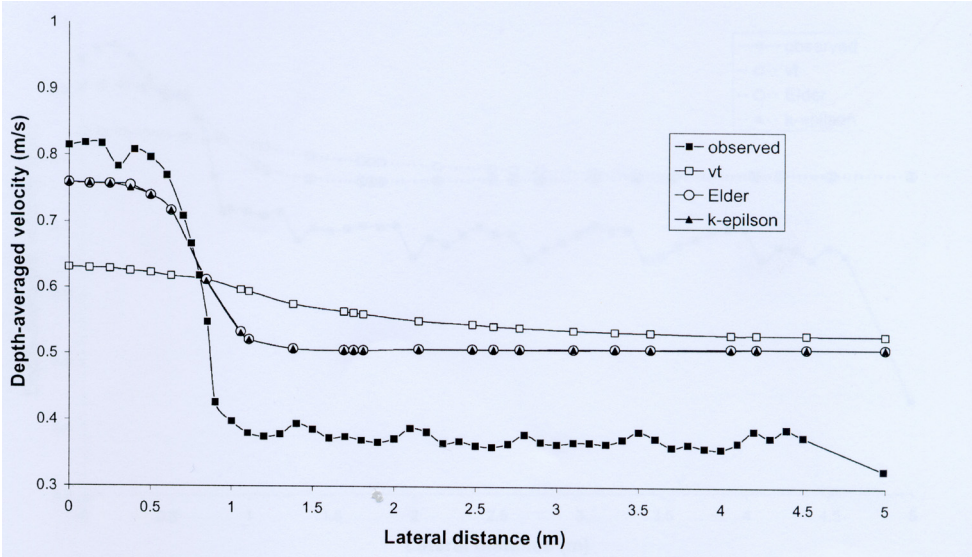


Fig. 1.16 – Distribution latérale des U_d pour h_r = 0,33 (lit droit du FCF) : comparaison exp. / numérique, tirée de Wilson et al. (2002).

Des modélisations 3D des écoulements en lit droit ont été conduites notamment par Thomas et William (1995) et Naot et al. (1993). Les premiers utilisent un modèle « Large Eddy Simulation » et les seconds, un « Reynold Stress Algebraic Model » : les deux approches reproduisent le champ moyen et les cellules de courants secondaires des écoulements de Tominaga et Nezu (1991).

1.3. ECOULEMENTS NON-UNIFORMES ET TRANSFERTS DE MASSE

La revue bibliographique précédente met en lumière l'effort considérable qui a été porté sur la compréhension des écoulements uniformes en lit composé droit, alors même que ces écoulements sont minoritaires en milieu naturel. En effet, la plupart des biefs n'ont pas une géométrie prismatique après le débordement de l'écoulement hors du lit mineur. Ils peuvent présenter : a) un lit mineur méandrant au sein d'une plaine d'inondation de largeur constante ; b) un lit mineur droit au sein d'une plaine d'inondation à largeur variable ; c) enfin, cas le plus complexe, un lit mineur méandrant dans une plaine d'inondation variable.

On a donc affaire la plupart du temps, à des écoulements non-uniformes, caractérisés par des transferts de masse entre lits donnant naissance à des pertes de charge additionnelles. Plus complexes, ces écoulements ont été, naturellement, moins analysés.

1.3.1. Le méandrement du lit mineur dans une plaine d'inondation droite

Le méandrement du lit mineur à l'intérieur d'une plaine d'inondation droite a été exploré la première fois par Lipscomb (1956). L'auteur montre que l'augmentation de la sinuosité du lit mineur peut conduire, dans le cadre de ces expériences, à une diminution de la capacité d'écoulement pouvant atteindre 35% par rapport à la situation du régime uniforme équivalent (de même section mouillée et de même pente).

Toebes et Sooky (1967) confirment la réduction de débitance avec l'augmentation de sinuosité du MC, cet effet diminuant avec l'augmentation du tirant d'eau sur la FP. Une forte dépendance des pertes d'énergie vis-à-vis du nombre de Reynolds et du nombre de Froude est également observée. Cette perte d'énergie peut être jusqu'à 2,5 fois supérieure à celle du régime uniforme équivalent. Ils décrivent aussi de manière qualitative la présence de courants secondaires hélicoïdaux au sein du lit mineur. Ces derniers sont dus à un cisaillement horizontal et transverse entre l'écoulement superficiel situé au-dessus du niveau de plein bord et l'écoulement contenu dans le MC en deçà de ce même niveau (inbank flow). Ce cisaillement a lieu lorsque la direction des vitesses de l'inbank flow est différente de celle des vitesses de l'écoulement superficiel, lesquelles sont imposées par la géométrie de la plaine d'inondation (Fig. 1.17a)

L'exploration du champ de vitesses en fonction de l'importance du débordement sera poursuivie par Rajaratnam et Ahmadi (1983), dans un canal de (18 *m* x 1,2 *m*). Ils mettent en évidence des maxima de vitesses pouvant être situés en dehors du lit mineur.

A Wallingford, ces écoulements feront l'objet d'une campagne complète d'essai (Série B) présentée dans Sellin et al. (1993). La structure des courants secondaires est explorée sur une longueur d'onde de méandrement, et une zone de fort transfert de masse est identifiée au sein du MC, là où l'angle entre les directions respectives du MC et de la FP est le plus important. On y observe simultanément une injection d'eau provenant de la FP amont, et une éjection d'eau en direction de la FP aval, également observées par Shiono et Muto (1993).

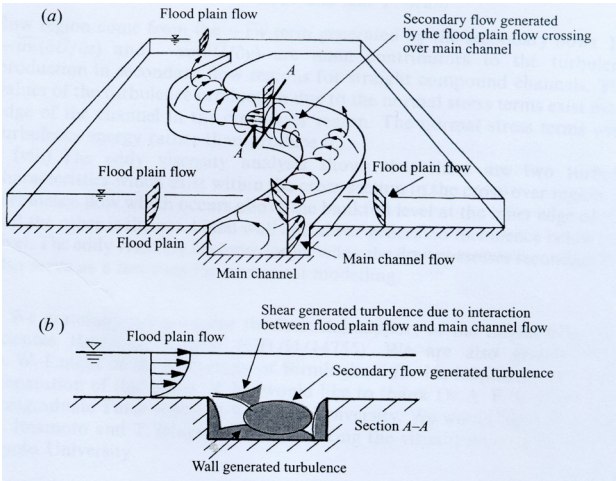


Fig. 1.17 – (a) Mécanismes de génération des courants secondaires ; (b) Principales contributions de production d'énergie turbulente – d'après Shiono et Muto (1998).

Les premières mesures de turbulence seront effectuées par Kiely (1990) à l'aide d'un anémomètre Doppler laser (LDA) à une composante. Mais des mesures au LDA 2 composantes seront nécessaires pour cartographier les tenseurs de Reynolds, les intensités turbulentes, et les courants secondaires dans le MC [Shiono et Muto (1998)]. Ces auteurs identifient également dans leur canal de (10,8 *m* x 1,2 *m*) : 1) le mécanisme de génération des courants secondaires et de production de la turbulence (Fig. 1.17b) ; 2) le phénomène de déflexion de l'écoulement superficiel par l'inbank flow pour les faibles tirants d'eau (h_r = 0,15), et la quasi-indépendance de ces écoulements pour des h_r de l'ordre de 0,5.

1.3.2. Les écoulements en lit composé oblique

1.3.2.1. Contexte expérimental

Des essais d'écoulements en lit composé oblique – ou skewed compound channel – ont été réalisés dans le canal du HR Wallingford, à la fin de la Série A. La largeur de la section totale et celle de la section du mineur sont constantes, mais l'axe du lit mineur fait un angle de 2,1°, 5,1° ou 9,2° avec celui du lit majeur (Fig. 1.18). La pente du lit mineur étant de 1,027/1000, celle des FP est donc légèrement inférieure (de -0,3 à -1,2 % dans l'axe des FP).

Cette configuration préfigure – sur une courte distance – celle du méandrement du lit mineur dans une plaine d'inondation droite. Cependant, elle permet de s'affranchir des courants secondaires causés par la courbure des méandres. L'ensemble des mesures est exposé dans un rapport final de l'université de Bristol [Sellin (1993)], et a été exploité dans Elliott et Sellin (1990). On notera que des expériences similaires, mais à plus petite échelle, ont été conduites par Jasem (1990) de l'université de Glasgow dans le cadre de sa thèse.

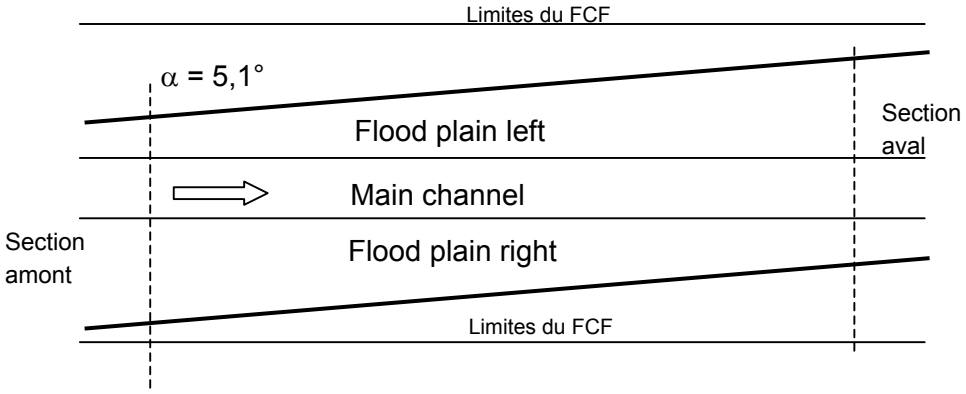


Fig. 1.18 – Vue de dessus du lit composé oblique « 5,1°».

La géométrie des FP (divergente à gauche, convergente à droite) induit des écoulements transversaux avec transferts de masse entre les plaines d'inondation et le lit mineur, ce qui affecte la distribution des vitesses dans les trois lits. Ces dernières ont été mesurées dans des sections perpendiculaires à la direction du MC, à l'amont et à l'aval (Fig. 1.19), ainsi qu'aux interfaces MC/FP (norme + direction) dans la section médiane des biefs étudiés. Des mesures de cisaillement au fond ont également été effectuées au tube de Preston. Chaque série comporte 4 hauteurs d'eau d'écoulement correspondant à des valeurs de hauteur relative de débordement h_r d'environ 0,15 ; 0,25 ; 0,4 et 0,5.

Les angles de croisement sont faibles par rapport à ceux observés en lit composé à méandres, qui peuvent être supérieurs à 90° pour des sinuosités de l'ordre de 1,4. Mais ils ont été choisis à dessein, afin d'identifier le moment où les vortex de l'interaction turbulente classique entre lit, sont détruits par le transfert de masse latéral.

1.3.2.2. Résultats généraux

Les échanges de masse et le transfert de quantité de mouvement associé sont mis en évidence par l'asymétrie des vitesses U_d entre la FP left et la FP right (Fig. 1.19) : de l'eau « lente » en provenance de la FP right pénètre dans la partie droite du MC et de l'eau « rapide » du MC pénètre dans la partie droite de la FP left. La capacité totale d'écoulement diminue : jusqu'à –12 % de réduction par rapport au régime uniforme équivalent, pour des hauteurs relatives de débordement de l'ordre de 0,2 (lits obliques 5,1° et 9,2°).

Par ailleurs, des cellules de courants secondaires sont observées dans le MC sous le niveau de plein bord, et tournent dans le sens imposé par le cisaillement horizontal situé au niveau de plein bord, comme dans les lits à méandres.

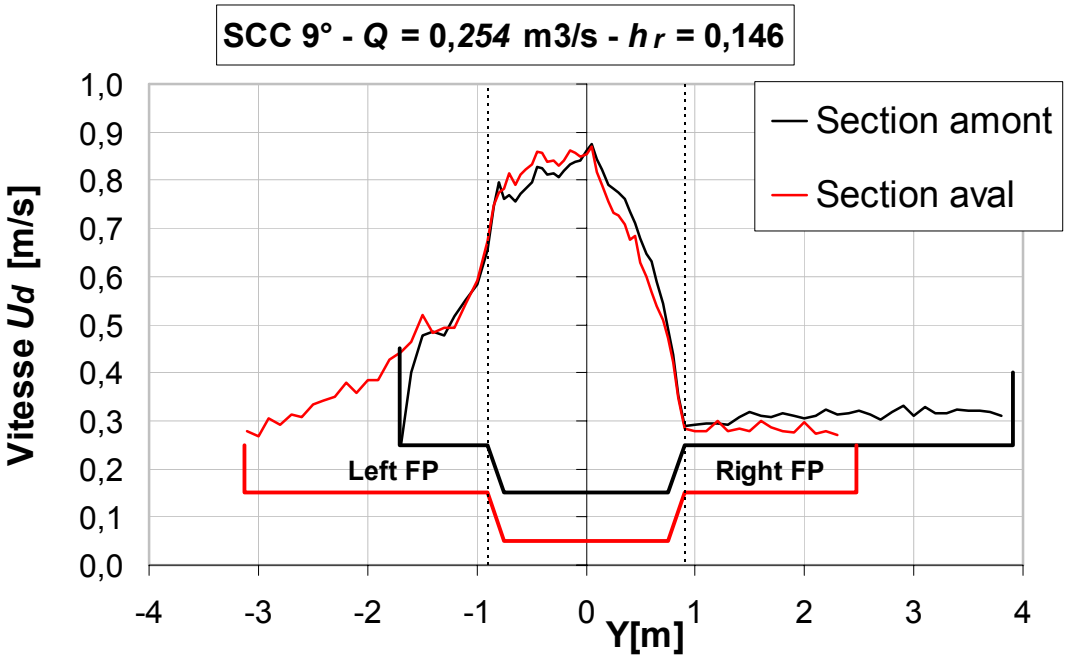


Fig. 1.19 – Profils transversaux des vitesses moyennées sur la verticales, U_d, à l'amont et à l'aval du lit oblique (9°), reconstitués à partir des données de Sellin (1993).

1.3.2.3. Bilans de quantité de mouvement

Elliott et Sellin (1990) utilisent, dans un premier temps, le théorème de la quantité de mouvement sur la section totale, pour corriger les mesures de cisaillement au fond. Puis, ils l'appliquent sur les sous-sections pour évaluer le transfert interfaciel turbulent, identifié cette fois-ci à l'« apparent shear force », notée ASF. La mesure de la vitesse interfacielle dans les sections amont, aval et médiane leur permettant de calculer le flux de QDM au travers de l'interface dû aux échanges de masse (cf. Chap. 2), l'ASF est la valeur résiduelle de leur bilan par sous-volume.

L'ASF s'exprime en [Newton], le flux de QDM dû aux échanges de masse, noté QDM_{masse}, en [Newton.seconde]. Le poids des échanges turbulents relativement à celui des échanges de masse dans le transfert de QDM est présenté dans le Tab. 1.4, sous forme de ratio $ASF/(ASF+QDM_{masse}/s)$ x100. Il s'agit de bilans² sur les plaines d'inondations.

	ASF/(ASF+QDM$_{masse}$/s) x 100 [%]			
	Lit oblique 9,2°		Lit oblique 5,1°	
h_r [-]	Interface gauche	Interface droite	Interface gauche	Interface droite
0,15	12,38	17,7	65,75	16,4
0,25	3,03	16,35	22,89	11,19
0,4	3,7	4,8	0,81	3,72
0,5	4,28	2,31	7,59	4,25

Tab. 1.4 – Contribution des échanges turbulents dans l'échange de QDM à l'interface, exprimée en pourcentage du flux de QDM interfaciel – à partir des données d'Elliott et Sellin (1990).

Le flux de quantité de mouvement dû aux échanges de masse augmente de manière significative avec le tirant d'eau, ce qui diminue rapidement l'influence du cisaillement turbulent dans l'échange de QDM à l'interface. Pour les faibles débordements (0,15 et 0,25), le transfert via l'ASF n'est pas négligeable, mais à partir de h_r = 0,4, l'ASF représente au maximum 8% des transferts de QDM à l'interface.

Ces résultats sont, à notre connaissance, les premiers à démontrer l'effet d'écrasement de l'influence des échanges turbulents par les transferts de masse entre lits dans les géométries composées non-prismatiques. L'idée de considérer l'interaction turbulente comme « l'inconnue » des bilans de QDM par sous-section, sera reprise dans l'analyse et les modélisations de nos propres écoulements en plaine d'inondation à largeur variable.

1.3.3. Les écoulements en convergents linéaires

1.3.3.1. Contexte expérimental

L'analyse expérimentale du transfert de QDM dû aux transferts de masse a fait l'objet d'une partie de la thèse de Bousmar (2002), part III. Elle s'est appuyée sur deux séries d'expériences : 1) la première en lit composé symétrique droit, avec une condition limite de seuil à l'aval du canal ($h_{aval} = h_{critique}$), la ligne d'eau résultante créant des transferts de masse entre les FP et le MC ; 2) la deuxième, en lit composé symétrique avec convergences linéaires des plaines d'inondations. La répartition des débits n'ayant pas été mesurée dans la première série d'expériences, nous nous intéresserons au premier chef aux convergents linéaires.

Les expériences ont été menées dans le canal du laboratoire d'hydraulique de l'Université Catholique de Louvain-la-neuve. Ce dernier mesure 10 *m* de long et 1,20 *m* de large ; la pente du fond est de 0,99 x 10^{-3} ; les deux FP mesurent 40 *cm* de large et la hauteur de plein bord du MC est de 5 *cm*. Les configurations non-prismatiques ont été obtenues à l'aide de berges amovibles représentant les parois externes des FP (Fig. 1.20). Les convergences linéaires font passer la largeur de chaque FP de 40 *cm* à 0 sur 6 *m* (Cv6, demi-angle de convergence de 3,8°, Fig. 1.20a) ou sur 2 *m* (Cv2, demi-angle de convergence de 11,3°, Fig. 1.20b).

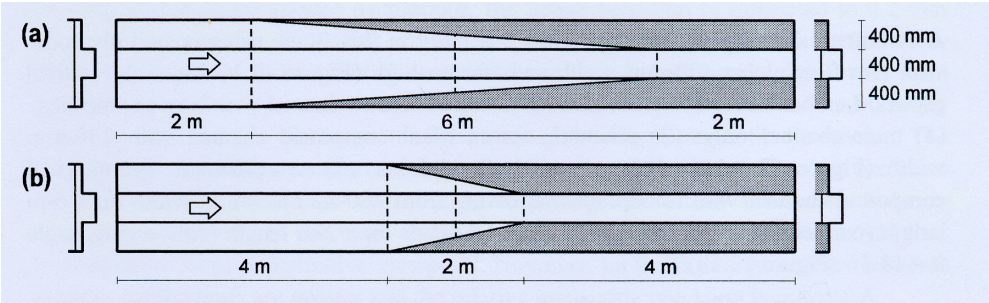


Fig. 1.20 – Vue en plan des configurations convergentes Cv2 et Cv6, tirée de Bousmar et al. (2004).

Pour chaque convergent, 6 configurations d'écoulement ont été étudiées. Elles sont résumées dans le Tab. 1.5.

Configurations	Q [l/s] pour H^* = 0,2	Q [l/s] pour H^* = 0,3		Q [l/s] pour H^* = 0,5		
Convergent 2 m	10	10	12	12	16	20
Convergent 6 m	10	10	12	12	16	20

Tab. 1.5 – Débits totaux pour les différentes hauteurs relatives de débordement imposées à x = 5 m (notées H^*), dans le Cv2 et le Cv6.

Le niveau d'eau aval a été ajusté par le biais d'un volet de telle sorte que la ligne d'eau atteigne une hauteur relative de débordement donnée, H^*, à x = 5 m, section dite médiane où les FP font 20 cm de large. Pour les deux géométries, profils de vitesses et niveau d'eau ont été mesurés respectivement à l'aide d'un tube de Pitot couplé à une girouette et d'un Wavo (pointe vibrante se déplaçant sur un chariot). La précision de la mesure sur le niveau d'eau est de ± 0,2 mm. Les vitesses et leur direction ont été mesurées dans 4 sections : à l'entrée du canal composé (x = 0 m), à l'entrée du bief convergent (x = 2 ou 4 m pour Cv6 et Cv2 respectivement), dans la section médiane (x = 5 m) et à la fin du convergent (8 ou 6 m). Entre 60 et 90 mesures au Pitot ont été prélevées dans chaque section. La précision des mesures de vitesse est de ± 2%. Onze débits dans le MC ont permis de calibrer la rugosité de Manning (n = 0,0107 $m^{1/3}/s$).

1.3.3.2. Résultats expérimentaux

Les profils longitudinaux de la surface libre sont présentés sur la Fig. 1.21a pour le Cv2 ; on rappelle que H^* est la hauteur relative de débordement dans la section médiane (x = 5 m).

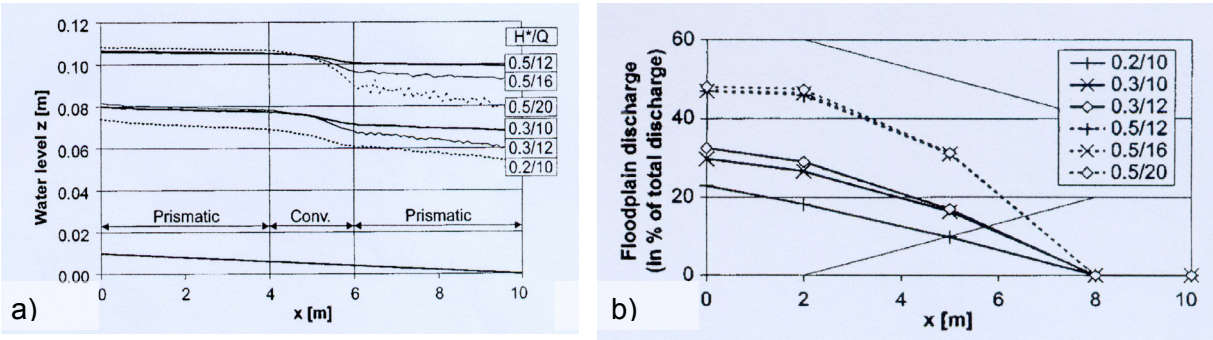


Fig. 1.21 – a) profils longitudinaux des lignes d'eau, Cv2 ; b) rapport entre le débit dans le lit majeur et le débit total, Cv6 ; d'après Bousmar et al. (2004).

De l'amont jusqu'à la section médiane, l'augmentation du débit Q n'entraîne pas de modification de la ligne d'eau pour une H^* donnée, alors qu'au-delà de x = 5 m, elle induit une augmentation de la pente de la surface libre. L'augmentation de H^* induit le même phénomène. Bousmar et al. (2004) précisent en outre que pour les deux convergents, aucune différence de niveau sur des profils transversaux est détectée, à la précision de la mesure près (± 0,2 mm).

Concernant la répartition de débit, elle varie très peu avec la variation du débit total, pour une H^* fixée (Fig. 1.21b), mais est dépendante de la géométrie (Cv2 ou Cv6). Le taux de transferts de masse augmente avec H^* en accord avec l'augmentation des pentes de surface libre dans la deuxième partie du convergent. Enfin, des transferts de masse sont détectés dans la partie prismatique, alors qu'en entrée est injectée la répartition de débit du régime uniforme équivalent : les transferts de masse sont donc amorcés avant l'entrée dans la partie convergente.

Les auteurs mettent également en évidence la présence de cellules de courants secondaires générés par les transferts de masse latéraux.

1.3.3.3. Quantité de mouvement et pertes de charge

Des bilans de quantité de mouvement dans le MC et les FP sont effectués à partir des données expérimentales. Les frottements au fond sont évalués à l'aide de la formule de Manning appliquée à une sous-section. L'interaction turbulente n'est pas prise en compte, mais malgré ça, l'erreur résiduelle sur les bilans est trouvée faible relativement aux différentes contributions.

Sur la section totale, les termes de convection « $d(\rho AU^2)/dx$ » et de pression « $\rho gAdh/dx$ » sont supérieurs aux termes de frottements au fond et de gravité, mais du même ordre. Dans le MC, la contribution du transfert de masse est aussi importante que celles de la gravité ou du frottement au fond. Dans la FP, c'est le transfert de masse latéral qui gouverne le bilan.

Autre résultat intéressant, cette fois-ci lorsque l'on passe du Cv6 au Cv2 (angle 3 fois supérieur) : la convection longitudinale, les transferts de masse latéraux et les termes de pression, sont multipliés par trois, alors que les termes de gravité et de frottement sont peu affectés.

On retrouve ces résultats lors du calcul des pertes de charges totales et des pertes par frottement au fond. Les pertes par échange de masse augmentent relativement aux frottements au fond : a) quand Q augmente pour une H^* donnée ; b) quand H^* augmente ; c) quand l'angle de convergence augmente.

1.4. MODELISATIONS DES ECOULEMENTS NON-UNIFORMES

1.4.1. SKM, modélisations 2D et 3D

Concernant l'adaptation du modèle SKM à des écoulements non-uniformes, on se reportera aux travaux de Ervine et al. (2000), qui proposent de nouvelles hypothèses concernant les courants secondaires dans les lits à méandres ou les lits obliques d'Elliott et Sellin (1990), et à ceux de Bousmar (2002), qui développe une « Extended Lateral Distribution Method » faisant intervenir la pente de charge locale en lieu et place de la pente du lit dans l'équation 2D moyennée sur la verticale.

Wilson et al. (2002) ont simulé à l'aide de Télémac 2D des écoulements en lit composé à méandres (en plus des régimes uniformes du §1.2.6 p27), en s'appuyant sur les données de la série B du FCF (Fig. 1.22).

L'utilisation des trois modèles de turbulence (ν^t = constante, « $U^*_{,}h$ », et k-ε linéaire) conduit aux deux résultats suivants :

a) Dans la gamme $h_r \in [0 ; 0,25]$, la surestimation de la hauteur d'eau pour un débit Q donné est moins forte qu'en lit droit.

b) En terme de profils de vitesses U_d, les écarts relatifs entre le modèle viscosité constante d'une part, et les modèles k-ε, et (U^*, h) d'autre part, sont beaucoup plus faibles que dans le cas des lits droits, et ce, pour l'ensemble des hauteurs relatives de débordement étudiées ; pour h_r = 0,33, on comparera la Fig. 1.22 avec la Fig. 1.16 p28.

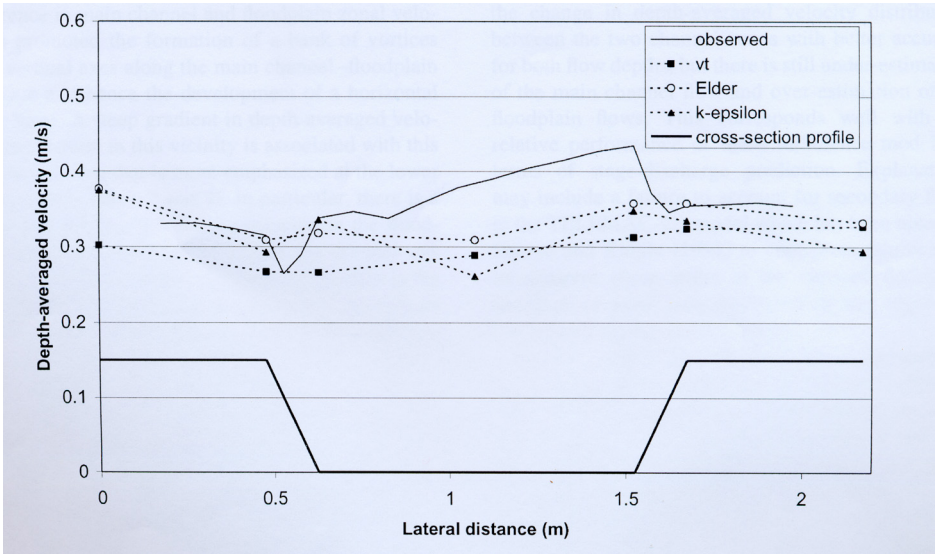


Fig. 1.22 – Distribution latérale des U_d pour h_r = 0,33 (lit à méandres du FCF).

L'approche 2D moyennée sur la verticale semble donc plus pertinente pour un régime non-uniforme en lit à méandres que pour un régime uniforme. La quasi-indépendance vis-à-vis du choix du modèle de turbulence dans ce cas, prouve en outre, que l'écoulement semble gouverné par les transferts de masse.

D'autres modélisations, 3D, ont trait aux écoulements en lit composé à méandres. Morvan et al. (2002) ont évalué la capacité du code numérique 3D CFX, à reproduire le champ de vitesses tridimensionnelles dans ce contexte. Et cela, dans le but de mieux comprendre – voire de prédire – l'évolution géomorphologique des lits et le transport de fines ou de polluants. Les modélisations visent à reproduire le champ de vitesse des écoulements de la Série B du HR Wallingford, notamment les cellules de courants secondaires et le mouvement hélicoïdal du fluide dans le lit mineur, et ce, sur une longueur d'onde de méandrement. Pour fermer les équations de Navier-Stokes du champ moyen, ils ont utilisé deux modèles de turbulence :

a) le modèle k-ε linéaire de Launder et Spalding (1974) qui, à cause de l'hypothèse de Boussinesq, empêche l'anisotropie de la turbulence.
b) le Reynolds-Stress-Model (RSM) simplifié de Launder et al. (1975), qui doit permettre de rendre compte de l'anisotropie de la turbulence, notamment à l'interface MC/FP, et qui a été validé par Tominaga et al. (1989) dans les lits droits.

La prédiction des composantes du champ moyen {*U,V,W*} est satisfaisante : l'erreur maximale obtenue est de 15 % sur l'amplitude des composantes. Le résultat relatif à la pertinence comparée des deux modèles de turbulence est de première importance : les écarts max. entre les modèles RSM et k-ε sont de l'ordre de 10 % sur les normes de vitesse et de 1,5° sur leurs directions. Cela confirme une nouvelle-fois que la turbulence *a une influence secondaire dans la structure du champ moyen des vitesses et notamment dans celle des cellules de courants secondaires* – qui sont par conséquent majoritairement le produit des transferts de masse.

En fait, les auteurs montrent qu'une discrétisation du problème adaptée semble plus importante que l'utilisation de modèles de turbulence sophistiqués (modèles de fermeture du second ordre). La surface libre, supposée rigide dans leurs calculs, semble également adaptée. On rappellera au passage que le calcul avec le RSM sur une longueur d'onde de méandrement a duré 59 h pour un maillage sans irrégularités. Il devrait être néanmoins appliqué par la suite à des biefs de rivières anglaises, sur lesquels des mesures ont été collectées entre 1999 et 2000.

Le traitement de la variation spatiale de la surface libre vient d'être explorée par Rameshwaran et Naden (2004) dans le cadre d'un écoulement contenu dans un lit simple qui méandre. Les auteurs montrent que ce traitement permet d'améliorer la prédiction des contraintes au fond.

1.4.2. Les modélisations 1D sur la section totale et la modélisation 1D par lit.

Comme nous l'avons précisé en introduction, un des objectifs de nos recherches est l'évaluation de différentes modélisations 1D dans des contextes graduellement variés en lit composé. Ces approches reposent toutes sur des bilans, soit de quantité de mouvement, soit de perte de charge, i.e. sur des équations type « Saint-venant 1D » ou « Bernoulli 1D ». Ces dernières ne seront pas présentées ici ; elles seront développées et critiquées de manière détaillée au Chap. 2, §2.3.

Nous rappellerons simplement que nous nous sommes appuyés sur la présentation du code Hec-Ras de Brunner (2001) ; sur les travaux de Nicollet et Uan (1979) ; et sur ceux de Bousmar et Zech (1999), et Bousmar (2002). Ces derniers ont développé une approche hybride qui couple une équation de Bernoulli sur la section totale avec des équations de QDM dans les sous-sections des lits composés (Exchange Discharge Model).

Le développement d'une nouvelle modélisation, dite 1D par lit (M1DPL) – troisième objectif de la thèse – s'appuie sur les travaux de Yen (1984), Yen (1985) et

Field et al. (1998). Les équations de la M1DPL seront présentées au Chap. 2, §2.1 et leur résolution, au Chap. 5.

Chapitre 2 - Equations fondamentales

2.1. LES EQUATIONS DU 1D SUR LA SECTION TOTALE ET DU 1D PAR LIT

Les modélisations et analyses ultérieures s'appuient sur un certain nombre d'équations fondamentales sur lesquelles nous allons revenir dans cette partie. On présente dans un premier temps les équations de transport de la masse et de la quantité de mouvement, mais aussi celle du premier principe de la thermodynamique – cantonnée en hydraulique à surface libre à sa forme simplifiée, le théorème de Bernoulli – ; les raisonnements sur la section totale du lit composé ou sur les sous-sections sont séparés. On revient ensuite sur les notions de pentes de frottement, de charge, d'énergie, de quantité de mouvement, et sur le lien entre théorème de Bernoulli et pente d'énergie ; cela conduit à différentes formulations des équations de ligne d'eau en régime varié.

2.1.1. Equations de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie.

La plupart des équations développées par la suite dérivent de trois relations fondamentales de la mécanique des milieux continus, à savoir : a) l'équation de continuité ou conservation de la masse ; b) l'équation de quantité de mouvement ou relation fondamentale de la dynamique ; c) l'équation de l'énergie ou premier principe de la thermodynamique. Dans une configuration de lit composé, ces équations peuvent être exprimées soit sur la section totale de la rivière, soit sur une sous-section (lit mineur ou lit majeur).

La formulation du premier principe, moins répandue en hydraulique, a été inspirée par un article intitulé « Notions d'énergie et de quantité de mouvement dans des écoulements filaires en canal ouvert » de Field et al. (1998), dans lequel les auteurs reviennent sur la différence entre pente de frottement au fond et pente d'énergie qui, ne sont égales, que dans des conditions très spécifiques : celles de l'écoulement uniforme filaire pour lequel les vitesses sont homogènes sur la section. Pourtant, l'égalité entre pente de frottement et pente d'énergie est utilisée bien au-delà de ce cas. On peut rappeler par exemple, qu'une méthode très usitée de calcul de ligne d'eau dérivant d'une équation de l'énergie, la « Standard Step Method », est fondée sur cette égalité [Henderson (1966), Chow (1959), French (1985), codes 1D Hec-Ras et Mike 11] alors que dans le contexte où la répartition des vitesses sur la section totale n'est pas homogène – c'est évidemment le cas pour les écoulements débordants hors du lit mineur – on n'a pas égalité entre pente de frottement et pente d'énergie.

D'où la nécessité de revenir sur l'établissement des équations de quantité de mouvement et d'énergie, avec les hypothèses qui y sont afférentes. Pour cela, nous allons reprendre le cheminement de Field et al. (1998) sur les écoulements filaires, mais en l'adaptant à une configuration de lit composé, c'est à dire *en supprimant les deux hypothèses simplificatrices* suivantes :

- Un débit latéral rentrant (ou sortant) dans un volume de contrôle, q, ne transporte pas de composante longitudinale de quantité de mouvement.
- L'apport d'énergie cinétique par ce même débit q, est aussi négligeable.

En effet, si l'on est amené à faire des bilans sur une tranche d'écoulement contenue dans un lit d'une rivière, et non sur la section totale, les apports de QDM et d'énergie à l'interface entre les lits ne peuvent être négligés : au contraire, ils caractérisent l'interaction mineur/majeur et sont le cœur de la problématique des écoulements en lit composé généraux, c'est à dire non-uniformes.

L'ensemble des équations sera exprimé dans un repère {*x,y,z*}, où *x* est l'axe principal d'écoulement, *y*, l'axe latéral, et *z,* l'axe vertical. On se placera dans le cadre de pentes de fond faibles.

2.1.1.1. L'équation de transport de la masse

Elle stipule que le taux de variation de la masse d'un système matériel est égal à l'apport de masse au système considéré. Si le volume et la surface de ce système sont respectivement Ω et Σ, on a :

$$0 = \frac{\partial}{\partial t}\iiint_{\Omega} \rho d\Omega + \iint_{\Sigma} \rho\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) \tag{2.1}$$

$\vec{v}$ étant le vecteur vitesse d'une particule fluide, ρ, la masse volumique de l'eau, le vecteur $d\vec{\Sigma}$ étant perpendiculaire à Σ et orienté vers l'extérieur du système.

De plus, si l'on considère comme volume de contrôle une tranche de fluide fixe d'épaisseur Δx et de surface *A(x)*, l'éq. (2.1) s'écrit pour un fluide incompressible :

$$0 = \frac{\partial A}{\partial t}\Delta x + Q + \frac{\partial Q}{\partial x}\Delta x - Q - q\Delta x \tag{2.2}$$

où $Q(x) = \iint_{A(x)} \vec{v}.d\vec{\Sigma}$, et *q* est le débit par unité de longueur traversant les parois latérales de Ω.

Soit, en régime permanent, si l'on distingue les débits latéraux rentrant, q_{in}, et sortant, q_{out}, – toujours considérés comme positifs :

$$\frac{dQ}{dx} = q = q_{in} - q_{out} \tag{2.3}$$

Dans le cas où la tranche de fluide serait prise sur la section totale, et que la rivière n'échange pas d'eau avec l'extérieur, l'éq. (2.3) se réduit à « *dQ/dx = 0* ».

2.1.1.2. L'équation de transport de la quantité de mouvement

Elle énonce que le taux de variation de la quantité de mouvement d'un système matériel est égal à l'apport de quantité de mouvement au système considéré par application de forces *extérieures*. Ainsi pour le volume de contrôle fixe, Ω, de surface Σ, on a :

$$\sum \vec{F}_{ext.} = \frac{\partial}{\partial t}\iiint_{\Omega} \rho\vec{v}\,d\Omega + \iint_{\Sigma} \rho\vec{v}\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) \tag{2.4}$$

le membre de gauche étant la somme des forces de volume agissant sur le fluide au sein du volume de contrôle Ω, et des forces agissant sur la surface Σ.

L'éq. (2.4) se réduit en régime permanent à :

$$\sum \vec{F}_{ext.} = \iint_{\Sigma} \rho\vec{v}\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) \tag{2.5}$$

On notera que l'analyse macroscopique évite une détermination détaillée de la structure de l'écoulement. La détermination de la force totale qui s'exerce sur ce système fluide, fait seulement intervenir les caractéristiques du fluide sur les frontières du système envisagé (entrée, sortie et parois latérales). Pour un fluide visqueux, les forces qui s'appliquent sur le volume de contrôle sont les forces de pression, les forces dues aux contraintes visqueuses et turbulentes, et le poids, seule force volumique considérée ici.

Si $\overline{\overline{\tau}}$ est le tenseur des contraintes, $\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}$ représente la contrainte qui s'exerce sur l'élément de surface dΣ de normale extérieure $\vec{n}$, et l'équation (2.5) s'écrit :

$$\int_{\Sigma} -p\vec{n}d\Sigma + \int_{\Sigma} \overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma + \int_{\Omega} \rho\vec{g}d\Omega = \int_{\Sigma} \rho\vec{v}\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) \tag{2.6}$$

Considérons le volume de contrôle fixe Ω de la Fig. 2.1, une tranche d'écoulement d'épaisseur Δx dans un lit non-prismatique d'une rivière à section composée (pyramide tronquée). Si l'on néglige les frottements à l'interface eau-air, la surface Σ peut être divisée en cinq parties : la surface rentrante A_1, sortante, A_2, la surface du fond, Σ_{fond}, la surface interfacielle en contact avec le lit adjacent, $\Sigma_{int.}$, supposée parallèle à l'axe des x, et la surface latérale extérieure $\Sigma_{ext.}$ qui correspond à la paroi solide extérieure du lit. Nous allons maintenant expliciter chaque terme de l'équation (2.6) en projection sur l'axe des x.

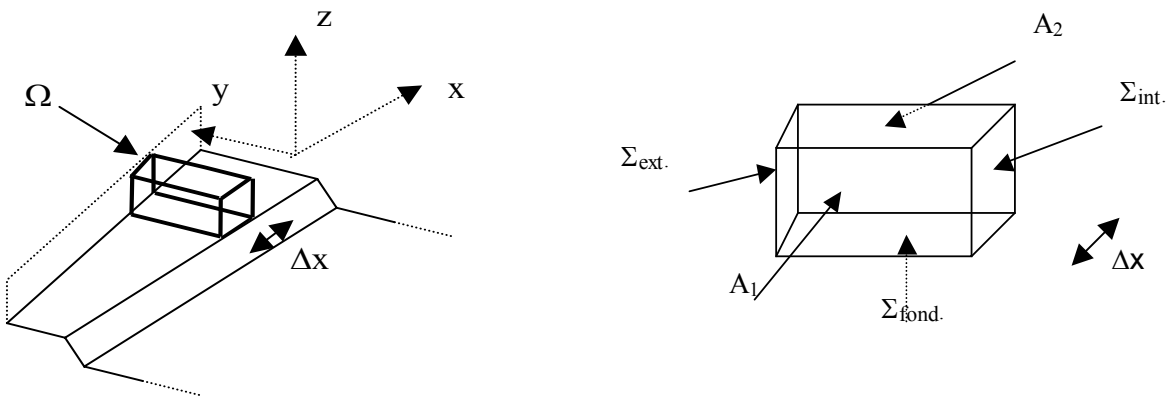


Fig. 2.1– Volume de contrôle Ω sur lequel on fait le bilan de quantité de mouvement.

√ Flux de quantité de mouvement (QDM)

Partons d'une description bidimensionnelle où le vecteur vitesse d'une particule fluide est $\vec{v} = u.\vec{x} + v.\vec{y}$ En considérant un éventuel échange de masse au travers de la surface interfacielle Σ_{int}, caractérisé soit par des vitesses entrantes ($\vec{v}_{in} = u_{in}\vec{x} + v_{in}\vec{y}$), soit par des vitesses sortantes ($\vec{v}_{out} = u_{out}\vec{x} + v_{out}\vec{y}$), il vient en projection sur l'axe *x*, avec $\Sigma_{int.} = \Delta x.h_{int}$:

$$\iint_{\Sigma} \rho u\vec{v}.\overrightarrow{d\Sigma} = -\rho\beta(x)U^2(x)A_1(x) + \rho\beta(x+\Delta x)U^2(x+\Delta x)A_2(x+\Delta x)..$$
$$..+ \iint_{\Sigma\text{int.}} \rho u_{in}.\overrightarrow{v_{in}}.\overrightarrow{d\Sigma}_{\text{int.}} + \iint_{\Sigma\text{int.}} \rho u_{out}.\overrightarrow{v_{out}}.\overrightarrow{d\Sigma}_{\text{int.}} \tag{2.7}$$

avec $\beta(x) = \iint_{A(x)} u^2 dA / \left(A(x)U^2(x)\right)$, coefficient de Boussinesq, et $U(x)$, vitesse moyenne longitudinale.

Si l'on suppose de plus, qu'à l'interface, il y a uniformité des vitesses sur $\Sigma_{int.}$, $|u_{in}| = U_{in}$, $|v_{in}| = V_{in}$, $|u_{out}| = U_{out}$, $|v_{out}| = V_{out}$, on a $q_{in} = V_{in}h_{int.}$ et $q_{out} = V_{out}.h_{int.}$, et dans ce cas :

$$\iint_{\Sigma} \rho u\vec{v}.\overrightarrow{d\Sigma} = \rho\frac{d}{dx}\left(\beta A U^2\right)\Delta x - \rho U_{in}q_{in}\Delta x + \rho U_{out}q_{out}\Delta x \tag{2.8}$$

√ Terme de pression

La surface interfacielle $\Sigma_{int.}$ étant supposée parallèle à l'axe *x*, et en considérant une normale à la paroi extérieure à deux composantes, $\vec{n} = n_x.\vec{x} + n_y.\vec{y}$, il vient en projection sur *x* :

$$\int_{\Sigma} -p\vec{n}d\Sigma.\vec{x} = \int_{\Sigma} -pn_x d\Sigma = \int_{A_1} pdA_1 - \int_{A2} pdA_2 - \int_{\Sigma_{ext}} pn_x d\Sigma_{ext} \tag{2.9}$$

En considérant une répartition hydrostatique des pressions, on démontre en annexe A.2.1.1 que :

$$\int_{\Sigma} -p\vec{n}d\Sigma.\vec{x} = -\rho gA\frac{dh}{dx}\Delta x \tag{2.10}$$

√ Terme de gravité

Ce terme, en projection sur l'axe x, s'écrit :

$$\int_{\Omega} \rho\vec{g}.\vec{x}d\Omega = \rho gA\Delta x.S_o \tag{2.11}$$

S_o étant la pente du fond du lit.

√ Terme de contrainte visqueuse et turbulente

En supposant que le frottement avec l'air est négligeable, il s'exprime en projection sur *x*, par :

$$\left(\int_{\Sigma} \overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma\right).\vec{x} = \left(\int_{A_1} \overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma + \int_{A_2} \overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma + \int_{\Sigma_{\text{int.}}} \overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma + \int_{\Sigma_{ext.}} \overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma + \int_{\Sigma_{fond}} \overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma\right).\vec{x} \qquad (2.12)$$

avec $\left(\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}\right).\vec{x} = \tau_{xx}.n_x + \tau_{xy}.n_y + \tau_{xz}.n_z$.

Après développement de chaque terme, on démontre en annexe A.2.1.2 que :

$$\left(\int_{\Sigma} \overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma\right).\vec{x} = \frac{\partial A\,\tau_{xx}}{\partial x}.\Delta x - \tau_{xz}.\Sigma_{fond} + \tau_{xy}.n_y.\Sigma_{ext.} + \tau_{xy}.n_y.\Sigma_{\text{int.}} \qquad (2.13)$$

Pour ce faire, on a négligé sur la paroi latérale externe, le *terme* $\tau_{xx}.n_x$, devant le terme $\tau_{xy}.n_y$, car $\tau_{xx} << \tau_{xy}$ – hypothèse des couches limites d'après Candel (1990) –, et $n_x < n_y$ pour des inclinaisons modérées de la paroi externe par rapport à *x*.

√ Equation sur la sous-section

Par la suite, on négligera le terme « $d(\tau_{xx}A)/dx$ » devant le terme de pression « $d(pA)/dx$ », supposant cette fois-ci que $\tau_{xx} << p$. Finalement, la conservation de la quantité de mouvement sur le volume Ω s'écrit :

$$\rho\frac{d}{dx}\left(\beta_i A_i U_i^2\right) - \rho U_{in} q_{in} + \rho U_{out} q_{out} = -\rho g A_i \frac{dh_i}{dx} + \rho g A_i S_0 - \rho g A_i S_{fi} + n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}} \qquad (2.14)$$

en exprimant la contrainte sur le fond par $\tau_{fond} = \left|\tau_{xz}\right|_{(z=0)}$ et celle sur la paroi extérieure par $\tau_{ext.} = \left|\tau_{xy}\right|_{(y=y.paroi.ext)}$ sous forme de pente de frottement adimensionelle, S_{fi} , telle que :

$$S_{fi} = \frac{\tau_{fond}.\chi_{fond} + \tau_{ext.}\chi_{ext.}}{\rho g A_i} \qquad (2.15)$$

χ_{fond} et $\chi_{ext.}$ étant respectivement les périmètres mouillés du fond et de la paroi extérieure.

Puis, en divisant l'éq. (2.14) par $\rho g A_i$, et en isolant la pente de frottement S_{fi} , il vient :

$$\boxed{S_{fi} = S_0 - \frac{dh_i}{dx} + \frac{n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_i} - \frac{1}{gA_i}\frac{d}{dx}\left(\beta_i A_i U_i^2\right) + \frac{\left(U_{in} q_{in} - U_{out} q_{out}\right)}{gA_i}} \qquad (2.16)$$

Dans le cas où la sous-section posséderait deux interfaces liquides (lit mineur), on tiendrait compte dans l'éq. (2.16), des cisaillements τ_{xy} sur les deux interfaces, ainsi que des débits d'échange q_{in} et q_{out} avec les deux sous-sections adjacentes.

√Equation sur la section totale :

Ce qui a été démontré pour une sous-section peut aussi l'être sur la section totale. Il suffit pour cela de faire $q_{in} = q_{out} = 0$. En outre, les forces appliquées à la section totale ne font plus apparaître le cisaillement sur l'interface dans ce cas, et l'on a :

$$\boxed{S_f = S_0 - \frac{dh}{dx} - \frac{1}{gA}\frac{d}{dx}\left(\beta A U^2\right)} \tag{2.17}$$

où β est calculé sur la section totale, et S_f, sur le périmètre mouillé total. En définissant τ_χ comme le cisaillement moyen sur le périmètre total χ, on a :

$$S_f = \frac{\tau_\chi . \chi}{\rho g A} \tag{2.18}$$

avec $\tau_\chi . \chi = \tau_{ext1} . \chi_{ext1} + \tau_{fond} . \chi_{fond} + \tau_{ext2} . \chi_{ext2}$, puisque le périmètre total compte deux parois extérieures.

2.1.1.3. L'équation de transport de l'énergie

Considérons maintenant l'énergie totale *E* du système fluide compris dans le volume Ω, de surface Σ. L'énergie totale par unité de masse, *e*, exprimée en [*J/Kg*], est définie en un point *M* – d'après Perez (1993) – par :

$$e(M) = 1/2.\left(u(M)^2 + v(M)^2 + \omega(M)^2\right) + g\left(z_{bed} + \eta(M)\right) + \mu \tag{2.19}$$

où {*u,v,w*} sont les composantes de la vitesse dans le repère {*x,y,z*} ; μ, l'énergie interne par unité de masse [*J/Kg*] ; η, la cote du point *M* par rapport au fond, lui-même étant à la cote z_{bed} par rapport à un niveau horizontal de référence.

Elle correspond à la somme de l'énergie cinétique macroscopique, de l'énergie potentielle de la seule force extérieure dérivant d'un potentiel, le poids, et de l'énergie interne par unité de masse d'une particule fluide située en *M*. Le *premier principe de la thermodynamique* nous donne :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}\iiint_\Omega \rho e d\Omega + \iint_\Sigma \rho e\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) = -\tilde{q} - \frac{dW_s}{dt} - \iint_\Sigma \frac{p}{\rho}\rho\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) + \iint_\Sigma \left(\overline{\overline{\tau}}\vec{n}\right)\left(\vec{v}.d\Sigma\right) \tag{2.20}$$

où $\tilde{q}$ est la puissance calorifique échangée avec l'extérieur [*J/s*] et W_s est le travail d'une source d'énergie extérieure placée à l'intérieur du volume [*J*] ; le troisième et le quatrième terme sont respectivement la puissance des forces de pression et la puissance des contraintes visqueuses et turbulentes appliquées à Σ.

Dans le cadre d'un régime permanent sans apport d'énergie de l'extérieur, l'éq. (2.20) devient :

$$\iint_{\Sigma} \rho e\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) = -\tilde{q} - \iint_{\Sigma} \frac{p}{\rho} \rho\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) + \iint_{\Sigma} \left(\overline{\overline{\tau}}\vec{n}\right)\left(\vec{v}.d\Sigma\right) \tag{2.21}$$

Nous allons considérer successivement un bilan sur la section totale puis un bilan sur une sous-section. Dans les deux cas, on va négliger les frottements avec l'air et on va supposer que le fluide adhère aux parois ($\vec{v}_{paroi} = \vec{0}$).

√ **Equation sur la section totale**

Le flux d'énergie totale, la puissance des forces de pression et celle des contraintes, sont nuls sur le périmètre mouillé (où $\vec{v}_{paroi} = \vec{0}$) et non nuls sur les surfaces entrante et sortante, A_1 et A_2. L'éq. (2.21) devient :

$$\iint_{A_1 \cup A_2} \rho e\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) = -\tilde{q} - \iint_{A_1 \cup A_2} \frac{p}{\rho} \rho\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) + \iint_{A_1 \cup A_2} \left(\overline{\overline{\tau}}\vec{n}\right)\left(\vec{v}.d\Sigma\right) \tag{2.22}$$

Si l'on suppose que la répartition des pressions est hydrostatique, avec $p = \rho g(h - \eta)$, *h* étant la hauteur d'eau au-dessus du fond, et si l'on néglige l'énergie cinétique des composantes transverses *v* et *w*, le développement de (2.22) conduit à (cf. Annexe A.2.2.1) :

$$\frac{d}{dx}\left(\alpha \frac{U^2}{2g}\right) + \left(\frac{dh}{dx} - S_o\right) + \frac{1}{g}\frac{d\mu}{dx} + \frac{\tilde{q}}{\rho g Q \Delta x} = 0 \tag{2.23}$$

où $\alpha(x) = \iint_{A(x)} u^3 dA / \left(A(x) U^3(x)\right)$, coefficient de Coriolis.

Field et al. (1998) proposent d'appeler pente d'énergie, S_e, la somme du taux de changement d'énergie interne par unité de distance et par unité de poids, et de la puissance calorifique échangée avec l'extérieur par unité de poids et de distance, soit :

$$S_e = \frac{1}{g}\frac{d\mu}{dx} + \frac{\tilde{q}}{\rho g Q \Delta x} \tag{2.24}$$

S_e est l'expression de phénomènes locaux. On notera au passage que si l'on considère l'écoulement isotherme, la chaleur due à la dissipation visqueuse et turbulente est intégralement transmise aux parois, et il vient :

$$S_e = \frac{\tilde{q}}{\rho g Q \Delta x} \tag{2.25}$$

Les termes restants de (2.23) ne sont autres que l'opposé de la perte de charge, S_H, avec :

$$S_H = -\frac{d\mathrm{H}}{dx} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha \frac{U^2}{2g} + h + z_{bed}\right) \tag{2.26}$$

La définition de S_e conduit à l'égalité entre grandeurs moyennes et valeur intégrée des phénomènes locaux sur la section totale :

$$\boxed{S_H = S_e} \tag{2.27}$$

√ **Equation sur une sous-section**

Une surface supplémentaire participe à l'équilibre : la surface interfacielle Σ_{int}. L'éq. (2.21) s'écrit donc sur la sous-section :

$$\iint_{A_1 \cup A_2 \cup \Sigma_{\text{int.}}} \rho e\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) = -\tilde{q} - \iint_{A_1 \cup A_2 \cup \Sigma_{\text{int.}}} \frac{p}{\rho} \rho\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) + \iint_{A_1 \cup A_2 \cup \Sigma_{\text{int.}}} \left(\overline{\overline{\tau}}\vec{n}\right).\left(\vec{v}.d\Sigma\right) \tag{2.28}$$

Toujours en supposant que l'énergie cinétique des composantes transverses *v et w* est négligeable devant celle des composantes *u*, et en particulier à l'interface, le développement de (2.28) conduit à (cf. annexe A.2.2.2) :

$$\boxed{S_{ei} = S_{Hi} + \frac{n_y.\tau_{xy}.U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}}{\rho g Q_i} + \frac{1}{2gQ_i}\left(q_{in}\left(U_{in}^2 - \alpha_i U_i^{\,2}\right) + q_{out}\left(\alpha_i U_i^2 - U_{out}^2\right)\right)} \tag{2.29}$$

où $U_{int.}$, vitesse moyennée sur la verticale à l'interface, est égale à U_{in} ou à U_{out}, selon que de l'eau rentre ou sort de la sous-section au niveau de l'interface.

La pente S_{ei} est la somme de :

a) ce qui est dissipé à l'intérieur du volume Ω, représenté par la perte de charge,
b) et de ce qui est dissipé sur l'interface Σ_{int} par échange turbulent d'une part, et par échange de masse d'autre part.

On rappelle que, contrairement à Field et al. (1998), on a pris en compte l'apport d'énergie cinétique interfaciel, du moins sa composante longitudinale. En revanche, nous avons supposé, comme eux, que l'énergie interne du débit latéral était la même que celle de l'écoulement principal.

2.1.2. Pentes de frottement, de quantité de mouvement, de charge, et d'énergie

Nous avons vu que la conservation de la quantité de mouvement débouchait sur le concept de force de frottement sur le périmètre mouillé, représentée par une « version adimensionalisée », la pente de frottement S_f, alors que la conservation de l'énergie ouvre sur les notions de pente de charge, et de pente d'énergie à proprement parler. La pente de charge, notée S_H, regroupe la variation de l'énergie cinétique et celle de l'énergie piézométrique (gravité + pression), grandeurs macroscopiques. La pente d'énergie, S_e,

regroupe la variation spatiale d'énergie interne et la dissipation en chaleur, grandeurs locales.

Outre ces trois « pentes », on peut construire une quatrième grandeur – appelée pente de résistance à la quantité de mouvement –, en partant du bilan de cette quantité sur une sous-section. Cette quatrième pente regroupe les forces de frottement sur le périmètre mouillé et les forces de cisaillement s'exerçant sur une interface liquide [Yen (1972), (1973), (2002)].

De manière générale, cette quatrième grandeur s'écrit dans la direction x_i :

$$S_{mi} = \frac{-1}{\rho g A_i} \int_{\chi_i} \tau_{ij} n_j d\chi_i \tag{2.30}$$

où A_i est la section transversale de l'écoulement perpendiculaire à la direction x_i, et délimitée par le périmètre solide et liquide χ_i ; n_j est la composante du vecteur unitaire normal à χ_i dans la direction x_j ; et la contrainte de cisaillement agissant sur χ_i est :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u_i' u_j'} \tag{2.31}$$

u_i' étant la fluctuation turbulente autour de la vitesse moyenne locale u_i .

La pente S_{mi} a donc une direction spécifique conformément au concept de la QDM. Elle rend compte des forces externes agissant sur la frontière de la section en travers. Ce n'est pas *directement* une fonction de l'écoulement contenu dans le volume de contrôle ou la section en travers. Pour une sous-section d'un lit composé, elle peut s'exprimer dans la direction *x* , à partir de l'éq. (2.16) :

$$S_{mx} = S_f - \frac{n_y . \tau_{xy} . h_{\text{int.}}}{\rho g A} = S_0 - \frac{dh}{dx} - \frac{1}{gA} \frac{d}{dx} \left(\beta A U^2 \right) + \frac{\left(U_{in} q_{in} - U_{out} q_{out} \right)}{gA} \tag{2.32}$$

Au total, on compte donc cinq pentes, S_o, S_H, S_f, S_m *et* S_e qui sont qualitativement différentes, et en général quantitativement.

Mettant de côté le concept de pente de QDM, S_m, nous allons récapituler les liens entre S_H, S_f, S_o et S_e, pour les différents contextes rencontrés dans les analyses et expériences ultérieures. On va continuer à séparer les raisonnements sur la section totale et la sous-section – l'indice « *i* » étant utilisé pour les paramètres se rapportant à la sous-section.

2.1.2.1. 1er cas : le régime uniforme

On annule dans les équations (2.1) à (2.29), les dérivées selon *x* des différents paramètres hydrauliques. Les résultats sont synthétisés dans le Tab. 2.1 :

Régime uniforme	
Section totale	Sous-section
$S_f = S_o$	$S_{fi} = S_o + \dfrac{n_y.\tau_{xy.}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_i}$
$S_e = \dfrac{\tilde{q}}{\rho g Q \Delta x} = S_o$	$S_{ei} = S_o + \dfrac{n_y.\tau_{xy.} U_{\text{int.}} h_{\text{int.}}}{\rho g Q_i}$
$S_H = S_o$	$S_{Hi} = S_o$
$S_e = S_H = S_f = S_o$	$S_{ei} - S_{fi} = \dfrac{n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}}\left(U_{\text{int.}} - U_i\right)}{\rho g Q_i}$

Tab. 2.1 – Pentes S_f, S_e, S_H en régime uniforme.

On retiendra que sur la section totale, les quatre pentes sont égales, alors que sur la sous-section, $S_{Hi} = S_o \neq S_{ei} \neq S_{fi}$. On a par ailleurs égalité des pentes de charge entre sous-sections et section totale : $S_{Hi} = S_H$. En revanche, $S_{ei} \neq S_e$, et de surcroît, les pentes d'énergie par lit ne peuvent être égales entre elles. En effet, si l'on se place dans le cadre d'un écoulement en lit composé symétrique – le lit mineur ayant deux interfaces dans ce cas –, on a :

$$S_{emc} = S_o - \frac{2\left|\tau_{xy.}\right| U_{\text{int.}} h_{\text{int.}}}{\rho g Q_{mc}} \qquad S_{efp} = S_o + \frac{\left|\tau_{xy.}\right| U_{\text{int.}} h_{\text{int.}}}{\rho g Q_{fp}} \tag{2.33}$$

ce qui exclut l'égalité $S_{emc} = S_{efp}$.

L'éq. (2.33) montre que le lit mineur, ralenti par le transfert de quantité de mouvement, dissipe moins d'énergie que lorsqu'il est isolé ; dans ce dernier cas, il dissipe toute l'énergie apportée par la gravité, i.e. S_o. Et l'écoulement dans le lit majeur, accéléré par le transfert de QDM, dissipe plus d'énergie que dans une configuration où il serait isolé. En outre, on a :

$$S_{emc} = S_{fmc} + \frac{2\left|\tau_{xy}\right|.h_{\text{int.}}\left(U_{mc} - U_{\text{int.}}\right)}{\rho g Q_{mc}} \qquad S_{efp} = S_{ffp} + \frac{\left|\tau_{xy}\right|.h_{\text{int.}}\left(U_{\text{int.}} - U_{fp}\right)}{\rho g Q_{fp}} \tag{2.34}$$

Puisqu'en régime uniforme, $U_{fp} < U_{int.} < U_{mc}$, les pertes d'énergie dans le MC et dans la FP apparaissent comme la somme de deux termes positifs : la dissipation sur le fond, et la

dissipation au sein de la sous-section due à un gradient transversal de vitesses longitudinales lui-même causé par le cisaillement interfaciel τ_{xy}.

2.1.2.2. 2ème cas : le régime « varié » ou « non-uniforme »

Les résultats sont résumés dans le tableau 2.2.

Sur la section totale, une seule égalité reste pertinente par rapport au régime uniforme : l'égalité entre perte de charge et perte d'énergie « $S_e = S_H$ ». La pente de frottement S_f est liée à S_o par l'équation de Saint-Venant 1D. La différence « $S_e - S_f$ » est due à la non-homogénéité des vitesses sur la section, représentée par α et β, les coefficients cinétiques de Coriolis et de Boussinesq.

Régime varié
Section totale
$$S_f = S_0 - \frac{dh}{dx} - \frac{1}{gA}\frac{d}{dx}\left(\beta A U^2\right)$$ $$S_e = \frac{\tilde{q}}{\rho g Q \Delta x} = S_H$$ $$S_e - S_f = \frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial x}\left(\beta \frac{Q^2}{gA}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha \frac{1}{2g} U^2\right)$$ $$S_e = S_H \neq S_f \neq S_o$$
Sous-section
$$S_{fi} = S_o - \frac{dh_i}{dx} + \frac{n_y.\tau_{xy.}h_{\text{int.}}}{\rho g A_i} - \frac{1}{gA_i}\frac{d}{dx}\left(\beta_i A_i U_i^2\right) + \frac{\left(U_{in}q_{in} - U_{out}q_{out}\right)}{gA_i}$$ $$S_{ei} = S_{Hi} + \frac{n_y.\tau_{xy}.U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}}{\rho g Q_i} + \frac{1}{2gQ_i}\left(q_{in}\left(U_{in}^2 - \alpha_i U_i^2\right) + q_{out}\left(\alpha_i U_i^2 - U_{out}^2\right)\right)$$ $$S_{ei} - S_{fi} = \frac{1}{A_i}\frac{\partial}{\partial x}\left(\beta_i \frac{Q_i^2}{gA_i}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha_i \frac{1}{2g} U_i^2\right) + F_i\left(q_{in}, q_{out}, \alpha_i, \tau_{xy}\right)^*$$ $$S_{ei} \neq S_{Hi} \neq S_{fi} \neq S_o$$

Tab. 2.2 – Les pentes S_f, S_e, S_H en régime varié, sur la section totale et sur une sous-section.

$$^*F_i\left(\tau_{xy.}, q_{in}, q_{out}, \alpha_i\right) = \frac{n_y.\tau_{xy.}h_{\text{int.}}\left(U_{\text{int.}} - U_i\right)}{\rho g Q_i} + \frac{1}{2gQ_i}\left(q_{in}\left(U_{in}^2 - \alpha_i U_i^2\right) + q_{out}\left(\alpha_i U_i^2 - U_{out}^2\right)\right) - \frac{\left(U_{in}q_{in} - U_{out}q_{out}\right)}{gA_i}$$

Sur la sous-section, les quatre pentes sont différentes et il n'y a pas de lien simple entre pentes par sous-section et pente sur la section totale.

Nous allons enfin traiter le cas de l'homogénéité des vitesses sur une sous-section ou sur la section totale, en régime varié.

2.1.2.3. 3ème cas : le régime varié avec homogénéité des vitesses

L'homogénéité des vitesses sur une section totale ou sur une sous-section se traduit respectivement par (α = β = 1) ou (α_i = β_i = 1). Pour de telles répartitions de vitesses, les équations (2.1) à (2.29) se simplifient : les résultats sont résumés dans le Tab. 2.3

Régime varié – homogénéité des vitesses
Sur la section totale (α = β = 1)
$S_f = S_0 - \frac{dh}{dx} - \frac{U}{g}\frac{dU}{dx} = S_H$ $S_e = S_H$ $S_e = S_f = S_H \neq S_o$
Sur la sous-section (α_i = β_i = 1)
$S_{fi} = S_{Hi} + \frac{n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_i} + \frac{q_{in}(U_{in} - U_i) + q_{out}(U_i - U_{out})}{gA_i}$ $S_{ei} = S_{Hi} + \frac{n_y.\tau_{xy}.U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}}{\rho g Q_i} + \frac{1}{2gQ_i}\left(q_{in}\left(U_{in}^2 - U_i{}^2\right) + q_{out}\left(U_i^2 - U_{out}^2\right)\right)$ $S_{ei} - S_{fi} = G_i(q_{in}, q_{out}, \tau_{xy})^*$

Tab. 2.3 – Les pentes S_f, S_e, S_H en régime varié avec homogénéité des vitesses.

$$^*G_i(q_{in}, q_{out}, \tau_{xy}) = \frac{n_y.\tau_{xy.}h_{\text{int.}}(U_{\text{int.}} - U_i)}{\rho g Q_i} + \frac{1}{2gQ_i}\left(q_{in}\left(U_{in}^2 - U_i{}^2\right) + q_{out}\left(U_i^2 - U_{out}^2\right)\right) - \left(\frac{q_{in}(U_{in} - U_i) + q_{out}(U_i - U_{out})}{gA_i}\right)$$

Sur la section totale, pente d'énergie, pente de charge et pente de frottement sont égales. On retrouve l'hypothèse de la Standard Step Method qui, ne peut donc être séparée de l'hypothèse d'homogénéité des vitesses sur la section totale (α = β = 1). On verra par la suite que ces hypothèses sont erronées dans un contexte de lit composé, pour lequel les coefficients de Coriolis α peuvent atteindre des valeurs de 1,5 à 1,6.

Par ailleurs, l'hypothèse d'homogénéité sur les sous-sections n'entraîne pas de lien simple entre pente par sous-section et pente sur la section totale. En particulier, $S_{Hi} \neq S_H$ et $S_{ei} \neq S_e$.

2.1.3. Lien entre le théorème de Bernoulli et la pente d'énergie

Le théorème de Bernoulli originel (fluide incompressible et non-visqueux) est fréquemment étendu aux fluides visqueux, en rajoutant un terme représentant les pertes d'énergie entre deux sections successives. Revenons sur la démonstration en partant de l'équation de Navier-Stokes en régime permanent qui s'écrit :

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial(p+\rho g z)}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{2.35}$$

avec $\tau_{ij} = \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) - \rho\overline{u_i' u_j'}$, μ étant la viscosité dynamique de l'eau.

En tenant compte de l'incompressibilité traduite par « $\partial u_j/\partial x_j = 0$ », et des conventions d'Einstein, la multiplication de (2.35) par u_i conduit à :

$$\frac{\partial \frac{1}{2} u_j u_i u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial u_j (p+\rho g z)}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} u_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{2.36}$$

Si l'on appelle $e_c = 1/2.u_i u_i$, l'énergie cinétique du champ moyen, la forme intégrée de (2.36) sur le volume de contrôle Ω s'écrit :

$$\iiint_\Omega \frac{\partial u_j e_c}{\partial x_j} d\Omega = -\iiint_\Omega \frac{1}{\rho}\frac{\partial u_j (p+\rho g z)}{\partial x_j} d\Omega + \frac{1}{\rho}\iiint_\Omega \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} d\Omega - \frac{1}{\rho}\iiint_\Omega \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} d\Omega \tag{2.37}$$

Le théorème de Green-Ostrogradsky permet de transformer les intégrales volumiques des trois premiers termes en intégrales surfaciques. Il vient :

$$\iint_\Sigma e_c \vec{v}.d\vec{\Sigma} = -\iint_\Sigma \frac{1}{\rho}(p+\rho g z)\vec{v}.d\vec{\Sigma} + \frac{1}{\rho}\iint_\Sigma \left(\overline{\overline{\tau}}\vec{n}\right)\vec{v} d\Sigma - \frac{1}{\rho}\iiint_\Omega \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} d\Omega \tag{2.38}$$

Considérons maintenant une tranche d'écoulement sur la section totale (u_i = 0 sur les parois). Si l'on néglige l'énergie cinétique des composantes de vitesses v et w, et τ_{xx} devant p – comme on l'a fait pour le premier principe de la thermodynamique –, l'éq. (2.38) devient :

$$\iint_\Sigma \left(\frac{u^2}{2} + g z_{bed} + g h\right)\vec{v}.d\vec{\Sigma} = -\frac{1}{\rho}\iiint_\Omega \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} d\Omega \tag{2.39}$$

où $\Sigma = A_1 \cup A_2$, réunion des surfaces rentrante et sortante de Ω.

Il vient :

$$\frac{d(\alpha U^2/2g)}{dx}\Delta x + \frac{dz_{bed}}{dx}\Delta x + \frac{dh}{dx}\Delta x = -\frac{1}{\rho g Q}\iiint_\Omega \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} d\Omega \tag{2.40}$$

avec $d\Omega = dA.\Delta x$, on a finalement :

$$S_H = \frac{1}{\rho g Q}\iint_A \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} dA \tag{2.41}$$

L'équation (2.40) est la formulation différentielle du théorème de Bernoulli pour un fluide visqueux et un écoulement turbulent [Rouse (1962)]. La perte de charge sur la section totale est donc égale à l'énergie dissipée par le mouvement moyen.

La comparaison de (2.41) avec (2.24) et (2.27) conduit à :

$$\boxed{S_e = \frac{1}{g}\frac{d\mu}{dx} + \frac{\tilde{q}}{\rho g Q dx} = S_H = \frac{1}{\rho g Q}\iint_A \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}dA} \tag{2.42}$$

Cette relation n'est vraie que sur la section totale, car sur la sous-section, le 3ème terme de (2.38) n'est pas nul : il fait intervenir le cisaillement à l'interface liquide.

Une partie de l'énergie est dissipée en chaleur à proximité des parois, par la viscosité moléculaire. Loin des parois, les cisaillements visqueux sont négligeables devant le tenseur de Reynolds [Candel (1990)] : on y observe une perte d'énergie essentiellement due au déclin des structures turbulentes, et on a :

$$\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\rho\overline{u_i' u_j'}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tag{2.43}$$

Ce terme correspond à la production de l'énergie cinétique turbulente qui se fait au détriment du mouvement moyen. Il est toujours positif dans des situations naturelles [Gence (2001)].

La pente d'énergie S_e sur la section totale, égale à la pente de charge S_H, peut donc être vue de deux manières différentes : a) comme la somme de la chaleur échangée avec l'extérieur et de la variation spatiale d'énergie interne ; b) comme l'énergie dissipée par le mouvement moyen, d'une part sur les parois, et d'autre part, dans le transfert d'énergie cinétique au mouvement turbulent.

2.1.4. Les équations de ligne d'eau

Selon qu'on utilise l'équation de la QDM ou celle de l'énergie, on aboutit à des expressions différentes de l'équation de la ligne d'eau. On va se placer dans le cas simplifié où les sous-sections sont rectangulaires et où les coefficients cinétiques, β_i et α_i, sont égaux à l'unité dans les sous-sections.

2.1.4.1. Régime varié sur la sous-section

√ A partir de l'équation de quantité de mouvement

L'équation de quantité de mouvement par sous-section du Tab. 2.3 s'écrit :

$$S_{fi} = S_o - \frac{dh_i}{dx} - \frac{U_i}{g}\frac{dU_i}{dx} + \frac{n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_i} + \frac{q_{in}\left(U_{in} - U_i\right) + q_{out}\left(U_i - U_{out}\right)}{g A_i} \tag{2.44}$$

Par ailleurs, d'après l'éq. (2.3) on a :

$$\frac{dA_iU_i}{dx} = q_{in} - q_{out} \tag{2.45}$$

Si l'on développe l'éq. (2.45) et qu'on la multiplie par « $U_i/(gA_i)$ », il vient :

$$\left(\frac{U_i}{g}\frac{dU_i}{dx} + \frac{U_i^2}{gA_i}\frac{dA_i}{dx}\right) = \frac{(q_{in} - q_{out})U_i}{gA_i} \tag{2.46}$$

L'injection de (2.46) dans (2.44) conduit – en isolant la variation de hauteur d'eau – à :

$$\boxed{\frac{dh_i}{dx} = \frac{S_o - S_{fi} + \frac{U^2}{gB_i}\frac{dB_i}{dx} + \frac{n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_i} + \frac{q_{in}(U_{in} - 2U_i) + q_{out}(2U_i - U_{out})}{gA_i}}{\left(1 - \frac{U_i^2}{gh_i}\right)}} \tag{2.47}$$

avec $A_i = h_i.B_i$; B_i étant la largeur de la sous-section (rectangulaire).

On obtient une relation homologue à celle de Yen (1972) pour les lits droits, avec en plus, le terme de variation de largeur, B_i.

√ **A partir de l'équation de l'énergie**

L'équation d'énergie par sous-section du Tab. 2.3 s'écrit :

$$S_{ei} = S_o - \frac{dh_i}{dx} - \frac{U_i}{g}\frac{dU_i}{dx} + \frac{n_y.\tau_{xy}.U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}}{\rho g Q_i} + \frac{1}{2gQ_i}\left(q_{in}\left(U_{in}^2 - U_i^2\right) + q_{out}\left(U_i^2 - U_{out}^2\right)\right) \tag{2.48}$$

L'injection de l'éq. (2.46) dans cette dernière conduit – en isolant la variation de hauteur d'eau – à :

(2.49)

$$\boxed{\frac{dh_i}{dx} = \frac{S_o - S_{ei} + \frac{U_i^2}{gB_i}\frac{dB_i}{dx} + \frac{n_y.\tau_{xy}.U_{\text{int}}h_{\text{int.}}}{\rho g Q_i} + \frac{q_{in}\left(U_{in}^2 - 3U_i^2\right) + q_{out}\left(3U_i^2 - U_{out}^2\right)}{2gQ_i}}{\left(1 - \frac{U_i^2}{gh_i}\right)}}$$

Or, compte tenu du lien qu'il y a entre S_{ei} et S_{Hi} (Tab. 2.3), on obtient une 3ème expression de la ligne d'eau :

$$\boxed{\frac{dh_i}{dx} = \frac{S_o - S_{Hi} + \frac{U_i^{\,2}}{gB_i}\frac{dB_i}{dx} - \frac{(q_{in} - q_{out})U_i}{gA_i}}{\left(1 - \frac{U_i^{\,2}}{gh_i}\right)}} \tag{2.50}$$

Cette équation rend manifeste le fait que la perte de charge par lit, S_{Hi}, ne dépend pas *directement* de l'interaction turbulente représentée par $\tau_{xy,}$ et de la vitesse interfacielle U_{int}. La perte de charge par lit ne fait pas apparaître de manière explicite la dissipation due aux échanges interfaciaux ; les débits q_{in} et q_{out} de l'éq. (2.50) procédant de la conservation de la masse et non du transfert de quantité de mouvement à l'interface.

A contrario, l'éq. (2.49) montre que la perte d'énergie par lit S_{ei}, elle, est fonction du tenseur τ_{xy} et de la vitesse $U_{int.}$

Si l'on se reporte au (Tab. 2.1), on s'aperçoit que ces deux dernières conclusions étaient déjà valables en régime uniforme, puisqu'on avait :

$$S_{Hi} = S_o \qquad \text{et} \qquad S_{ei} = S_o + \frac{n_y.\tau_{xy.}U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}}{\rho g Q_i}$$

Ces résultats sont dus en fait à notre hypothèse de départ, à savoir $\alpha_i = \beta_i = 1$. Alors que pour un écoulement réel, l'interaction MC/FP se fait sentir de part et d'autre de l'interface sur les profils de vitesse U_d, l'hypothèse précédente la concentre sur l'interface : c'est une modélisation discontinue, de type « chocs », par le biais d'une vitesse ponctuelle, U_{int}. L'éq. (2.48) en témoigne en régime varié, puisqu'elle fait apparaître des différences d'énergie cinétique au niveau de l'interface :

$$S_{ei} = S_{Hi} + \frac{n_y.\tau_{xy}.U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}}{\rho g Q_i} + \left(\frac{q_{in}}{Q_i}\left(\frac{U_{in}^2}{2g} - \frac{U_i^{\,2}}{2g}\right) + \frac{q_{out}}{Q_i}\left(\frac{U_i^2}{2g} - \frac{U_{out}^2}{2g}\right)\right) \tag{2.51}$$

2.1.4.2. Régime varié sur la section totale

On rappelle que les profils de vitesses sont considérés homogènes sur les sous-sections mais pas sur la section totale.

√ A partir de l'équation de quantité de mouvement

L'équation de Saint-venant 1D s'écrit sur la section totale (Tab. 2.2) :

$$S_f = S_0 - \frac{dh}{dx} - \frac{1}{gA}\frac{d}{dx}\left(\beta A U^2\right) \tag{2.52}$$

Or, en écrivant la conservation de la masse sous la forme « *Q = AU = cste », on a :*

$$\frac{d}{dx}\left(\beta A U^2\right) = U\frac{d}{dx}\left(\beta A U\right) + \beta A U\frac{dU}{dx} = A U^2\frac{d\beta}{dx} + \beta A U\frac{dU}{dx} \tag{2.53}$$

L'éq. (2.52) s'écrit alors, en isolant la variation de hauteur :

$$\boxed{\frac{dh}{dx} = S_0 - S_f - \frac{U^2}{g}\frac{d\beta}{dx} - \beta\frac{U}{g}\frac{dU}{dx}} \tag{2.54}$$

La section totale n'étant pas rectangulaire, on ne peut expliciter le dernier terme en fonction de la largeur totale *B,* comme on l'avait fait en raisonnant sur une sous-section. On ne peut donc aboutir à une expression du type « 1-(Froude)² » au dénominateur, dans une géométrie composée.

On notera au passage que si $\beta \rightarrow 1$ et $d\beta/dx \rightarrow 0$, on retrouve naturellement l'égalité $S_H = S_f$, mais en passant par le concept de quantité de mouvement.

√ A partir de l'équation d'énergie

Sur la section totale, on a

$$S_H = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha\frac{U^2}{2g} + h + z_{bed}\right) = S_o - \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{U^2}{2g}\frac{\partial \alpha}{\partial x} - \alpha\frac{U}{g}\frac{\partial U}{\partial x} \tag{2.55}$$

Soit,

$$\boxed{\frac{dh}{dx} = S_o - S_H - \frac{U^2}{2g}\frac{d\alpha}{dx} - \alpha\frac{U}{g}\frac{dU}{dx}} \tag{2.56}$$

Pour les mêmes raisons qu'au paragraphe précédent, on ne peut expliciter le dernier terme en fonction de la largeur totale *B* ; on a par ailleurs dans ce cas, $S_e = S_H$ (Tab. 2.2).

2.2. LES FROTTEMENTS AU FOND

Dès lors qu'elles sont appliquées à une sous-section, les équations de QDM, d'énergie ou de lignes d'eau, font apparaître de manière distincte, les trois sources de dissipation de l'énergie : les frottements sur le périmètre solide, les frottements aux interfaces liquides dus à l'échange turbulent, et les pertes par transfert de masse entre lits. Par contre, lorsqu'on les formule sur la section totale, seuls les frottements au fond sont exprimés de manière explicite. On perd en partie la trace des deux autres modes de dissipation, même si leur influence est implicitement prise en compte dans les coefficients cinétiques, α et β, sur la section totale.

De manière générale, lorsque l'on traite par une approche 1D des écoulements non-uniformes sur un bief à section simple, seuls les frottements au fond sont considérés. Cela conduit inévitablement à intégrer dans les coefficients de frottement classiques tels que ceux de Manning ou de Strickler des pertes additionnelles qui ne sont pas directement liées au frottement de paroi. La rugosité de Manning n'est plus simplement une mesure géométrique reflétant les aspérités réelles de la paroi, mais un coefficient de calage variant avec la physique de l'écoulement. Les Anglo-Saxons lui donnent dans ce cas, le nom de coefficient

de résistance à l'écoulement. Pour faire le lien avec le §2.1.2, confondre le coefficient de résistance à la paroi avec le coefficient de résistance à l'écoulement revient à assimiler la pente de frottement S_f avec la pente d'énergie S_e. ; c'est dans cet esprit par exemple, qu'ont été établies les formules de rugosités composites (Chap. 1, §1.2.1.1) lorsqu'une section composée est considérée comme un tout homogène.

En s'appuyant sur les travaux de Rouse (1965) et ceux de Yen (1992) et (2002), nous allons revenir sur cette notion de coefficient de résistance à l'écoulement et sur les différentes sources de frottements qui lui sont associées. Cela va nous permettre de faire le point sur les domaines de validité des lois de frottement classiques.

2.2.1. La résistance à l'écoulement

Hunter Rouse (Université de l'Iowa) fut un des premiers à s'intéresser, en plus de la rugosité de paroi « classique », à d'autres sources de résistance liées à la forme des sections en travers, à la non-uniformité du canal de profil et en plan, et enfin aux instationnarités de l'écoulement. Dans Rouse (1965), la résistance à l'écoulement est considérée comme la résultante de quatre composantes :

a) la rugosité de peau ou de surface d'une paroi,
b) la résistance de forme ou de traînée,
c) la résistance due à la distorsion de la surface libre par les ondes de surface,
d) la résistance due à des accélérations locales ou à la non-permanence de l'écoulement.

Elle peut s'exprimer en utilisant une fonction symbolique adimensionnelle telle que le coefficient de résistance à l'écoulement de Darcy-Weisbach, f, reliant six paramètres indépendants :

$$f = F\left(R_e, k_s / R_h, \eta, N, F_r, \Phi\right) \tag{2.57}$$

où R_e est le nombre de Reynolds ; k_s / R_h, le rapport entre la taille des aspérités de la paroi et le rayon hydraulique ; η, caractérise la forme de la section en travers ; N, la non-uniformité du canal de profil et en plan ; F_r, le nombre de Froude, Φ, le degré d'instationnarité de la surface libre. Et la fonction F représente l'interaction non-linéaire des 6 paramètres ou des 4 composantes de résistance.

De plus, si l'on considère une section composite, i.e. une section dont la rugosité des parois varie le long du périmètre mouillé, et avec elle, la contrainte pariétale et la résistance à l'écoulement, l'éq. (2.57) devient [Yen (2002)] :

$$f = F\left(R_e, k_s / R_h, \eta, N, F_r, \Phi, G_c\right) \tag{2.58}$$

où G_c est une représentation adimensionnelle de la variation latérale de la rugosité le long de la section composite : elle peut être exprimée à partir des rapports k_i / k_s, k_s représentant la valeur moyenne des k_i.

Sur le terrain, une section englobant le lit mineur et les lits majeurs, est simultanément composite et composée (réunion de sous-sections dont la géométrie diffère). Forme et variation de la rugosité affectent la répartition des vitesses, les deux ayant une influence sur le coefficient de résistance à l'écoulement. Par conséquent, si la section globale est considérée comme un tout, les pertes par résistance à l'écoulement doivent être rigoureusement évaluées par une formule du type de l'éq. (2.58), ce qui n'est évidemment pas aisé.

Par contre, si l'on évalue la résistance à l'écoulement dans une section homogène en terme de forme et de rugosité (lit mineur ou lit majeur), et si l'on intègre la prise en compte de la non-uniformité du canal en plan dans une *modélisation explicite des transferts de masse*, on supprime la dépendance du coefficient f vis-à-vis des paramètres η, N, et G_c. Et dans une configuration où le degré d'instationnarité de la surface libre est négligeable, l'éq. (2.58) se réduit à :

$$f = F\left(R_e, k_s / R_h, F_r\right) \tag{2.59}$$

Cette formule rend manifeste l'intérêt de traiter séparément les lits d'une section composée/composite, comme si on avait affaire, d'un point de vue de la résistance à l'écoulement, à la juxtaposition de sections « simples ».

Pour une section simple, l'« american society of civil engineers task force on friction factors in open channels » proposait en 1963, de relier le coefficient de Darcy-Weisbach, f, aux deux paramètres indépendants, R_e, et k_s/R_h, en s'inspirant des travaux de Nikuradse et de Moody sur les conduites. Ils se placent dans le cadre d'écoulements uniformes dans des canaux larges ou semi-circulaires dont les matériaux étaient analogues à ceux des conduites. Dans ce contexte, Yen (2002) précise qu'on perd la dépendance vis-à-vis du nombre de Froude F_r, pour des valeurs de ce dernier « pas trop élevées ». Et le lien $f = F\left(R_e, k_s / R_h\right)$ est représenté par un diagramme de Moody corrigé (Fig. 2.2).

2.2.2. Le diagramme de Moody corrigé

Le diagramme de Moody est valable pour les parois rigides imperméables ; c'est donc un cas particulier de ce que l'on trouve dans la nature, car la présence de végétations, de débris, d'obstacles, modifie le profil de vitesses et donc la résistance à l'écoulement. L'application des lois de f dans une sous-section d'un lit composé suppose, de la même manière, que la résistance à l'écoulement soit peu modifiée par la déformation des profils de vitesses due aux échanges entre lit, ce qui est critiquable. Néanmoins, cette hypothèse nous paraît moins forte lorsqu'on raisonne sur des paramètres hydrauliques moyennés par sous-section, que lorsqu'on calcule des valeurs locales de f moyennées sur la verticale – comme c'est le cas dans la SKM de Shiono et Knight (Chap. 1, §1.2.5).

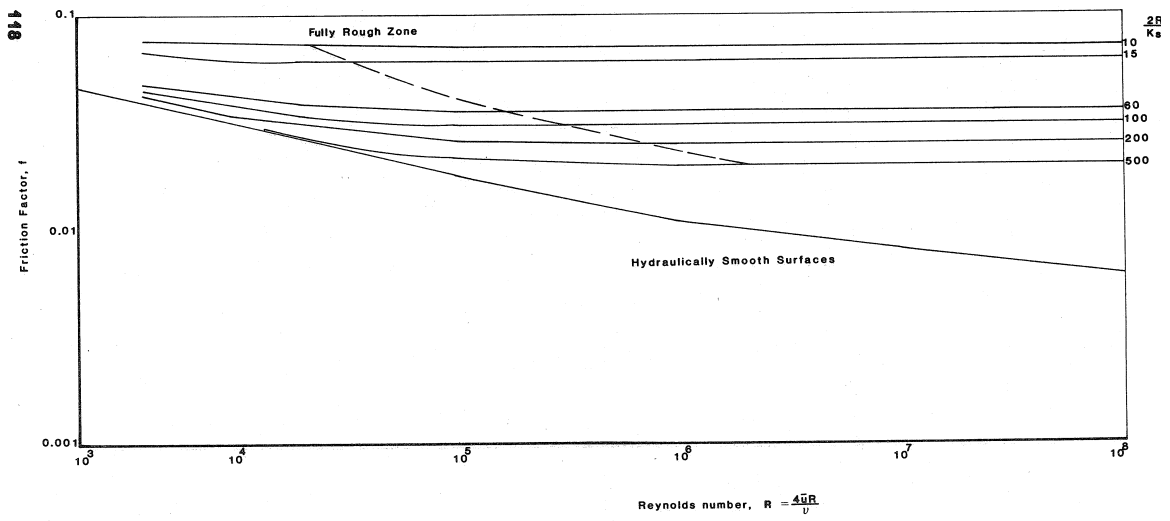


Fig. 2.2 - Diagramme de Moody corrigé montrant le comportement du coefficient f dans les canaux ouverts vis-à-vis de R_e et de $2R_h/k_s$, d'après French (1985).

√ **Analyse des lois** $f = F(R_e, k_s / R_h)$**, avec** $R_e = 4UR_h / \nu$

Le diagramme de Moody corrigé se décompose en trois lois :

Pour les écoulements uniformes laminaires avec des R_e < 2000, le coefficient de Darcy-Weisbach f s'écrit sous la forme [Yen (2002)] :

$$f = \frac{K_l}{R_e} \tag{2.60}$$

avec K_l = 96 pour les canaux larges (K_l = 64 pour les conduites).

Pour 2800 < R_e < 100000, la formule de Blasius pour les conduites lisses s'applique et sert d'approximation pour les canaux larges :

$$f = \frac{0{,}316}{R_e^{\,0{,}25}} \tag{2.61}$$

Pour R_e > 100000, une formule type « Colebrook-White » est la plupart du temps utilisée :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -K_1 \, log\left(\frac{k_s}{K_2 R_h} + \frac{K_3}{R_e\sqrt{f}}\right) \tag{2.62}$$

Les valeurs de K_1, K_2 et K_3 sont présentées dans Yen (2002), elles varient selon neuf auteurs : $K_1 \in$ [2 ; 2,14] ; $K_2 \in$ [10 ; 14] ; et $K_3 \in$ [1,7 ; 3,4], ce dernier coefficient fluctuant avec le ratio largeur/hauteur d'eau.

√ Régimes turbulents lisses et turbulents rugueux

L'existence de ces deux régimes est développée dans French (1985), et présentée sur la Fig. 2.2.

a) L'écoulement est dit « turbulent lisse » (smooth turbulent flow) lorsque les éléments rugueux du périmètre mouillé sont complètement recouverts par la sous-couche visqueuse. La résistance à l'écoulement est essentiellement fonction du Reynolds, $f = F(R_e)$. Pour 2800 < R_e < 100000, l'éq. (2.61) de Blasius s'applique. Pour R_e > 100000, l'éq. (2.62) se réduit à :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -K_1 \, log\left(\frac{K_3}{R_e\sqrt{f}}\right) \tag{2.63}$$

b) L'écoulement est dit « turbulent rugueux » (rough turbulent flow) lorsque les éléments rugueux du périmètre mouillé traversent la sous-couche visqueuse et influent sur tout l'écoulement. La résistance à l'écoulement est essentiellement due au frottement sur le fond et est donc fonction de la rugosité relative k_s/R_h (indépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds), $f = F(k_s / R_h)$. Pour R_e > 100000, l'éq. (2.62) se réduit à :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -K_1 \log\left(\frac{k_s}{K_2 R_h}\right) \tag{2.64}$$

Ces deux régimes sont séparés par une zone de transition où aucun des deux termes à l'intérieur du « log » de la formule de Colebrook-White n'est négligeable et $f = F(\mathrm{Re}, k_s / R_h)$ dans l'éq. (2.62). Cette dernière étant implicite en f, certains auteurs proposent une forme explicite qui s'en approche ; pour les canaux larges, Yen (1991) propose, pour R_e > 120 000 et k_s / R_h < 0,05 :

$$f = \frac{1}{4}\left(-log\left(\frac{k_s}{12R_h} + \frac{1{,}95.4^{0,9}}{R_e^{0.9}}\right)\right)^{-2} \tag{2.65}$$

Dans tous les cas d'écoulement (laminaire, turbulent lisse et turbulent rugueux), le coefficient f est par ailleurs relié à la vitesse débitante de l'écoulement, *U*, comme pour les écoulements en conduite, par :

$$S_f = \frac{f}{4R_h}\frac{U^2}{2g} \tag{2.66}$$

où S_f est la pente de frottement sur le fond du canal, *U*, la vitesse débitante et R_h, le rayon hydraulique.

La loi de frottement s'exprime donc, dans le cas général, avec un coefficient de résistance à l'écoulement f, dépendant à la fois de la rugosité de paroi et du nombre de Reynolds, c'est à dire du niveau de turbulence. Il n'y a donc que le cas particulier du régime turbulent rugueux (indépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds) qui *autorise à confondre le coefficient de Darcy-Weisbach f à une résistance de paroi*.

2.2.3. Contraintes pariétales et lois de frottement au fond

Le lien entre pente de frottement S_f et contrainte pariétale a déjà été abordé au §2.1.1.2. Nous allons maintenant rappeller les liens existant entre les différents coefficients de résistance à l 'écoulement.

La contrainte exercée par le fond sur le fluide est opposée à la vitesse, s'exprime en [*Pa*], et vaut :

$$\vec{\tau}_{zx}(z=0) = -\mu \frac{\partial \vec{U}}{\partial z} \tag{2.67}$$

La connaissance de cette contrainte nécessite la connaissance de l'écoulement. Et l'analyse dimensionnelle [Hervouet (2002)] montre que $\vec{\tau}$ est de la forme :

$$\vec{\tau}_{zx}(z=0) = -1/2\rho C_f \sqrt{U^2+V^2}\vec{U} \tag{2.68}$$

où C_f est un coefficient de frottement adimensionnel.

Les frottements pariétaux en mécanique des fluides sont des fonctions quadratiques de la vitesse (plaque plane, tuyau, canal…). Cette formule générale pour les forces de frottement suppose que $\vec{U}$ est la vitesse à l'infini ou suffisamment loin de la paroi. La connaissance de C_f et de la vitesse à lui associer permet de déterminer la force de frottement.

√ Lois de frottement pour les canaux ouverts

En 1D, la contrainte au fond s'écrit $\vec{\tau}_{fond} = -1/2\rho C_f U^2 \vec{x}$, et pour les canaux ouverts, Chezy a montré que la vitesse qui devait être utilisée dans la loi de frottement est la vitesse débitante dans le canal. Le coefficient de Chézy C et C_f sont reliés par :

$$C = \sqrt{\frac{2g}{Cf}} \qquad \text{en } [m^{1/2}s^{-1}] \tag{2.69}$$

En régime uniforme, où la force de frottement au fond est équilibrée par la projection sur *x* de la force de gravité, on a $\tau_{fond} = 1/2\rho C_f U^2 = \rho g R_h S_o$, d'où le lien – appelé formule de Chézy :

$$U = \sqrt{\frac{2g}{C_f}}\sqrt{R_h S_o} = C\sqrt{R_h S_o} \tag{2.70}$$

La loi empirique de Manning-Strickler précise la valeur du coefficient de Chézy et a été conçue pour donner un coefficient de frottement indépendant de la profondeur et donc uniquement fonction de la rugosité de fond, avec $C = KR_h^{1/6}$ où K [$m^{1/3}s^{-1}$] est le coefficient de Strickler. Exprimée à l'aide de la rugosité de Manning, $n = 1/K$, elle s'écrit :

$$U = \frac{R_h^{2/3}}{n} S_o^{1/2} \tag{2.71}$$

On rajoutera enfin la loi de Darcy-Weisbach, découlant de (2.66), dans laquelle $f = 4C_f$:

$$U = \sqrt{\frac{8g}{f}}\sqrt{R_h S_o} \tag{2.72}$$

On passe facilement d'une loi à l'autre par le lien entre les coefficients de résistance à l'écoulement :

$$\sqrt{\frac{f}{8}} = \frac{n}{R_h^{1/6}}\sqrt{g} = \frac{\sqrt{g}}{C} = \sqrt{\frac{Cf}{2}} = \frac{U^*}{U} \tag{2.73}$$

où, U^*, appelée vitesse de cisaillement s'exprime par, $U^* = \sqrt{\tau_{fond} / \rho}$.

√ Indépendance de la rugosité de Manning vis-à-vis de R_h

Les différents coefficients de résistance de l'éq. (2.73) décrivent tous le même phénomène physique ; on s'attend donc à ce qu'ils dépendent – à l'instar du coefficient de Darcy-Weisbach – du nombre de Reynolds, de la rugosité du fond k_s, et du rayon hydraulique *(cf. §2.2.2)*. Il se trouve qu'en régime turbulent rugueux, l'éq. (2.64) peut être approchée par :

$$f \approx k_s^{1/3}.R_h^{-1/3} \tag{2.74}$$

d'après Anonymous (1963), cité dans French (1985).

Si l'on reporte l'éq. (2.74) dans l'éq. (2.73), on en déduit que la rugosité de Manning *n* est indépendante de R_h. Autrement dit, l'hypothèse d'indépendance des coefficients de Manning ou de Strickler vis à vis du tirant d'eau – et du nombre de Reynolds – n'est valable qu'en régime turbulent rugueux.

Concernant nos expériences en laboratoire, nous avons utilisé la rugosité *n*, que lorsque nous avions affaire à des écoulements turbulents rugueux, et hors de ce cadre, les formules $f = F(\mathrm{Re}, k_s / R_h)$ ont été utilisées.

En rivière, les forts nombres de Reynolds et les hauteurs de rugosité k_s sont tels, qu'on est la plupart du temps en régime turbulent rugueux, ce qui justifie l'utilisation du coefficient de Manning.

2.3. LES EQUATIONS DES CODES HEC-RAS, TALWEG-FLUVIA, ET AXERIV

Un des objectifs de la thèse est d'évaluer la capacité de codes 1D existants à modéliser les deux paramètres hydrauliques fondamentaux qui intéressent l'ingénieur, à savoir le niveau d'eau et le débit dans le lit majeur. Compte-tenu des phénomènes physiques observés en lit composé, il semblait naturel de choisir : a) un code négligeant les pertes par transfert de masse et par transfert turbulent ; b) un code prenant en compte les seuls échanges turbulents ; c) enfin, un code modélisant la totalité des échanges à l'interface. Nous avons respectivement choisi :

a) Hec-Ras développé par l'US Army Corps of Engineers,
b) Talweg-Fluvia développé par le Cemagref de Lyon,
c) Axeriv développé par l'Université Catholique de Louvain-la-neuve.

Nous allons revenir sur les équations constitutives de ces codes ainsi que sur les hypothèses simplificatrices associées.

2.3.1. HEC-RAS

2.3.1.1. Présentation

HEC-RAS est l'abréviation de « Hydrologic Engineering Center's River Analysis System ». C'est un code 1D permanent ou non-permanent de calcul de ligne d'eau en graduellement varié [Brunner (2001)]. Il résout « l'équation de l'énergie unidimensionnelle », les pertes étant évaluées par la formule de frottement au fond de Manning-Strickler et par des formules de contraction/expansion de l'écoulement. Pour les situations rapidement variées telles que les ressauts hydrauliques, les écoulements à proximité des ponts, et les confluences de rivière, l'équation de l'énergie est remplacée par l'équation de quantité de mouvement. Pour les écoulements débordants, la section totale est divisée en sous-sections homogènes en terme de forme et de rugosité, et chaque débit partiel Q_i est calculé selon la Divided Channel Method (Chap. I. §1.2.1) à l'aide de la formule de Manning-Strickler, soit :

$$Q_i = D_i S_{fi}^{1/2} \qquad \text{avec} \qquad D_i = \frac{1}{n_i} A_i R_{hi}^{2/3} \tag{2.75}$$

Dans la DCM, on considère que la débitance d'un écoulement élémentaire n'est pas affectée par la présence des lits adjacents, donc que la perte de charge par lit est égale à la pente de frottement sur le fond, soit $S_{Hi} = S_{fi}$. On admet par ailleurs que les pentes de frottements par lits sont égales entre elles, ce qui conduit à :

$$S_{fi}^{1/2} = \frac{Q_1}{D_1} = \frac{Q_2}{D_2} = \ldots = \frac{Q_n}{D_n} = \frac{\sum Q_i}{\sum D_i} = \frac{Q}{D} \tag{2.76}$$

où Q et D sont respectivement le débit total et la débitance totale.

Or, comme la force s'exerçant sur le périmètre mouillé total (χ) est la somme des forces s'exerçant sur les périmètres mouillés des sous-sections (χ_i), on a :

$$\rho g R_h S_f \chi = \sum_i \rho g R_{hi} S_{fi} \chi_i \tag{2.77}$$

Soit,

$$\rho g A S_f = \sum_i \rho g A_i S_{fi} \tag{2.78}$$

Et l'égalité entre les S_{fi} conduit à :

$$S_f = S_{fi} = \left(\frac{Q}{\sum_i D_i} \right)^2 = \left(\frac{Q}{\sum_i \frac{1}{n_i} A_i R_{hi}^{2/3}} \right)^2 \tag{2.79}$$

C'est la formule des frottements moyens de la DCM : le frottement total est égal au frottement par lit.

Concernant le calcul de la ligne d'eau, il s'effectue suivant la Standard Step Method : c'est une procédure itérative de résolution des deux équations suivantes :

$$Z_2 + \alpha_2 \frac{U_2^2}{2g} = Z_1 + \alpha_1 \frac{U_1^2}{2g} + \Delta x . S_H \tag{2.80}$$

$$S_H = S_f + C \left| \alpha_2 \frac{U_2^2}{2g} - \alpha_1 \frac{U_1^2}{2g} \right| \frac{1}{\Delta x} \tag{2.81}$$

Z_2 et Z_1 étant les niveaux d'eau aux points 1 et 2, séparés d'un pas d'espace Δx ; U_1 et U_2 étant les vitesses débitantes à ces mêmes points ; et C, le coefficient de contraction ou d'expansion associé à la variation latérale du bief considéré.

Le coefficient de Coriolis sur la section totale est calculé de la manière suivante :

$$\alpha = \frac{\sum_i A_i U_i^3}{A U^3} = \sum_i \left(\frac{D_i}{D} \right)^3 \left(\frac{A}{A_i} \right)^2 = f(Q,h) \tag{2.82}$$

les coefficients de Coriolis par sous-section étant supposés égaux à 1.

Le débit *Q* et la géométrie étant les données du problème, la pente de frottement, le coefficient de Coriolis et les pertes par contraction/expansion ne sont fonction que du tirant d'eau. On a donc affaire à une résolution 1D sur la section totale de la ligne d'eau [éq.(2.80) et (2.81)], sans résolution *explicite* de la répartition de débit.

2.3.1.2. Critique des hypothèses formulées

a) L'égalité entre pentes de frottement par lit

Si l'on se reporte au Tab. 2.3 p51, l'équation de quantité de mouvement dans un lit s'écrit de manière générale :

$$S_{fi} = S_{Hi} + \frac{n_y.\tau_{xy}.h_{int.}}{\rho g A_i} + \frac{q_{in}\left(U_{in} - U_i\right) + q_{out}\left(U_i - U_{out}\right)}{g A_i} \tag{2.83}$$

Mais puisque ici, on néglige les transferts interfaciaux, on a $\tau_{xy} = 0$, $U_{in} = U_i$ et $U_{out} = U_i$, et il vient :

$$S_{fi} = S_{Hi} = S_o - \frac{dh_i}{dx} - \frac{1}{g} U_i \frac{dU_i}{dx} \tag{2.84}$$

Or, comme la DCM suppose l'égalité des niveaux d'eau entre les lits, les valeurs de dh_i/dx sont identiques dans les différentes sous-sections. Par conséquent, l'égalité des S_{fi} entre lits équivaut à l'égalité des gradients de charge cinétique, « $d(U_i^2/2g)/dx$ », ce que rien ne justifie dès lors que les transferts de masse entre lits ne sont pas négligeables.

b) L'égalité entre pente de charge et pente de frottement sur la section totale

Sur un bief où les pertes par contraction/expansion ne sont pas « activées », l'éq. (2.81) conduit à :

$$S_H = S_f \tag{2.85}$$

Or, le Tab. 2.2 p50 nous indique que sur la section totale :

$$S_H - S_f = \frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial x}\left(\beta \frac{Q^2}{gA}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha \frac{1}{2g} U^2\right) \tag{2.86}$$

avec $S_e = S_H$, pour mémoire.

La compatibilité entre les éq. (2.85) et (2.86) impliquent que :

$$\alpha = \beta = 1 \tag{2.87}$$

Cependant, cette égalité n'est quasiment jamais vérifiée en lit composé. Cela signifie qu'une partie de l'énergie dissipée n'est pas prise en compte dans le calcul de ligne d'eau, et ce, indépendamment du fait qu'on ne modélise pas les pertes par échanges interfaciaux.

c) Les pertes de charge par contraction/expansion

Dans l'équation (2.81), les pertes par contraction/expansion sont fonction du débit total et du niveau d'eau, mais sont en revanche indépendantes des débits partiels – comme le coefficient α et la pente S_f. Le coefficient *C* peut donc être un paramètre de calage pour la ligne d'eau, *mais pas pour la répartition de débit*.

2.3.2. Talweg-Fluvia

2.3.2.1. Formulation simplifiée

Talweg-Fluvia est un code 1D permanent développé au Cemagref. Il résout en graduellement varié l'équation de quantité de mouvement sur la section totale, soit :

$$\frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial x}\left(\beta\frac{Q^2}{gA}\right)+\frac{dZ}{dx}+S_f=0 \tag{2.88}$$

La surface libre sur un profil en travers est supposée horizontale, et les vitesses dans le lit mineur d'une part et dans le lit majeur d'autre part, homogènes, soit $\beta_{fp}=\beta_{mc}=1$. La discrétisation de (2.88) est présentée en annexe A.2.3.

Concernant le calcul du frottement sur la section totale, une *simplification* est effectuée : on suppose que la pente S_f à l'abscisse *x*, peut-être reliée à la débitance D^* du régime uniforme équivalent (de mêmes niveau *Z* et débit *Q*). Soit :

$$S_f=\left(\frac{Q}{D^*}\right)^2 \tag{2.89}$$

D^* est calculée avec la formulation Debord établie en régime uniforme (Chap. 1, §1.2.3.2), qu'on rappelle ici :

$$D^*=\varphi.K_{mc}Rh_{mc}{}^{2/3}A_{mc}+K_{fp}\sqrt{\left(A_{fp}{}^2+A_{mc}A_{fp}(1-\varphi^2)\right)}Rh_{fp}^{2/3} \tag{2.90}$$

avec $\varphi=f(K_{mc},K_{fp},Rh_{fp}/Rh_{mc})$, paramètre rendant compte de l'interaction turbulente.

On suppose également qu'on a la même répartition de débit que celle du régime uniforme équivalent, soit :

$$\eta=\frac{Q_{mc}}{Q_{fp}}=\frac{\varphi.K_{mc}Rh_{mc}{}^{2/3}A_{mc}}{K_{fp}\sqrt{\left(A_{fp}{}^2+A_{mc}A_{fp}(1-\varphi^2)\right)}Rh_{fp}^{2/3}} \tag{2.91}$$

Et puisque le coefficient de Boussinesq associé s'exprime par :

$$\beta = \frac{A}{\left(1+\eta^2\right)}\left[\eta^2 \frac{1}{A_{mc}} + \frac{1}{A_{fp}}\right] \tag{2.92}$$

c'est essentiellement une fonction de Rh_{mc} et de Rh_{fp}, donc du niveau d'eau Z.

Par conséquent, si Q, K_{mc} et K_{fp} sont les données du problème, β et S_f ne sont fonction que de Z, et l'éq. (2.88) résout le calcul de la ligne d'eau *sans calcul explicite de la répartition de débit*. De ce point de vue, la situation est homologue à celle d'Hec-Ras.

On rappelera enfin, que Talweg-Fluvia ne prend en compte via la formulation Debord, que les pertes par échange turbulent. Les débits latéraux d'échange de masse sont supposés ne pas transporter de QDM. Cependant, à l'approche d'élargissements, ce code 1D active une perte de charge supplémentaire du type « formule de Borda », notée S_s. Dans l'équation (2.88), on ajoute au frottement de fond, le terme suivant :

$$S_s = \xi \frac{(dU)^2}{dx} \frac{1}{2g} \tag{2.93}$$

Le coefficient ξ varie en fonction du demi-angle d'élargissement α suivant la loi :

$$\begin{aligned} &\xi = 0 && \text{pour } \alpha < 8{,}5° \\ &\xi = 0{,}525.\log(\tan(\alpha)) + 1 && \text{pour } \alpha \in [8{,}5° \text{ ; } 45°] \\ &\xi = 1 && \text{pour } \alpha > 45° \end{aligned} \tag{2.94}$$

Cette loi a été établie suivant les expériences de Formica (1955), et a été reprise dans Chow (1959).

2.3.2.2. <u>Critique des hypothèses de la formulation simplifiée</u>

En régime uniforme, on a vu au Tab. 2.1 p49, que sur la section totale :

$$S_o = S_H = S_f = S_e \tag{2.95}$$

On a en outre,

$$S_{Hi} = S_H \tag{2.96}$$

C'est cette dernière égalité qui autorise à écrire dans la formulation Debord :

$$D^* = \frac{Q}{S_o^{1/2}} = \frac{Q}{S_f^{1/2}} = \varphi.K_{mc} Rh_{mc}{}^{2/3} A_{mc} + K_{fp}\sqrt{\left(A_{fp}{}^2 + A_{mc}A_{fp}(1-\varphi^2)\right)} Rh_{fp}^{2/3} \tag{2.97}$$

En régime non-uniforme, on a :

$$\begin{aligned} Q_{mc} &= K_{mc} A_{mc} R_{mc}^{2/3} Sf_{mc}{}^{1/2} = D_{mc}^* S_{Hmc}{}^{1/2} \\ Q_{fp} &= K_{fp} A_{fp} R_{fp}^{2/3} Sf_{fp}{}^{1/2} = D_{fp}^* S_{Hfp}{}^{1/2} \end{aligned} \tag{2.98}$$

avec $D_{mc}{}^{*} = \varphi.K_{mc}R_{mc}{}^{2/3}A_{mc}$, et $D_{fp}{}^{*} = K_{fp}\sqrt{\left(A_{fp}{}^{2} + A_{mc}A_{fp}(1-\varphi^{2})\right)}R_{fp}^{2/3}$

L'utilisation de la formulation Debord (2.90) en régime varié, suppose donc de manière implicite, qu'il y ait égalité des pentes de charge ($S_{Hmc} = S_{Hfp} = S_H$) si l'on veut écrire $D^{*} = D_{mc}^{*} + D_{fp}^{*}$. On peut ainsi formuler la même critique que pour Hec-Ras : puisque les niveaux d'eau sont supposés égaux dans les différentes sous-sections, la formulation Debord suppose implicitement l'égalité des gradients « $d(U_i^2/2g)/dx$ » entre lits, ce qui ne vas pas de soi lorsqu'on a des transferts de masse interfaciaux.

Pour le régime varié, on a donc :

$$S_H = \left(\frac{Q}{D^{*}}\right)^{2} \tag{2.99}$$

Or, sur la section totale, la relation tirée du Tab. 2.2 p50 est toujours valable :

$$S_H - S_f = \frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial x}\left(\beta\frac{Q^2}{gA}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha\frac{1}{2g}U^2\right) \tag{2.86}$$

La compatibilité de l' éq. (2.89) et de l'éq. (2.99) implique donc que la relation (2.86) soit nulle, autrement dit que $\alpha = \beta = 1$ sur la section totale. La formulation simplifiée de Talweg-Fluvia fait donc également la confusion entre pente de charge et pente de frottement.

En fait, un calcul pertinent de S_f passe inévitablement par une résolution explicite des débits partiels. En effet, nous avons vu que le calcul d'un frottement moyen à l'aide des frottements par lit s'exprime par :

$$\rho g R_h S_f \chi = \sum_i \rho g R_{hi} S_{fi} \chi_i \tag{2.100}$$

Et l'application de la formule de Manning-Stickler dans chaque lit conduit au final à :

$$S_f = \frac{1}{A}\left[\frac{Q_{mc}{}^{2}}{K_{mc}{}^{2}A_{mc}R_{mc}{}^{4/3}} + \frac{Q_{fp}{}^{2}}{K_{fp}{}^{2}A_{fp}R_{fp}{}^{4/3}}\right] = S_f\left(Q_{mc}, Q_{fp}, Z\right) \tag{2.101}$$

Il nous faudra donc évaluer par la suite, à partir de nos données expérimentales, les écarts entre les S_f calculés à partir de l'éq. (2.101) d'une part, et ceux calculés à partir des formules simplifiées de Talweg-Fluvia et de la DCM, d'autre part.

2.3.2.3. Formulation originelle

Nicollet et Uan (1979) présentent une formulation « non-simplifiée » de la résolution de la ligne d'eau, s'appuyant sur le calcul explicite des débits partiels Q_{mc} et Q_{fp}. Nous l'appellerons « formulation originelle ». C'est un système de trois équations différentielles

couplées qui, à notre connaissance, n'a pas été implémenté dans un code. Il est constitué d'une équation de conservation de la masse et d'une équation de QDM sur la section totale, et d'une équation de QDM dans le lit mineur image (cf. Chap 1, §1.2.3).

Nous allons rappeler les équations constitutives de cette approche hybride (section totale / lit mineur) et ébaucher la méthode de résolution retenue.

√ Le système d'équations

Les trois fonctions $Z(x)$, $Q_{mc}(x)$ et $Q_{fp}(x)$ sont solutions de :

- L'équation de quantité de mouvement sur la section globale :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\beta\frac{Q^2}{A}\right)+gA\frac{dZ}{dx}+gASf=0 \tag{2.88}$$

Soit, si l'on fait apparaître les paramètres hydrauliques dans chaque lit :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{Q_{mc}^2}{A_{mc}}+\frac{Q_{fp}^2}{A_{fp}}\right)+gA\frac{dZ}{dx}+g(A_{mc}Sf_{mc}+A_{fp}Sf_{fp})=0 \tag{2.102}$$

Le frottement moyen sur la section totale est ainsi évalué par la formule (2.101).

- L'équation de continuité de la masse :

$$Q=Q_{mc}+Q_{fp} \tag{2.103}$$

- L'équation de quantité de mouvement dans le lit image :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{q_{mc}^2}{A_{mc}}\right)+gA_{mc}\frac{dZ}{dx}+gA_{mc}\frac{Sf_{mc}}{\varphi^2}=0 \tag{2.104}$$

Soit :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\varphi^2}\frac{Q_{mc}^2}{A_{mc}}\right)+gA_{mc}\frac{dZ}{dx}+gA_{mc}\frac{Sf_{mc}}{\varphi^2}=0 \tag{2.105}$$

On rappelle que q_{mc} et Q_{mc} sont respectivement le débit dans le MC isolé (lit image) et dans le MC en présence de l'interaction MC/FP. Ils sont déterminés pour le même Z.

√ Méthode de résolution

Le développement de l'équation dans le lit image (2.105) conduit à :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{Q_{mc}^2}{A_{mc}}\right)+gA_{mc}\frac{dZ}{dx}+gA_{mc}Sf_{mc}+gA_{mc}S'_{mc}=0 \tag{2.106}$$

si S^t_{mc} est la perte additionnelle due à l'interaction turbulente, avec :

$$S^t_{mc} = \frac{-2}{g\varphi}\frac{Q^2_{mc}}{A_{mc}{}^2}\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \left(\varphi^2 - 1\right)\frac{dh}{dx} - \left(\varphi^2 - 1\right)S_0 \tag{2.107}$$

Et puisque les équations s'y prêtent, nous avons défini deux nouvelles variables :

$$b_{mc} = \frac{Q_{mc}{}^2}{A_{mc}} \qquad \text{et} \qquad b_{fp} = \frac{Q_{fp}{}^2}{A_{fp}}$$

Avec ces notations, les équations (2.102), (2.103) et (2.106) forment le système suivant :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(b_{mc} + b_{fp}\right) + gA\frac{dZ}{dx} + g(n_{mc}{}^2\frac{b_{mc}}{R_{mc}{}^{4/3}} + n_{fp}{}^2\frac{b_{fp}}{R_{fp}{}^{4/3}}) = 0 \tag{2.108}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(b_{mc}\right) - \frac{2}{\varphi}b_{mc}\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \varphi^2 gA_{mc}\frac{dZ}{dx} + gn_{mc}{}^2\frac{b_{mc}}{R_{mc}^{4/3}} = 0 \tag{2.109}$$

$$\sqrt{b_{mc}.A_{mc}} + \sqrt{b_{fp}.A_{fp}} = Q \tag{2.110}$$

A partir des équations (2.108), (2.109) et de la dérivée selon *x* de l'éq. (2.110), on peut écrire un système sous forme vectorielle, du type

$$\dot{y} = f(x,y) \qquad \text{avec} \qquad y = \begin{pmatrix} h_{mc} \\ b_{mc} \\ b_{fp} \end{pmatrix}$$

La résolution de ce système s'apparente à celle de la méthode 1D par lit, qui sera présentée de manière détaillée au Chap. 5.

La formulation originelle a été testée dans la configuration de convergence brusque au début de nos travaux de recherche. N'ayant pas donner de résultats satisfaisants, elle a été écartée au profit du développement de la méthode 1D par lit.

2.3.2.4. Critique des hypothèses de la formulation originelle

La formule du frottement au fond sur la section totale (2.101) est moins discutable que celle de la formulation simplifiée (2.89) puisqu'elle ne suppose pas l'égalité des pentes de charge entre sous-sections.

Concernant les pertes additionnelles dans le MC dues à l'échange turbulent interfaciel, S^t_{mc} apparaît dans la formule (2.107) comme la somme de deux contributions :

- (1) Un terme spécifique au régime varié

$$\frac{-2}{g\varphi}\frac{Q_{mc}^2}{A_{mc}{}^2}\frac{\partial\varphi}{\partial x}+\left(\varphi^2-1\right)\frac{dh}{dx}$$

- (2) Le terme d'interaction du régime uniforme

$$\left(1-\varphi^2\right)S_0$$

Le premier terme rend compte de la variation d'interaction turbulente – symbolisée par le paramètre $\varphi(x)$ – avec le tirant d'eau $h(x)$. En comparaison avec les termes d'une équation de QDM par lit classique (Tab. 2.2), les dérivées premières selon x font penser aux transferts de masse entre lit dus au débit latéral q. Une variation de $h(x)$ induit une variation du paramètre $\varphi(x)$, *lui-même* relié à une répartition $[Q_{mc}(\mathrm{x}),Q_{fp}(\mathrm{x})]$: l'équation de quantité de mouvement dans le lit image créé donc des transferts de masse « artificiels » procédant uniquement de la variation des échanges turbulents selon x. C'est, à notre avis, le point sensible de la formulation originelle.

2.3.3. Axeriv et l'Exchange Discharge Model (EDM)

Le code 1D Axeriv a été développé à L'Université Catholique de Louvain-la-neuve. Il résout l'équation de Bernoulli sur la section totale, et tient compte – ce qui fait son originalité – de la totalité des transferts de quantité de mouvement au travers des interfaces MC/FP. La prise en compte des échanges entre lit se fait par l'intermédiaire d'un nouveau modèle : l'Exchange Discharge Model (EDM). Développée par Bousmar et Zech (1999), l'EDM est à notre connaissance, la seule méthode implémentée dans un code modélisant les pertes par transfert de masse ; elle a donc particulièrement attiré notre attention.

Les équations constitutives de cette modélisation, ainsi que les hypothèses associées, sont l'objet du Chap. 4 de la thèse de Bousmar (2002) ; nous allons passer en revue les points essentiels.

2.3.3.1. L'Exchange Discharge Model

L'Exchange Discharge Model s'appuie sur les équations de quantité de mouvement par lit. On a vu que ces dernières faisaient apparaître les échanges de QDM aux interfaces dus aux transferts turbulents d'une part, et aux transferts de masse d'autre part (Tab. 2.2 p50). Cette distinction est résumée sur la Fig. 2.3.

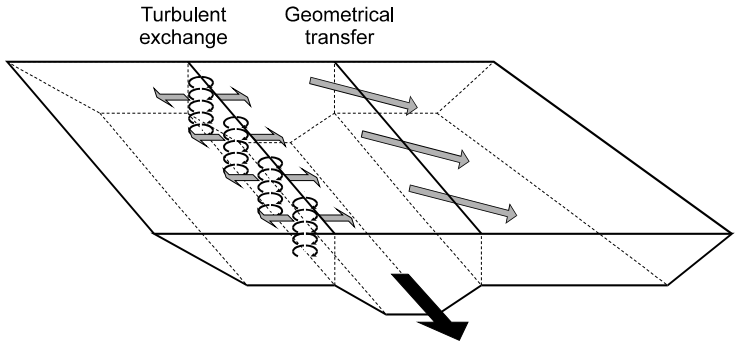


Fig. 2.3 – Echanges aux interfaces entre le lit mineur et le lit majeur – d'après Bousmar (2002).

Dans l'EDM, l'équation de quantité de mouvement par lit en projection selon *x* s'écrit en régime permanent (avec β_i = 1) :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho A_i U_i^{\,2}\right) - \rho q_{in} U_{adj} + \rho q_{out} U_i - \rho g A_i (S_o - S_{fi}) + \rho g A_i \frac{\partial h_i}{\partial x} = 0 \qquad (2.111)$$

où q_{in} et q_{out} sont respectivement les débits latéraux rentrant et sortant, et où deux hypothèses sont implicitement formulées : (H1) la vitesse longitudinale de l'eau quittant la sous-section est égale à la vitesse moyennée sur la sous-section, U_i ; (H2) la vitesse longitudinale de l'eau rentrant dans la sous-section est égale à la vitesse moyennée sur la sous-section adjacente, notée $U_{adj.}$

Et l'équation de continuité dans un lit s'écrit :

$$\frac{\partial Q_i}{\partial x} = \frac{\partial A_i U_i}{\partial x} = q_{in} - q_{out} \qquad (2.112)$$

La conjugaison de l'éq. (2.112) et de l'éq. (2.111) conduit au final à :

$$g A_i \frac{\partial}{\partial x}\left(Z + \frac{U_i^{\,2}}{2g}\right) = q_{in}\left(U_{adj.} - U_i\right) - g A_i S_{fi} \qquad (2.113)$$

avec « $dZ/dx = dh_i/dx - S_o$ ».

On notera au passage, que les hypothèses précédentes (H1) et (H2) conduisent à une asymétrie concernant le q_{in} et le q_{out} puisque ce dernier n'apparaît plus dans l'équation (2.113).

A partir de là, le débit d'échange rentrant q_{in} est scindé en deux parties :

a) un débit d'échange turbulent dû au transfert de quantité de mouvement lié au cisaillement interfaciel, noté q_{in}^{t} ,
b) un débit d'échange dû aux échanges de masse entre lits, noté q_{in}^{m} .

Soit,

$$q_{in} = q_{in}^{t} + q_{in}^{m} \tag{2.114}$$

L'EDM intègre donc le cisaillement classique τ_{xy} à l'interface, dans le débit d'échange turbulent. En effet, si l'on se reporte à l'équation générale de quantité de mouvement par lit du Tab. 2.3 p51 (avec $\alpha_i = \beta_i = 1$), en utilisant les notations de l'EDM pour les débits latéraux de masse rentrant et sortant (q_{in}^{m} et q_{out}^{m}), on a :

$$S_{fi} = S_{Hi} + \frac{n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_i} + \frac{q_{in}^{m}\left(U_{in} - U_i\right) + q_{out}^{m}\left(U_i - U_{out}\right)}{g A_i} \tag{2.115}$$

Les hypothèses précédentes (H1) et (H2) impliquant : $U_{in} = U_{adj}$, $U_{out} = U_i$, l'équivalence entre (2.113) et (2.115) nécessite :

$$\frac{n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}}}{\rho} = q_{in}^{t}\left(U_{adj} - U_i\right) \tag{2.116}$$

Regardons maintenant comment est modélisée chaque contribution.

√ Les échanges turbulents

Le cisaillement moyenné sur la verticale, τ_{xy}, est évalué par un modèle de longueur de mélange dans le plan horizontal à la manière d'Ervine et Baird (1982) :

$$\left|\tau_{xy}\right| = \Psi^{t} \rho \left(U_{adj} - U_i\right)^2 \tag{2.117}$$

où Ψ^{t}, est un coefficient de proportionnalité adimensionnel. Cela conduit à l'expression du débit latéral d'échange turbulent, q_{in}^{t} :

$$q_{in}^{t} = \psi^{t} \left|U_{mc} - U_{fp}\right| h_{\text{int}} \tag{2.118}$$

Le débit d'échange turbulent est oscillant : il est supposé modéliser aussi bien le transfert du MC vers les FP, que des FP vers le MC.

√ Les échanges de masse

Dans une sous-section recevant de la masse au travers de l'interface, on a :

$$q_{in}^{m} = \psi^{m} \frac{dQ_i}{dx} = \psi^{m} \frac{dD_i}{dx} S_{fi}^{1/2} \qquad avec \qquad D_i = \frac{1}{n_i} A_i R_{hi}^{2/3} \tag{2.119}$$

la variation de S_{fi} étant supposée négligeable sur l'intervalle où le gradient dD_i/dx est évalué, et Ψ^m étant un coefficient de calage adimensionnel – sur lequel nous reviendrons par la suite.

Dans une sous-section expulsant de la masse, on a :

$$q_{in}^{m} = 0 \tag{2.120}$$

2.3.3.2. L'EDM et le couplage avec l'équation sur la section totale

L'équation de QDM par lit de l'EDM (2.113) peut s'écrire :

$$S_{Hi} = S_{fi} + \frac{q_{in}\left(U_i - U_{adj.}\right)}{gA_i} = S_{fi} + S_{ai} \tag{2.121}$$

dans laquelle S_{ai} est définie comme la perte de charge additionnelle due aux débits d'échanges à l'interface.

En considérant le rapport ($\chi_i = S_{ai} / S_{fi}$) entre les pertes additionnelles et les pertes par frottement au fond, les débits partiels Q_i s'expriment par :

$$Q_i = A_i U_i = \frac{A_i R_i^{2/3}}{n_i} S_{fi}^{\ 1/2} = D_i S_{fi}^{\ 1/2} = D_i \left(\frac{S_{Hi}}{1+\chi_i} \right)^{1/2} \tag{2.122}$$

Le lien avec l'équation de Bernoulli sur la section totale se fait, en supposant que les pertes de charge par lit sont identiques entre elles, et égale à la perte de charge sur la section totale :

$$S_{Hmc} = S_{Hfp} = S_H = -\frac{d}{dx}\left(Z + \alpha \frac{U^2}{2g} \right) \tag{2.123}$$

Cela permet d'écrire :

$$Q = \sum_i Q_i = \sum_i \left(\frac{D_i}{\left(1+\chi_i\right)^{1/2}} \right) S_H^{1/2} \tag{2.124}$$

La perte de charge sur la section totale est évaluée – de manière analogue au raisonnement sur la sous-section – en scindant perte de charge par frottement et perte additionnelle due aux échanges. Soit :

$$S_H = -\frac{d}{dx}\left(Z + \alpha \frac{U^2}{2g} \right) = S_f + S_a = S_f\left(1+\chi\right) \tag{2.125}$$

avec $\chi = S_a / S_f$.

Le frottement au fond sur la section totale est calculé à l'aide de la formule de la DCM (éq. 2.79), soit :

$$S_f = \left(\frac{Q}{\sum_i D_i} \right)^2 \tag{2.79}$$

Cela permet de relier le ratio χ aux ratios χ_i suivant :

$$\chi = \left(\frac{\sum_i D_i}{\sum_i \left(D_i / (1+\chi_i)^{1/2} \right)} \right)^2 - 1 \tag{2.126}$$

√ Résolution de l'ensemble des équations

Des formulations implicites des χ_i peuvent être obtenues à partir des éq. (2.118), (2.119), (2.121) et (2.122) en supposant l'égalité des pertes de charge entre sous-sections. Elles sont du type :

$$\chi_i = f(\chi_i, \chi_j, \psi^t, \psi^m, n_i, n_j, R_{hi}, R_{hj}, h_{\text{int}}, A_i, \frac{dD_i}{dx}, \frac{dD_j}{dx})$$

où l'indice « *j* » se rapporte aux sous-sections adjacentes. La méthode de résolution est présentée dans Bousmar et Zech (1999).

Les paramètres χ_i sont des fonctions du tirant d'eau, de la géométrie des sous-sections, et des rugosités. En revanche, elles sont indépendantes du débit total *Q*.

A partir des valeurs calculées de χ_i, on aboutit à la valeur de χ via l'éq. (2.126) ; et les éq. (2.125) et (2.79) conduisent à la valeur de S_H. Cette dernière permet enfin de calculer les Q_i à l'aide de l'éq. (2.122).

En parallèle, le calcul de ligne d'eau sur la section totale s'effectue par le programme Axeriv. Il résout l'équation de Bernoulli au moyen de la Standard Step Method [French (1985)]. Entre deux sections 1 et 2 séparées de Δx, on a :

$$Z_1 + \alpha_1 \frac{U_1^2}{2g} = Z_2 + \alpha_2 \frac{U_2^2}{2g} + S_{H12} \Delta x \quad ; \quad S_{H12} = \tfrac{1}{2}\left(S_{H1} + S_{H2} \right)$$

Par conséquent, l'hypothèse d'égalité entre pertes de charge par sous-section n'est considérée que lors du calcul des corrections χ_i, et des Q_i, mais n'est plus prise en compte dans le calcul de la ligne d'eau proprement dit, qui est purement 1D sur la section totale.

√ Le calage des paramètres

Le calage du coefficient d'échange turbulent Ψ^t a été effectué à partir de données expérimentales en lit composé droit, celles du Flood Channel Facility. Neuf séries (6 FP lisses et 3 rugueuses) ont été utilisées, les ratios B_{fp}/B_{mc}, la pente de la berge MC/FP, et le nombre de FP variant selon les séries.

Pour chacune des géométries, une courbe de tarage *Q(h)* a été calculée à l'aide de l'EDM, et les valeurs de Ψ^t ont été ajustées afin de minimiser la différence entre débit calculé et débit observé. Dans une géométrie donnée, le modèle produit de bons résultats avec une valeur constante de Ψ^t pour les différentes hauteurs de débordement.

Sur l'ensemble des 9 géométries, les valeurs optimales de Ψ^t varient entre 0,09 et 0,27, et Bousmar (2002) précise que la variation des valeurs optimales ne semble pas corrélée aux paramètres géométriques. Une valeur moyennée sur les neufs séries est finalement adoptée : Ψ^t = 0,16. Et on observe une faible sensibilité de la valeur du débit total *Q*, aux alentours de la valeur optimale de Ψ^t.

La valeur moyenne a été testée avec 4 autres sets expérimentaux [Bousmar (2002)] : on atteint des erreurs de 5 à 10% sur le débit total *Q*.

La répartition des débits partiels Q_{mc} *et* Q_{fp} a aussi été étudiée mais elle n'est présentée que pour la Série 3 du Flood Channel Facility, pour laquelle le calcul des Q_i est nettement amélioré par rapport au calcul de la DCM classique.

Concernant, le paramètre Ψ^m, il a été calé dans les lits obliques d'Elliott et Sellin (1990) – angles de 5° et 9°– et ceux de Jasem (1990), canaux à plus petite échelle mais avec des FP rugueuses. Le coefficient Ψ^t a été supposé constant (0,16). Une valeur de Ψ^m égale à 1, sous-estime les débits *Q* pour une hauteur d'eau donnée, donc surestime les pertes de charges. Une valeur de Ψ^m égale à 0 conduit à une surestimation de *Q*. Après ajustement, une valeur de Ψ^m = *0,5* est trouvée optimale. Cela est supposé être relié à l'hypothèse de discontinuité de la vitesse à l'interface, au lieu d'un profil graduellement varié : cette hypothèse surestime le transfert de QDM dû aux échanges de masse à l'interface. C'est un effet des hypothèses (H1) et (H2) énoncées p72.

2.3.3.3. Critique des hypothèses formulées

a) L'égalité entre pertes de charge

L'hypothèse « $S_{Hmc} = S_{Hfp} = S_H$ », si elle est vraie en régime uniforme, n'a pas de fondement théorique en régime varié (cf. §2.1.2.2 et 2.1.2.3). Même si elle n'intervient que dans la phase d'évaluation des paramètres χ_i, cette hypothèse pourrait être préjudiciable lorsque les transferts de masse à l'interface sont significatifs.

b) La formule de frottement au fond sur la section totale

L'utilisation de la formule de la DCM (2.79), nous l'avons vu, est critiquable, puisqu'elle est fondée sur l'égalité des pentes de frottement par lit.

c) Le paramètre Ψ^m, relatif aux transferts de masse

Ce paramètre a pour fonction de diminuer la force des transferts de masse dans le calcul des pertes interfacielles : il est associé à l'hypothèse de discontinuité de la vitesse à l'interface. Compte-tenu de la diversité des profils transversaux de vitesses observés en lit non-prismatique, il est peu probable qu'une seule valeur de Ψ^m convient pour n'importe quelle configuration d'écoulement. Il devient donc un paramètre de calage.

2.4. LES EQUATIONS DE SAINT-VENANT BIDIMENSIONNELLES

2.4.1. Les équations

Les équations de « Barré de Saint-Venant » ont été publiées en 1871 dans un compte-rendu de l'Académie des Sciences [Saint-Venant (1871)], elles régissent les écoulements à surface libre en eaux peu profondes, d'où leur appellation anglaise « shallow water equations ». Elles sont obtenues en moyennant sur la verticale les équations de Navier et Stokes ; mais la présence de termes non-linéaires oblige à faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

- *Hydrostaticité*

Si l'on néglige les mouvements de l'eau dans le sens vertical (composante w de la vitesse locale, nulle), l'équation de Navier-Stokes en projection sur l'axe vertical z, conduit à :

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g = 0 \tag{2.127}$$

d'où l'hypothèse d'hydrostaticité suivante :

$$p(x,y,z,t) = \rho g(Z_s - z) \tag{2.128}$$

où Z_s est la côte de la surface libre.

- *Equation de continuité*

En considérant qu'il n'y a pas de transfert de masse au travers du fond (de cote Z_f) et de la surface libre (de cote Z_s), l'intégration sur la verticale de l'équation de continuité locale conduit à :

$$\frac{\partial(hU_d)}{\partial x}+\frac{\partial(hV_d)}{\partial y}+\frac{\partial h}{\partial t}=0 \tag{2.129}$$

Avec $U_d=\frac{1}{h}\int_{Zf}^{Zs}udz$ et $V_d=\frac{1}{h}\int_{Zf}^{Zs}vdz$

Cette intégration s'appuie sur la règle de Leibniz qui, pour un scalaire F, s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x}\int_{Zf}^{Zs}Fdz=\int_{Zf}^{Zs}\frac{\partial F}{\partial x}dz+F(x,y,Z_s)\frac{\partial Z_s}{\partial x}-F(x,y,Z_f)\frac{\partial Z_f}{\partial x} \tag{2.130}$$

- *Equations de quantité de mouvement*

L'application de cette même règle aux équations de Navier-Stokes en projection sur les axes *x* et *y* aboutit respectivement à :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial(hU_d)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(hU_d^2\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(hU_dV_d\right)=-gh\frac{\partial Z_s}{\partial x}+ghS_{fx}+\frac{\partial}{\partial x}\left(h\frac{\tau_{xx}}{\rho}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h\frac{\tau_{xy}}{\rho}\right)\\
&\frac{\partial(hV_d)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(hU_dV_d\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(hV_d^2\right)=-gh\frac{\partial Z_s}{\partial y}+ghS_{fy}+\frac{\partial}{\partial x}\left(h\frac{\tau_{yx}}{\rho}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h\frac{\tau_{yy}}{\rho}\right)
\end{aligned} \tag{2.131}$$

où τ_{xx}, τ_{xy}, τ_{yy}, et τ_{yx}, sont les tenseurs de Reynolds moyennés sur la verticale ; S_{fx} et S_{fy}, les pentes de frottement dans les directions *x* et *y*.

En toute rigueur, l'intégration sur la verticale des termes convectifs de l'équation de Navier-Stokes fait apparaître des termes supplémentaires – négligés dans (2.131) – dits de dispersion des vitesses locales autour de la vitesse moyennée sur la verticale. Par exemple, la première équation de (2.131) devrait contenir les termes suivants :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial y}\int_{Zf}^{Zs}(u-U_d)(v-V_d)dz=\frac{\partial}{\partial y}\int_{Zf}^{Zs}uvdz-\frac{\partial}{\partial y}\left(hU_dV_d\right)\\
&\frac{\partial}{\partial x}\int_{Zf}^{Zs}(u-U_d)^2dz=\frac{\partial}{\partial x}\int_{Zf}^{Zs}u^2dz-\frac{\partial}{\partial x}\left(hU_d{}^2\right)
\end{aligned} \tag{2.132}$$

Dans les configurations de lit composé, l'interaction mineur/majeur peut conduire à des déformations des profils verticaux de *u* et de *v*, de telle sorte que les termes de dispersion peuvent ne pas être négligeables. Une analyse de ces termes en lit composé droit est présentée dans Bousmar (2002), Chap. 9. Nous allons voir au §2.4.2, qu'ils peuvent être intégrés dans les termes de diffusion turbulente.

Concernant les termes de frottement sur le fond, selon que l'écoulement est, ou n'est pas, turbulent rugueux, on utilisera la formule de Manning ou la formule de Darcy-Weisbach. Exprimées à l'aide des rugosités de Manning, les pentes S_{fx} et S_{fy} s'écrivent :

$$S_{fx} = -\frac{1}{\cos(\alpha)} \frac{gn^2}{h^{4/3}} U_d \sqrt{U_d^2 + V_d^2} \qquad \text{et} \qquad S_{fy} = -\frac{1}{\cos(\alpha)} \frac{gn^2}{h^{4/3}} V_d \sqrt{U_d^2 + V_d^2} \tag{2.133}$$

avec $\dfrac{1}{\cos(\alpha)} = \sqrt{1 + \left(\dfrac{\partial Z_f}{\partial x}\right)^2 + \left(\dfrac{\partial Z_f}{\partial y}\right)^2}$

2.4.2. Les modèles de fermeture de la diffusion turbulente

Les modèles de fermeture relient les tenseurs de Reynolds – exprimés à l'aide des fluctuations turbulentes des composantes de la vitesse – aux composantes du champ moyen. Les hypothèses sur le comportement des corrélations turbulentes sont fondées sur des informations empiriques : les modèles de fermeture contiennent donc tous des constantes ou des fonctions empiriques. En outre, ces modèles ne décrivent pas directement le comportement du champ turbulent, ils rendent compte uniquement de ses effets sur le champ moyen.

En hydraulique, les modèles de turbulence utilisent la plupart du temps le concept de viscosité turbulente (ν_t), introduit par Boussinesq en 1877 qui, par analogie aux tenseurs visqueux des écoulements laminaires, stipule que les tenseurs de Reynolds sont proportionnels aux gradients de vitesses moyennes. Soit :

$$-\overline{u_i' v_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \qquad \text{avec} \qquad k = 1/2.\overline{u_i' u_i'} \tag{2.134}$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker (égal à 1 si $i = j$, égal à 0 sinon), et où l'on utilise les conventions d'Einstein pour la sommation.

Il est important de noter que la viscosité turbulente, contrairement à la viscosité moléculaire, n'est pas une propriété du fluide. Elle dépend de l'état de turbulence du fluide, et peut donc varier considérablement au sein de l'écoulement. Le modèle de fermeture aura pour tâche de déterminer la distribution des ν_t sur l'ensemble du champ de vitesse.

Les modèles les plus simples caractérisant cette distribution relie directement ν_t à la distribution locale du champ moyen. Ils supposent, implicitement, que la turbulence est dissipée par l'action de la viscosité moléculaire au point où celle-là est générée par le cisaillement du champ moyen ; ce qui signifie *qu'il n'y a pas* de *transport de la turbulence*. Dans les cas où l'état de turbulence en un point est influencé par la turbulence générée dans

le reste de l'écoulement, ces modèles sont inadéquats. Il faut utiliser des équations de transport des paramètres turbulents.

Le choix de tel ou tel modèle de turbulence selon les contextes en hydraulique à surface libre, est exposé dans une monographie de l'« ASCE Task Committee on Turbulence Models in Hydraulic Computations » [ASCE (1988), Part I, II, II and IV).

- *Viscosité turbulente constante*

L'hypothèse de viscosité constante est utilisée dans les modélisations 2D moyennées sur la verticale, lorsque le transport de quantité de mouvement par échange turbulent dans un plan horizontal est peu significatif. Cette hypothèse est erronée dans le cas d'écoulements en lits composés droits, comme on a pu le voir au Chap. 1, §1.2.6 (Fig. 1.16) avec les simulations de Wilson et al. (2002).

En fait, cette hypothèse est utilisée lorsque le transfert de masse et de QDM ne peut être séparé des effets de dispersion dus à une hétérogénéité du champ de vitesse sur la verticale (prise en compte des termes de l'éq. (2.132)), et à des effets de diffusion numérique. Dans ce cas, les termes de dispersion sur la verticale sont interprétés comme une diffusion supplémentaire, puisqu'ils prennent en compte des fluctuations autour d'une moyenne, et sont à ce titre analogues aux tenseurs de Reynolds [Hervouet (2002)]. On modifie alors la viscosité ν_t pour la remplacer par une viscosité effective intégrant, outre la véritable diffusion turbulente, les phénomènes de dispersion sur la verticale et de diffusion numérique.

- *Modèle de longueur de mélange*

A contrario, lorsque le transport de quantité de mouvement par échange turbulent dans un plan horizontal gouverne l'écoulement, ce modèle est choisi. Il a été développé la première fois par Prandtl en 1925, dans le cadre de la cinétique des gaz. Considérant des couches de cisaillement liées à un gradient de vitesse préférentiel – par exemple $\partial U/\partial y$ –, l'hypothèse de Prandtl suggère que :

$$\tau_{xy} = \rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad \text{avec} \quad \nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \tag{2.135}$$

La viscosité est directement reliée au gradient de vitesse locale et à un unique paramètre empirique, la longueur de mélange, l_m. Dans le cadre d'écoulements type « jets », cette dernière est proportionnelle à l'épaisseur de la couche de cisaillement. Rodi (1980) présente des valeurs de l_m pour différentes situations de couches de mélange ou de cisaillement. Pour ces dernières, Prandtl relie ν_t à la différence maximale de vitesses observées au sein de la section de la couche de cisaillement et à sa largeur locale.

Il est important de noter que lorsque l'écoulement présente plusieurs gradients significatifs de champ moyen, il est quasiment impossible de caler une longueur de mélange.

En outre, ce modèle suppose que la turbulence disparaît lorsque le gradient de vitesse est nul. Autrement dit, il suppose qu'il y a un équilibre local de la turbulence, à savoir un taux de production égal au taux de dissipation : les effets du transport de la turbulence sont donc supposés négligeables. Ainsi, pour des écoulements avec zone de recirculation, ce modèle n'est pas pertinent (ASCE 1988, Part I).

- *Le modèle {U^*,h}*

Ce modèle est utilisé par les modèles 2D lorsque la turbulence est gouvernée par le frottement au fond. La viscosité turbulente ν_t est dans ce cas proportionnelle au frottement au fond, par le biais de la vitesse de cisaillement U^*, avec :

$$\nu_t = \lambda U^* h \qquad \textbf{et} \qquad \boldsymbol{U}^* = \sqrt{\frac{f}{8}\left(U_d^2 + V_d^2\right)} = \sqrt{\frac{gn^2}{h^{1/3}}\left(U_d^2 + V_d^2\right)} \tag{2.136}$$

λ étant une viscosité adimensionnelle empirique. Bousmar (2002) reporte que $\lambda \approx$ 0,13 à 0,16 pour des canaux larges expérimentaux [d'après Rodi (1980)], et $\lambda \approx$ 0,6 à 2 pour des rivières naturelles [d'après Wark et al. (1990)].

- *Les modèles à une ou deux équations*

Ces modèles sont utilisés lorsque les effets du transport du champ turbulent sont significatifs. Ils s'appuient sur la résolution d'équations de transport des corrélations turbulentes ; le lien entre ces dernières et les gradients de champ moyen n'est donc plus direct.

Comme pour les deux précédents modèles, ils partent du principe que la viscosité turbulente ν_t est proportionnelle à une échelle de vitesse $\widetilde{V}$, et à une échelle de longueur $\widetilde{L}$, caractéristiques du mouvement turbulent, conséquence de l'analyse dimensionnelle.

L'échelle de vitesse $\widetilde{V}$ choisie est $\sqrt{k}$, k étant l'énergie cinétique du champ turbulent, d'où l'expression de Kolmogoroff-Prandtl suivante :

$$\nu_t = c'_\mu \sqrt{k}.\widetilde{L} \tag{2.137}$$

où c'_μ est une constante empirique, et $\widetilde{L}$, la longueur caractéristique des grosses structures turbulentes.

Les modèles à une équation résolvent une équation de transport de k, découlant de l'équation de Navier-Stokes du champ turbulent. Cette dernière fait apparaître des corrélations d'ordre trois, qui sont approximées par de nouveaux modèles de fermeture : les termes de diffusion peuvent être, par exemple, reliés au gradient de champ moyen.

Quant à la longueur $\widetilde{L}$, elle est déterminée de manière empirique, comme pour les longueurs de mélange [Launder et Spalding (1974)], ou par des formules algébriques simples.

L'application de ces modèles est principalement réduite aux écoulements avec couche de cisaillement. Pour les écoulements plus généraux, la distribution des $\widetilde{L}$ ne peut être prédite de manière empirique ; il faut adjoindre à l'équation de *k*, une deuxième équation de transport.

Le modèle à deux équations le plus utilisé, est le modèle *k-ε.* Le taux de dissipation turbulente, ε, est relié à $\widetilde{L}$ via la formule suivante :

$$\varepsilon \approx \frac{h^{3/2}}{\widetilde{L}} \tag{2.138}$$

Dans ce cas, $\widetilde{L}$ correspond à la taille des structures turbulentes qui dissipent l'énergie sous l'effet de la viscosité moléculaire ; ε représente donc également le taux de transfert d'énergie entre grandes et petites structures. On se reportera par exemple au modèle 2D de Rastogi et Rodi (1978).

Une vue générale des applications de ce modèle est présentée dans Rodi (1980) et (1984). Il est particulièrement pertinent pour restituer les effets de la turbulence générée à la fois par le fond et les couches de cisaillement. Néanmoins, il a tendance à sous-estimer les zones de séparation ou de recirculation derrière les obstacles, ce qui est probablement dû à l'hypothèse d'isotropie de ν_t

2.4.3. Présentation de Mac 2D et Rubar 20

Par la suite, nous utiliserons pour la résolution des équations de Saint-Venant 2D deux codes différents.

Le premier, MAC2D, a été développé à l'Université de Louvain-la-Neuve. C'est un modèle aux différences finies, fondé sur un schéma de résolution de Mac-Cormack assurant une précision du second ordre, en temps et en espace. La discrétisation des équations est présentée dans Bousmar (2002), Appendix 1. Le maillage peut être curviligne. Quatre modèles de turbulence peuvent être activés : ν_t constante ; le modèle $\{\nu_t = \lambda U^* h\}$; un modèle à une équation (*en k*), $\widetilde{L}$ étant reliée à la hauteur d'eau locale, *h* ; et un modèle *k-ε.*

Le deuxième, RUBAR20, a été développé au Cemagref. Les équations sont résolues par un schéma en volumes finis du second ordre en temps et en espace. Ce schéma type MUSCL s'inspire des travaux de Van Leer (1979) et Vila (1986) et a été adopté pour tenir compte des topographies complexes [Paquier (1995)]. Le maillage peut être constitué de quadrilatères et de triangles. Deux modèles de turbulence sont proposés : ν_t constante, et le modèle $\{\nu_t = \lambda U^* h\}$, la vitesse U^* étant classiquement liée à la vitesse moyenne ou alternativement lié au gradient de surface libre.

Chapitre 3 - Dispositifs expérimentaux et méthodes de mesure

3.1. INTRODUCTION

Les modélisations physiques effectuées lors de ce travail de recherche ont été conduites dans trois laboratoires d'hydraulique : celui de la Compagnie Nationale du Rhône (Lyon) ; au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (Lyon) ; et celui de l'Université Catholique de Louvain-la-neuve (Belgique).

Quatre géométries ont été étudiées : la convergence brusque du lit majeur ; la divergence linéaire du lit majeur ; épi « type remblai routier » placé dans le lit majeur perpendiculairement à l'axe principal d'écoulement ; l'élargissement brusque de la plaine d'inondation. Au LMFA et à la CNR, des mesures complémentaires en lit droit ont été effectuées (régimes uniformes et non-uniformes).

Nous nous proposons ici de revenir sur les dispositifs et protocoles expérimentaux utilisés pour chaque configuration d'écoulement. Les techniques de mesure des paramètres hydrauliques sont également exposées.

3.2. LES EXPERIENCES A LA COMPAGNIE NATIONALE DU RHONE

Les premières expériences sur modèle physique ont été réalisées dans le hall d'essai de la Compagnie Nationale du Rhône (CNR) sur une plate-forme préexistante, afin de minimiser les coûts de l'opération.

Trois configurations ont été explorées : écoulements en lit composé droit, écoulements avec convergence brusque du lit majeur et écoulements en présence d'épi dans le lit majeur.

Ces expériences ont été effectuées en collaboration avec N. Rivière du LMFA de Lyon ; C. Boudard du Cemagref ; M. Guichard, H. Lihrmann et A. Malbrunot de l'Ecole Centrale de Lyon ; et D. Bousmar de L'Université Catholique de Louvain-la-neuve.

3.2.1. La plate-forme d'essai

L'installation originelle était utilisée pour reproduire la dynamique d'une rivière existante : elle présente une légère courbure de rayon R = 25 m (Fig. 3.1). Le profil longitudinal et le profil transversal de la maquette ont néanmoins été modifiés (maçonnerie) : la section simple initiale a été transformée en section composée, et la pente du fond a été augmentée. Les paramètres géométriques ont été définis en fonction des contraintes existantes (débit maximal disponible, rugosités pouvant être facilement mises en œuvre avec du mortier).

Fig. 3.1 – Plate-forme d'essai de la CNR : lit composé asymétrique (13 *m* x 3 *m*).

Les dimensions de la maquette sont reportées sur la Fig. 3.2. Le canal composé a une longueur totale de 13 *m* (mesurée par rapport à la rive droite), et une largeur totale de 2,97 *m*. La pente du fond, S_0, est de $1,9 \times 10^{-3}$ *m/m* (pente moyenne de 8 profils en long topographiés).

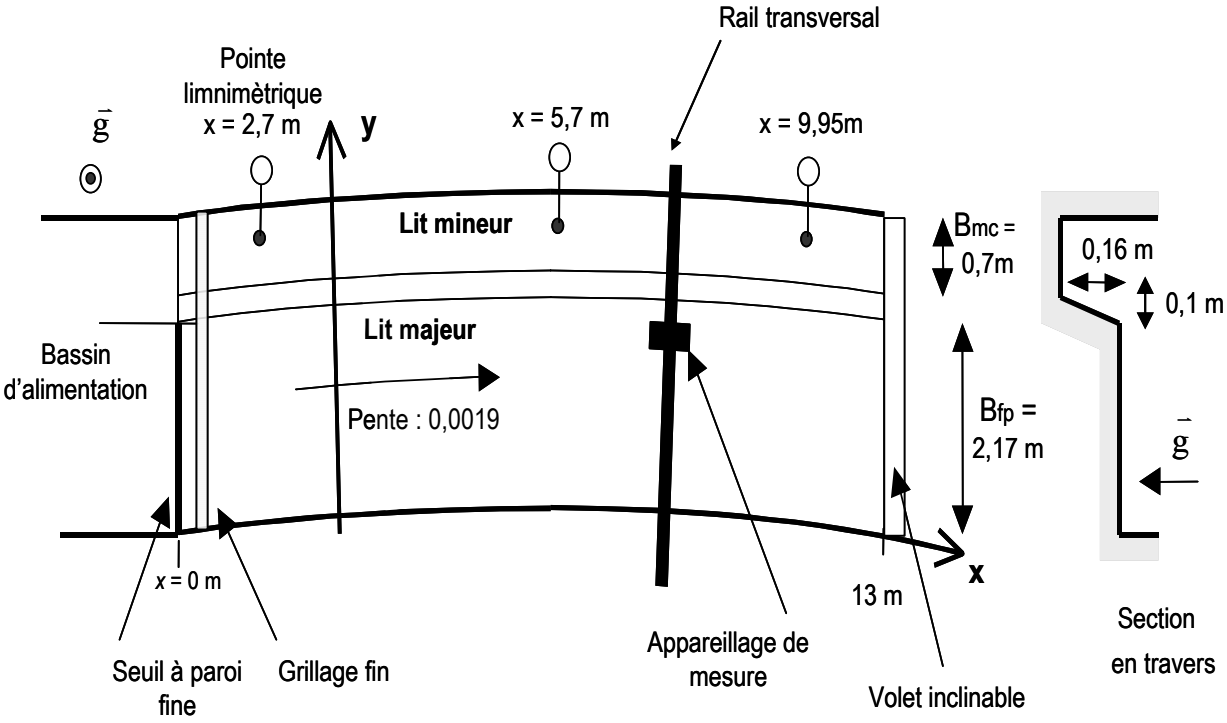


Fig. 3.2 – Vue de dessus et section en travers du lit composé asymétrique.

Le niveau de plein bord du lit mineur est de 0,16 *m*, sa largeur au miroir de plein bord est de 0,8 *m* tandis que sa largeur au fond, B_{mc}, est de 0,7 *m*. La berge séparant le lit mineur du lit majeur présente une pente transversale constante de 58° par rapport à l'horizontale. La

largeur de la plaine d'inondation, B_{fp}, est de 2,17 *m*. Le fond du lit composé est recouvert de ciment avec des états de surface différents dans les deux lits : rides longitudinales dans le lit mineur et rides transversales dans le lit majeur.

L'eau est puisée dans la bâche d'alimentation du laboratoire par le biais de 3 pompes montées en parallèle (200 *l/s*, 70 *l/s* et 40 *l/s*) qui peuvent fonctionner simultanément ou non. Le débit est contrôlé à l'aide d'une vanne manuelle ; un débitmètre électromagnétique placé sur la conduite d'arrivée permet de mesurer le débit avec une précision de +/- 1,5%. Pour les expériences en lit composé prismatique, comme pour celles en lit composé avec obstacle dans la plaine d'inondation, deux débits ont été utilisés : Q = 150 *l/s* et Q = 260 *l/s*. Ils correspondent respectivement à des hauteurs relatives de débordement ($h_r = h_{fp} / h_{mc}$) de 0,2 et 0,33 sur la plaine d'inondation en régime uniforme.

L'entrée du lit composé est précédée d'un bassin d'alimentation. De la bâche d'arrivée jusqu'au pied du lit composé, un système de tranquillisation de la surface libre a été mis en œuvre : parpaings en quinconce, briques longues alvéolées, tampons de grillage métallique (non-représentés sur la Fig. 3.2). Une seconde épaisseur de grillage (maille fine) a été placée à l'aval immédiat de l'entrée du lit composé.

A l'aval, le modèle est équipé d'un volet réglable manuel qui permet de contrôler le profil de la ligne d'eau, les hauteurs d'eau étant mesurées à l'aide de trois pointes limnimétriques placées dans le lit mineur respectivement à 2,7 *m*, 5,7 *m* et 9,95 *m* du bord amont du canal composé.

3.2.2. Mesures

Vingt sections transversales ont été topographiées et les paramètres hydrauliques ont systématiquement été mesurés au droit de ces sections.

Les vitesses ont été mesurées au micro-moulinet, après détermination de la direction des veines fluides à l'aide d'une girouette immergée (d'une précision de $\pm 2°$). Ces appareils, ainsi qu'un liminimètre, ont été montés sur un chariot coulissant sur un rail transversal (Fig. 3.2).

Pour les écoulements en lit droit et en présence d'épis, 14 profils verticaux de vitesses ont été relevés sur chaque section transversale, soit un profil tous les 20 *cm* ; et entre 9 et 14 profils pour les écoulements en convergent brusque. Sur chaque verticale, quatre mesures sont faites dans le lit mineur et trois dans le lit majeur.

Les débits par sous-section et sur la section totale ont été calculés par intégration des vitesses ponctuelles. Les débit totaux obtenus s'écartent de –1 *à* +6 *%* de ceux mesurés au débitmètre électromagnétique.

Pour l'écoulement « Q = 260 *l/s* » en convergent brusque, des mesures complémentaires ont été effectuées au vélocimètre acoustique doppler (Nortek NDV 2D-3D side-looking probe), afin de mettre en évidence des courants secondaires tridimensionnels.

Concernant les niveaux d'eau, ils ont été mesurés à l'aide du limnimètre mobile et des trois pointes limnimètriques fixes. La précision des mesures était de ± 0,15 *mm*, mais pouvait être réduite à ± 0,3 *mm* dans les zones où la surface libre était perturbée, notamment à l'aval immédiat de la zone de tranquillisation ou à proximité des épis.

3.2.3. Calage des coefficients de rugosité

Les valeurs des coefficients de rugosité ont été calibrées en régime uniforme, en séparant le lit mineur du lit majeur par un mur de parpaings étanches à l'interface. Sept écoulements uniformes ont été effectués dans le lit mineur (Q = 29,6 ; 35 ; 45 ; 62,6 ; 65,8 ; 85 ; et 105 *l/s* – débit de plein bord), et deux dans le lit majeur (Q = 31 et 77 *l/s*).

Dans le lit majeur, les variations de la rugosité de Manning sont inférieures à 2%. Dans le lit mineur, elles sont de l'ordre de 4,5%, la rugosité de Manning diminuant légèrement avec l'augmentation du tirant d'eau. On considèrera par la suite (pour les écoulements débordants) la rugosité calée au niveau de plein bord.

Les valeurs de rugosité de Manning sont de 0,0119 et 0,0132 $s/m^{1/3}$ respectivement dans le lit mineur et dans le lit majeur (K_{mc} = 84 $m^{1/3}s^{-1}$ et K_{fp} = 76 $m^{1/3}s^{-1}$). Les diamètres de grains de sable équivalents sont k_s = 0,0006 *m* et k_s = 0,0014 *m* ; elles correspondent aux valeurs du béton de classes 3 et 4 – d'après French (1985), Tab. 4.1 p 116.

La différence de rugosité entre lit mineur et lit majeur est faible. Le coefficient de Strickler dans le lit majeur est 30% plus élevé que celui souhaité *a priori* avant les travaux de maçonnerie. Les stries transversales dans le béton n'ont pas eu l'effet escompté.

3.2.4. Ecoulements en lit droit

3.2.4.1. Ecoulements contenus dans le lit mineur

Pour les écoulements non-débordants, on a pu observer au pied du lit composé une inclinaison transversale de la surface libre (selon l'axe y) – de la rive droite vers la rive gauche. En effet, on a une zone de mise en vitesse de l'eau dans l'alignement du lit mineur tandis que dans l'alignement de la plaine d'inondation, les vitesses sont quasi-nulles. Puisque la charge est partout la même à l'approche du lit composé, l'application du théorème de Bernoulli sans frottement entre deux points de ces zones respectives conduit à une différence de niveau ΔZ (Bousmar et al. 2005).

Dans ces conditions, il n'était pas possible de s'approcher du débit de plein bord dans le lit mineur sans avoir un écoulement sur la plaine d'inondation. C'est la raison pour laquelle un seuil à paroi fine et à hauteur modulable – plaqué contre le pied du lit majeur – a été mis en place sur toute la largeur du lit majeur afin de s'affranchir de ce problème.

3.2.4.2. Ecoulements débordants

Par ailleurs, une paroi en PVC a été placée dans l'alignement de l'interface mineur/majeur à l'amont immédiat du seuil pour limiter les échanges transversaux entre lits et donc l'inclinaison transversale de la surface libre. Pour les écoulements débordants, on était ainsi assuré d'avoir une répartition uniforme du débit linéique sur le seuil à paroi fine et donc sur le lit majeur.

Evidemment, la mise en place du seuil a tendance à relever la charge à l'amont dans le réservoir, ce qui se traduit par une augmentation des vitesses dans le lit mineur et à une réduction du débit dans le lit majeur. La répartition du débit total entre lit mineur et lit majeur est donc directement fonction de la hauteur du seuil.

Des mesures du champ de vitesses ont été effectuées dans deux sections situées respectivement à 5,43 *m* et 8,96 *m* de l'entrée du lit composé, pour les deux débits d'étude, et ce, avec ou sans seuil à paroi fine. Les résultats pour *Q* = 150 *l/s* sont présentés sur la Fig. 3.3, la hauteur du seuil étant de 14 *cm*.

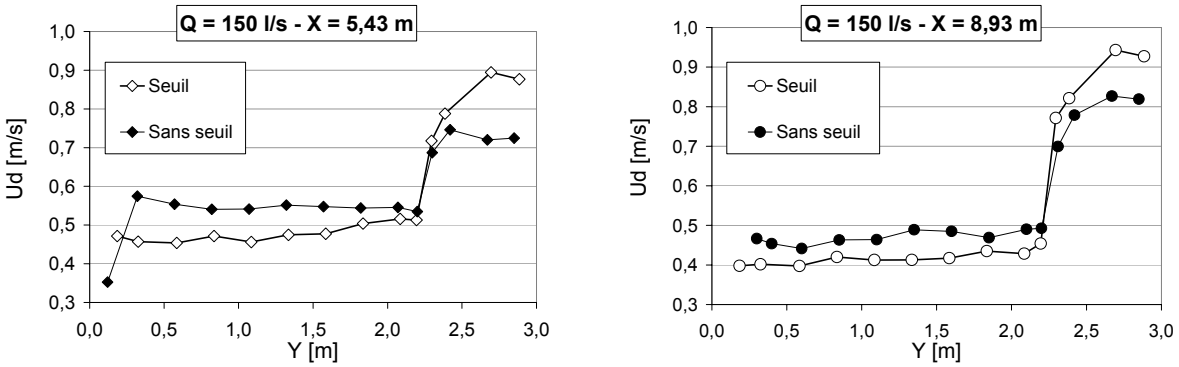


Fig. 3.3 – Profils des vitesses moyennées sur la verticale à *X* = 5,43 et 8,93 *m*.

La présence du seuil se fait ressentir, au moins jusqu'à 9 *m* de l'entrée du canal composé. La modification du champ de vitesses se traduit par une diminution du débit dans le majeur de 20% à 5,43 *m* et de 17% à 8,96 *m*.

La condition limite aval étant fixée, la présence du seuil influe donc sur la répartition de débit à son aval immédiat et a fortiori sur les échanges de masse entre le lit majeur et le lit mineur tout au long de l'écoulement.

Dans ces conditions, l'obtention d'un régime uniforme – sinon pseudo-uniforme – dans le lit composé n'est pas aisée, puisqu'il faut jouer à la fois sur la hauteur du volet aval et sur la répartition de débit à l'amont, via la hauteur du seuil à paroi fine.

Pour détecter d'éventuels transferts de masse entre les deux lits, on a effectué un traçage en surface à la sciure et on a réglé la hauteur du seuil à l'amont de telle manière à minimiser

les redistributions de débit dans la première moitié du canal composé. Ensuite, un réglage fin de la condition limite aval a visé à rendre parallèle la surface libre et le fond du lit mineur.

Une mesure plus rigoureuse des transferts de masse aurait évidemment nécessité un calcul systématique des débits partiels par intégration des vitesses tout au long de l'écoulement, et ce, pour chaque hauteur de seuil testée, ce qui n'était pas envisageable compte tenu du temps imparti pour réaliser ces expériences.

On verra au Chap. 6, que ce protocole n'a pas été suffisant pour assurer l'établissement d'un vrai régime uniforme. Les problèmes de la mise en vitesse de l'eau et de la distribution des débits partiels à l'entrée d'un canal composé ne sont donc pas triviaux. Ils n'ont d'ailleurs pas été abordés – à notre connaissance – dans la littérature, alors même que des canaux comme le Flood Channel Facility du HR Wallingford sont alimentés avec un réservoir unique.

Forts de l'expérience acquise à la CNR, nous avons opté dans les expériences ultérieures pour une séparation complète des alimentations du lit mineur et du lit majeur (cf. §3.4, Bousmar et al. 2005).

3.2.5. Ecoulements en présence d'obstacles

3.2.5.1. Convergence brusque du lit majeur

La contraction brusque du lit majeur a été obtenue à l'aide d'une paroi souple en tôle lisse. Cette dernière réduit la largeur du lit majeur de 2/3 sur une distance de 3,5 *m* (Fig. 3.4). Il en résulte un angle de convergence moyen de 22°. Du col jusqu'au volet aval, la paroi lisse présente une divergence linéaire d'angle moyen 16° – non-représentée sur la Fig. 3.4.

Les caractéristiques de l'écoulement ont été analysées sur une distance de 4,5 *m*. La première section de mesure (x = 0 sur la Fig. 3.4) est située à 3,6 *m* de l'entrée du lit composé, et le col du convergent (x = 4,5 *m*) est situé à 4,9 *m* du volet aval. Le champ des vitesses et les niveaux d'eau ont été mesurés dans quatre sections de mesure, aux abscisses x = 0 ; 2,5 ; 3,5 ; et 4,5 *m*.

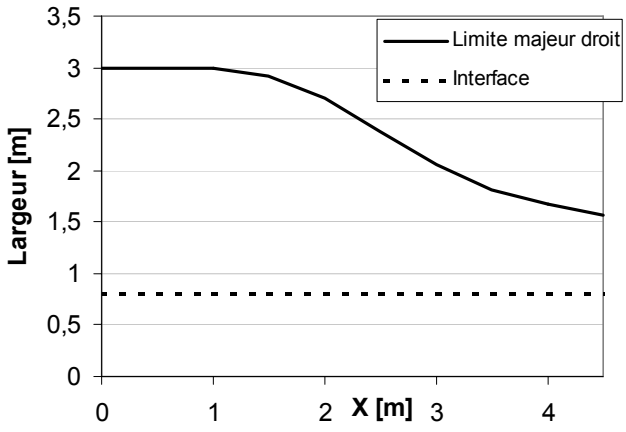


Fig. 3.4 – Vue de dessous de la convergence brusque.

Compte-tenu de ce qui a été dit au §3.2.4 précédent, il est important de noter à ce stade que *l'influence de la répartition de débit amont est significativement réduite* dès lors qu'un obstacle est placé dans le lit majeur. La présence de ce dernier induit des transferts de masse dès l'aval immédiat du seuil à paroi fine : le rééquilibrage des débits partiels est en quelque sorte « forcé ». Ce phénomène a été constaté aussi bien pour la convergence brusque que pour les épis en lit majeur.

Ainsi, nous verrons au Chap. 4 que la répartition de débit dans la première section de mesure du convergent brusque (x = 0 *m*) est peu éloignée de celle du régime uniforme équivalent de même section mouillée.

Concernant la condition limite aval : une fois le volet aval correctement réglé pour un débit en régime uniforme, on conserve le même réglage pour un écoulement en présence de la convergence.

3.2.5.2. Epi perpendiculaire à l'axe principal d'écoulement

Trois écoulements ont été étudiés :

a) Ecoulement de 150 *l/s* sur épi en ciment de 143 *cm*,
b) Ecoulement de 260 *l/s* sur épi en ciment de 143 *cm,*
c) Ecoulement de 260 *l/s* sur épi en ciment de 77 *cm.*

Chaque épi a été plaqué contre la berge extérieure du lit majeur (rive droite), perpendiculairement à la direction principale d'écoulement (axe x). L'épi de 143 *cm* barre l'écoulement sur 2/3 de la largeur du lit majeur (B_{fp}), et l'épi de 77 *cm*, sur 1/3 de B_{fp}.

La première section de mesure des paramètres hydrauliques est située à 2,5 *m* de l'entrée du lit composé ; elle sera considérée comme l'origine des abscisses par la suite (x = 0). En tout, neuf sections transversales ont été analysées (x = 0 ; 2,5 ; 3,5 ; 4,05 ; 5 ; 5,5 ; 6 et 8,25 *m*) ; l'épi, d'une épaisseur de 5 *cm*, se situant entre x = 4,05 et 4,10 *m*.

Là-encore, pour chaque débit, la hauteur du volet inclinable est la même que celle réglée en lit droit.

La mesure de la taille des zones de recirculations qui se forment derrière les épis a été effectuée par traçage en surface à la sciure et à l'aide d'un penon souple immergé.

3.3. LES ECOULEMENTS EN DIVERGENT LINEAIRE A L'UNIVERSITE CATHOLIQUE DE LOUVAIN

Les expériences en divergent linéaire ont été conduites dans le canal composé du laboratoire d'hydraulique de l'Université Catholique de Louvain-la-neuve (Fig. 3.5).
Elles ont été effectuées en collaboration avec D. Bousmar de l'U.C.L.

3.3.1. Le dispositif expérimental

Le canal expérimental de l'UCL mesure 10 *m* de long (longueur utile) et 1,2 *m* de large. Son fond est constitué de panneaux de bois marin et sa pente est de 0,99 x 10^{-3} *m/m.* La hauteur de plein bord du lit mineur est de 5 *cm*, et les largeurs du lit mineur et des deux plaines d'inondations sont de 40 *cm*. Les rugosités du lit mineur et des lits majeurs sont identiques et égales à 0,0107 $s/m^{1/3}$ (calage en régime uniforme d'après Bousmar (2002)).

La partie utile est précédée d'un réservoir d'alimentation, dans lequel la mise en vitesse de l'eau s'effectue par le biais d'une contraction verticale de forme ellipsoïdale (Fig. 3.5b). Une pompe alimente ce réservoir avec un débit compris entre 0 et 30 *l/s*, mesuré à l'aide d'un débitmètre électromagnétique placé sur la canalisation d'amenée (précision de 0,5%).

En sortie de canalisation, des tampons de fibre de noix de coco brisent l'énergie du jet, puis des écrans nid-d'abeilles redirigent l'écoulement dans le sens longitudinal.

a) b)

Fig. 3.5 – Divergence linéaire des plaines d'inondations dans le canal composé de l'UCL (demi-angle = 3,8°) : a) vue de l'aval ; b) vue de l'amont.

Des parois latérales amovibles ont été placées sur les plaines d'inondations afin d'obtenir trois géométries divergentes : une divergence linéaire des FP sur 2 *m*, 4 *m* ou 6 *m* de long. Cela correspond respectivement à des demi-angles de divergence de 11,8°, 5,7° et 3,8°.

Pour les trois géométries, l'écoulement est contenu dans le lit mineur (section simple) entre l'entrée du canal de mesure (x = 0) et x = 2 *m*. A titre d'exemple, la configuration du divergent 6 *m* est décrite sur la Fig. 3.6.

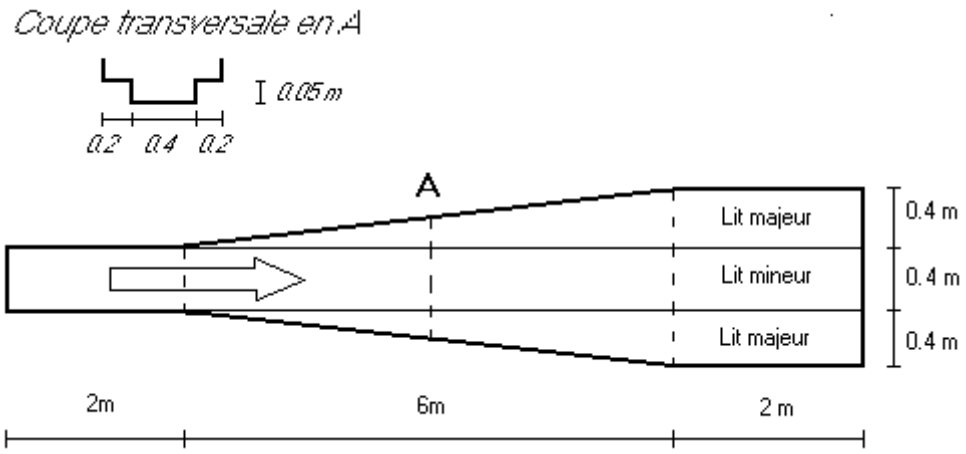


Fig. 3.6 – Divergence des plaines d'inondations sur 6 *m* : vue de dessus et coupe transversale de la section médiane.

A l'aval, un volet inclinable permet de contrôler les profils de hauteurs d'eau. Ce volet a été ajusté de telle sorte que l'on ait une hauteur d'eau choisie dans la section médiane de chaque divergent (x = 5 *m* pour le divergent 6 *m* ; x = 4 *m* pour le divergent 4 *m*). Dans cette section, 3 hauteurs relatives de débordement ont été retenues : h_r = 0,2 ; 0,3 et 0,5.

Enfin, on a travaillé avec les débits totaux suivants : Q = 12 ; 16 et 20 *l/s.* Au total, 12 configurations d'écoulement (Q, h_r) ont été explorées (cf. Chap. 7).

3.3.2. Les mesures

Les hauteurs d'eau ont été mesurées à l'aide d'un trusquin électronique d'une précision théorique de 0,01 *mm ;* cette dernière se réduisant à 0,1 *mm* en présence de faibles oscillations de la surface libre.

Les profils longitudinaux de niveaux d'eau ont été obtenus par le biais d'un limnimètre automatique monté sur un chariot coulissant sur des rails transversaux et longitudinaux. Il s'agit d'un Water-Level Follower (WAVO) développé au laboratoire d'hydraulique de Delft : une pointe vibrante reliée à un treuil par une chaîne, reste au contact de la surface libre.

Quant aux vitesses, elles ont été mesurées à l'aide d'un tube de Pitot de 4 *mm* de diamètre, connecté à un capteur différentiel de pression (Fig. 3.7). La précision sur le calcul des vitesses est de l'ordre de 2% (différence entre la valeur du débit intégré et celle du débitmètre électromagnétique).

Comme nous le verrons au Chap. 7, les écoulements en divergent 2 *m* (11,8°) ont été écartés de l'analyse – axée sur la modélisation 1D – puisqu'ils présentent des décollements de la couche limite avec formation de zones de recirculations sur les lits majeurs. L'analyse du champ des vitesses n'a donc été faite que pour les divergents 6 *m* et 4 *m*.

Fig. 3.7 – Mesures du champ des vitesses au Tube de Pitot.

Pour le divergent 6 *m*, le champ des vitesses a été mesuré aux abscisses *x* = 2 ; 3,5 ; 5 ; 8 et 9,5 *m* ; et pour le divergent 4m, aux abscisses 2 ; 3 ; 5 ; 6 et 8 *m*.

Dans chaque section de mesure, on a relevé entre 11 et 27 profils verticaux de vitesse, à raison de 5 à 6 mesures par verticale dans le MC et 2 à 3 mesures dans les FP selon l'importance des tirants d'eau.

3.4. LES EXPERIENCES AU LMFA DE LYON

Six configurations ont été explorées au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) : écoulements uniformes et non-uniformes en lit composé droit ; écoulement en présence d'épi dans le lit majeur dans une géométrie composé ou dans une géométrie simple (lit majeur isolé) ; écoulements avec élargissement brusque de la plaine d'inondation en lit composé ou en lit majeur isolé.

Ces expériences ont été effectuées en collaboration avec N. Rivière [Rivière et al. (2004)], avec A. Bergez, L. Pontal et F. Vion [Bergez et al. (2003)] et avec J. Martinez Monclus [Martinez (2005)].

3.4.1. Dispositif expérimental

Le canal expérimental du LMFA de l'INSA (Fig. 3.8) est constitué de parois en PVC. Sa longueur utile est de 8 *m*, sa section est rectangulaire (1,2 *m* x 0,4 *m*), et sa pente est de 1,8 x 10^{-3} *m/m*.

Un tronçon transparent, d'une longueur de 2 *m*, permet d'effectuer des mesures à l'anémomètre laser doppler ou à la P.I.V. (Fig. 3.9).

L'alimentation en eau est assurée par une pompe centrifuge dont le débit maximal est de 150 *l/s*. L'eau arrive dans un bac d'alimentation, puis passe par un dispositif de tranquillisation avant de pénétrer dans la partie utile du canal.

Pour un débit donné, le contrôle des niveaux d'eau se fait à l'aide d'un seuil inclinable à l'aval du canal. Des joints en mousse et en toile plastifiée assurent l'étanchéité avec les parois latérales et le fond du canal.

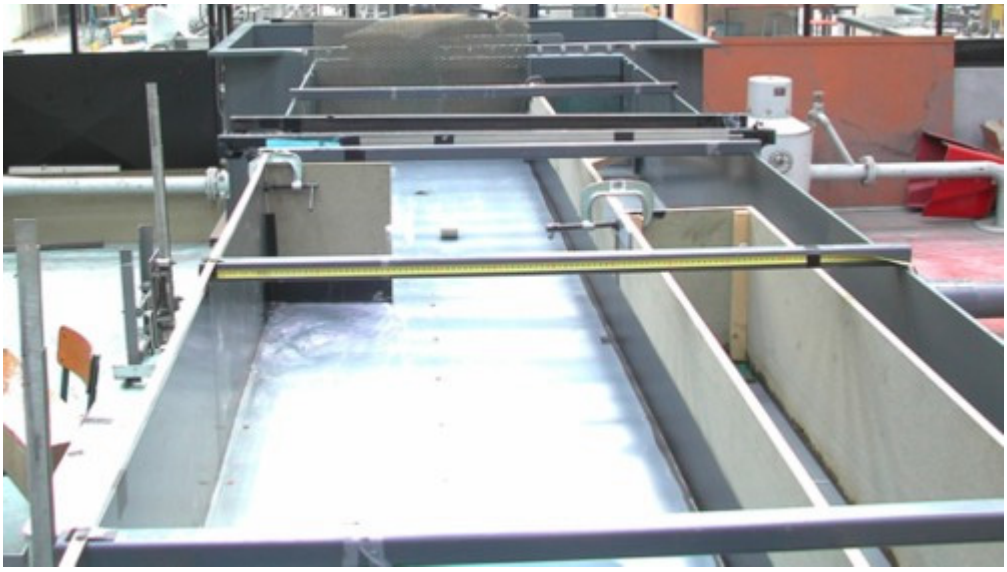


Fig. 3.8 – Canal du LMFA : écoulement sur épi en lit majeur isolé (section simple).

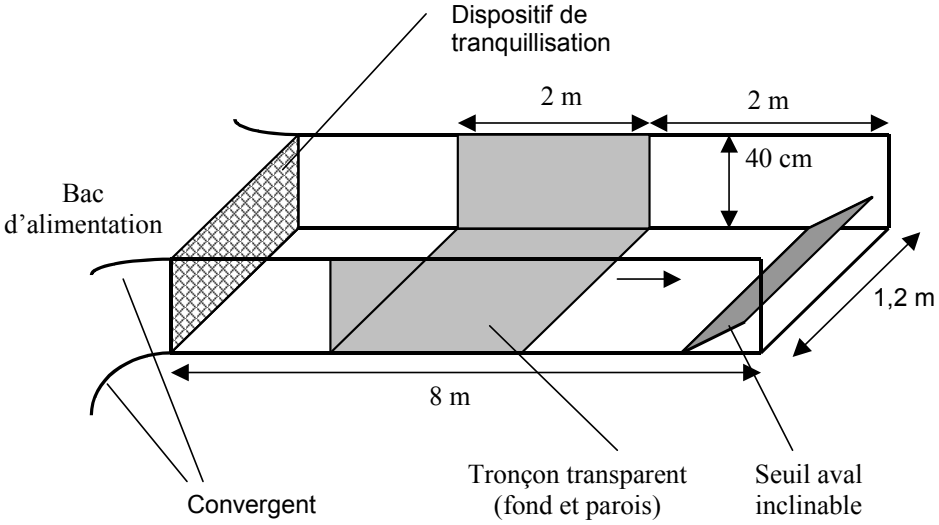


Fig. 3.9 – Descriptif du canal expérimental du LMFA.

Le débit est contrôlé par une vanne manuelle placée sur la conduite d'amenée et est mesuré à l'aide d'un débitmètre électromagnétique.

Un soin particulier a été apporté au dispositif de tranquillisation de l'écoulement. A l'extrémité de la conduite d'alimentation, l'utilisation d'une crépine permet de briser le jet pour éviter d'importantes recirculations dans le bac d'alimentation. En sortie du convergent, un nid d'abeille et un premier tampon de grillage (mailles de 50 *mm*, 64 épaisseurs) homogénéisent l'écoulement et lui donnent une direction parallèle aux parois latérales. Un second tampon incliné à 30°par rapport à l'horizontale atténue les perturbations de la surface libre.

Pour les configurations d'écoulement en lit composé, une banquette en PVC, de 80 *cm* de large et de 5 *cm* de haut, a été placée dans le canal existant (Fig. 3.10). La géométrie composée est donc asymétrique, les deux sections étant rectangulaires. On conserve une partie transparente pour la zone de mesures optiques.

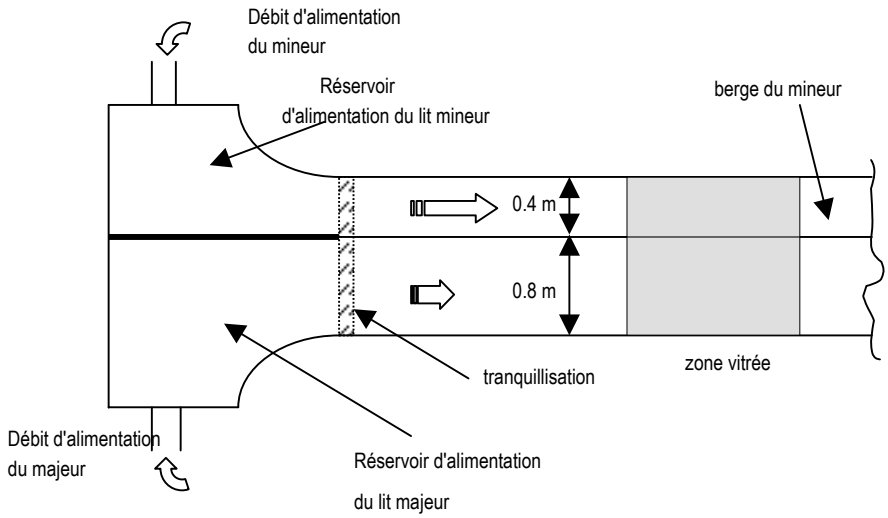


Fig. 3.10 - Alimentation séparée et géométrie composée du canal du LMFA.

Pour éviter les problèmes d'alimentation du lit composé évoqués au §3.2.4, le réservoir d'alimentation, le convergent à l'entrée et le dispositif de tranquillisation ont été séparés par des cloisons étanches. Ainsi, lit mineur et lit majeur sont alimentés par deux conduites d'amenée indépendantes, chacune équipée d'une vanne réglable et d'un débitmètre électromagnétique.

On injecte dans les deux compartiments une répartition de débit proche de celle du régime uniforme afin de minimiser les transferts de masse à l'amont du canal composé. Les débits partiels Q_{mc} et Q_{fp} sont calculés par la formulation Debord pour un débit total et une hauteur relative de débordement donnés.

Pour cette géométrie composée, le canal est équipé à l'aval de deux volets inclinables (un pour chaque lit) séparés par une cloison fine pour éviter les transferts latéraux.

3.4.2. Ecoulements en lit composé droit

3.4.2.1. Régimes uniformes

Trois écoulements, associés aux débits totaux Q = 17,3, 24,7 et 36,3 *l/s*, ont été analysés. Ils correspondent respectivement à des hauteurs relatives de débordement de 0,20, 0,3 et 0,4.

Le champ des vitesses a été exploré au micro-moulinet (diamètre 15 *mm*) dans huit sections transversales situées à x = 0,65 ; 1,15 ; 2,15 ; 3,15 ; 4,15 ; 5,15 ; 6,15 et 7,15 *m* – l'entrée du canal utile étant l'origine des abscisses.

Quatre profils verticaux de vitesses ont été relevés dans le lit mineur, et huit, dans le lit majeur. Sur chaque verticale, 4 mesures ont été effectué dans le MC, et entre 2 et 3 dans la FP suivant l'importance des tirants d'eau.

Les hauteurs d'eau sont mesurées à l'aide de pointes limnimétriques mobiles, d'une précision de $\pm$ 0,1 *mm*.

Pour ces trois écoulements, le régime est turbulent lisse sur la plaine d'inondation (cf. Chap 6, §6.2.2). La rugosité de Manning dans la FP varie entre 0,0089 et 0,0096 $m^{-1/3}.s^{-1}$, alors que dans le lit mineur, elle est constante et égale à 0,0091 $m^{-1/3}.s^{-1}$; la valeur du k_s étant de $1{,}5.10^{-6}$ *m* pour du PVC.

3.4.2.2. Augmentation artificielle du débit dans le majeur

La seconde série d'expériences en lit droit a consisté à augmenter de manière artificielle le débit injecté en entrée dans le lit majeur. Nous créons ainsi des régimes non-uniformes avec transferts de masse du lit majeur vers le lit mineur.

Quatre écoulements ont été étudiés : un à Q = 17,3 *l/s*, deux à 24,7 *l/s*, et un à 36,3 *l/s* ; l'augmentation artificielle de débit dans le lit majeur allant de +32 % à +56% relativement au débit Q_{fp} du régime uniforme homologue.

Entre le régime uniforme et le régime déstabilisé de même débit total, la condition limite aval (hauteur du volet) est identique.

Les mesures de champ de vitesses et de hauteurs d'eau se sont effectuées de la même façon que pour les régimes uniformes.

3.4.3. Variation discontinue de la largeur du lit majeur

La troisième série d'expériences conduites au LMFA a trait aux variations discontinues de la plaine d'inondation. Deux configurations ont été testées : l'élargissement brusque du lit majeur et les écoulements en présence d'épi dans le lit majeur.

Développée au Chap. 9, l'analyse de ces écoulements met l'accent sur l'évaluation de la taille des zones de recirculations qui se forment à l'aval des discontinuités géométriques. Il s'agit de mettre en évidence l'influence des singularités topographiques d'une part, et des géométries composées d'autre part, sur les transferts de masse et sur les zones de recirculations qui en découlent.

3.4.3.1. Elargissement brusque de la plaine d'inondation

Pour figurer l'élargissement brusque de la plaine d'inondation, un caisson en bois de 2 *m* de long et de 0,3 *m* de large a été plaqué contre la paroi latérale droite du canal composé (Fig. 3.11). L'augmentation relative de largeur du lit majeur est de 37,5 %.

Une première série d'expériences a été conduite en section simple : l'écoulement est essentiellement contenu dans le lit majeur ; ce dernier étant isolé du lit mineur par une paroi de contre-plaqué recouverte de ruban adhésif (cf. Fig. 3.8) – afin d'obtenir une rugosité de paroi proche de celle du PVC.

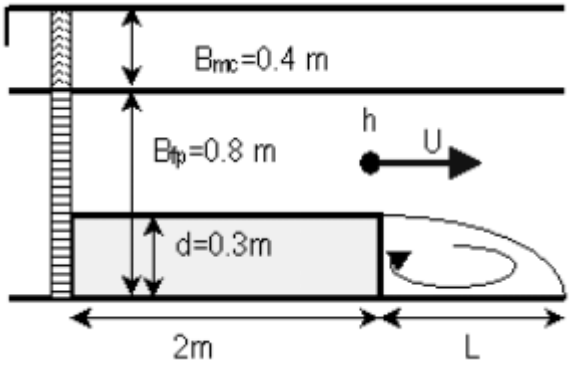


Fig. 3.11 – Elargissement brusque du lit majeur en géométrie composée.

Les expériences ont ensuite été reconduites dans une géométrie composée.

3.4.3.2. Epis type « remblai routier » dans le lit majeur

Les épis sont modélisés par des planches de contre-plaqué placées perpendiculairement à la paroi latérale droite du lit composé (Fig. 3.12). Pour assurer une rugosité très proche de celle des parois du canal, leur partie immergée est recouverte de ruban adhésif (Fig. 3.8) ; ce dernier est également utilisé pour assurer l'étanchéité entre l'épi et les parois contiguës.

Quatre tailles d'épis ont été utilisées : *d* = 10 ; 15,6 ; 30 et 40 *cm.* On obtient respectivement des réductions de largeur du lit majeur de 12,5 ; 20 ; 37,5 et 50% (d/B_{fp} *x100*).

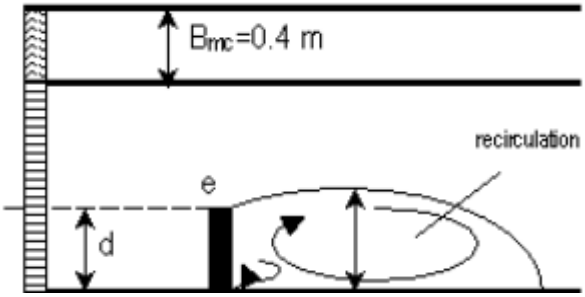


Fig. 3.12 – Epi dans le lit majeur en géométrie composée.

3.4.3.3. Mesures de la taille des zones de recirculation

Dans les expériences avec élargissement brusque ou épi dans le lit majeur, l'accent a été mis sur la mesure de la taille des zones de recirculations. La longueur de recirculation, notée *L* sur la Fig. 3.11, correspond à la distance longitudinale entre l'obstacle (élargissement ou épi) et le point de recollement de l'écoulement. Ce dernier est caractérisé par une inversion des vitesses : à proximité de la paroi, les vitesses sont négatives au sein de la zone de recirculation – i.e. dirigées vers l'amont –, et positives en dehors.

Dans un premier temps, deux techniques simples de visualisation de la zone de recirculation et du point de recollement ont été testées : l'injection de lait en poudre dans la zone de recirculation à mi-profondeur de l'écoulement ; et un traçage en surface à la sciure.

Fig. 3.13 – Zone de recirculations derrière un épi de 40 *cm* : traçage en surface à la sciure – d'après Bergez et al. (2003).

La technique d'injection du lait en poudre – qui diffuse moins vite que certains colorants classiques – n'est fiable que pour une certaine gamme d'écoulements. En effet, à mesure que les tirants d'eau à proximité de l'obstacle augmentent (cf. Chap. 9), des vortex à axe

vertical sont produits au coin de l'épi ou de l'élargissement, puis se développent tout en étant advectés vers le point de recollement. Ainsi, le passage aléatoire des vortex dans cette zone affecte le mouvement du lait et, par conséquent, la localisation du point de recollement.

La deuxième technique consiste à ensemencer en surface la zone de recirculations avec de la sciure fine – qui ne diffuse pas et ne coule pas. Ensuite, des photographies en surface sont prises avec des temps de pose de 8 *s* et permettent de visualiser la trajectoire des particules de sciure (Fig. 3.13). Une série de 6 à 10 photos permet d'évaluer un point de recollement moyen. Cette technique a été mise au point par Bergez et al. (2003).

Dans un deuxième temps, une détermination plus rigoureuse de la localisation du point de recollement a été envisagée [Martinez (2005)]. Une mesure du champ de vitesses instantanées – concentrée près de la paroi – a été effectuée à l'aide de la vélocimétrie par imagerie de particules (P.I.V). Le dispositif de mesure est présenté en annexe A.3.

Un laser basse-puissance (New Wave solo, λ = 532 *nm*) créé une nappe lumineuse de très faible épaisseur – horizontale dans nos expériences. Deux impulsions lumineuses sont envoyées avec un décalage temporel Δt réglable et sont réfléchies par des particules d'iriodine 111 qui ensemencent l'écoulement (Fig. 3.14). Une caméra vidéo haute-fréquence (T_{max} = 200 *ns*), placée perpendiculairement au plan lumineux (plan focal), enregistre les signaux lumineux sur une zone d'observation de 19,4 *cm* x 15,5 *cm*.

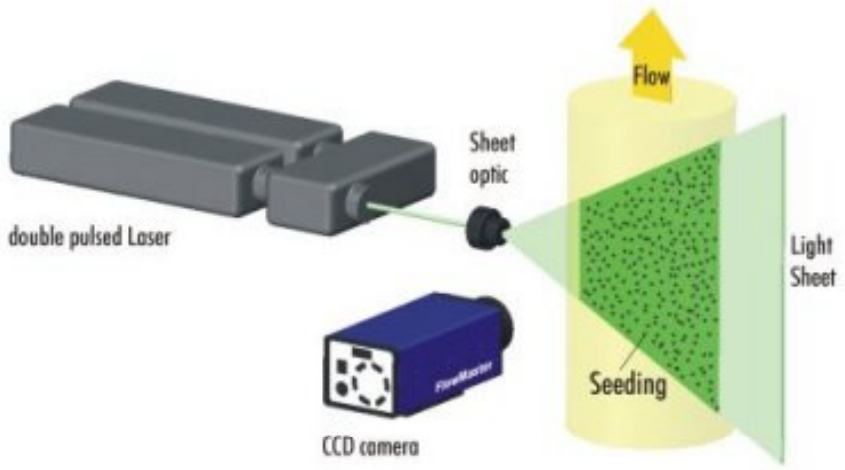


Fig. 3.14 – Principe de fonctionnement de la P.I.V. (tiré du manuel d'utilisation).

Ensuite, un logiciel de traitement du signal décompose, pour chaque image, la zone d'observation en « fenêtres d'interrogation » de 32 x 32 pixels. Un traitement statistique (cross-correlation) relie les signaux enregistrés dans les fenêtres d'interrogation homologues entre deux images décalées de Δt, ce qui permet de déduire la vitesse des particules. Le temps Δt doit être choisi en fonction de la vitesse de l'écoulement afin que les particules ne sortent pas de la fenêtre d'interrogation pendant la prise des deux images successives – sinon, la corrélation n'a pas de sens.

Pour mesurer le point de recollement de l'écoulement, le traceur est versé au droit de l'épi dans la zone de recirculations. Le champ moyen des vitesses est obtenu à partir de 50 à 100 paires d'images. Un post-traitement permet de créer la carte des vecteurs de vitesses (Fig. A.3 en annexe A.3), la carte des lignes de courants ou la carte scalaire des vitesses (échelle de couleur). On présente sur la Fig. 3.15 les cartes scalaires des vitesses à proximité de la paroi, de part et d'autre du point de recollement : seules les vitesses négatives, i.e. dirigées vers l'amont, sont retenues

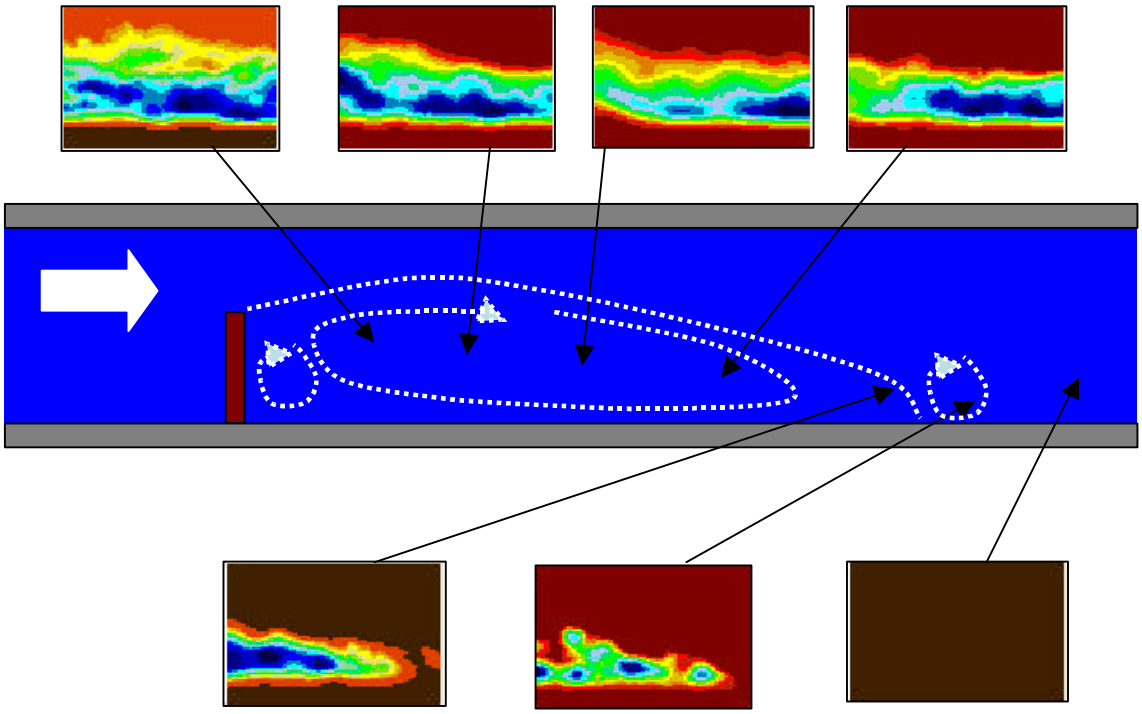


Fig. 3.15 – Cartes scalaires du champ de vitesse à proximité de la paroi : isolement des vitesses dirigées vers l'amont du canal (négatives).

Chapitre 4 - Le cas exploratoire du convergent brusque

4.1. INTRODUCTION

Hormis les écoulements en lit composé à méandres, on a recensé au Chap.1, trois études se rapportant aux plaines d'inondation non-prismatiques : 1) les travaux de Bousmar et al. (2004) sur la convergence linéaire de plaines d'inondation symétriques (angles de 3,8° et 11,3°) ; 2) ceux d'Elliot et Sellin (1990) sur les lits composés obliques (angles de 2°, 5° et 9°) ; 3) ceux de Jasem (1990) analogues aux expériences d'Elliot et Sellin, mais à plus petite échelle.

La configuration étudiée ici est une contraction brusque de la plaine d'inondation (angle moyen de 22°) qui accentue les variations longitudinales des paramètres hydrauliques : c'est donc une extension des travaux antérieurs à des conditions d'écoulements dites "rapidement variées".

Après avoir rappeler le contexte expérimental de l'étude, nous présenterons et analyserons les principaux paramètres hydrauliques mesurés dans cette configuration d'écoulement. Dans un second temps, nous nous intéresserons aux échanges interfaciaux : différentes approches 1D seront exposées et comparées aux résultats expérimentaux. Une modélisation 2D sera ensuite utilisée pour mettre en lumière les phénomènes négligés par les approches 1D. En particulier, les pertes de charge 1D et 2D seront confrontées. Ces analyses permettront de comprendre les résultats de trois codes numériques 1D : Hec-Ras, Talweg-Fluvia et Axeriv.

4.2. CONTEXTE EXPERIMENTAL

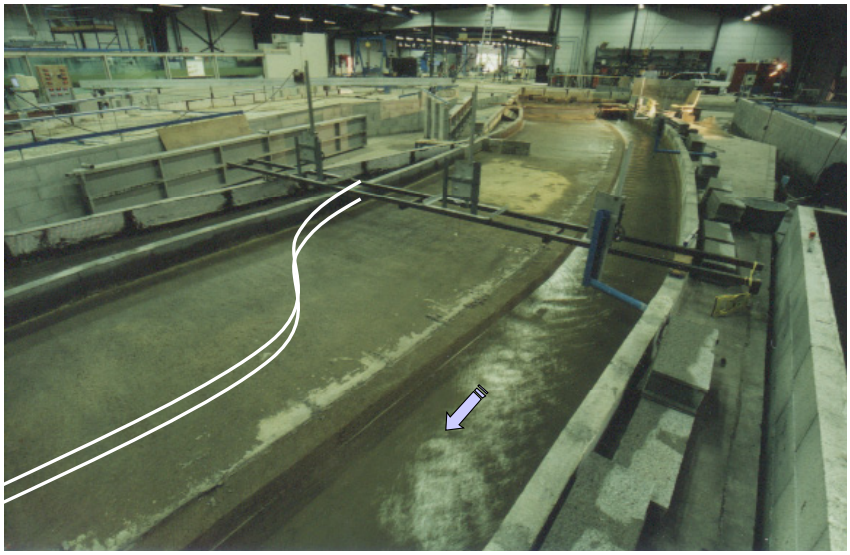


Fig. 4.1 – Canal composé de la CNR : convergence brusque de la plaine d'inondation.

Les données expérimentales ont été collectées dans le lit composé asymétrique de la CNR (Fig. 4.1). Un obstacle en tôle lisse a été posé sur la plaine d'inondation (Fig. 4.2), présentant une forte convergence de 3,5 *m* de long et de 1,43 *m* de large en projection sur

l'axe *y*, perpendiculaire à l'axe principal d'écoulement (angle moyen de 22°). Cela conduit à une réduction de 2/3 de la largeur du lit majeur. L'écoulement a été étudié sur une longueur de 4,5 *m*, la section amont (x = 0) étant située à 3,6 *m* de la zone de tranquillisation de l'écoulement, et la convergence commençant à x = 1 *m*.

Les écoulements ont été analysés pour deux débits différents (Q = 150 *l/s* et Q = 260 *l/s*) afin d'évaluer l'influence de la hauteur relative de débordement ; les conditions limites associées à ces deux débits sont présentées dans le Tab. 4.1. La hauteur d'eau relative « $h_r = h_{fp}/h_{mc}$ » varie de 0,42 à 0,33 pour Q = *260 l/s*, et de 0,23 à 0,14 pour Q = 150 *l/s*.

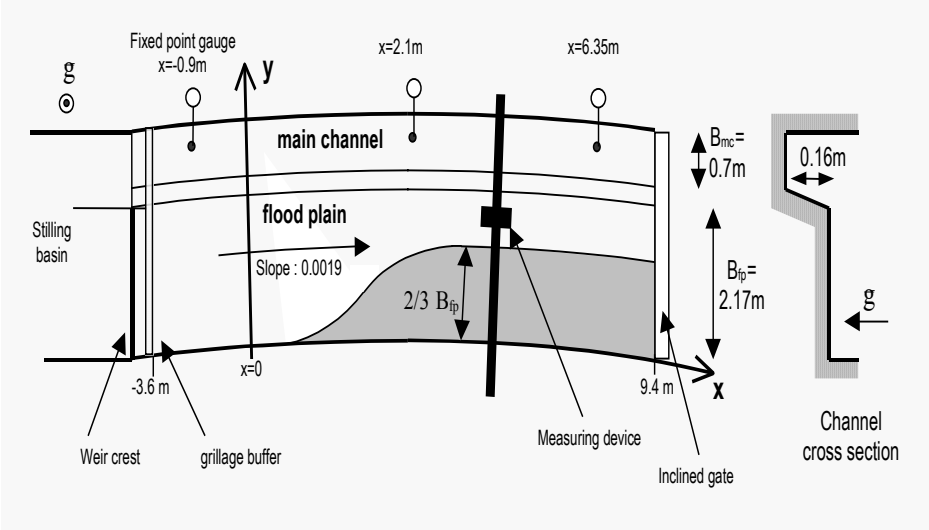


Fig. 4.2 – Schéma du dispositif expérimental – tiré de Rivière et al. (2002).

Pour chacun des deux débits, la position du volet aval est la même que celle de l'écoulement en lit prismatique homologue (cf. Chap III, §3.2).

Abscisse x [*m*]	Débit, Q = 150 *l/s*		Débit, Q = 260 *l/s*	
	Hauteur d'eau relative, h_r [-]	Proportion de débit Q_{fp}/Q (x 100) [%]	Hauteur d'eau relative, h_r [-]	Proportion de débit Q_{fp}/Q (x 100) [%]
0	0,23	26,0	0,42	51,7
4,5	0,14	9,5	0,33	24,2

Tab. 4.1 – Conditions limites amont et aval : hauteurs d'eau relatives h_r et proportion de débit dans le lit majeur, Q_{fp}/Q (x 100).

Concernant les rugosités de paroi, nous avons conservé les valeurs de rugosités de Manning calées en lit droit, à savoir 0,0119 et 0,0132 $s.m^{-1/3}$ dans le lit mineur et dans le lit majeur, respectivement. En effet, les fortes valeurs du nombre de Reynolds (entre $1{,}6.10^4$ et $1{,}7.10^5$) à chaque abscisse x de la convergence brusque, assurent un écoulement turbulent rugueux dans les deux sous-sections et donc, une indépendance de la rugosité de Manning vis-à-vis du rayon hydraulique R_h (cf. annexe A.4.1).

4.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.3.1. Hauteurs d'eau

Les distributions transversales des hauteurs d'eau – mesurées par rapport au fond du lit mineur – sont présentées sur la Fig. 4.3.

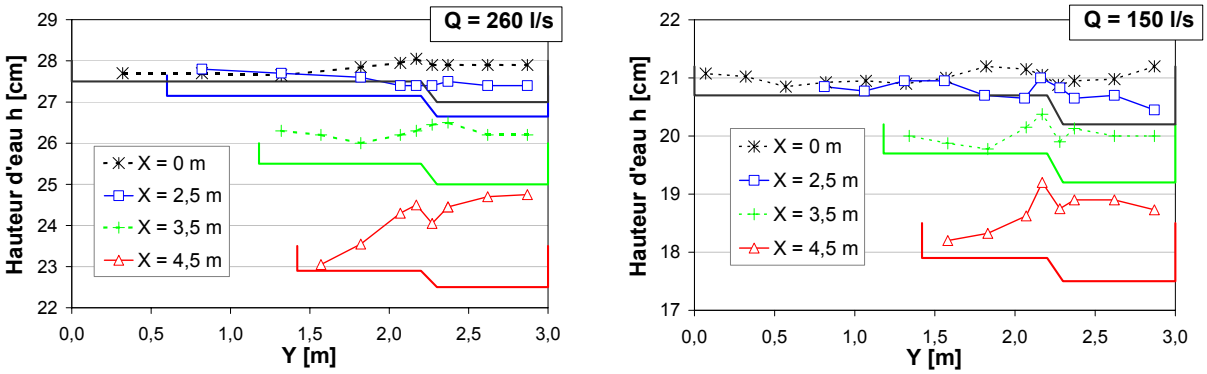


Fig. 4.3 – Profils transversaux des hauteurs d'eau *h* (*Q* = 260 *l/s* et *Q* = 150 *l/s*).

Des gradients transversaux des hauteurs d'eau sont observés à x = 4,5 m, avec des différences de niveaux de l'ordre de 20 à 25 % de la hauteur moyennée sur la plaine d'inondation, h_{fp}, pour les deux débits ; la contraction brusque de l'écoulement dans le lit majeur et les effets centrifuges associés en sont responsables. Il est important de noter que l'influence de la courbure du modèle physique, évaluée pour les écoulements non-uniformes en lit droit, est d'un ordre de grandeur inférieur.

En conséquence, dès lors qu'on s'approche de la fin du convergent, les pentes longitudinales de surface libre sont différentes dans le lit mineur et le lit majeur.

La chute des tirants d'eau le long de l'axe des x, dans cette région, est liée à l'augmentation des vitesses.

On peut aussi noter la présence d'un petit bourrelet aux environs de l'interface, s'expliquant certainement par la juxtaposition d'un écoulement fluvial dans le MC et d'un écoulement dans la FP qui passe en supercritique entre x = 3,5 et 4,5 m (cf. §4.3.4). L'information remontant vers l'amont en régime fluvial, on observe également le bourrelet dans les sections amont.

4.3.2. Champ de vitesses et débits partiels

Les profils transversaux des composantes de la vitesse – moyennées sur la verticale – sont présentés sur la Fig. 4.4 : a) composantes longitudinales U_d ; *b)* composantes transversales V_d.

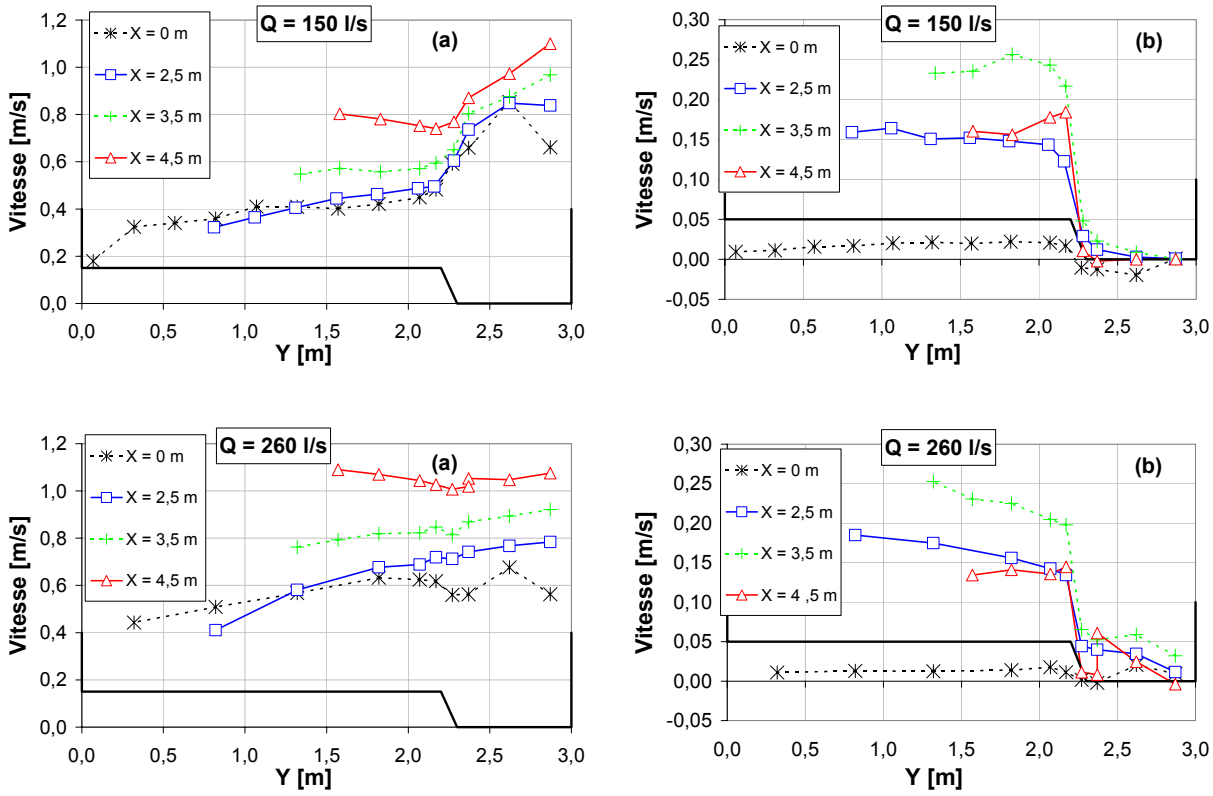


Fig. 4.4 – Distributions latérales des vitesses moyennées sur la verticale : (a) composantes longitudinales U_d ; (b) composantes transversales V_d.

Puisqu'une part de l'écoulement est obligée de quitter la plaine d'inondation, un courant transversal se développe, et les vitesses longitudinales ont tendance à s'homogénéiser : pour Q = 260 *l/s*, elles sont constantes sur la section totale au niveau du col, alors que pour Q = 150 *l/s*, un gradient mineur/majeur subsiste. Dans la partie supérieure du bief, le gradient de vitesse entre lit mineur et lit majeur est moins fort pour Q = *260 l/s* que pour Q = 150 *l/s*, en raison des plus fortes hauteurs d'eau relatives, h_r.

Il est par ailleurs intéressant de noter que les profils de V_d sont assez analogues entre les deux débits, mettant en évidence le rôle prépondérant de la géométrie sur ce paramètre.

Le maximum de transfert latéral a lieu aux alentours de x = 3,5 *m*. Une comparaison simultanée des profils de h (Fig. 4.3) conduit à l'observation suivante : il y a un décalage spatial entre le transfert de masse et l'inclinaison de la surface libre. Ainsi, à x = 3,5 *m* où les valeurs des composantes transversales V_d sont les plus fortes, la surface libre est encore horizontale. L'inclinaison de la surface libre, et donc le gradient transversal de pression, apparaissent comme une réponse aux transferts de masse.

Les composantes transverses (v) et verticales (w) des vitesses locales, mesurées au vélocimètre acoustique Doppler pour le plus fort débit, sont présentées sur la Fig. 4.5, à l'abscisse x = 3,5 *m,* et en Annexe A.4.2 pour les trois autres abscisses.

L'écoulement débordant passe au-dessus de l'écoulement situé sous le niveau de plein bord (*inbank flow*) en direction de la berge du lit mineur opposée au lit majeur. Le cisaillement horizontal qui en découle génère un mouvement hélicoïdal du fluide qui augmente le long de l'axe *x*.

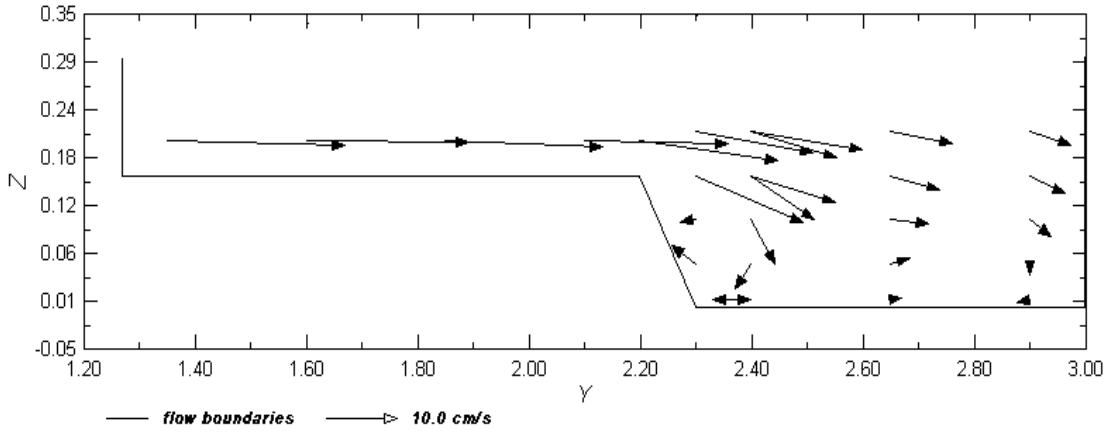


Fig. 4.5 – Champ des vitesses dans le plan vertical *x* = 3,5 *m* : composantes *v* et *w* pour *Q* = 260 *l/s.*

Ainsi, la direction de l'écoulement près du fond du lit mineur est différente de celle de l'écoulement en surface (Fig. 4.6). La structure de l'écoulement présente des similarités avec celle des écoulements observés dans le lit mineur des lits composés faiblement convergents de Bousmar et al. (2004), des lits obliques d'Elliot et Sellin (1990) ou des lits à méandres de Shiono et Muto (1998).

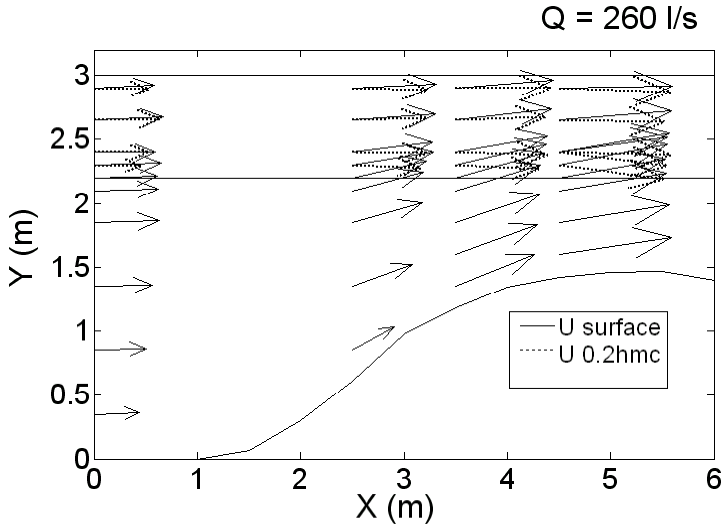


Fig. 4.6 – Champ de vitesses mesuré près du fond (0,2 h_{mc}) et de la surface - *Q* = 260 *l/s.*

L'évolution de la distribution de débit le long du bief d'étude est présentée Fig. 4.7, sous la forme du rapport Q_{fp}/Q (x100), proportion du débit total coulant dans le lit majeur. Entre *x* = 0 et *x* = 4,5 *m*, 75% et 54% du débit de la plaine d'inondation sont transférés dans le lit mineur, respectivement pour *Q* = 150 *l/s* et *Q* = 260 *l/s*. Les transferts de masse sont donc plus

importants dans le cas de l'écoulement faiblement débordant, ce que l'on ne pouvait prévoir a priori, puisque les surfaces interfacielles d'échange sont moins grandes dans ce cas.

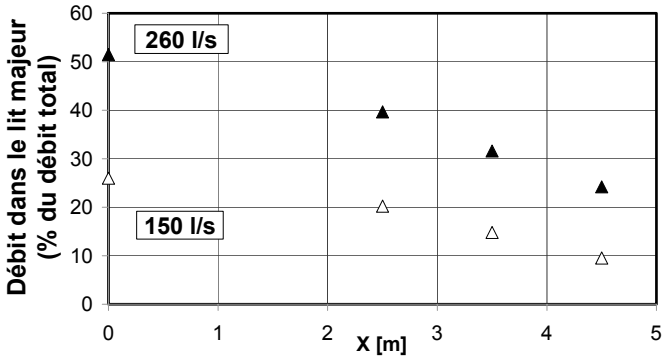


Fig. 4.7 – Débit dans le lit majeur, exprimé sous forme de pourcentage du débit total.

4.3.3. Charge par lit et charge sur la section totale

Une charge moyennée par sous-section, notée H_i, peut être définie dans la direction longitudinale *x*, en tenant compte des variations transversales des niveaux d'eau *Z et* des composantes *u* et *v* des vitesses locales [Lancastre (1999)] – la composante *w* étant négligée dans le cadre de cette étude. Le point de vue eulérien impose de pondérer l'énergie potentielle et l'énergie cinétique de chaque tranche fluide par le flux de masse au travers de cette même tranche. Il vient :

$$H_i = \frac{\iint_{Ai} Z(y) u dA}{\iint_{Ai} u dA} + \frac{\iint_{Ai} \frac{(u^2+v^2)}{2g} u \, dA}{\iint_{Ai} u dA} \tag{4.1}$$

où $Z(y) = Z_b + h(y)$, Z_b étant la cote du fond par rapport à un niveau horizontal de référence, et $dA=dz.dy$. La charge totale, H, est définie de la même manière sur la section totale. Les profils expérimentaux de charge calculée sur la section totale et dans les deux sous-sections, ainsi que l'influence des composantes transverses *v* sur la charge totale, sont présentés sur la Fig. 4.8.

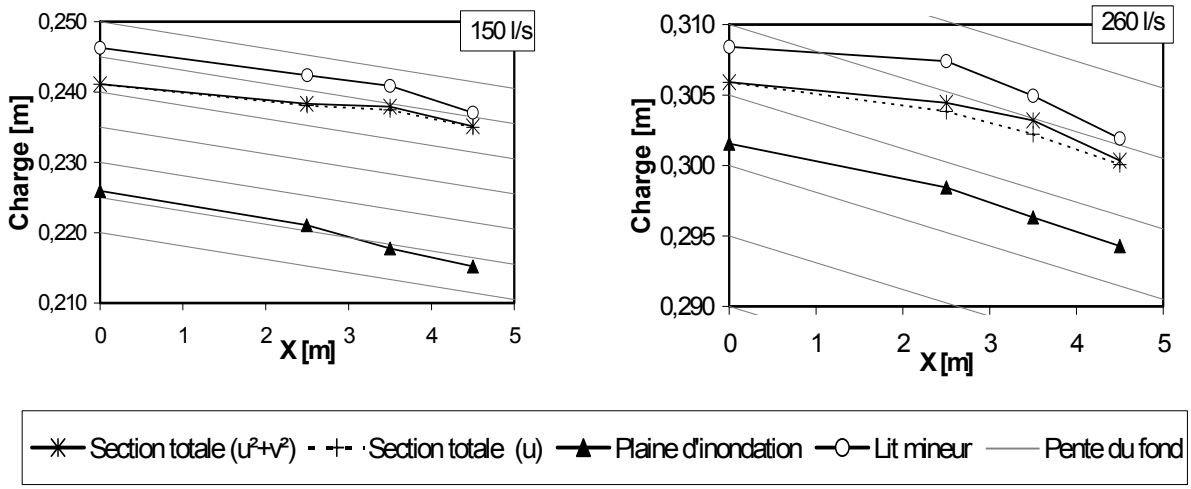


Fig. 4.8 – Profils de charge dans la section totale et dans les sous-sections.

On peut observer des différences d'évolution entre H_{mc}, H_{fp} *et* H, pour les deux débits. Ceci est la résultante de : (1) différentes évolutions du terme d'énergie cinétique tout au long de l'écoulement dans les deux sous-sections ; (2) différentes évolutions du niveau d'eau entre sous-sections à l'approche du col du convergent.

On retrouve ce qui avait été formulé de manière théorique au §2.1.2 du Chap. 2 : dès lors que l'on s'éloigne des conditions du régime uniforme, il n'y a plus de lien simple entre d'une part, les pentes de charges dans le lit mineur et le lit majeur, et d'autre part entre ces pentes par sous-sections (S_{Hi}) et la pente de charge sur la section totale (S_H).

Ces résultats sont à prendre avec circonspection, compte-tenu du fait que les charges n'ont été évaluées que dans quatre sections de mesure. Mais les expériences ultérieures en lit non-prismatique confirmeront ce premier constat : à mesure que les transferts de masse entre lits deviennent significatifs, l'égalité « $S_{Hmc} = S_{Hfp} = S_H$ » – issue du régime uniforme – n'est plus pertinente.

Or, on a vu au Chap. 2, §2.3, que certaines modélisations 1D des échanges interfaciaux s'appuient sur cette égalité, de manière implicite ou explicite, pour relier les calculs sur les sous-sections et le calcul sur la section totale (EDM, Formulation Debord, DCM). Pour l'EDM par exemple, Bousmar et Zech (1999) considèrent que le fluide distribue de manière uniforme son énergie sur la section totale tout au long de l'écoulement. Il faudra donc garder en tête ce phénomène physique spécifique lors de l'analyse des simulations de ces différents codes 1D.

Enfin, concernant l'influence des composantes transverses *v* sur la charge totale, elle n'est décelable que pour le plus fort débit. Ces composantes ne peuvent donc pas être, en tant que telles, responsables des différences d'évolution entre H_{mc}, H_{fp} *et* H.

4.3.4. Nombres de Froude locaux

Une autre spécificité de cet écoulement est la superposition d'un régime subcritique dans le MC et d'un régime supercritique dans la FP à l'approche du col du convergent. Nous présentons ci-dessous les profils transversaux des nombres de Froude construits à partir des hauteurs locales *h*, et des composantes longitudinales U_d, avec $Fr = U_d / \sqrt{gh}$.

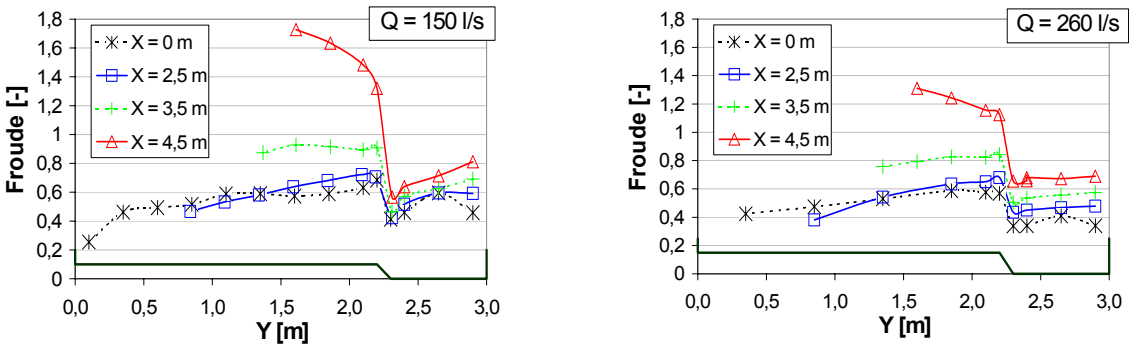


Fig. 4.9 – Profils transversaux des nombres de Froude locaux, $Fr = U_d / \sqrt{gh}$.

L'écoulement devient supercritique dans la FP entre x = 3,5 et 4,5 *m.* Dans la dernière section, le nombre de Froude local est doublé lorsqu'on traverse l'interface en allant du MC vers la FP (de y = 2,3 *m* à y = 2,1 *m*). C'est vraisemblablement cette variation brusque du nombre de Froude local qui est responsable de la présence du bourrelet interfaciel observé sur les profils transversaux de niveaux d'eau (Fig. 4.3).

4.3.5. Bilans de quantité de mouvement

En utilisant les données expérimentales mesurées aux abscisses x = 2,5, 3,5 et 4,5 *m*, on peut évaluer le poids des différentes contributions (masse, frottement au fond, et échanges turbulents) dans la partie convergente de l'écoulement. Il suffit pour cela de quantifier les différents termes de l'équation de QDM par lit (éq. 4.2) – obtenue au Chap. 2 (éq. 2.14). Les bilans sont calculés à x = 3 et 4 *m* dans le MC puis dans la FP, pour les deux débits ; le terme d'échange turbulent à l'interface ($n_y.\tau_{xy}.h_{int}$) étant considéré comme l'inconnue du bilan, à la manière d'Elliot et Sellin (1990).

$$\rho\frac{d}{dx}\left(\beta_i A_i U_i^2\right) - \rho U_{in} q_{in} + \rho U_{out} q_{out} + \rho g A_i \frac{dh_i}{dx} - \rho g A_i S_0 + \rho g A_i S_{fi} - n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}} = 0 \qquad (4.2)$$

Cette équation est homogène à une quantité de mouvement par unité de temps et unité d'espace [$Kg.s^{-2}$]. Les dérivées selon x, ainsi que les débits d'échange de masse q_{in} *et* q_{out}, sont estimés par différence finie centrée, en utilisant les données des sections de mesure amont et aval. Dans la FP, on a : q_{in} = 0, et q_{out} = $|dQ_{fp}/dx|$=$|dQ_{mc}/dx|$; et dans le MC, q_{out} = 0 et q_{in} = $|dQ_{fp}/dx|$=$|dQ_{mc}/dx|$. Concernant les vitesses longitudinales rentrantes ou sortantes, U_{in} ou U_{out}, on prend la moyenne arithmétique des vitesses interfacielles (y = 2,20 *m*) mesurées dans les sections amont et aval. Les résultats sont rassemblés sur la Fig. 4.10 ci-après.

En théorie, le terme de cisaillement à l'interface ($n_y.\tau_{xy}.h_{int}$) doit être positif dans le lit mineur (perte de QDM à l'instar des frottements au fond), et négatif dans le lit majeur (effet d'entraînement). Ici, comme ce terme équilibre le bilan, il rend également compte des erreurs de mesures expérimentales et des approximations liées à la méthode des différences finies.

Le caractère fortement convectif de l'écoulement est mis en évidence par deux phénomènes :

- le poids du terme de transfert interfaciel de masse relativement à celui du terme de frottement au fond : dans la FP, le rapport $(\rho q_{out} U_{out})/(\rho.g.A.S_f)$ est compris entre 2 et 7 selon l'abscisse et le débit, et dans le MC, le ratio $(\rho q_{in} U_{in})$ / $(\rho.g.A.S_f)$ varie de 2 à 10.
- le poids des gradients ($\rho g A dh/dx$) relativement au terme de gravité ($\rho g A S_o$), jusqu'à dix fois supérieur.

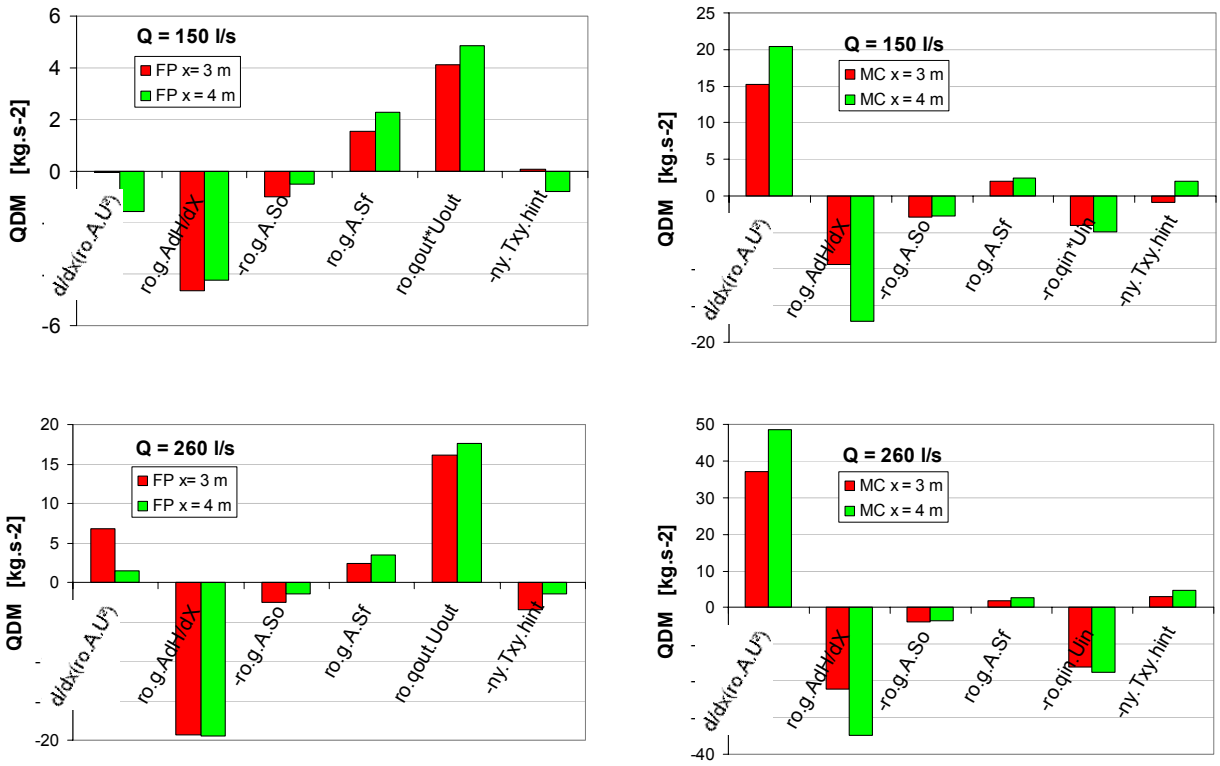


Fig. 4.10 – Bilan de quantité de mouvement dans le lit mineur (MC) et le lit majeur (FP) pour *Q* = 150 *l/s* et *Q* = 260 *l/s*.

Concernant les échanges interfaciaux, les échanges de masse semblent prépondérants devant le cisaillement turbulent, aux erreurs de mesure près.

Pour le plus fort débit, ce résultat sera confirmé par la mesure du champ des vitesses à l'ADV, les variations temporelles des composantes longitudinales et transverses de la vitesse permettant de calculer l'ordre de grandeur des tenseurs de Reynolds. Leurs valeurs, moyennées sur la verticale, sont présentées sur la Fig. 4.11.

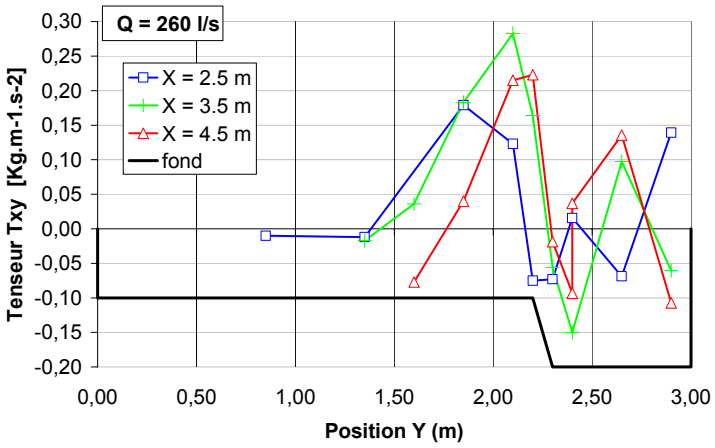


Fig. 4.11 – Distribution latérale des tenseurs de Reynolds τ_{xy} moyennés sur la verticale : mesures à l'ADV pour *Q* = 260 *l/s*.

Les τ_{xy} à proximité de l'interface (y = 2,20 m) sont compris entre 10^{-1} et 3.10^{-1} $Kg.m^{-1}.s^{-2}$, ce qui conduit pour des $h_{int} \in$ [0,075 m ; 0,11 m] à des valeurs de ($n_y.\tau_{xy}.h_{int}$) de l'ordre de 1,5 à 3.10^{-2} $Kg.s^{-2}$. Une analyse fréquentielle des fluctuations transverses v', met en évidence un pic à T = 2,6 s, pour les trois abscisses considérées : il s'agit, soit de structures turbulentes cohérentes, soit d'oscillations dues à un mouvement périodique de la surface libre. Dans les deux cas, les valeurs mesurées par ADV de ($n_y.\tau_{xy}.h_{int}$) sont négligeables devant les autres termes des bilans de la Fig. 4.10.

Les deux types de transferts interfaciaux ne sont donc pas indépendants l'un de l'autre : à mesure que les échanges de masse augmentent, le poids relatif des cisaillements turbulents diminuent.

Pour Q = 260 l/s, les mesures directes de τ_{xy} permettent de dire qu'ils sont négligeables, ce qui est en accord avec les faibles gradients de vitesse à l'interface sur les profils transversaux de U_d (Fig. 4.4).

Pour Q = 150 l/s, le poids relatif du terme résiduel ($n_y.\tau_{xy}.h_{int}$) dans les bilans permet de supposer qu'on conserve – au minimum – une prédominance des échanges de masse à l'interface. Mais puisque aucune mesure directe des τ_{xy} n'a été effectuée, et que des gradients interfaciaux de vitesse U_d sont observés jusqu'à x = 4,5 m (Fig. 4.4), on ne peut conclure à une disparition de l'interaction turbulente pour ce débit.

Afin de relativiser l'importance des échanges de masse observés dans le convergent brusque, nous avons confronté les bilans de QDM à ceux des lits obliques d'Elliot et Sellin (1990). Pour cela, nous nous sommes focalisés sur les rapports entre le terme d'échange de masse interfaciel ($\rho q_{out} U_{out}$) et le terme de frottement au fond ($\rho.g.A.S_f$) dans les plaines d'inondation. On rappelle que dans les lits obliques, les angles entre les axes du MC et de la FP sont de 5° ou 9°, que la FP gauche est divergente (notée Dv), et que la FP droite est convergente (notée Cv). Ces rapports sont reportés sur la Fig. 4.12 pour les trois configurations, en fonction d'un autre paramètre adimensionnel, la hauteur relative de débordement $h_r = h_{fp}/h_{mc}$.

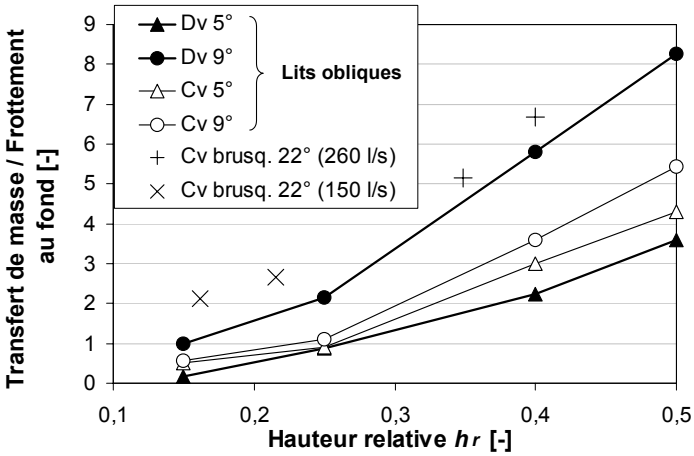


Fig. 4.12 – Rapport entre le terme de transfert de masse interfaciel ($\rho q_{out} U_{out}$) et le terme de frottement au fond ($\rho.g.A.S_f$), dans les FP du convergent brusque d'une part, et dans celles des lits obliques (5° et 9°) d'Elliot et Sellin (1990) d'autre part.

Le doublement de l'angle moyen de convergence, entre Cv 9° et Cv 22°, conduit à une multiplication de ce rapport par un facteur allant de 4 pour h_r = 0,15, à 2 pour h_r = 0,4 ; cela met en évidence la double dépendance du transfert interfaciel de masse vis-à-vis de la géométrie (angle de non-prismaticité) et de l'importance du débordement ; la dépendance à l'angle de non-primaticité étant d'autant plus forte que la hauteur d'eau relative est faible.

Mais une analyse similaire de ces rapports dans le cas du Cv 5° et du Cv 9° montre que le lien à l'angle de non-prismaticité n'est pas « linéaire ». Pour une h_r donnée, le passage de 5° à 9° entraîne une faible modification des ratios (+20%). Il doit donc exister un angle de « basculement » entre 9 et 22°, pour lequel la dépendance à l'angle de convergence devient significative.

Enfin, la comparaison des écarts entre Cv 5° et Cv 9° d'une part, et entre Dv 5°et Dv 9° d'autre part, nous donne une autre information : une même augmentation de l'angle de non-prismaticité conduit à des réponses significativement différentes, selon que la géométrie est convergente ou divergente, l'augmentation du poids des transferts de masse étant beaucoup plus forte dans le cas du divergent.

4.4. MODELISATIONS DES TRANSFERTS INTERFACIAUX

En regard de ces résultats expérimentaux et des différents phénomènes physiques identifiés, nous avons évalué dans un deuxième temps, la fiabilité des modélisations 1D d'échange interfaciel antérieurement développées, dans cette configuration de convergence brusque. Les trois modélisations développées au Chap. 2, §2.3 ont été utilisées : la Divided Channel Method (DCM), la formulation Debord, et l'Exchange Discharge Model (EDM), respectivement implémentées dans les codes 1D Hec-Ras, Talweg-Fluvia et Axeriv.

Une attention particulière a été portée aux résultats de l'EDM, puisque cette méthode a été validée dans des géométries faiblement non-prismatiques [Bousmar (2002), Bousmar et al. (2004)] et a mis en évidence l'importance de la modélisation des pertes par échange de masse.

L'évaluation de la pertinence de ces modélisations interfacielles a été volontairement séparée de celle des codes numériques 1D (traitée au §4.7). Cela va permettre de critiquer les hypothèses formulées par la DCM, la méthode Debord et l'EDM, sans se soucier de la manière dont les équations de calcul de ligne d'eau sont résolues dans les codes numériques.

4.4.1. Les modélisations des échanges

Rappelons que :

1) La DCM néglige à la fois les échanges turbulents interfaciaux et les pertes par échanges de masse. Elle sera utilisée comme modélisation de référence.

2) La méthode Debord de Nicollet et Uan (1979) modélise l'interaction turbulente par une correction empirique de la DCM ; elle néglige en revanche le transfert de quantité de mouvement dû aux échanges de masse.

3) L'EDM de Bousmar et Zech (1999) rend compte des deux types de transfert. L'échange turbulent est modélisé par un débit d'échange turbulent, noté q^t, avec « $q^t = 0,16.h_{fp}\ (U_{mc}-U_{fp})$ » ; et le débit latéral de masse « $q^m = |dQ_{fp}/dx|$ » transporte de la quantité de mouvement. En outre, il est possible dans l'EDM, de ne prendre en compte *que les échanges turbulents* : elle sera notée dans ce cas « EDM *».

4.4.2. Influence d'une modélisation de potentiels échanges turbulents sur la répartition de débit

Nous allons regarder, dans un premier temps, comment les trois modélisations précédemment citées répartissent le débit total, moyennant l'hypothèse dite « du régime uniforme équivalent ».

Il s'agit d'évaluer, à chaque abscisse (x = 0 ; 2,5 ; 3,5 et 4,5 *m)*, la répartition de débit d'un écoulement en lit composé droit de même section mouillée. On néglige donc les transferts de quantité de mouvement dus aux échanges de masse. Pour cela, on utilise les valeurs expérimentales des niveaux d'eau, moyennées sur la largeur totale du lit composé ($Z_{moy.}$), et on calcule à l'aide de la DCM, de la formulation Debord et de l'EDM*, les débits partiels Q_{mc} et Q_{fp}. Les proportions de débit s'écoulant dans la plaine d'inondation sont reportées sur la Fig. 4.13.

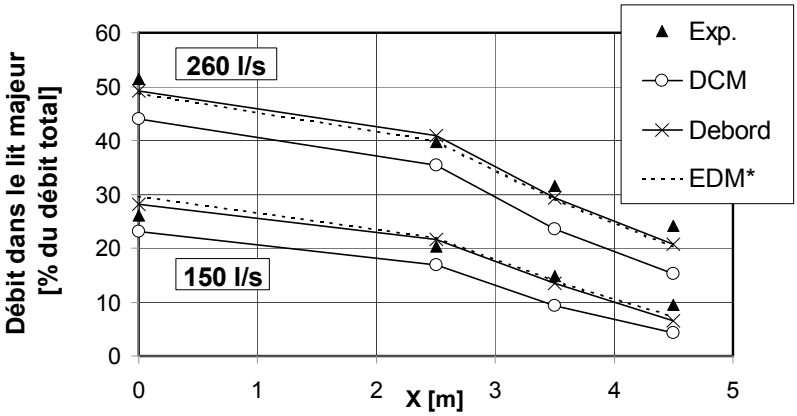


Fig. 4.13 – Débit dans le lit majeur, exprimé sous forme de pourcentage du débit total : comparaison expérimental / modélisations interfacielles.

Le Tab. 4.2 ci-après résume les écarts relatifs observés entre valeurs calculées et valeurs expérimentales.

Le débit Q_{fp} calculé par la DCM s'écarte du débit expérimental en allant vers l'aval, avec une erreur maximale de *–57 %* (resp. *–37 %)* à x = 4,5 *m* pour Q = 150 *l/s* (resp. 260 *l/s*). Ceci rend manifeste l'influence des transferts interfaciaux (transfert de masse + échange de QDM) sur la répartition du débit.

X [*m*]	*Q = 150 l/s*			*Q = 260 l/s*		
	Erreur relative [%]					
	DCM	Debord	EDM*	DCM	Debord	EDM*
0	-10,9	7,9	10,9	-14,9	-5,0	-5,4
2,5	-16,6	2,0	4,9	-10,5	0,3	0,4
3,5	-36,9	-9,1	-5,0	-25,2	-7,0	-8,1
4,5	-57,4	-34,4	-25,8	-36,7	-14,4	-16,1

Tab. 4.2 – Pourcentage d'erreur relative sur le calcul du débit dans la plaine d'inondation : *(Q_{fp}.calc. – Q_{fp}.exp.)/Q_{fp}.exp.* (x 100).

L'EDM* et la méthode Debord, en considérant de potentiels échanges turbulents entre sous-sections, réduisent les écarts à l'expérimental, mais le débit reste significativement sous-estimé à l'aval (*-34 %* pour *Q* = 150 *l/s* et la formulation Debord). On rappelle que ces calculs ne tiennent pas compte de l'évolution de la géométrie (régimes uniforme équivalent), et que les rapports Q_{fp}/Q_{mc} ne sont fonction dans ce cas, que de la hauteur relative de débordement, h_r, et des aires des sous-sections, A_{mc} et A_{fp}.

Pour aller plus avant dans la réflexion, nous allons examiner l'évolution des vitesses moyennes dans la plaine d'inondation, U_{fp}. La Fig. 4.14 présente les valeurs expérimentales, ainsi que les valeurs calculées à l'aide de la formulation Debord, de la DCM, et de l'EDM*. Les valeurs expérimentales de U_{fp} sont calculées à partir des valeurs expérimentales de Q_{fp} de deux manières différentes : en considérant d'une part le niveau moyenné sur la section totale, Z_{moy}, et d'autre part, un niveau moyenné sur la FP, Z_{fp} ; cela permet d'évaluer l'influence de la pente transversale de la surface libre sur la valeur de U_{fp}, dans la dernière section du bief.

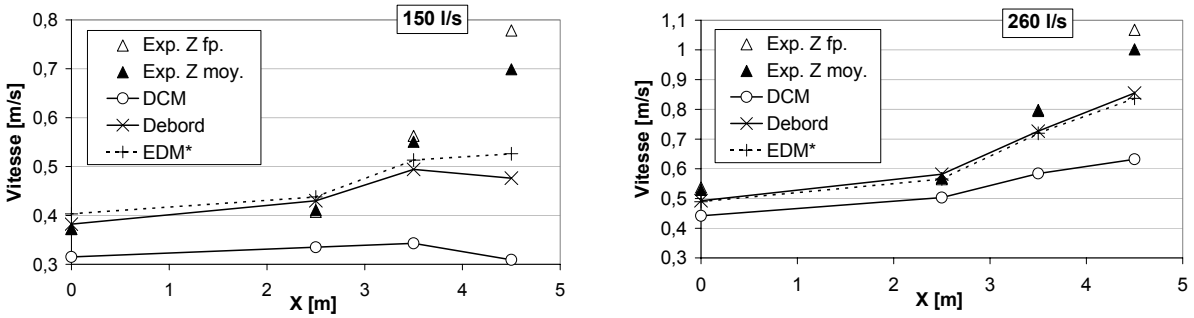


Fig. 4.14 – Evolution de la vitesse dans la plaine d'inondation U_{fp} : comparaison DCM, méthode Debord, EDM* et expérimental.

De manière générale, aucune des trois modélisations ne restitue la phénoménologie de l'écoulement sur *l'ensemble du tronçon*, et ce, de manière plus prononcée pour *Q* = 150 *l/s*. Cela met clairement en cause *la validité de l'hypothèse du « régime uniforme équivalent »* dans une telle configuration pour calculer la répartition de débit et les vitesses associées.

Si l'on compare les trois modélisations entre elles, on aboutit aux résultats suivants :

a) La formulation Debord et l'EDM* restituent correctement les valeurs expérimentales sur le tronçon (0 *m* < *x* < 2,5 *m*), alors que la DCM sous-estime les U_{fp} dans cette région.

b) A *x* = 3,5 et 4,5 *m,* la DCM sous-estime fortement la vitesse, avec une erreur maximale de -62 *%* pour *Q* = 150 *l/s*. Les valeurs calculées par Debord et l'EDM* sont plus proches des valeurs expérimentales, mais la sous-estimation subsiste (-40 *%* à *x* = 4,5 *m*).

c) La différence entre les valeurs DCM d'une part et les valeurs Debord ou EDM* d'autre part, est croissante lorsqu'on va vers l'aval ou lorsque l'on passe de 150 *l/s* à 260 *l/s*. Ceci est en accord avec la littérature [Ackers (1991)] : quand la hauteur relative de débordement, h_r, diminue, le rôle des échanges turbulents (modélisés) au sein d'un écoulement uniforme augmente.

d) Enfin, considérer la pente transversale de la surface libre près du col (*x* = 4,5 *m*) influence plus modestement les résultats, puisque l'écart entre U_{fp} calculée avec une surface libre horizontale (Z_{moy}) ou avec une surface libre inclinée ($Z_{fp} \neq Z_{mc}$), est inférieur à 9 %.

Les trois premiers résultats – qui tendent à montrer une amélioration du calcul des Q_{fp} et des U_{fp} lorsqu'on considère de potentiels échanges turbulents entre sous-sections – doivent évidemment être confrontés aux résultats expérimentaux précédents.

En effet, les bilans expérimentaux de QDM par lit ont mis en évidence la prédominance des échanges de masse vis-à-vis des échanges turbulents entre *x* = 2,5 et 4,5 *m*, et les mesures à l'ADV ont montré que pour *Q* = 260 *l/s*, le niveau d'échange turbulent entre lits était très faible (dès *x* = 2,5 *m*). Il y a là une incohérence entre phénomènes physiques observés et phénomènes physiques modélisés. Pour ce même débit, l'augmentation de la vitesse dans la plaine d'inondation est uniquement due aux échanges de masse et aux transferts de QDM associés, il n'y a pas d'effet d'entraînement du lit mineur dû à une interaction turbulente. Or, la confrontation DCM / Debord ou DCM / EDM* montre qu'on augmente de manière significative la vitesse dans le lit majeur en rajoutant de l'interaction turbulente entre sous-sections.

On comprend donc que la non-prise en compte des échanges de masse et du transfert de QDM associé peut être en partie contrebalancée par l'ajout d'une perte par transferts turbulents qui n'a pas de réalité physique. Dans cette configuration, cette perte artificielle joue dans le bon sens, puisqu'elle augmente la vitesse dans la plaine d'inondation.

On peut donc conclure que, dans cette configuration, le calcul de la répartition de débit via l'hypothèse de régime uniforme équivalent est erroné, qu'on utilise la DCM ou une méthode qui modélise l'interaction turbulente : on ne peut pas négliger les échanges de masse et le transfert de QDM associé. Néanmoins, modéliser des échanges turbulents entre lits, même s'ils n'ont pas de réalité physique, permet de diminuer artificiellement l'erreur de prédiction sur les vitesses et les débits moyennés par sous-section.

4.4.3. Echanges totaux interfaciaux

Compte-tenu des résultats précédents, il semble naturel dans un deuxième temps, de voir comment une modélisation qui tient compte des transferts de QDM liés aux échanges de masse entre lits, se comporte dans cette configuration.

L'EDM complète (masse+turbulence) sera utilisée comme méthode de référence, puisqu'elle a déjà été validée dans des convergents linéaires (3,8° et 11°). On se reportera au Chap 2. §2.3.3 pour la présentation de l'EDM. On rappelle simplement ici, que pour une convergence de la FP, l'équation de QDM couplée à l'équation de continuité dans le lit mineur, conduit à l'équation de perte de charge suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(Z_{mc}\right)+\frac{1}{g}U_{mc}\frac{\partial U_{mc}}{\partial x}+S_{f_{mc}}+S_{a_{mc}}=0 \quad \text{avec} \quad S_{a\,mc}=\left(q^{t}+q^{m}\right)\frac{\left(U_{mc}-U_{fp}\right)}{gA_{mc}} \tag{4.3}$$

Cette équation exprime l'équilibre entre la perte de charge – l'opposé des deux premiers termes –, le frottement au fond, et une perte de charge additionnelle due aux transferts interfaciaux ; « q^t+q^m » est le débit latéral rentrant, somme du débit latéral d'échange turbulent et du débit latéral de masse.

Une équation similaire est obtenue dans la plaine d'inondation :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(Z_{fp}\right)+\frac{1}{g}U_{fp}\frac{\partial U_{fp}}{\partial x}+S_{f_{fp}}+S_{a_{fp}}=0 \quad \text{avec} \quad S_{a_{fp}}=q^{t}\frac{\left(U_{fp}-U_{mc}\right)}{gA_{fp}} \tag{4.4}$$

dans laquelle aucun débit de masse latéral rentrant q^m est considéré, puisque l'écoulement quitte la plaine d'inondation.

La Fig. 4.15 présente les valeurs des pertes de charge additionnelles 1D, Sa_{mc} et Sa_{fp}, estimées à partir des valeurs expérimentales de U_{mc}, U_{fp}, A_{mc}, A_{fp}, h_{fp}, $q^m=-dQ_{fp}/dx$, et en modélisant un éventuel échange turbulent par « $q^t = 0{,}16h_{fp}(U_{mc}-U_{fp})$ » ; ces pertes sont respectivement notées « MC1D » et « FP1D » sur la légende.

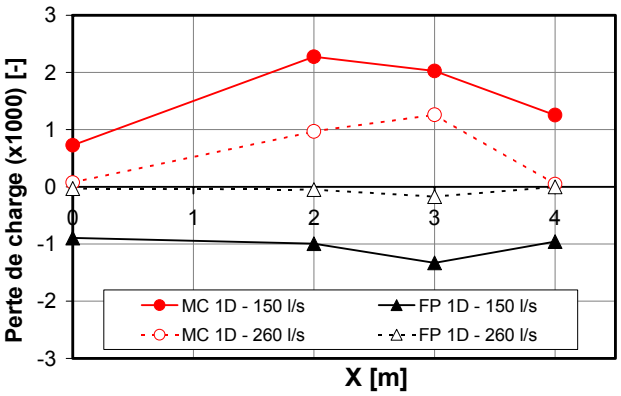


Fig. 4.15 – Pertes additionnelles 1D de l'EDM, Sa_{mc} et Sa_{fp}, calculées à partir des données expérimentales.

Les variations de Sa_{mc} le long du tronçon sont la résultante d'une augmentation du débit latéral de masse q^m, et d'une diminution de la différence (U_{mc}-U_{fp}), de l'aire A_{mc}, *et du* q^t, lorsqu'on se déplace vers l'aval. Les pertes additionnelles dans le lit majeur, Sa_{fp} sont négatives, et très faibles pour *Q* = 260 *l/s.* Elles correspondent à un gain dû à l'effet d'entraînement de l'écoulement du MC via le débit d'échange turbulent modélisé (éq. 4.4).

Pour *Q* = 260 *l/s*, le débit d'échange turbulent modélisé est en fait, d'un ordre de grandeur inférieur au débit latéral q^m, alors que pour *Q* = 150 *l/s*, q^t est du même ordre que q^m, bien qu'inférieur.

Pour évaluer la pertinence de ces pertes additionnelles Sa_{mc} et Sa_{fp} calculées par l'EDM, nous allons avoir recours à une modélisation bidimensionnelle de l'écoulement. Si le code 2D restitue convenablement l'évolution des paramètres hydrauliques fondamentaux, nous calculerons les pertes additionnelles Sa_{2D} homologues aux valeurs 1D de l'EDM ; la confrontation des Sa_{2D} (moyennés par sous-section) avec les Sa_{mc} ou Sa_{fp} de l'EDM nous permettra de conclure.

4.5. MODELISATION 2D

La modélisation bidimensionnelle a été effectuée à l'aide du code Mac2D, présenté au Chap. 2, §2.4.3. Il résout les équations de Saint-Venant 2D moyennées sur la verticale à l'aide d'un modèle aux différences finies, fondé sur un schéma de résolution de Mac-Cormack. En condition limite amont, on injecte les débits linéiques expérimentaux $q(y) = U_d(y).h(y)$, et en condition limite aval, le profil transversal des niveaux $Z(y)$. Le maillage est constitué de 91 x 48 quadrilatères de 5 *cm* de long et de 6,2 à 3,2 *cm* de large (d'amont en aval).

L'équation de quantité de mouvement dans la direction *x*, peut être couplée à l'équation de continuité, pour aboutir à l'équation suivante :

$$\frac{dZ}{dx} + \frac{1}{g} U_d \frac{dU_d}{dx} + \frac{1}{g} V_d \frac{dU_d}{dy} + S_{f_x} - T_{xx} - T_{xy} = 0 \qquad (4.5)$$

avec :

$$S_{fx} = \frac{n^2}{h^{4/3}} U_d \sqrt{U_d^2 + V_d^2}\,, \qquad T_{xx} = \frac{1}{gh}\frac{\partial}{\partial x}\left(h\frac{\tau_{xx}}{\rho}\right) = \frac{1}{gh}\frac{\partial}{\partial x}\left(h\nu_e \frac{\partial U_d}{\partial x}\right),$$

et $$T_{xy} = \frac{1}{gh}\frac{\partial}{\partial y}\left(h\frac{\tau_{xy}}{\rho}\right) = \frac{1}{gh}\frac{\partial}{\partial y}\left(h\nu_e \frac{\partial U_d}{\partial y}\right)$$

Les tenseurs de Reynolds τ_{xx} et τ_{xy} sont calculés à l'aide de l'hypothèse de Boussinesq, et ν_e est habituellement une diffusion effective qui prend en compte la viscosité turbulente et la dispersion des vitesses locales par rapport à la vitesse moyennée sur la verticale. Nous

supposons ici que cette dernière est négligeable, de telle sorte que $\nu_e = \nu_t$. Le modèle de turbulence utilisé dans MAC 2D est un modèle « U^*,h », avec $\nu_t = \lambda U^*.h$, et λ = 0,1 (cf. Chap. 2, §2.4.2). Cela conduit, pour l'ensemble des deux écoulements, à des $\nu_t \in [0,2.10^{-3}$; 10^{-3} *m²/s*]. On utilise par ailleurs les valeurs de rugosités de Manning, n_{mc} et de n_{fp}, calées en 1D.

Les distributions latérales des composantes U_d et V_d calculées par Mac 2D sont présentées sur la Fig. 4.16, pour les deux débits. Le calcul bidimensionnel restitue assez précisément le champ des vitesses moyennées sur la verticale selon *x* : l'erreur maximale sur les U_d est de 12%. Les profils transversaux des nombres de Froude locaux, $Fr = U_d / \sqrt{gh}$ sont présentés en Annexe A.4.3 : le calcul simultané du couple (U_d,h) est également satisfaisant.

Concernant, les transferts latéraux (composante V_d), ils sont moins bien simulés pour le plus fort débit : 35% d'erreur maximale contre 15% pour *Q* = 150 *l/s*.

Ces résultats numériques – globalement satisfaisants – seront utilisés par la suite pour compléter les données expérimentales et interpoler les valeurs où l'on ne dispose pas de mesures.

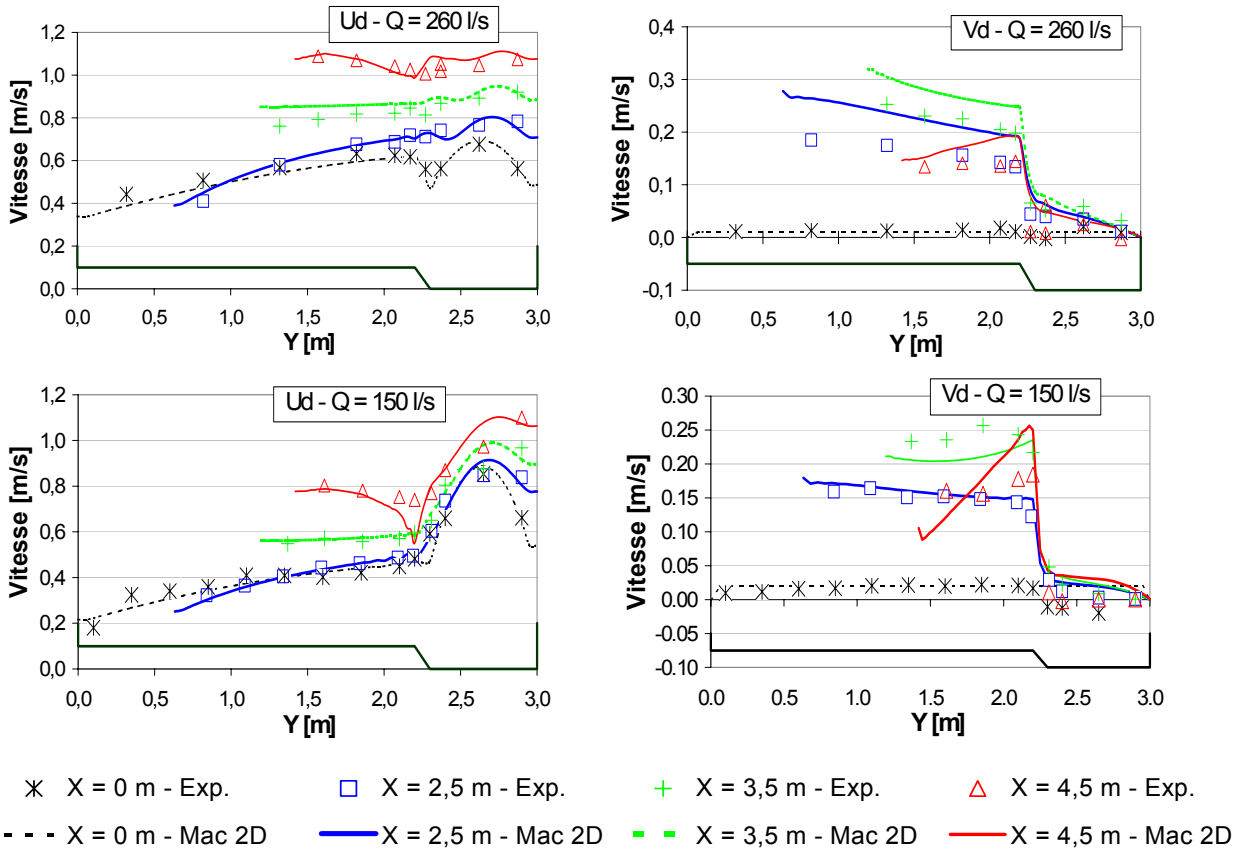


Fig. 4.16 – Distributions latérales des composantes de la vitesse, U_d et V_d, calculées par MAC 2D.

Concernant le transfert de quantité de mouvement, on aboutit aux deux résultats suivants :

(1) Les termes T_{xx} sont toujours négligeables devant les autres termes de l'éq. 4.5.

(2) Les valeurs moyennées par sous-section du terme « $1/gV_d dU_d/dy$ » sont 10 fois supérieures aux valeurs moyennées des termes T_{xy} pour Q = 150 *l/s*, et 100 fois supérieures pour Q = 260 *l/s* . Autrement dit, les termes de diffusions turbulentes jouent un rôle négligeable dans le transfert de QDM ; on aurait pu prendre $\lambda = 0$.

Les valeurs des termes de l'éq. (4.5), moyennées par sous-section, sont présentées en annexe A.4.4. Ces simulations permettent donc de lever le doute concernant le poids relatif des échanges turbulents pour l'écoulement Q = 150 *l/s*.

4.6. COMPARAISON DES PERTES 2D ET 1D

4.6.1. Pertes additionnelles

Si l'on compare les équations unidimensionnelles (4.3) ou (4.4) avec l'équation bidimensionnelle (4.5), la perte de charge additionnelle 1D dans une sous-section, notée ici S_{a1D}, est homologue à la valeur moyennée sur cette même sous-section du terme ($\frac{1}{g}V_d\frac{\partial U_d}{\partial y} - T_{xy} - T_{xx}$), notée S_{a2D}. Or, compte tenu des résultats du §4.5 précédent, les pertes additionnelles Sa_{2D} sont uniquement dues au transfert de masse latéral, pour les deux débits. Elles sont dans ce cas représentées uniquement par le terme « $1/gV_d dU_d/dy$ ».

En conséquence, une modélisation 1D pertinente des échanges interfaciaux doit conduire à des valeurs de S_{a1D} proches de celles des S_{a2D}, valeurs moyennées par sous-section du terme « $1/gV_d dU_d/dy$ ». Ces dernières sont représentées sur la Fig. 4.17 : elles sont respectivement notées « FP 2D » et « MC 2D » dans la FP et le MC. On y fait également figurer les Sa_{1D} calculées par l'EDM (cf.§4.4.3).

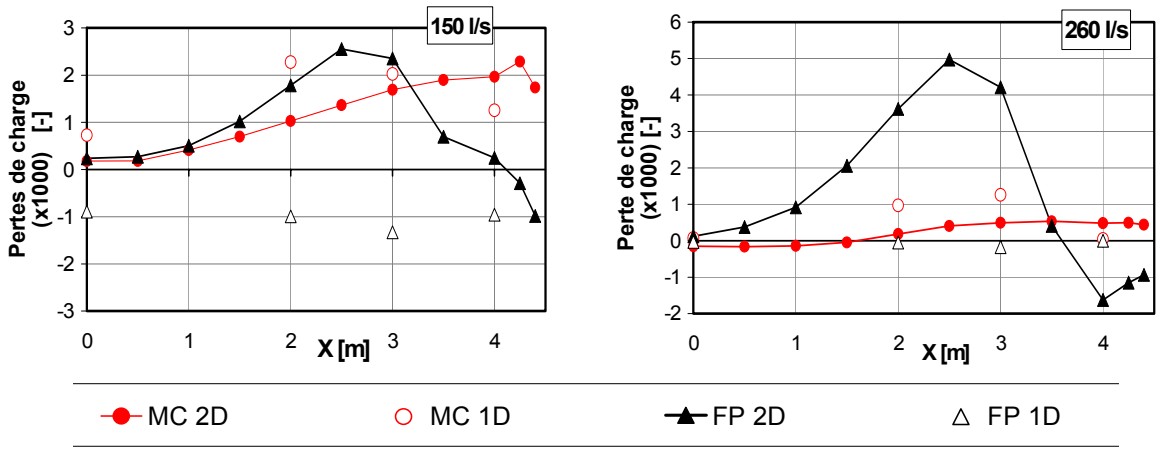


Fig. 4.17 – Pertes additionnelles Sa_{1D} calculées par l'EDM et pertes Sa_{2D} calculées par MAC2D.

Dans le lit mineur, les valeurs des pertes additionnelles en 2D et en 1D sont significativement différentes mais du même ordre de grandeur pour les deux débits. Dans le lit majeur, elles sont de signe opposé sur la majeure partie de l'écoulement pour les deux débits, et ne sont pas du même ordre de grandeur pour Q = 260 *l/s.*

Les pertes additionnelles modélisées par l'EDM rendent donc difficilement compte des pertes effectives d'origine bidimensionnelle dans les sous-sections, notamment dans la FP où l'écoulement est le plus hétérogène.

Pour comprendre ces écarts entre S_{a1D} et S_{a2D}, il va nous falloir revenir sur les équations de l'EDM.

4.6.2. La prise en compte des vitesses interfacielles en 1D

Lors de l'établissement des équations (4.3) et (4.4), il a été supposé que la vitesse longitudinale U_d du volume d'eau quittant la plaine d'inondation au travers de l'interface était égale à la vitesse moyenne dans cette même sous-section, U_{fp}. Cela ne correspond pas forcément à la réalité sur l'ensemble du bief étudié. La vitesse longitudinale de l'écoulement en provenance du lit majeur, à l'interface, peut être sensiblement différente de U_{fp}. Le schéma ci-après (Fig. 4.18) résume la situation : on y fait figurer les vitesses longitudinales près de l'interface dans le MC et la FP, notées respectivement $U_{int.mc}$ et $U_{int.fp}$.

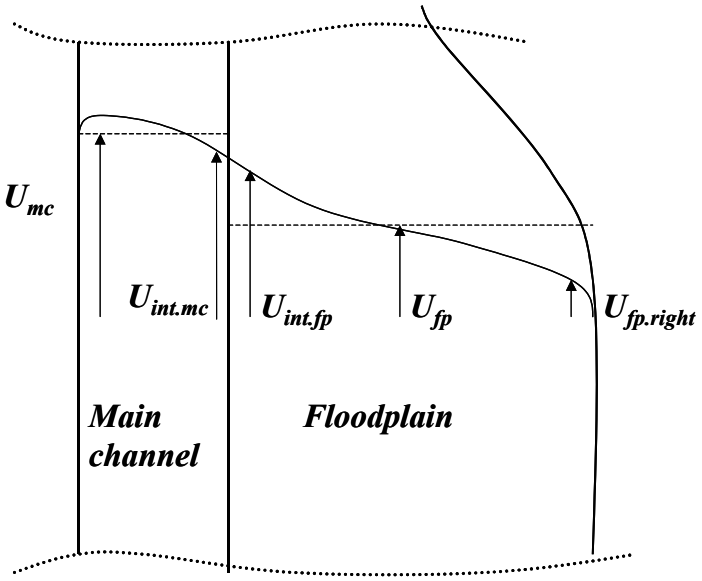


Fig. 4.18 – Schéma d'un profil latéral de vitesses longitudinales moyennées sur la verticale, U_d.

Si l'on tient compte des différences entre vitesse interfacielle et vitesse moyennée par sous-section, les équations de quantité de mouvement par lit de l'EDM sont modifiées et on aboutit aux nouvelles équations suivantes :

$$\frac{1}{g}U_{mc}\frac{\partial U_{mc}}{\partial x}+\frac{\partial Z_{mc}}{\partial x}+\frac{q^{t}\left(U_{\text{int}.mc}-U_{\text{int}.fp}\right)}{gA_{mc}}+\frac{q^{m}\left(U_{mc}-U_{\text{int}.fp}\right)}{gA_{mc}}+Sf_{mc}=0 \qquad (4.6)$$

$$\frac{1}{g}U_{fp}\frac{\partial U_{fp}}{\partial x}+\frac{\partial Z_{fp}}{\partial x}+\frac{q^{t}\left(U_{\text{int}.fp}-U_{\text{int}.mc}\right)}{gA_{fp}}+\frac{q^{m}\left(U_{\text{int}.fp}-U_{fp}\right)}{gA_{fp}}+Sf_{fp}=0 \qquad (4.7)$$

Leur développement est présenté en Annexe (A.4.5). Elles sont écrites ici en séparant les contributions des échanges de masse et des échanges turbulents. Les pertes de charge additionnelles dues à l'interaction turbulente sont notées, S^{t}_{mc} et S^{t}_{fp}, respectivement dans le MC et la FP, et s'écrivent :

$$S^{t}_{mc}=\frac{q^{t}\left(U_{\text{int}.mc}-U_{\text{int}.fp}\right)}{gA_{mc}} \quad \text{et} \quad S^{t}_{fp}=\frac{q^{t}\left(U_{\text{int}.fp}-U_{\text{int}.mc}\right)}{gA_{fp}} \qquad (4.8)$$

Les pertes additionnelles dues aux échanges de masse sont notées, S^{m}_{mc} et S^{m}_{fp}, et s'écrivent :

$$S^{m}_{mc}=\frac{q^{m}\left(U_{mc}-U_{\text{int}.fp}\right)}{gA_{mc}} \quad \text{et} \quad S^{m}_{fp}=\frac{q^{m}\left(U_{\text{int}.fp}-U_{fp}\right)}{gA_{fp}} \qquad (4.9)$$

On rappelle que dans l'EDM classique, $U_{int.mc}$ = U_{mc} et $U_{int.fp}$ = U_{fp}, ce qui conduit notamment à S^{m}_{fp} = *0.*

A partir de ces nouvelles équations, nous avons recalculé les pertes de charges additionnelles 1D à partir des valeurs expérimentales de A_{mc}, A_{fp}, U_{mc}, U_{fp}, h_{fp}, q^{m}, $U_{int.fp}$ et $U_{int.mc}$. Les valeurs de ces pertes de charge sont présentées dans le Tab. 4.3, aux différentes abscisses pour les deux débits. Par soucis de simplicité, un seul calcul est présenté ici, pour lequel les valeurs de $U_{int.fp}$ et $U_{int.mc}$ sont celles mesurées à 10 *cm* de part et d'autre de l'interface.

$Q_{tot.}$ [l/s]	X [m]	Pertes de charge additionnelles [-] x 1000			
		Floodplain		Main channel	
		S^{m}_{fp}	S^{t}_{fp}	S^{m}_{mc}	S^{t}_{mc}
150	0	0,10	0,099	0,13	0,061
	2,5	0,89	0,001	1,13	0,001
	3,5	0,60	0,001	1,64	0,000
	4,5	-1,65	0,000	0,91	0,000
260	0	0,05	-0,031	0,01	0,037
	2,5	1,94	-0,000	0,41	0,000
	3,5	0,95	-0,000	0,36	0,000
	4,5	-1,39	-0,000	0,22	0,000

Tab. 4.3 – Pertes de charge additionnelles de l'EDM, dues aux transferts de masse (S^{m}_{fp} et S^{m}_{mc}) et aux échanges turbulents (S^{t}_{fp} et S^{t}_{mc}), en tenant compte des vitesses interfacielles.

Dans le lit mineur, S^t_{mc} est toujours négligeable devant S^m_{mc} à partir de *x* = 2,5 *m*.

Dans la plaine d'inondation, on voit clairement que le terme S^m_{fp} n'est pas négligeable devant S^t_{fp}, il devient même prédominant à partir de *x* = 2,5 *m*. Pourtant, l'EDM stipule que S^m_{fp} = 0. On comprend mieux pourquoi supposer que la vitesse interfacielle soit égale à la vitesse moyenne de la sous-section puisse entraîner des erreurs significatives sur le calcul des pertes de charges au sein de cette sous-section, lorsque l'écoulement transverse est marqué.

Le problème réside dans le fait que l'utilisation d'une vitesse moyennée sur la sous-section (1D) ne permet pas de rendre compte de l'hétérogénéité bidimensionnelle et des transferts latéraux *au sein de cette même sous-section*. Cependant la prise en compte du terme S^m_{fp} peut palier en partie ce problème, puisqu'il représente une perte occasionnée par le transfert de masse *au sein de la FP*.

Nous nous proposons de le démontrer en calculant au premier ordre, un équivalent de Sa_{2D}, moyenne sur la plaine d'inondation du terme « $1/gV_d dU_d/dy$ ». Cette valeur peut être calculée, du point de vue eulérien, de la manière suivante :

$$\frac{1}{Q_{fp}}\int_{Afp}\left(\frac{1}{g}V_d\frac{dU_d}{dy}\right).U_d.h.dy=\frac{1}{Q_{fp}}\int_{Afp}\left(\frac{1}{g}V_d.h.\frac{d\left(U_d^{\,2}/2\right)}{dy}\right)dy\approx\frac{1}{2gQ_{fp}}V_{fp}h_{fp}\left(U_{\mathrm{int}.fp}^{\,2}-U_{fp.right}^{\,2}\right)$$

où, V_{fp} et h_{fp} sont les valeurs moyennes de la composante V_d et de la hauteur d'eau sur la FP; et $U_{fp.right}$ est la valeur de la vitesse longitudinale à proximité de la rive droite de la FP, en dehors de la couche limite de paroi (Fig. 4.18).

Compte-tenu des profils transversaux expérimentaux des composantes V_d (Fig. 4.4), nous allons supposer que V_d est constant sur la sous-section pour un *x* donné, et égale à V_{fp}. On va en outre supposer que *h* est constante et égale à h_{fp} sur la plaine d'inondation, et qu'au premier ordre, on peut considérer que $U_{fp}=(U_{int.fp}+U_{fp.right})/2$. Il vient alors :

$$\frac{1}{Q_{fp}}\int_{Afp}\left(\frac{1}{g}V_d\frac{dU_d}{dy}\right).U_d.h.dy\approx\frac{1}{gQ_{fp}}U_{fp}V_{fp}h_{fp}\left(U_{\mathrm{int}.fp}-U_{fp.right}\right)=\frac{1}{gA_{fp}}q^m\left(U_{\mathrm{int}.fp}-U_{fp.right}\right)$$

avec $q^m = V_{fp}.h_{fp}$.

Cette relation d'ordre est vérifiée expérimentalement pour les deux débits. En outre, la valeur de « $q^m\left(U_{\mathrm{int}.fp}-U_{fp.right}\right)/gA_{fp}$ » est du même ordre de grandeur que celle de « $S^m_{fp}=q^m\left(U_{\mathrm{int}.fp}-U_{fp}\right)/gA_{fp}$ », mais lui est supérieure puisque $U_{fp.right} < U_{fp.}$

On peut donc en conclure que supposer négligeable le terme S_{fp}^{m} revient à considérer que Sa_{2D}, la valeur moyenne de « $1/gV_d dU_d/dy$ », est nulle sur la FP ; ce qui est erroné dans notre convergence brusque de la FP.

Par conséquent, les termes d'échanges de masse de l'EDM, développés pour des plaines d'inondation faiblement non-prismatiques, ne sont plus pertinents dès lors que la valeur moyenne de « $1/gV_d dU_d/dy$ » devient significative relativement aux autres termes de l'équation de quantité de mouvement.

Par contre, si l'on tient compte de la différence entre vitesse par sous-section et vitesse interfacielle, on aboutit à de nouvelles valeurs de $S_{a\,mc} = S_{mc}^{t} + S_{mc}^{m}$ et de $S_{a_{fp}} = S_{fp}^{t} + S_{fp}^{m}$, calculées à partir des données du Tab. 4.3, et reportés sur la Fig. 4.19 ; elles sont respectivement notées « MC 1D Uint » et « FP 1D Uint ». Et dans le lit majeur, les pertes 1D sont maintenant du même signe, et du même ordre de grandeur que les pertes 2D. On a par ailleurs amélioré les valeurs des pertes dans le lit mineur $S_{a.mc}$.

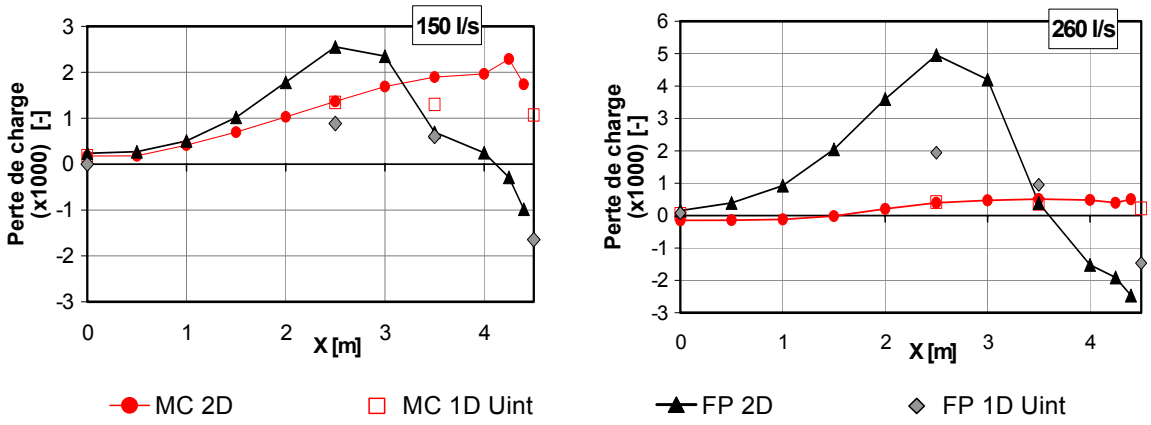


Fig. 4.19 – Pertes additionnelles expérimentales 1D (S_a) recalculées avec la vitesse interfacielle et pertes additionnelles calculées à l'aide de MAC2D (S_{a2D}).

Pour autant, dans la FP, la perte additionnelle S_{a1D} reste inférieure à S_{a2D}, là où on observe un pic de S_{a2D}, i.e. à x = 2,5 *m,* et ce, pour les deux débits. Car en confondant $U_{fp.right}$ et U_{fp}, S_{fp}^{m} ne prend en compte qu'une partie des transferts de masse au sein de la FP. Illustrons-le à partir des profils expérimentaux de U_d (cf. Fig. 4.4). On a, pour cette abscisse :

$U_{int.fp}$ = 0,7 *m/s*, U_{fp} = 0,56 *m/s* ; $U_{fp.right}$ = 0,4 m/s pour 260 *l/s*
$U_{int.fp}$ = 0,49 *m/s*, U_{fp} = 0,40 *m/s* ; $U_{fp.right}$ = 0,32 m/s pour 150 *l/s*

L'hypothèse « $U_{fp}=(U_{int.fp}+U_{fp.right})/2$ » est vérifiée, et l'on obtient les valeurs suivantes :

Q (l/s)	Sa_{2D}	$q^m\left(U_{\text{int}.fp} - U_{fp.right}\right)/gA_{fp}$	$S^m_{a_{fp}} = q^m\left(U_{\text{int}.fp} - U_{fp}\right)/gA_{fp}$
150	4,95	3,91	1,94
260	2,52	1,75	0,89

Tab. 4.4 – Pertes par échange de masse au sein de la FP, à *x* = 2,5 *m* .

C'est à *x* = 2,5 *m* que les gradients dU_d/dy sont les plus forts et il en résulte que S^m_{fp} ne rend compte que de 35 à 40 % de la perte effective Sa_{2D}.

Enfin, on notera un dernier point : concernant la Fig. 4.19, les valeurs négatives dans la FP de S_{a1D} et de S_{a2D} lorsqu'on s'approche du col, correspondent à des dU_d/dy négatifs sur les profils expérimentaux à *x* = 4,5 m (Fig. 4.3) et donc à des $U_{int.fp} < U_{fp}$.

L'analyse précédente met en lumière le rôle joué par la vitesse interfacielle d'une part, dans les transferts de masse *entre sous-sections* et d'autre part, dans les transferts de masse *au sein d'une même sous-section*. Nous verrons par la suite que, pour d'autres écoulements présentant une hétérogénéité des vitesses au sein des sous-sections, sa prise en compte améliore également le calcul des pertes de charges additionnelles.

Rappelons que la comparaison entre pertes additionnelles 1D et 2D a présupposé que les frottements au fond – autre source de dissipation d'énergie – étaient équivalents en 1D et en 2D. En fait, les composantes V_d n'ont quasiment pas d'influence sur le calcul de la pente de frottement dans la direction *x*, comme le montre la Fig. 4.20 : les S_f unidimensionnels sont calculés à partir des données expérimentales alors que les S_{fx} sont calculés par MAC2D.

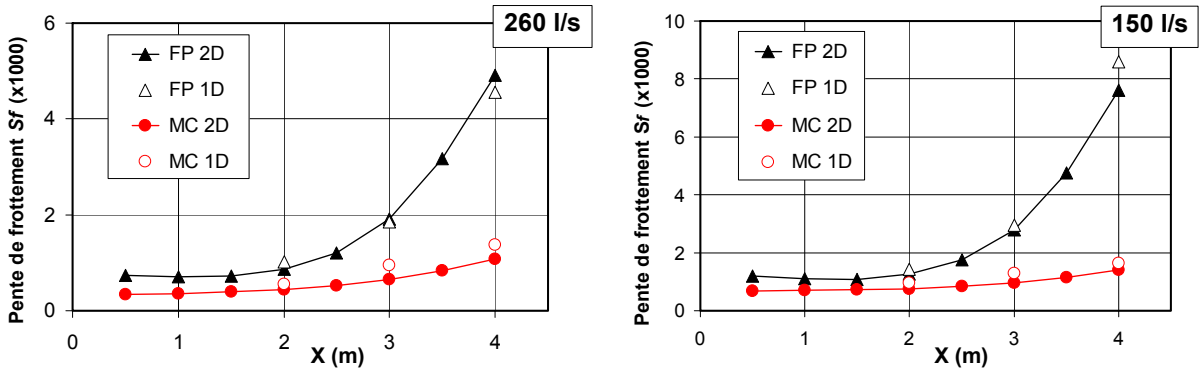


Fig. 4.20 – Pente de frottement expérimentale S_f (1D) et valeurs de S_{fx} (2D) calculées avec MAC 2D.

4.7. MODELISATIONS NUMERIQUES 1D SUR LA SECTION TOTALE

La capacité de la DCM, de la méthode Debord et de l'EDM à modéliser les transferts interfaciaux, ayant été évaluée, nous allons à présent nous intéresser à leur couplage avec les équations de résolution de ligne d'eau.

4.7.1. Equations résolues

Le couplage échanges interfaciaux / équations de ligne d'eau dans Hec-Ras, Talweg-Fluvia et Axeriv est présenté en détail au Chap. 2, §2.3. Rappelons en les éléments essentiels.

4.7.1.1. Hec-Ras

Hec-Ras résout l'équation de Bernoulli sur la section totale :

$$S_H = -\frac{\partial}{\partial x}\left(z + \alpha \frac{Q^2}{2gA^2} \right) = S_f + C\left| \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\alpha U^2}{2g} \right) \right| \tag{4.10}$$

où S_H est la pente de charge totale, α le coefficient de Coriolis, et C, un coefficient de contraction égale ici à 0,1 – valeur donnée par Brunner (2001) pour les transitions variant continûment.

Le calcul du frottement découle de la DCM, on a :

$$S_f = S_{fi} = \left(\frac{Q}{\sum_i D_i} \right)^2 = \left(\frac{Q}{\sum_i \frac{1}{n_i} A_i R_{hi}^{2/3}} \right)^2 \tag{4.11}$$

En conséquence :

- La DCM néglige l'ensemble des pertes par transferts interfaciaux (masse et turbulence). Il en découle l'égalité suivante : $S_f = S_{fmc} = S_{ffp} = S_H = S_{Hmc} = S_{Hfp}$
- Le frottement au fond est indépendant de la répartition des Q_i. Il en est de même pour le coefficient de Coriolis car pour la DCM :

$$\alpha = \frac{\sum_i A_i U_i^3}{AU^3} = \sum_i \left(\frac{D_i}{D} \right)^3 \left(\frac{A}{A_i} \right)^2 \tag{4.12}$$

soit $\alpha = f(Q,z)$ et $S_f = g(Q,z)$.

- Il en découle également une indépendance des pertes par contraction vis-à-vis des débits partiels Q_i.

4.7.1.2. Talweg-Fluvia

Talweg-Fluvia résout l'équation de QDM 1D sur la section totale :

$$\frac{\partial Z}{\partial x} + \frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial x}\left(\beta \frac{Q^2}{gA} \right) + S_f = 0 \tag{4.13}$$

où Z est le niveau de la surface libre, A, l'aire de la section totale, β est le coefficient de Boussinesq et S_f est la pente de friction sur la section globale.

Il tient compte du transfert de QDM entre lits par le biais de la formulation DEBORD (cf. Chap.II §2.3.2). Cette dernière utilise le concept de débitance équivalente : la débitance dans un bief spécifique est la même que celle du régime uniforme équivalent ayant le même rayon hydraulique et la même vitesse moyenne. La pente de frottement s'exprime par :

$$S_f = Q \Big/ \sqrt{D^*} \tag{4.14}$$

où D^* est la débitance sur la section totale ; cette dernière étant influencée par l'interaction turbulente entre les écoulements du lit mineur et du lit majeur. D^* une correction de la débitance calculée par la DCM, à l'aide d'un coefficient de couplage empirique φ, de telle sorte que :

$$D^* = \varphi . K_{mc} R_{mc}{}^{2/3} A_{mc} + K_{fp} \sqrt{\left(A_{fp}{}^2 + A_{mc} A_{fp} (1-\varphi^2)\right)} R_{fp}^{2/3} \tag{4.15}$$

avec $\varphi = f(K_{mc}, K_{fp}, R_{fp} / R_{mc})$

En conséquence :

- La méthode Debord suppose implicitement l'égalité entre pentes de charge par sous-section ($S_{Hmc} = S_{Hfp}$).
- Le calcul du frottement au fond est indépendant de la répartition des débits partiels Q_i, comme celui du coefficient de Boussinesq β (cf. Chap 2, §2.3.2), soit : $S_f = f(Q,z)$ et $\beta = f(Q,z)$
- Aucune dissipation due aux transferts de masse entre lits n'est prise en compte, dans les contractions.

4.7.1.3. Axeriv

Axeriv résout l'équation de Bernoulli sur la section totale :

$$S_H = -\frac{\partial}{\partial x}\left(z + \alpha \frac{Q^2}{2gA^2} \right) = S_f + S_a \tag{4.16}$$

S_f est la pente de frottement au fond calculée de manière analogue à la DCM, à savoir :

$$S_f = \left(\frac{Q}{\sum_i D_i} \right)^2 \tag{4.17}$$

S_a est la perte additionnelle sur la section totale définie par l'EDM, valeur pondérée des pertes additionnelles par sous-section, Sa_{mc} et Sa_{fp} (cf. Chap. 2, §2.3.3). Ces dernières sont calculées en supposant que localement, les pentes de charge par sous-section sont égales ($S_{Hmc} = S_{Hfp}$). Elles sont par ailleurs reliées aux débits d'échange q^m et q^t, contributions respectives des transferts de masse et des transferts turbulents.

En conséquence :

- Le frottement sur la section totale est indépendant des Q_i, soit $S_f = g(Q, z)$.
- Le coefficient de Coriolis est fonction des Q_i, soit $\alpha = f(Q_i, z)$.
- Les pertes Sa_{mc} et Sa_{fp}, et donc Sa, sont fonction des Q_i.

Deux calculs différents ont été menés avec Axeriv : l'un en négligeant la dissipation due aux transferts de masse (EDM *), et l'autre à l'aide de l'EDM complète.

4.7.2. Niveaux d'eau

Les profils des lignes d'eau, simulés et expérimentaux, sont représentés sur la Fig. 4.21. Les niveaux *Z* sont mesurés à partir du fond du lit mineur. Pour chaque abscisse *x,* les deux valeurs expérimentales correspondent aux valeurs moyennées sur les deux sous-sections, Z_{mc} et Z_{fp}. La condition limite aval utilisée pour les simulations est le niveau d'eau expérimental, moyenné sur la largeur totale de l'écoulement, Z_{moy}.

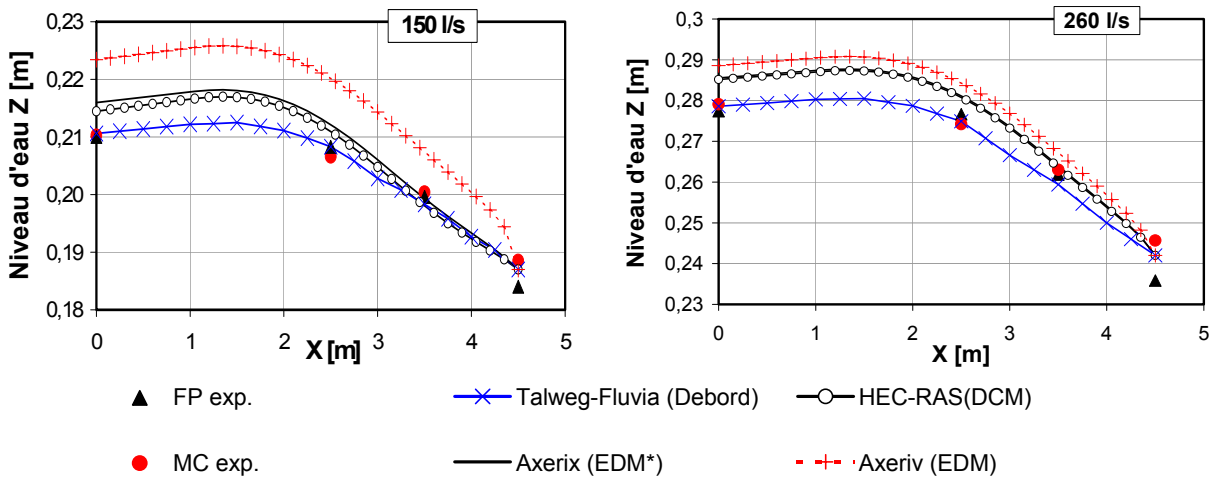


Fig. 4.21 – Profils longitudinaux de la surface libre simulés et expérimentaux (niveaux d'eau *Z* par rapport au fond du lit mineur)

Axeriv restitue de moins bonnes lignes d'eau que Talweg-Fluvia, quel que soit le type de modélisation des échanges à l'interface (EDM* ou EDM). A l'abscisse *x* = 0 *m,* l'erreur de Talweg-Fluvia correspond à *2,6 %* (resp. *5,2 %*) de la hauteur moyenne sur la FP, h_{fp}, pour *Q* = *260 l/s* (resp. *150 l/s*), tandis que l'erreur de l'EDM est de 10 % (resp. 20 %).

Axeriv couplé avec l'EDM* et Talweg-Fluvia restituent différents profils de *Z* alors qu'ils modélisent tous les deux, exclusivement des transferts turbulents potentiels. La différence entre les niveaux calculés pour *Q* = *260 l/s* (resp. *150 l/s*) est de *5,7 %* de h_{fp} (resp. *7,4 %*) à *x* = *0 m*.

Avant d'analyser ces disparités entre résultats de lignes d'eau, examinons les vitesses moyennes U_{fp} simulées par les différents codes.

4.7.3. Vitesses moyennes dans la plaine d'inondation

Les vitesses calculées et mesurées dans la FP, sont reportées sur la Fig. 4.22.

Aucun des calculs ne reproduit correctement l'évolution des vitesses sur l'ensemble du bief étudié. Le même constat a été fait dans le lit mineur.

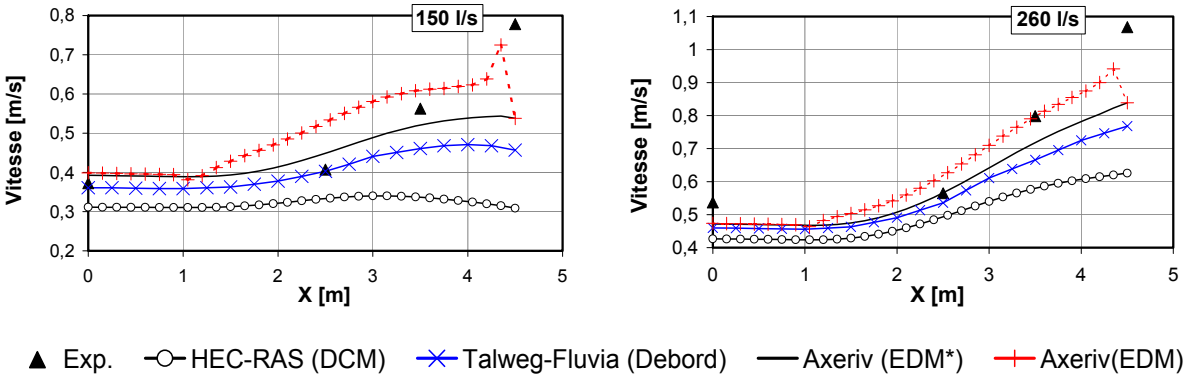


Fig. 4.22 – Vitesses moyennées sur le lit majeur (U_{fp}) : profils longitudinaux simulés et expérimentaux.

Certains résultats confirment les analyses précédemment faites sur la distribution des vitesses de régimes uniformes équivalents (§4.4.2). Les valeurs de la DCM sont de plus en plus erronées lorsque l'on va vers l'aval, rendant manifeste le rôle d'une modélisation des transferts interfaciaux (masse+QDM). La formulation Debord (Talweg-Fluvia) et l'EDM* dans Axeriv restituent le gradient de vitesse MC/FP de *x = 0* à *2,5 m*, où les transferts de masse sont modérés. Ces corrections de la DCM ne sont plus satisfaisantes dans la deuxième partie du bief, où les transferts de masse deviennent significatifs, avec une sous-estimation de la vitesse qui peut atteindre *-42 %* pour Talweg-Fluvia, *Q* = 150 *l/s* et *x* = 4,*5 m*.

Enfin, si l'on observe les résultats de l'EDM à la fois en terme de vitesse U_{fp} et de niveau d'eau Z (Fig. 4.21), la phénoménologie de l'écoulement est mal reproduite, et ce, de manière marquée pour *Q* = 150 *l/s*.

4.7.4. Analyse des simulations

4.7.4.1. Lignes d'eau

Intéressons-nous dans un premier temps aux résultats de lignes d'eau. Pour comprendre les écarts entre les différents profils de la Fig. 4.21, il nous faut revenir sur les équations 1D résolues sur la section totale.

L'équation de Talweg-Fluvia (4.13) peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{dh}{dx} = S_0 - S_f - \frac{U^2}{g}\frac{d\beta}{dx} - \beta\frac{U}{g}\frac{dU}{dx} \tag{4.18}$$

et celles d'Hec-Ras et Axeriv, sous la forme :

$$\frac{dh}{dx} = S_o - S_H - \frac{U^2}{2g}\frac{d\alpha}{dx} - \alpha\frac{U}{g}\frac{dU}{dx} \tag{4.19}$$

où U est la vitesse débitante Q/A.

√ Talweg-Fluvia :

Concernant Talweg-Fluvia, on a vu que : $S_f = f(Q,z)$ et $\beta = f(Q,z)$, à l'instar de la vitesse débitante U ; l'équation de Saint-Venant 1D est donc indépendante de la valeur des débits par sous-section Q_i. Pour autant, il reste à savoir si les β calculés par Talweg-Fluvia sont éloignés des β_{exp}.

Examinons par exemple, l'écoulement Q = 150 *l/s*, pour lequel l'hétérogénéité des vitesses est la plus forte sur la section totale (Fig. 4.23). Les valeurs expérimentales β_{exp} varient dans la gamme [1,08 ; 1,02], et les valeurs calculées, entre [1,08 ; 1,04].

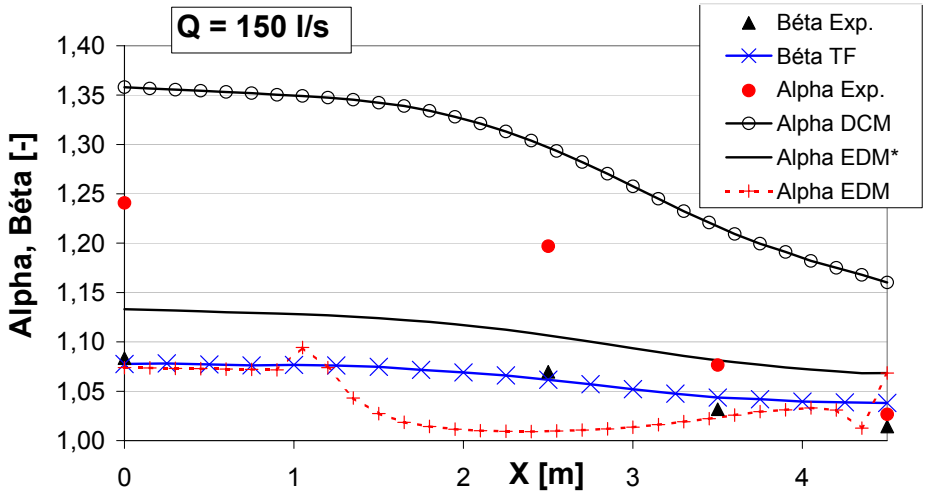


Fig. 4.23 – Evolution des coefficients cinétiques alpha et béta expérimentaux et simulés (*Q = 150 l/s*).

De plus, les valeurs numériques des différents termes de l'éq. (4.18) nous montrent qu'entre *x* = 1,5 *m* et *x* = 4,5 *m*, le terme en dβ/*dx* est négligeable devant le terme en β. En conséquence, dans toute la partie convergente, l'éq. (4.18) tend vers l'équation suivante – si l'on suppose β proche de *1* :

$$\frac{dh}{dx} \approx S_0 - S_f - \frac{U}{g}\frac{dU}{dx} \tag{4.20}$$

et le calcul de la ligne d'eau repose essentiellement sur l'évaluation de la pente de frottement S_f.

Le calcul de ce dernier terme par Talweg-Fluvia est présenté sur la Fig. 4.24, avec les valeurs expérimentales évaluées par la formule suivante (établie au Chap. 2§ 2.3.2.2) :

$$S_f = \frac{1}{A}\left[\frac{Q_{mc}^{\ 2}}{K_{mc}^{\ 2} A_{mc} R_{mc}^{\ 4/3}} + \frac{Q_{fp}^{\ 2}}{K_{fp}^{\ 2} A_{fp} R_{fp}^{\ 4/3}}\right] = S_f\left(Q_{mc}, Q_{fp}, Z\right) \tag{4.21}$$

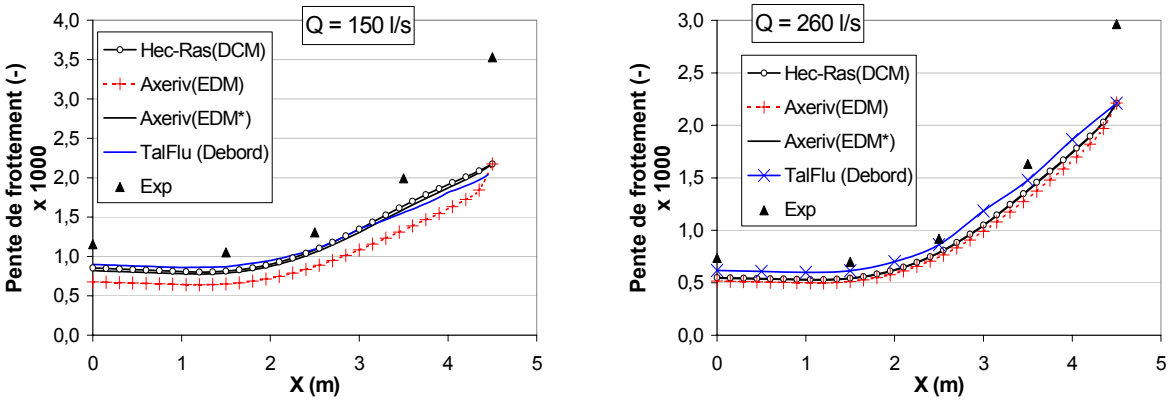


Fig. 4.24 – Pentes de frottement sur la section totale (expérimentales et calculées).

Les faibles écarts entre la ligne d'eau de Talweg-Fluvia et la ligne d'eau expérimentale doivent donc être reliés à une sous-estimation du S_f total à proximité du col.

√ **Hec-Ras :**

Concernant Hec-Ras, puisque $S_f = g(Q,z)$, $\alpha = f(Q,z)$ et $S_H = S_f + C|d/dx(\alpha U^2/2g)|$, son équation de Bernoulli (4.10) est indépendante de la répartition des Q_i. Les valeurs de $\alpha(x)$ calculées par Hec-Ras ainsi que les valeurs expérimentales α_{exp} sont également présentées sur la (Fig. 4.23) pour Q = 150 *l/s*. Les α_{exp} varient dans la gamme [1,24 ; 1,03], et les valeurs calculées par la DCM, entre [1,36 ; 1,16].

De plus, les valeurs numériques des différents termes de l'éq. (4.19) nous montrent qu'entre x = 1,5 *m* et x = 4,5 *m*, les termes en $d\alpha/dx$ sont négligeables devant les termes en α.. En conséquence, l'équation (4.19) équivaut dans la partie convergente à :

$$\frac{dh}{dx} \approx S_o - S_f - \alpha(1+C)\frac{U}{g}\frac{dU}{dx} \tag{4.22}$$

le coefficient de Coriolis ne pouvant être supposé égal à 1.

Les écarts entre la ligne d'eau calculée et la ligne d'eau expérimentale proviennent donc : a) des erreurs sur le S_f à proximité du col (Fig. 4.24) ; et b) des écarts entre α_{exp} *et* α calculés (surestimés).

√ **Axeriv :**

Quant à Axeriv, si $S_f = g(Q,z)$, $\alpha = f(Q_i,z)$ et $S_a = f(Q_i,z)$, son équation de Bernoulli dépend donc des valeurs des Q_i calculées, contrairement à Hec-Ras et Talweg-Fluvia.

Les valeurs de $\alpha(x)$ calculées, sont sous-estimées sauf à *x* = 4,5 *m* où elles sont surestimées, là où commence le calcul (Fig. 4.23). On rappelle que $\alpha = \alpha\left(h, U_{mc}^3, U_{fp}^3\right)$, le coefficient de Coriolis est dans ce cas sensible aux erreurs de calcul sur les U_{fp} (Fig. 4.22).

De plus, les valeurs numériques des différents termes de l'éq. (4.19) nous montrent que tout au long de l'écoulement, le terme en $d\alpha/dx$ est négligeable devant le terme en α. Soit :

$$\frac{dh}{dx} \approx S_o - S_f - S_a - \alpha \frac{U}{g}\frac{dU}{dx} \qquad \textbf{(4.23)}$$

Les écarts entre la ligne d'eau calculée et la ligne d'eau expérimentale résultent donc, dans ce troisième cas : a) des erreurs sur le calcul du S_f ; *b)* des erreurs sur l'évaluation des Q_i qui se répercutent sur le calcul des α ; c) des erreurs sur l'évaluation des pertes de charges additionnelles, Sa_{fp} *et* Sa_{mc}, donc sur Sa, comme nous allons le voir au paragraphe suivant.

4.7.4.2. Vitesse moyenne par sous-section

La compréhension des résultats d'Axeriv, couplé à l'EDM * ou à l'EDM, nécessite une analyse plus approfondie.

A l'abscisse *x* = 4,5 *m*, où commence la résolution numérique, les couples (U_{fp}, U_{mc}) calculés par l'EDM* et l'EDM, sont les mêmes (Fig. 4.22). Ils correspondent à la répartition de débit du régime uniforme équivalent dans cette section, l'effet des transferts de masse – dus aux variations de la ligne d'eau et de la géométrie – sur les débits partiels n'ayant pas encore être pris en compte.

Or, il a été montré que l'hypothèse du régime uniforme équivalent, dans cette section, conduisait à un gradient de vitesse par lit plus fort que ce qu'il est réellement (§4.4.2). Les pertes de charges additionnelles, qu'elles soient liées au débit d'échange turbulent q^t ou au débit d'échange de masse, q^m, vont être surestimées, puisqu'elles s'expriment par :

$$S_{a\,mc} = \left(q^t + q^m\right)\frac{\left(U_{mc} - U_{fp}\right)}{gA_{mc}} \quad \text{et} \quad S_{a_{fp}} = q^t\,\frac{\left(U_{fp} - U_{mc}\right)}{gA_{fp}} \qquad (4.24)$$

Au premier pas de calcul vers l'amont, l'EDM* va surestimer l'échange turbulent, et l'EDM, à la fois l'échange turbulent et les pertes par échange de masse. Cela va induire une

augmentation brusque des niveaux d'eau plus marquée pour l'EDM (Fig. 4.21), le q^t étant dominé par le q^m dans cette zone.

On a donc typiquement ici, un *problème de condition limite aval en répartition de débit*. Cette configuration d'écoulement nécessiterait d'injecter à l'aval la répartition de débit expérimental ou, comme nous le verrons au chapitre 5, de résoudre les équations de l'amont vers l'aval en contrôlant le niveau d'eau à l'aval.

Ce problème de condition limite va se supperposer à l'absence de modélisation des pertes par transfert de masse *au sein* de la plaine d'inondation (S_{fp}^m) – qui ne sont pas négligeables dans cette zone (cf. Tab. 4.3) – pour aboutir à des erreurs significatives sur le calcul du couple (U_{fp},Z).

Quant à Hec-Ras, un calage du coefficient de contraction dans l'équation de Bernoulli a peu d'effet sur le calcul de la vitesse dans le lit majeur. A l'approche du col, les erreurs de calcul de la hauteur d'eau et de la vitesse dans le lit majeur sont respectivement de 5% et 61%. Ce résultat n'est pas surprenant puisque les pertes par contraction/expansion *sont indépendantes de la répartition de débit* ; par construction, elles ne permettent que le calage de la ligne d'eau.

4.8. CONCLUSIONS

L'écoulement dans un bief de transition présentant une convergence brusque de 22° a été analysé sur modèle réduit, pour deux débits différents : Q = 150 *l/s* et 260 *l/s*. Pour le plus fort débit, les hauteurs relatives de débordement sont deux fois plus importantes, et les gradients de vitesses entre lits mineur (MC) et majeur (FP), beaucoup moins marqués.

En raison de la force des transferts de masse entre lit majeur et lit mineur, plusieurs phénomènes spécifiques ont été observés : (1) un gradient transversal de surface libre à l'approche du col ; (2) une évolution de la charge différente dans le lit mineur et dans la plaine d'inondation ; (3) la juxtaposition d'un régime subcritique dans le MC et d'un régime supercritique vers la fin du convergent ; (4) la présence de cellules de courants secondaires marquées dans le lit mineur – mesurées uniquement pour Q = 260 *l/s.*

Outre le caractère fortement convectif de l'écoulement, des bilans de quantité de mouvement par lit ont mis en évidence une domination des échanges de masse sur le cisaillement turbulent à l'interface MC/FP dans la partie convergente. Cela a été confirmé par des mesures des tenseurs de Reynolds au vélocimètre acoustique Doppler pour le plus fort débit : les cellules de courants secondaires sont, dans ce cas, majoritairement dues aux transferts de masse.

Des modélisations bidimensionnelles à l'aide du code MAC2D ont été effectuées. Les simulations sont satisfaisantes puisque le profil des hauteurs d'eau dans la plaine

d'inondation et les composantes longitudinales U_d de la vitesse sont respectivement modélisées avec une erreur maximale de 6% et 12%.

En outre, les calculs 2D corroborent les bilans de QDM expérimentaux : l'évaluation des pertes de charges 2D et du poids relatif des différentes sources de dissipation montre que l'effet des échanges turbulents à l'interface est annihilé par les transferts de masse à mesure que ces derniers déviennent significatifs. Les résultats de Wilson et al. (2002) dans les lits à méandres sont donc confirmés.

Nous avons par ailleurs évalué la capacité d'approches unidimensionnelles – développées pour des géométries faiblement non-prismatiques – à restituer les paramètres hydrauliques fondamentaux, dans ce contexte.

Pour ce faire, on a procédé en deux temps : on s'est d'abord intéressé à la modélisation des transferts interfaciaux, puis à son couplage avec les équations de résolution de la ligne d'eau sur la section totale.

Concernant la modélisation des transferts, trois modèles négligeant les transferts de masse et la quantité de mouvement associée ont dans un premier temps été testés, à partir des données expérimentales : la DCM, la méthode Debord, et l'EDM*. Aucune des trois modélisations ne restitue la phénoménologie des écoulements sur l'ensemble du tronçon.

Le calcul de la répartition de débit via l'hypothèse du « régime uniforme équivalent » est erroné. Néanmoins, l'ajout d'une perte par transfert turbulent dans la partie convergente, même si elle n'a pas de réalité physique, permet de diminuer artificiellement l'erreur de prédiction des débits partiels.

Dans un deuxième temps, on s'est intéressé aux pertes par transfert de masse, en s'appuyant sur l'EDM complète. Les pertes additionnelles de l'EDM ont été confrontées aux pertes homologues calculées par le code bidimensionnel. Les écarts sont manifestes notamment dans la plaine d'inondation où les pertes peuvent être de signe opposé.

En fait, la comparaison a permis de quantifier le rôle des composantes transverses V_d et des gradients latéraux dU_d/dy, qui est significatif dans cette configuration. Une partie des effets 2D peut être intégrée dans l'EDM classique en calculant des vitesses longitudinales interfacielles, ce qui créé un transfert de masse *au sein même des sous-sections.*

Le couplage modélisation interfacielle / calcul de ligne d'eau a montré que les trois codes 1D, Hec-Ras (DCM), Talweg-Fluvia (Debord) et Axeriv (EDM) – développés pour des géométries prismatiques ou faiblement non-prismatiques – ne pouvaient prédire conjointement le profil de ligne d'eau et les vitesses moyennées par sous-section, dans le cas du convergent brusque.

Les erreurs maximales sur l'évaluation du couple (h_{fp}, U_{fp}) sont respectivement de : (10%, 61%) pour Hec-Ras ; (5%, 42%) pour Talweg-Fluvia ; (20%, 37%) pour Axeriv couplé à l'EDM. Pour ces trois modèles, l'hypothèse d'un niveau d'eau constant dans la dernière section de mesure induit une erreur de 9% sur le calcul de U_{fp}.

Concernant les équations sur la section totale, nous avons montré que l'équation de Saint-Venant était indépendante de la répartition des débits partiels Q_i, et peu sensible aux

valeurs du coefficient de Boussinesq (proches de 1), d'où une restitution convenable de ligne d'eau conjointement à un calcul erroné des vitesses moyennées par sous-section.

L'équation de Bernoulli d'Hec-Ras est également indépendante des débits partiels Q_i, mais est sensible aux valeurs des coefficients de Coriolis, surestimés par la DCM. Enfin, l'équation de Bernoulli d'Axeriv est dépendante de la répartition des débits partiels Q_i, *des* coefficients α associés, et de la modélisation des pertes de charges additionnelles.

Enfin, un problème de condition limite aval a été identifié : les codes 1D ont l'habitude de considérer que la répartition de débit à l'aval est égale à celle du régime uniforme équivalent de même section mouillée. Cette hypothèse n'est pas réaliste dans ce contexte puisque la répartition de débit à l'aval est le résultat des transferts de masse entre sous-sections procédant de la géométrie amont. Dans l'EDM, cette hypothèse influence le calcul du débit latéral de masse et des pertes interfacielles lorsque le calcul remonte vers l'amont.

Ainsi, ces écoulements en convergent brusque et leur simulation par un code 2D et par des codes 1D sur la section totale ont permis de démêler une juxtaposition de phénomènes physiques inhérents aux transferts de masse en lit composé (l'ensemble de ces résultats est également synthétisé dans Proust et al. (2006)).

C'est à partir de ces résultats que nous avons envisagé le développement d'une modélisation dite « 1D par lit », qui sépare les équations dynamiques dans la plaine d'inondation de celles dans le lit mineur.

Chapitre 5 - Développement de la modélisation 1D par lit dans le convergent brusque

5.1. INTRODUCTION : LES TRAVAUX DE B.C. YEN

Nous avons vu au chapitre précédent que les codes Hec-Ras, Talweg-Fluvia et Axeriv résolvaient le calcul de ligne d'eau par le biais d'une équation 1D sur la section totale. Parmi ces trois programmes, Axeriv est le seul à effectuer une résolution explicite des débits partiels, en couplant son équation de ligne d'eau avec des équations de perte de charge par sous-section (EDM). Cependant, le module EDM a été construit de telle sorte qu'il puisse être facilement greffé sur un code classique 1D (tel que Hec-Ras) : au sein de l'algorithme de résolution, le calcul des débits partiels Q_i se fait à un pas intermédiaire, et la résolution de la ligne d'eau reste exclusivement 1D ; en témoigne le calcul du frottement au fond sur la section totale – qui est indépendant de la répartition des débits partiels Q_i – ou le fait qu'on ne puisse pas introduire une répartition de débit expérimental à une extrémité du tronçon modélisé.

En fait, un second couplage est possible : il s'agit de traiter séparément les dynamiques des écoulements dans le lit mineur et les lits majeurs. Cette idée revient à B.C Yen de l'Université de l'Illinois (USA) qui propose dans Yen (1984), une modélisation « quasi-1D » de calcul de ligne d'eau. Elle consiste à juxtaposer les équations de quantité de mouvement dans les différents lits et à les relier par des termes d'échange de masse et de cisaillements interfaciaux. Dans chaque lit, l'équation de continuité est injectée dans l'équation de quantité de mouvement pour aboutir à une équation de ligne d'eau équivalente à l'éq. (2.47) établie au Chap. 2, §2.1.4.1. Yen expose une méthode de discrétisation de cette équation par différences finies : c'est une résolution implicite *des niveaux d'eau*, et *des débits latéraux d'échange de masse entre lits.*

Un an plus tard, l'auteur va utiliser cette modélisation dans *un lit composé droit*, afin d'analyser l'importance relative des transferts de masse vis-à-vis des cisaillements interfaciaux [Yen (1985)]. Les simulations sont effectuées dans une géométrie composée symétrique droite à sous-sections rectangulaires, dont les caractéristiques sont les suivantes : B_{mc} = 0,28 *m* ; B_{fp} = 0,32 *m* ; h_{pb} = 0,18 *m* ; S_o = 0,00253 ; n_{mc} = 0,014 et n_{fp} = 0,027 $m^{-1/3}.s$. et Q = 0,15 m^3/s.

La modélisation est purement numérique, les calculs ne seront pas confrontés à des données expérimentales.

5.1.1. Les échanges aux interfaces

Concernant le cisaillement interfaciel entre le lit mineur et une plaine d'inondation, Yen fait l'hypothèse d'une *viscosité turbulente consta*nte. En outre, le gradient latéral de vitesse locale est relié aux vitesses par sous-sections de la façon suivante :

$$\left|\tau_{xy}\right| = \nu_t \left|\frac{dU_d}{dy}\right| \approx \nu_t \frac{\left|U_{fp} - U_{mc}\right|}{1/2\left(B_{mc} + B_{fp}\right)} \tag{5.1}$$

Pour l'évaluation des échanges de masse à l'interface, il considère une vitesse longitudinale interfacielle U_{int} – moyenne des vitesses par lit U_{mc} et U_{fp}, pondérée par les largeurs des sous-sections – telle que :

$$U_{\text{int}} = \frac{B_{mc}}{B_{fp} + B_{mf}} U_{fp} + \frac{B_{fp}}{B_{fp} + B_{mf}} U_{mc} \tag{5.2}$$

5.1.2. Résultats des simulations

Dans Yen (1985), la modélisation « quasi-1D » a été utilisée pour simuler deux lignes d'eau : a) l'une, M1, en écoulement subcritique ; b) et l'autre, M3, en écoulement supercritique. Pour le cas a), les hauteurs relatives de débordement, h_r, varient d'amont en aval de 0,5 à 0,9, le niveau *Z* et la répartition des débits *Qi* étant imposée à l'aval. Pour le cas b) h_r varie entre 0,075 et 0,25 ; le *Z* et les débits Q_i étant imposés à l'amont.

Au point où commence le calcul, la répartition de débit est supposée être celle du régime uniforme équivalent de même section mouillée. Et tout au long de l'écoulement les niveaux d'eau sont supposés égaux dans les différentes sous-sections de telle sorte que $dh_{mc}/dx = dh_{fp}/dx$.

Dans un premier temps, différents calculs sont menés en faisant varier la viscosité turbulente ν_t entre 0 et 10^{-3} *m²/s*, les débits d'échange de masse étant libres d'évoluer :

- Pour l'écoulement subcritique, la ligne d'eau est insensible à une variation de ν_t. Quant à la répartition de débit « Q_{fp}/Q_{mc} », elle est sensible à ν_t pour des valeurs supérieures à 3.10^{-4} m²/s.
- Pour l'écoulement supercritique, la variation de ν_t conduit à une dispersion maximale des lignes d'eau égale à 2% de la hauteur h_{mc}, mais n'a pas d'influence sur le rapport Q_{fp}/Q_{mc}.

Dans un second temps, les débits d'échanges sont supposés constants ou nuls, la viscosité turbulente ν^t devenant une variable du système d 'équations.

- Pour différentes valeurs de débits d'échanges constants *q*, l'écoulement supercritique est instable, et il conduit à des valeurs de ν_t supérieures à 0,01.
- Pour l'écoulement subcritique, les différentes valeurs constantes de *q*, conduisent à une dispersion de la ligne d'eau de l'ordre de 6% de la hauteur h_{mc}.

A partir de ces résultats, Yen conclut que « l'effet des transferts turbulents sur le calcul de ligne d'eau est insignifiant comparativement à celui des transferts de masse ».

5.1.3. Critique de la modélisation « quasi-1D »

Les simulations en lit droit de Yen (1985) sont à prendre avec beaucoup de circonspection puisqu'elles n'ont pas été confrontées à des mesures expérimentales. La même critique peut être faite sur les formules d'échanges (5.1) et (5.2), et sur l'hypothèse du régime uniforme équivalent à l'aval de la courbe M3 et à l'amont de la courbe M1. Enfin, supposer des débits d'échange constants pour évaluer le poids relatif des transferts de masse, nous semble critiquable pour ce type d'écoulement. En conséquence, ces résultats nous ont paru difficilement exploitables.

A contrario, l'idée de traiter séparément les dynamiques des écoulements dans le lit mineur et les lits majeurs a fortement attiré notre attention. Cette modélisation « quasi-1D » permet de supprimer un certain nombre d'hypothèses communément formulées dans les modélisations 1D classiques, y compris dans Axeriv couplé à l'EDM. En effet :

- Par construction, elle résout explicitement le triplet $\{Z, Q_{fp}, Q_{mc}\}$; le calcul de ligne d'eau n'est donc pas privilégié par rapport à celui de la répartition de débit.
- Le couplage des différentes équations n'impose ni l'égalité entre les pentes de charge par sous-section ($S_{Hmc} = S_{Hfp}$), ni l'égalité entre les pentes de frottement ($S_{fmc} = S_{ffp}$).
- Puisqu'on n'a plus d'équation dynamique sur la section totale, on se dispense de supposer :

$$S_H = S_{Hmc} = S_{Hfp} \qquad \text{et} \qquad S_f = \left(\frac{Q}{D_{mc} + D_{fp}} \right)^2$$

- Aux conditions limites du système, on peut injecter une répartition de débit mesurée.
- La prise en compte d'une vitesse interfacielle permet de restituer une partie des pertes par transfert de masse *au sein* des sous-sections (cf. chap. 4, §4.6.2).

Par contre, puisque le lien entre les différentes équations dynamiques par lit se fait par les débits latéraux d'échange de masse et par les cisaillements interfaciaux, une modélisation rigoureuse des transferts interfaciaux semble, dans ce cas, incontournable.

Ces critiques – positives ou négatives – ont éveillé notre curiosité. La modélisation quasi-1D a donc été testée dans nos différentes configurations expérimentales. Dans ce chapitre, nous nous proposons, dans un premier temps, d'exposer la méthode de résolution développée, puis dans un second temps, de confronter cette nouvelle modélisation aux résultats expérimentaux du convergent brusque.

5.2. LA MODELISATION 1D PAR LIT

Pour mettre l'accent sur le fait que chaque équation dynamique est formulée dans une sous-section, nous avons rebaptisé cette nouvelle modélisation « Modélisation 1D Par Lit » ; elle sera notée par la suite « M1DPL ».

Pour les écoulements en lit droit, Yen (1985) propose une résolution simultanée du triplet $\{dh_{fp}/dx$; dQ_{fp}/dx ; $dQ_{mc}/dx\}$. Deux méthodes sont exposées : une implicite, et l'autre explicite. Pour des lits non-prismatiques, nous avons préféré une résolution explicite et simultanée du triplet $\{dh_{fp}/dx$; dU_{fp}/dx ; $dU_{mc}/dx\}$ – la formulation des équations étant simplifiée – que nous nous proposons d'exposer au §5.2.1.

Nous allons nous placer dans le cas général où le lit mineur est bordé de deux plaines d'inondation, respectivement notées FPL et FPR pour « Flood Plain Left » et « Flood Plain Right ». Dans ces dernières, les paramètres hydrauliques moyens seront respectivement indicés *fpl et fpr.*

Les sous-sections sont supposées rectangulaires par soucis de simplicité, la largeur des plaines d'inondations, comme celle du lit mineur, pouvant varier. Rappelons en outre, que les niveaux d'eau sont supposés égaux dans les sous-sections, à une abscisse longitudinale *x* donnée, soit $Z_{mc} = Z_{fpr} = Z_{fpl}$.

5.2.1. Système d'équations pour un lit composé à deux plaines d'inondations

Dans notre méthode de résolution, le système est composé de trois équations de ligne d'eau (une par lit) et d'une équation de conservation de la masse sur la section totale.

Nous avons vu au Chap.2, §2.1.4, que l'équation de ligne d'eau s'écrivait dans une sous-section :

$$\left(1-\frac{U_i^{\,2}}{gh_i}\right)\frac{dh_i}{\partial x} = S_o - S_{fi} + \frac{U_i^{\,2}}{gB_i}\frac{dB_i}{dx} + \frac{n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_i} + \frac{q_{in}\left(U_{in}-2U_i\right)+q_{out}\left(2U_i-U_{out}\right)}{gA_i} \qquad (5.3)$$

Le lien entre chaque équation de ligne d'eau se fait par les termes d'échanges interfaciaux contenant le cisaillement τ_{xy}, les débits de masse latéraux, q_{in} et q_{out}, et les vitesses associées U_{in} et U_{out} ; les débits de masse latéraux étant par ailleurs reliés les uns aux autres par l'équation de conservation de la masse sur la section totale.

En fait, jusqu'à maintenant, nous avons distingué les débits latéraux rentrant et sortant, q_{in} et q_{out}, pour une formulation générale des équations par lit. Ces débits de masse sont naturellement exclusifs : dans une sous-section, la masse est soit rentrante, soit sortante.

En outre, les équations ont été écrites de telle sorte que q_{in} et q_{out} soient toujours positifs. A partir de maintenant, nous allons considérer des débits latéraux algébriques : q_{flm} sera le débit d'échange de la FP Left vers le MC, et q_{frm} le débit d'échange de la FP Right vers le

MC. Ces deux débits seront positifs si de la masse quitte les plaines d'inondations, et négatifs si de la masse pénètre dans les plaines d'inondation. De cette façon, les équations de continuité par lit s'écrivent :

$$\frac{dQ_{fpl}}{dx} = -q_{flm} \qquad \frac{dQ_{fpr}}{dx} = -q_{frm} \qquad \textit{et} \qquad \frac{dQ_{mc}}{dx} = q_{flm} + q_{frm} \tag{5.4}$$

Et les trois équations de ligne d'eau s'écrivent :

$$\left(1 - \frac{U_{fpl}{}^2}{gh_{fpl}}\right)\frac{dh_{fpl}}{dx} = S_o - Sf_{fpl} + \frac{U_{fpl}{}^2}{gB_{fpl}}\frac{dB_{fpl}}{dx} + \frac{n_y.\tau_{fpl}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{fpl}} + \frac{q_{flm}\left(2U_{fpl} - U_{\text{int.}fpl}\right)}{gA_{fpl}} \tag{5.5}$$

$$\left(1 - \frac{U_{fpr}{}^2}{gh_{fpr}}\right)\frac{dh_{fpr}}{dx} = S_o - Sf_{fpr} + \frac{U_{fpr}{}^2}{gB_{fpr}}\frac{dB_{fpr}}{dx} + \frac{n_y.\tau_{fpr}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{fpr}} + \frac{q_{frm}\left(2U_{fpr} - U_{\text{int.}fpr}\right)}{gA_{fpr}} \tag{5.6}$$

$$\begin{aligned}\left(1 - \frac{U_{mc}{}^2}{gh_{mc}}\right)\frac{dh_{mc}}{dx} &= S_o - Sf_{mc} + \frac{U_{mc}{}^2}{gB_{mc}}\frac{dB_{mc}}{dx} + \frac{n_y.\tau_{fpl}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{mc}} + \frac{n_y.\tau_{fpr}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{mc}} + \ldots \\ \ldots &- \frac{q_{flm}\left(2U_{mc} - U_{\text{int.}fpl}\right)}{gA_{mc}} - \frac{q_{frm}\left(2U_{mc} - U_{\text{int.}fpr}\right)}{gA_{mc}}\end{aligned} \tag{5.7}$$

la vitesse interfacielle entre le MC et la FPR étant notée $U_{int.fpr}$ et celle entre le MC et la FPL, $U_{int.fpl}$, le cisaillement à l'interface gauche, τ_{fpl} , et à l'interface droit τ_{fpr} – ces deux derniers termes étant des valeurs algébriques.

L'axe transversal *y* étant orienté de la FPR vers la FPL, la normale à la surface interfacielle, n_y, va changer de signe selon qu'on se trouve sur l'interface gauche ou droite, du côté du lit mineur ou du côté du lit majeur.

Dans les lits majeurs, les pertes par échange turbulent s'écrivent donc :

$$S^t_{fpl} = -\frac{n_y.\tau_{fpl}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{fpl}} \qquad \text{et} \qquad S^t_{fpr} = -\frac{n_y.\tau_{fpr}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{fpr}}$$

et dans le lit mineur :

$$S^t_{mc} = -\frac{n_y.\tau_{fpl}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{mc}} - \frac{n_y.\tau_{fpr}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{mc}}$$

Les quatre inconnues de notre système sont :

$$y(1) = h_{fpl} \qquad y(2) = U_{fpl} \qquad y(3) = U_{mc} \qquad y(4) = U_{fpr}$$

l'égalité des niveaux d'eau entre les sous-sections impliquant : $h_{fpl} = h_{fpr} = h_{mc} - h_{pb}$; h_{pb} étant la hauteur de plein bord.

La mise en équations du système va consister à isoler les dérivées premières selon *x*, des quatre inconnues du système. Les trois équations de ligne d'eau (5.5), (5.6) et (5.7) peuvent être réécrites sous la forme :

$$\begin{aligned} \alpha\, \dot{y}(1) &= \beta + \gamma . q_{flm} \\ \delta\, \dot{y}(1) &= \varepsilon + \eta . q_{frm} \\ \theta \dot{y}(1) &= \lambda + \mu q_{flm} + \upsilon q_{frm} \end{aligned} \tag{5.8}$$

où les dix paramètres α, β, δ, ε, λ, μ, ν, θ, η et γ, sont des fonctions non-linéaires des paramètres hydrauliques *y(1)*, *y(2)*, *y(3)* et *y(4)*, des paramètres géométriques des sous-sections et de leurs rugosités (cf. Tab. 5.1).

α : $1-\frac{U_{fpl}^2}{gh_{fpl}}$	δ : $1-\frac{U_{fpr}^2}{gh_{fpr}}$	θ : $1-\frac{U_{mc}^2}{gh_{mc}}$	β : $S_o - \frac{U_{fpl}^2 n_{fpl}^2}{R_{fpl}^{4/3}} - S_{fpl}^t + \frac{U_{fpl}^2}{gB_{fpl}} \frac{dB_{fpl}}{dx}$
μ : $\frac{1}{gB_{mc}h_{mc}}\left(U_{\text{int}.fpl} - 2U_{mc}\right)$		υ : $\frac{1}{gB_{mc}h_{mc}}\left(U_{\text{int}.fpr} - 2U_{mc}\right)$	ε : $S_o - \frac{U_{fpr}^2 n_{fpr}^2}{R_{fpr}^{4/3}} - S_{fpr}^t + \frac{U_{fpr}^2}{gB_{fpr}} \frac{dB_{fpr}}{dx}$
η : $\frac{-1}{gB_{fpr}h_{fpr}}\left(U_{\text{int}.fpr} - 2U_{fpr}\right)$		γ : $\frac{-1}{gB_{fpl}h_{fpl}}\left(U_{\text{int}.fpl} - 2U_{fpl}\right)$	λ : $S_o - \frac{U_{mc}^2 n_{mc}^2}{R_{mc}^{4/3}} - S_{fmc}^t + \frac{U_{mc}^2}{gB_{mc}} \frac{dB_{mc}}{dx}$

Tab. 5.1– Coefficients non-linéaires en U_{fpl}, U_{fpr}, U_{mc} et h_{fpl} (avec $h_{fpl} = h_{fpr} = h_{mc} - h_{pb}$) dans les équations de ligne d'eau.

Quant aux équations de continuité par lit, le développement de (5.4) conduit à :

$$\begin{aligned} \frac{dQ_{fpl}}{dx} &= -q_{flm} = A_{fpl}\frac{dU_{fpl}}{dx} + U_{fpl}\frac{dA_{fpl}}{dx} = A_{fpl}\frac{dU_{fpl}}{dx} + U_{fpl}B_{fpl}\frac{dh_{fpl}}{dx} + U_{fpl}h_{fpl}\frac{dB_{fpl}}{dx} \\ \frac{dQ_{fpr}}{dx} &= -q_{frm} = A_{fpr}\frac{dU_{fpr}}{dx} + U_{fpr}\frac{dA_{fpr}}{dx} = A_{fpr}\frac{dU_{fpr}}{dx} + U_{fpr}B_{fpr}\frac{dh_{fpr}}{dx} + U_{fpr}h_{fpr}\frac{dB_{fpr}}{dx} \\ \frac{dQ_{mc}}{dx} &= q_{flm} + q_{frm} = A_{mc}\frac{dU_{mc}}{dx} + U_{mc}\frac{dA_{mc}}{dx} = A_{mc}\frac{dU_{mc}}{dx} + U_{mc}B_{mc}\frac{dh_{fpr}}{dx} + U_{fpr}h_{fpr}\frac{dB_{fpr}}{dx} \end{aligned} \tag{5.9}$$

Soit :

$$\begin{aligned} q_{flm} &= a.\dot{y}(2) + b.\dot{y}(1) + c \\ q_{frm} &= d.\dot{y}(4) + e.\dot{y}(1) + f \\ q_{flm} + q_{frm} &= g.\dot{y}(3) + h.\dot{y}(1) + i \end{aligned} \tag{5.10}$$

où *a, b, c, d, e, f, g, h et i,* sont également des fonctions non-linéaires en U_{fpl}, U_{fpr}, $U_{mc,}$ *et* h_{fpl} (cf. Tab. 5.2).

La conservation de la masse sur la section totale s'exprime en regroupant les trois équations de (5.10), soit :

$$(b - h + e)\,\dot{y}(1) + a\,\dot{y}(2) - g\,\dot{y}(3) + d\,\dot{y}(4) + c + f - i = 0 \tag{5.11}$$

Continuité par lit				
a :	*b :*	*c :*	*d :*	*e :*
$-A_{fpl}$	$-B_{fpl}U_{fpl}$	$-U_{fpl}h_{fpl}dB_{fpl}/dx$	$-A_{fpr}$	$-B_{fpr}U_{fpr}$
f :	*g :*	*h :*	*i :*	
$-U_{fpr}h_{fpr}dB_{fpr}/dx$	A_{mc}	$B_{mc}U_{mc}$	$h_{mc}U_{mc}dB_{mc}/dx$	

Tab. 5.2 - Coefficients non-linéaires en U_{fpl}, U_{fpr}, $U_{mc,}$ *et* h_{fpl} dans les équations de continuité par lit.

Enfin, en injectant les équations de continuité par lit (5.10) dans les équations de ligne d'eau (5.8), on aboutit au système final de quatre équations à quatre inconnues suivant :

$$\begin{cases} (b-h+e)\dot{y}(1)+a\dot{y}(2)-g\dot{y}(3)+d\dot{y}(4)+c+f-i=0 \\ (\alpha-\gamma b)\dot{y}(1)-\gamma a\dot{y}(2)-\gamma c-\beta=0 \\ (\delta-\eta e)\dot{y}(1))-\eta d\dot{y}(4)-\eta f-\varepsilon=0 \\ (\mu b-\theta+\nu e)\dot{y}(1)+\mu a\dot{y}(2)+\nu d\dot{y}(4)+\lambda+\mu c+\nu f=0 \end{cases} \tag{5.12}$$

qui s'écrit sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} a_1 & a_2 & a_3 & a_4 \\ b_1 & b_2 & 0 & 0 \\ c_1 & 0 & 0 & c_4 \\ d_1 & d_2 & 0 & d_4 \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} \dot{y}(1) \\ \dot{y}(2) \\ \dot{y}(3) \\ \dot{y}(4) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \\ e_3 \\ e_4 \end{bmatrix} \tag{5.13}$$

les expressions des différents coefficients de la matrice étant reportées dans le Tab. 5.3.

L'inversion de ce système est présentée en annexe A.5.2. On aboutit à une expression du type :

$$\dot{Y}=F(Y) \quad \text{avec} \quad Y=\begin{pmatrix} y(1) \\ y(2) \\ y(3) \\ y(4) \end{pmatrix}$$

C'est le système de la modélisation 1D par lit qui sera résolu de proche en proche, de telle sorte que :

$$Y(x-\Delta x)=Y(x)-\Delta x.F\big(Y(x),x\big)$$

pour une simulation partant de l'aval, par exemple.

Pour ce faire, nous avons utilisé le solveur d'équations différentielles ordinaires ODE45 de Matlab (schéma explicite de Runge-Kutta de 4ème ou 5ème ordre).

Système matriciel final			
a_1 : b-h+e	a_2 : a	a_3 : -g	a_4 : d
b_1 : α-γb	b_2 : -γa		
c_1 : δ-ηe			c_4 : -ηd
d_1 : μb-θ+νe	d_2 : μa		d_4 : νd
e_1 : -(c+f-i)	e_2 : γc+β	e_3 : ηf+ε	e_4 : -(λ+μc+νf)

Tab. 5.3 - Coefficients non-linéaires en U_{fpl}, U_{fpr}, U_{mc} et h_{fpl} dans le système matriciel final.

5.2.2. Annulation des pertes à l'interface

Le couplage d'une équation de ligne d'eau et d'une équation de continuité par lit aboutit à une équation de perte de charge par lit (cf. annexe A.5.1). Il vient :

$$S_{Hfpl}=-\frac{d}{dx}\left(Z_{fpl}+\frac{U_{fpl}^2}{2g}\right)=Sf_{fpl}+S_{fpl}^t+\frac{q_{flm}\left(U_{\text{int}.fpl}-U_{fpl}\right)}{gA_{fpl}} \tag{5.14}$$

$$S_{Hfpr}=-\frac{d}{dx}\left(Z_{fpr}+\frac{U_{fpr}^2}{2g}\right)=Sf_{fpr}+S_{fpr}^t+\frac{q_{frm}\left(U_{\text{int}.fpr}-U_{fpr}\right)}{gA_{fpr}} \tag{5.15}$$

$$S_{Hmc}=-\frac{d}{dx}\left(Z_{mc}+\frac{U_{mc}^2}{2g}\right)=Sf_{mc}+S_{mc}^t+\frac{q_{frm}\left(U_{mc}-U_{\text{int}.fpr}\right)}{gA_{mc}}+\frac{q_{flm}\left(U_{mc}-U_{\text{int}.fpl}\right)}{gA_{mc}} \tag{5.16}$$

Afin d'évaluer le poids des transferts turbulents et des transferts de masse relativement à celui des frottements au fond, certains calculs seront conduits en annulant : a) les pertes/gains par échange de masse, uniquement ; b) les pertes/gains par échange turbulent et par échange de masse.

L'annulation des pertes/gains par transfert turbulent s'effectue en supposant que les contraintes de cisaillement aux interfaces sont nulles. Il vient :

$$S^t_{fpl} = 0 \qquad S^t_{fpr} = 0 \qquad \text{et} \qquad S^t_{mc} = 0$$

respectivement dans les coefficients β, ε et λ du Tab. 5.1; la résolution de (5.13) est inchangée.

L'annulation des pertes/gains par transferts de masse au sein des sous-sections et entre sous-sections, s'effectue comme suit :

1) Au sein du lit majeur droit (FPR), on assimile la vitesse interfacielle à la vitesse moyenne par sous-section. Soit :

$$U_{int.fpr} = U_{fpr}$$

2) Au sein du lit majeur gauche (FPL) :

$$U_{int.fpl} = U_{fpl}.$$

3) Au sein du lit mineur (MC), on considère que les vitesses interfacielles gauches et droites, sont égales à la vitesse moyenne dans le MC :

$$U_{int.fpl} = U_{mc} \qquad \textit{et} \qquad U_{int.fpr} = U_{mc}$$

Ces hypothèses ont une influence sur les coefficients μ, ν, η, et γ du Tab. 5.1 qui deviennent :

$$\mu = \nu = -\frac{1}{gB_{mc}h_{mc}}U_{mc} \qquad \eta = \frac{1}{gB_{fpr}h_{fpr}}U_{fpr} \qquad \text{et} \qquad \gamma = \frac{1}{gB_{fpl}h_{fpl}}U_{fpl}$$

L'annulation *des* pertes/gains par transfert de masse *n'est donc pas synonyme d'annulation des transferts de masse latéraux*. D'ailleurs, l'hypothèse « $q_{frm}=q_{flm}=0$ » fait dégénérer le système.

5.3. APPLICATION AUX ECOULEMENTS EN CONVERGENCE BRUSQUE

Dans la configuration de convergence brusque de la plaine d'inondation, les analyses effectuées au chap. 4 (bilans de quantité de mouvement par lit, mesures à l'ADV, modélisations 2D) ont mis en évidence la prépondérance des échanges de masse vis-à-vis des échanges turbulents à l'interface. En conséquence, on ne considèrera pas ici d'échanges turbulents à l'interface lors de la résolution de la méthode 1D par lit.

Par contre, pour ce type de configuration où les termes bidimensionnels $V_d dU_d/dy$ sont significatifs, la modélisation 1D par lit doit s'appuyer sur une modélisation rigoureuse de la vitesse interfacielle, U_{int}. En effet, on a vu au Chap. 2 que l'hypothèse $\alpha_i = \beta_i$ dans une sous-section, concentrait la physique de l'interaction entre lit mineur et lit majeur sur l'interface à proprement parler : c'est une modélisation discontinue des transferts de masse, U_{int} représentant à elle seule les gradients transversaux de U_d.

5.3.1. Les échanges de masse et la vitesse interfacielle

Dans un premier temps, nous avons testé la formule empirique de Yen :

$$U_{yen} = \frac{B_{mc}}{B_{fp} + B_{mc}} U_{fp} + \frac{B_{fp}}{B_{fp} + B_{mc}} U_{mc} \tag{5.17}$$

Cette vitesse a été calculée à partir des valeurs expérimentales de U_{mc}, U_{fp}, B_{mc}, B_{fp} et a été confrontée aux valeurs expérimentales de $U_{int.exp}$ mesurées à *y* = 2,2 *m* (interface). Les résultats sont présentés sur la Fig. 5.1. La formule de Yen surestime la vitesse interfacielle (jusqu'à +30 %) pour l'écoulement *Q* = 150 *l/s*, alors qu'elle semble pertinente pour *Q* = 260 *l/s*. Cette formule de pondération simple par les largeurs au miroir semble donner trop de poids à la vitesse moyenne U_{mc} lorsque l'écoulement est faiblement débordant.

Dans ce contexte où les transferts de masse sont prédominants, la vitesse interfacielle doit être liée à ces derniers. Or, l'écoulement qui traverse l'interface provient de la plaine d'inondation ; il semble donc naturel que U_{int} soit plus proche de U_{fp} que de U_{mc} lorsque les gradients de vitesses sont marqués et les hauteurs relatives h_r faibles. Quand le tirant d'eau augmente, il y a homogénéisation des vitesses sur la section totale et U_{int} se rapproche de U_{mc}. Cela est à rapprocher des profils expérimentaux de U_d de la fig 4.4.

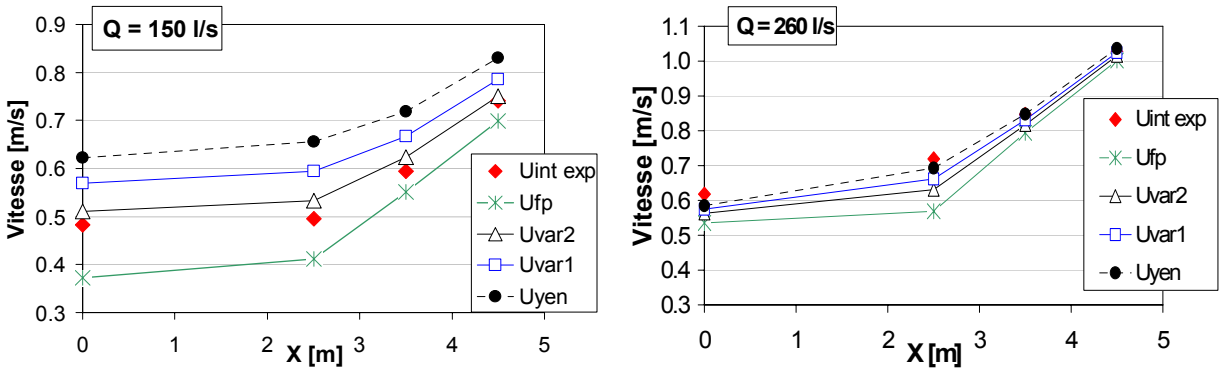


Fig. 5.1 – Vitesses interfacielles expérimentales *($U_{int.exp}$)*, mesurées à *y* = 2,2 *m* et vitesses interfacielles modélisées.

Nous avons testé deux autres formules inspirées de la formule de Yen, mais donnant plus de poids à U_{fp} qu'à U_{mc} (Fig. 5.2). Nous les avons appelées *var1* pour « variante 1 », et *var2 pour* « variante 2 », avec :

$$U_{\mathrm{var1}} = \frac{2B_{mc}}{B_{fp} + 2B_{mc}} U_{fp} + \frac{B_{fp}}{B_{fp} + 2B_{mc}} U_{mc} \tag{5.18}$$

$$U_{\mathrm{var2}} = \frac{4B_{mc}}{B_{fp} + 4B_{mc}} U_{fp} + \frac{B_{fp}}{B_{fp} + 4B_{mc}} U_{mc} \tag{5.19}$$

Par construction, on a : $U_{fp} \leq U_{var2} \leq U_{var1} \leq U_{ye\,n} \leq U_{mc}$.

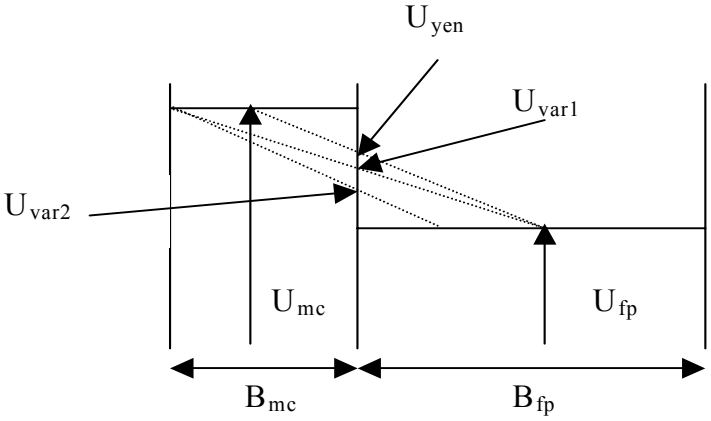


Fig. 5.2 – Schéma des différentes vitesses interfacielles U_{yen}, U_{var1} et U_{var2}.

Enfin, pour faire un parallèle avec l'Exchange Discharge Model, nous avons testé l'hypothèse suivante :

$$U_{\mathrm{int}} = U_{fp} \tag{5.20}$$

Les trois nouvelles vitesses interfacielles calculées à l'aide de (5.18), (5.19) et (5.20) sont reportées sur la Fig. 5.1.

Résultats :

- Puisque le gradient entre U_{mc} et U_{fp} se réduit : a) avec l'augmentation du débit total, b) quand on s'approche du col du convergent, et comme $U_{fp} \leq U_{var2} \leq U_{var1} \leq U_{ye\,n} \leq U_{mc}$, il y a moins de disparité entre les différentes vitesses interfacielles modélisées pour : a) le plus fort débordement (*Q = 260 l/s*) ; b) quand il y a homogénéisation du profil des vitesses sur la section totale, en allant vers l'aval.

- La pertinence d'une modélisation de la vitesse U_{int} semble être fonction du gradient de vitesses moyennes, et donc de la hauteur relative h_r. Pour le plus faible débit, U_{var2} est la mieux adaptée (de 0 à +5 % d'erreur) alors que U_{yen} surestime la vitesse interfacielle tout au long du tronçon étudié (de +32 à 12 %) ; pour *Q = 260 l/s*, U_{yen} est mieux adaptée (de –5 à +1 %) que U_{var2} (-12 % à –3%).

- Enfin, considérer $U_{int} = U_{fp}$ est plus préjudiciable dans la partie amont [*x* = 0 à 2,5 *m*] qu'à proximité du col [x = 3,5 et 4,5 *m*] et ce, pour les deux débits. Car les transferts de

masse sont amorcés dès x = 0 comme en témoigne les profils de U_d (Fig. 4.4 du Chap. 4).

Il reste à savoir quelle est l'influence des pertes par transfert de masse dans la résolution du système d'équations différentielles de la M1DPL.

5.3.2. Système d'équations pour un lit composé à une plaine d'inondation

Dans le cas du lit composé asymétrique de la CNR à une plaine d'inondation (FPR), le système d'équations différentielles couplées est constitué de deux équations de lignes d'eau et d'une équation de conservation de la masse sur la section totale. Les trois inconnues du système sont :

$$h_{fpr} = y(1), \quad U_{mc} = y(2), \quad \text{et} \quad U_{fpr} = y(3).$$

Dans le système écrit pour une FP Right, tous les termes précédemment reliés à la FP Left disparaissent. Le système ne fait plus apparaître que les fonctions *d, e, f, g, h, i et* η, δ, ε, ν, θ, λ, fonctions non-linéaires de *y(1),y(2),y(3).* Ce système matriciel, ainsi que son inversion, sont présentés en annexe A.5.3.

5.3.3. Résultats des simulations de la Méthode 1D par lit

Compte-tenu des résultats du §5.3.1, nous avons modélisé la vitesse interfacielle par $U_{int} = U_{var2}$ pour Q = 150 *l/s*, et par $U_{int} = U_{yen}$ *pour* Q = 260 *l/s.* Nous rappelons par ailleurs que les échanges turbulents sont négligés ($|\tau_{xy}|$=0).

La résolution du système d'équations différentielles s'effectue de l'amont vers l'aval, en injectant la répartition de débit expérimentale à x = 0. Un calcul itératif modifie la hauteur d'eau à l'amont – tout en conservant les débits Q_{mc} et Q_{fp} expérimentaux – de telle sorte que les valeurs calculée et expérimentale de la hauteur d'eau à l'aval soient égales.

5.3.3.1. Hauteurs d'eau et vitesses par lit

Les profils de hauteurs d'eau (dans le lit mineur) calculés par la méthode 1D par lit sont présentés sur la Fig. 5.3 ; on y fait également figurer – pour mémoire – les résultats de Talweg-Fluvia et d'Axeriv (EDM). L'écart relatif maximal avec les hauteurs d'eau expérimentales est observé à x = 3,5 *m* : il correspond à une sous-estimation de 8% de la hauteur d'eau moyenne dans la FP, h_{fp}, pour 150 *l/s* ; et de 6 % pour Q = 260 *l/s*.

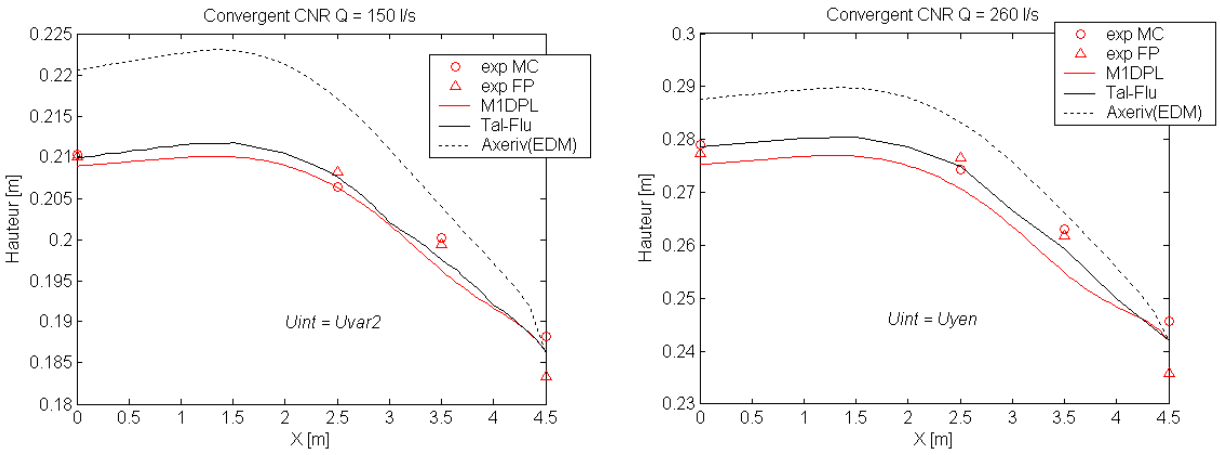


Fig. 5.3 – Profils de ligne d'eau simulés par la M1DPL (hauteur d'eau dans le MC).

Le calcul de la vitesse moyenne dans la plaine d'inondation, U_{fp}, est représenté sur la Fig. 5.4. Concernant les valeurs expérimentales, on fait figurer la vitesse U_{fp} calculée avec le niveau Z_{fp} ainsi que celle calculée avec le niveau moyen Z_{moy} sur la section totale (pour le même débit Q_{fp} expérimental).

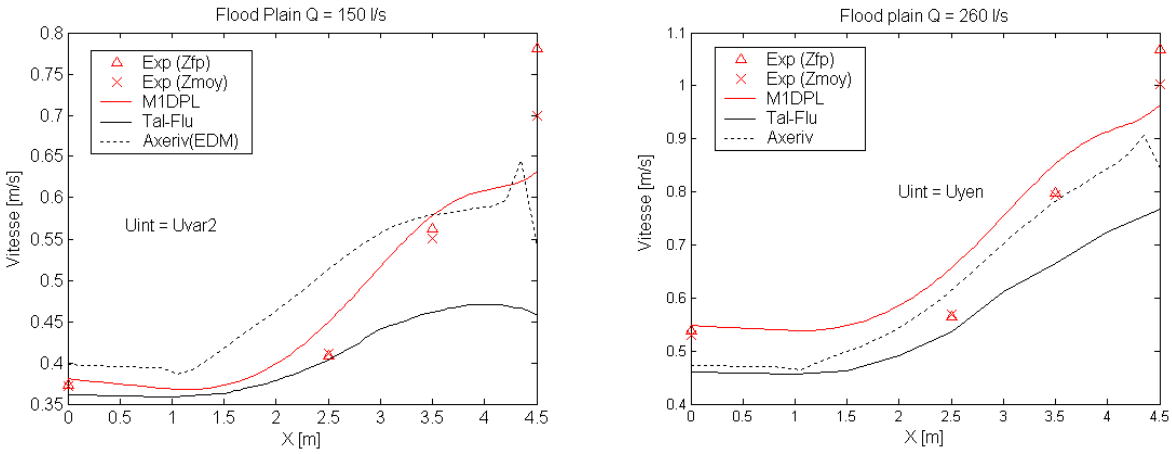


Fig. 5.4 – Vitesses moyennes dans la plaine d'inondation, simulées par la M1DPL.

Les Fig. 5.3 et Fig. 5.4 mettent en évidence une meilleure restitution du couple $\{h_{mc}, U_{fp}\}$ pour la M1DPL, relativement à Talweg-Fluvia et Axeriv.

La vitesse dans la plaine d'inondation à x = 4,5 m reste néanmoins sous-estimée : -19% pour Q = 150 l/s et -10 % pour Q = 260 l/s. Ces résultats sont acceptables compte-tenu du fait que la M1DPL suppose un niveau constant dans les sous-sections à x = 4,5 m. En effet, la comparaison avec les U_{fp} expérimentales calculées avec Z_{moy} réduit ces écarts, respectivement à –10% et –3%.

5.3.3.2. Annulation des pertes par transfert de masse

On présente sur les Fig. 5.5 et Fig. 5.6 le résultat des simulations sans modélisation des pertes interfacielles dues au transfert de masse (notées « M1DPL TM=0 »). Puisqu'on ne considère pas non plus de pertes par échanges turbulents, on a donc affaire à une « DCM par lit ».

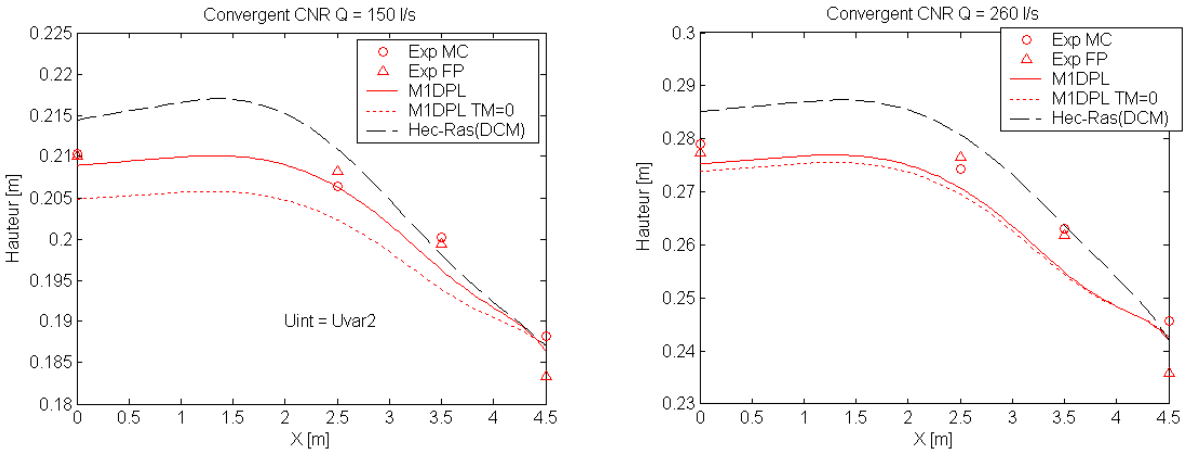


Fig. 5.5 – Simulations de la h_{mc} avec et sans pertes par transfert de masse à l'interface.

La ligne d'eau se détériore pour Q = 150 *l/s*, on atteint jusqu'à -14% de sous-estimation de la hauteur d'eau dans la plaine d'inondation. A contrario, l'annulation des pertes par transfert de masse a peu d'effet pour Q = 260 *l/s*.

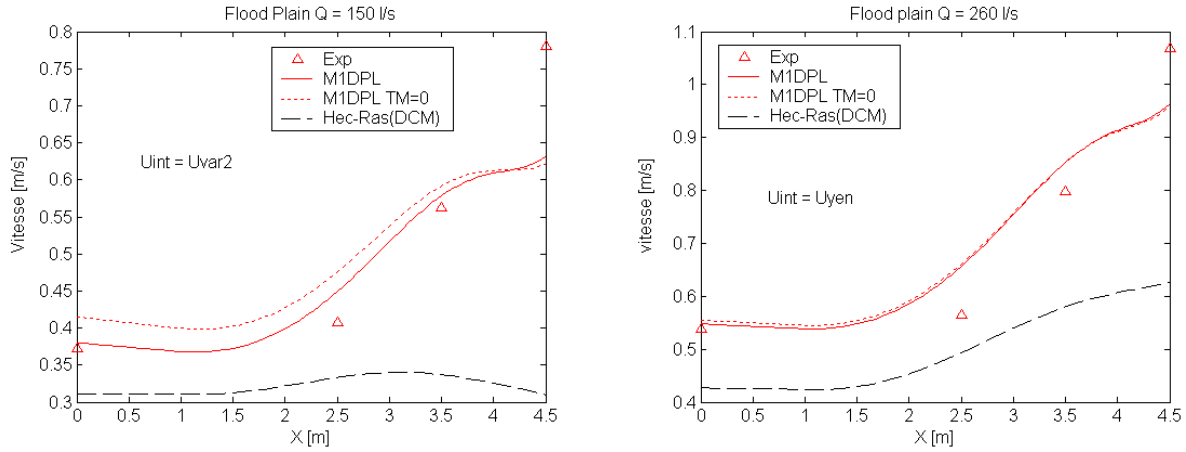


Fig. 5.6 – Simulations de la U_{fp} avec et sans pertes par transfert de masse à l'interface.

Si l'on compare les simulations de cette « DCM par lit » avec celle de la DCM sur la section totale d'Hec-Ras, la conclusion suivante s'impose : l'annulation des échanges interfaciaux dans une équation sur la section totale ou dans un système d'équations couplées ne conduit pas aux mêmes résultats. Dans cette configuration, le couple $\{h_{fp}, U_{fp}\}$ est moins erroné dans le cas de la « DCM par lit ». A titre d'exemple, on peut remarquer que pour Q = 150 *l/s*, Hec-Ras évalue la U_{fp} dans la dernière section à 0,3 *m/s*, la « M1DPL TM=0 » à 0,61 *m/s* (Fig. 5.6), alors que la valeur expérimentale est de 0,78 *m/s*.

Cela est dû au fait que la méthode 1D par lit *modélise explicitement le débit latéral de masse entre sous-sections* dans chacune de ses trois équations de ligne d'eau (par le biais de termes de conservation de la masse par lit). Au contraire, l'équation 1D sur la section totale d'Hec-Ras qui, rappelons-le, n'est fonction que du débit total *Q* et du niveau *Z*, ne modélise pas de débit d'échange de masse à l'interface.

Nous reviendrons au §5.3.4 sur le poids relatif des équations de conservation et de quantité de mouvement dans le transfert de masse à l'interface.

5.3.3.3. Débit latéral de masse

Puisque la méthode 1D par lit concentre l'interaction entre lits au niveau même de l'interface – on rappelle que les coefficients cinétiques par lit α_i et β_i sont supposés égaux à 1 – il est intéressant d'observer ses résultats en terme de débit latéral de masse à l'interface (Fig. 5.7).

Les valeurs expérimentales ont été calculées comme suit : dans les sections de mesure à x = 0, 2,5, 3,5 et 4,5 *m*, on a $q = V_d(y).h(y)$ avec y = 2,2 *m* à l'interface ; et aux abscisses x = 3 et 4 *m*, le débit latéral est évalué par la formule $q = -dQ_{fp}/dx$ (différence finie centrée). Quant aux valeurs de MAC2D, elles sont également calculées à partir des valeurs numériques du produit $V_d(y).h(y)$ à l'interface.

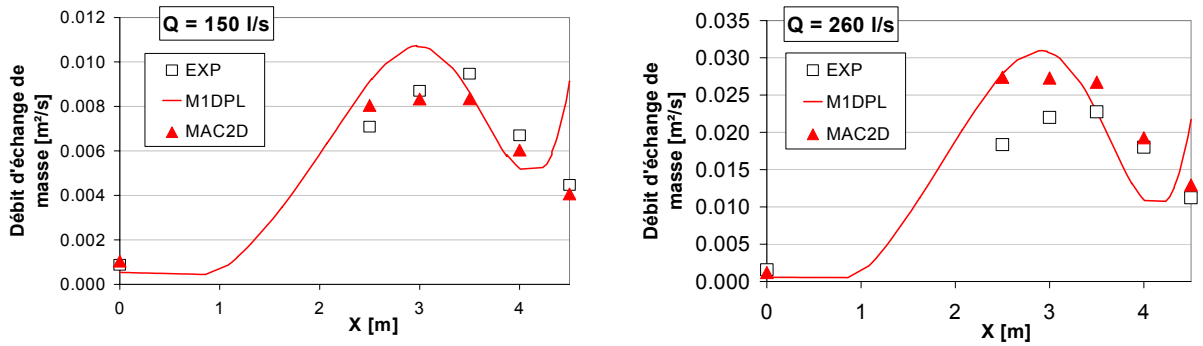


Fig. 5.7 – Débit latéral d'échange de masse *q* [m².s^{-1}] : valeurs simulées par MAC2D, par la M1DPL et valeurs expérimentales.

Dans la partie [0 ; 4 *m*] les erreurs relatives maximales de la M1DPL sont de 25% et de 37% respectivement pour 150 *l/s* et 260 *l/s*. De manière globale, les transferts de masse interfaciaux sont mieux restitués pour le plus faible débit. Ce n'est pas étonnant puisque les résultats du 2D vont dans le même sens : respectivement 16 % et 35% d'erreurs maximales – erreurs du même ordre que celles observées sur les profils de V_d au chap. 4, §4.5.

Dans la dernière section (x = 4,5 *m*), le transfert est erroné. Comme pour les profils de U_{fp} sur la Fig. 5.6, la M1DPL ne peut restituer la physique de l'écoulement dans cette zone où la surface libre est inclinée selon *x* et *y*.

5.3.4. Transfert de masse : poids relatif des équations de continuité et de QDM

Nous avons vu au §5.3.3.2 que *la modélisation explicite d'un débit latéral de masse* dans la M1DPL permettait de réduire les erreurs sur le calcul du couple *(h, U_{fp})*, alors même qu'aucune perte interfacielle n'était prise en compte (comparaison DCM par lit / DCM d'Hec-Ras sur la section totale). Ce point nous paraît particulièrement important puisqu'il soulève le problème *du poids relatif des équations de conservation de la masse et de transfert de QDM dû aux échanges de masse*, dans la méthode 1D par lit.

5.3.4.1. Retour sur les équations de la M1DPL

Pour éclaircir ce point, il nous faut revenir sur les équations du système de la méthode 1D par lit. Si nous adaptons les équations de ligne d'eau (5.6) et (5.7) à notre configuration asymétrique, nous avons respectivement dans la FP right et le MC :

$$\left(1-\frac{U_{fpr}{}^2}{gh_{fpr}}\right)\frac{dh_{fpr}}{\partial x}=S_o-Sf_{fpr}+\frac{U_{fpr}{}^2}{gB_{fpr}}\frac{dB_{fpr}}{dx}-S^t_{fpr}+\frac{q_{frm}\left(2U_{fpr}-U_{\mathrm{int}.fpr}\right)}{gA_{fpr}} \tag{5.21}$$

$$\left(1-\frac{U_{mc}{}^2}{gh_{mc}}\right)\frac{dh_{mc}}{\partial x}=S_o-Sf_{mc}-S^t_{mc}-\frac{q_{frm}\left(2U_{mc}-U_{\mathrm{int}.fpr}\right)}{gA_{mc}} \tag{5.22}$$

Mais puisque par ailleurs, les pertes par échange de masse s'écrivent :

$$S^m_{fpr}=\frac{q_{frm}\left(U_{\mathrm{int}.fpr}-U_{fpr}\right)}{gA_{fpr}} \qquad \text{et} \qquad S^m_{mc}=\frac{q_{frm}\left(U_{mc}-U_{\mathrm{int}.fpr}\right)}{gA_{mc}}$$

les équations (5.21) et (5.22) s'écrivent alors :

$$\left(1-\frac{U_{fpr}{}^2}{gh_{fpr}}\right)\frac{dh_{fpr}}{\partial x}=S_o-Sf_{fpr}+\frac{U_{fpr}{}^2}{gB_{fpr}}\frac{dB_{fpr}}{dx}-S^t_{fpr}-S^m_{fpr}+\frac{q_{frm}U_{fpr}}{gA_{fpr}} \tag{5.23}$$

$$\left(1-\frac{U_{mc}{}^2}{gh_{mc}}\right)\frac{dh_{mc}}{\partial x}=S_o-Sf_{mc}-S^t_{mc}-S^m_{mc}-\frac{q_{frm}U_{mc}}{gA_{mc}} \tag{5.24}$$

Ainsi écrites, les équations de ligne d'eau font apparaître de manière distincte, les pertes par échange de masse d'une part et les termes provenant de la conservation de la masse par lit (les derniers des membres de droite), d'autre part. Et si pour ces derniers, on introduit les notations suivantes :

$$Ma_{fpr}=\frac{q_{frm}U_{fpr}}{gA_{fpr}} \qquad \text{et} \qquad Ma_{mc}=\frac{q_{frm}U_{mc}}{gA_{mc}}$$

Il vient,

$$\left(1-\frac{U_{fpr}^{\ 2}}{gh_{fpr}}\right)\frac{dh_{fpr}}{\partial x}=S_o-Sf_{fpr}+\frac{U_{fpr}^{\ 2}}{gB_{fpr}}\frac{dB_{fpr}}{dx}-S^t_{fpr}+Ma_{fpr}\left(1-\frac{S^m_{fpr}}{Ma_{fpr}}\right) \tag{5.25}$$

$$\left(1-\frac{U_{mc}^{\ 2}}{gh_{mc}}\right)\frac{dh_{mc}}{\partial x}=S_o-Sf_{mc}-S^t_{mc}-Ma_{mc}\left(1+\frac{S^m_{mc}}{Ma_{mc}}\right) \tag{5.26}$$

Les rapports,

$$\frac{S^m_{fpl}}{Ma_{fpl}}=\frac{\left(U_{\text{int}.fpl}-U_{fpl}\right)}{U_{fpl}} \quad \text{et} \quad \frac{S^m_{mc}}{Ma_{mc}}=\frac{\left(U_{mc}-U_{\text{int}.fpr}\right)}{U_{mc}}$$

expriment donc *le poids relatif du transfert de QDM par rapport au transfert classique par continuité* dans les échanges de masse entre lits.

Ainsi, pour une géométrie donnée, les termes S^t, S^m, S_f et $\underline{Ma}$ sont responsables de l'évolution du triplet $\{h_{mc}\ ;\ U_{mc}\ ;\ U_{fp}\}$.

5.3.4.2. Evolution des rapports S^m/ Ma

Les rapports S^m / *Ma* calculés dans chaque lit par la M1DPL sont représentés sur la Fig. 5.8.

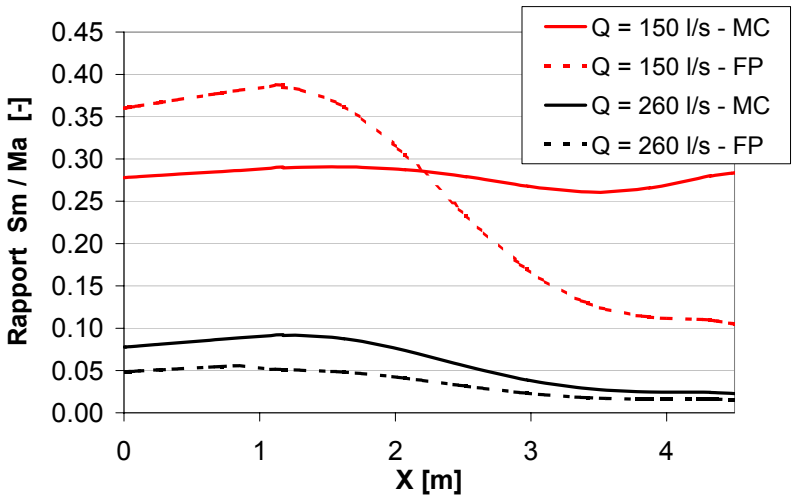


Fig. 5.8 – Evolution du rapport S^m / *Ma* dans les deux lits, pour les deux débits.

En terme d'échange de masse, l'équation de conservation a dix fois plus de poids que celle de quantité de mouvement pour *Q* = 260 *l/s*. Cela explique le peu d'incidence sur les paramètres hydrauliques de la suppression des pertes par transfert de masse à l'interface pour ce débit (simulations « M1DPL TM=0 » des Fig. 5.5 et Fig. 5.6).

En revanche, pour Q = 150 *l/s*, les pertes S^m peuvent représenter jusqu'à 40% du terme de continuité massique *Ma*. Dans ce cas, la répartition de débit et la ligne d'eau sont déterminées à la fois par les transferts de masse latéraux et par l'échange de QDM associé (Fig. 5.5 et Fig. 5.6).

5.3.5. Pertes de charge par lit : comparaison avec la modélisation 2D

Comme il a été démontré en annexe A.5.1, le couplage d'une équation de ligne d'eau et d'une équation de conservation de la masse aboutit à une équation de perte de charge. Or, puisqu'on a supposé – conformément aux résultats du chapitre 4 – que les pertes par échanges turbulents étaient négligeables ($S^t_{mc} = S^t_{fp} = 0$), les équations (5.21) et (5.22) conduisent donc à :

$$S_{Hfpr} = -\frac{d}{dx}\left(Z_{fpr} + \frac{U^2_{fpr}}{2g}\right) = Sf_{fpr} + S^m_{fp} \tag{5.27}$$

$$S_{Hmc} = -\frac{d}{dx}\left(Z_{mc} + \frac{U^2_{mc}}{2g}\right) = Sf_{mc} + S^m_{mc} \tag{5.28}$$

Chaque perte de charge par lit est la somme du frottement au fond et des pertes interfacielles par échange de masse (transfert de QDM).

Les contributions respectives de ces deux sources de dissipation sont présentées sur la Fig. 5.9 pour Q = 150 *l/s* (cas où les valeurs des pertes S^m sont les plus fortes).

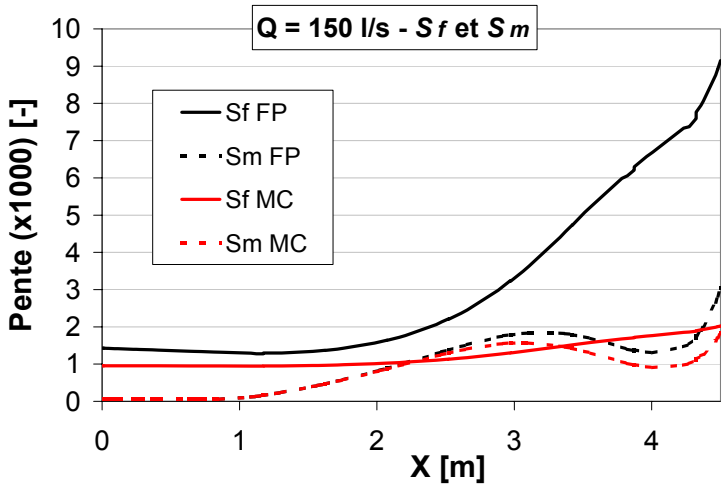


Fig. 5.9 – Pertes par frottement au fond et par échange de masse (*Q* = 150 *l/s*).

Entre x = 1,5 *m* et 4,5 *m*, frottement au fond et pertes par échange de masse sont du même ordre de grandeur dans les deux lits, même si les écarts sont plus importants dans la plaine d'inondation.

Pour juger de la précision des pertes ainsi modélisées, nous allons regrouper ces deux sources de dissipation, afin d'évaluer dans chacun des lits les pertes de charge S_{Hmc} et S_{Hfp},

et de les comparer aux valeurs homologues bidimensionnelles : a) expérimentales ; b) numériques (MAC2D). Les résultats sont rassemblés sur la Fig. 5.10.

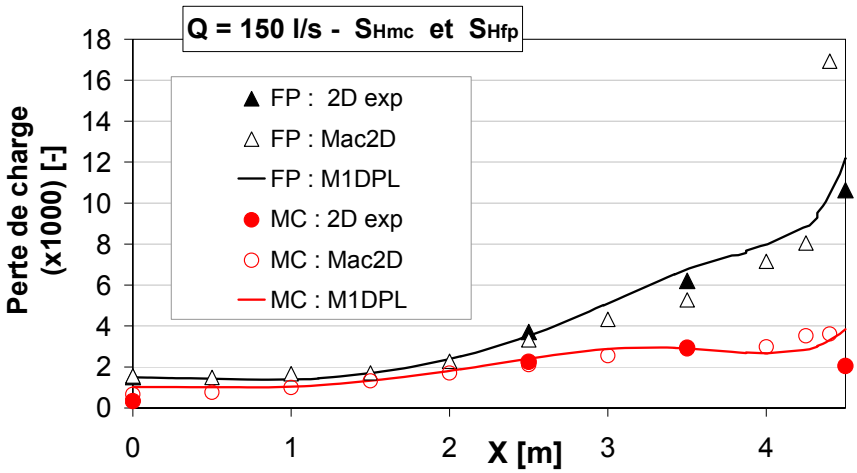


Fig. 5.10 – Pertes de charge par lit S_{Hmc} et S_{Hfp} *: valeurs M1DPL, MAC2D, et 2D expérimentales.*

Ces pertes de charge sont toutes évaluées selon l'axe longitudinal *x,* autrement dit, les valeurs bidimensionnelles sont la somme de :

- la moyenne au sens d'Euler sur chaque sous-section de la pente de frottement S_{fx}, avec :

$$S_{fx} = \frac{n^2}{h^{4/3}} U_d \sqrt{U_d^2 + V_d^2}$$

- la moyenne au sens d'Euler sur chaque sous-section du terme « $\frac{1}{g} V_d \frac{dU_d}{dy}$ »

Premier constat : à l'instar des valeurs 2D numériques et expérimentales, la M1DPL restitue des pertes de charge qui sont différentes dans chacun des lits. La juxtaposition des équations dynamiques dans le système différentiel permet donc aux charges par lit d'évoluer librement.

Second constat : la pertinence de la M1DPL est comparable à celle de la modélisation numérique 2D en terme de calcul de perte de charge par lit.

Des résultats équivalents ont été obtenus pour le débit *Q* = 260 *l/s*, à ceci près que le code 2D et la M1DPL restituent correctement la S_{Hmc}, mais des écarts apparaissent dans le calcul du S_{Hfp} en raison d'erreur sur les pertes par transfert de masse. Pour le code 2D, ces erreurs sont liées à la surestimation des composantes V_d (jusqu'à 35%) dans la plaine d'inondation (cf. chap. 4, §4.5) ; quant à la M1DPL, ces erreurs proviennent également des transferts latéraux (surestimation du débit latéral de masse sur la Fig. 5.7).

5.3.6. Résolution par l'amont / résolution par l'aval

Au Chap. 4, le problème de la condition limite aval a clairement été identifié pour les codes 1D sur la section totale : ceux-là n'ont pas d'autre alternative que de considérer une répartition de débit égale à celle du régime uniforme équivalent. Dans l'EDM, une telle hypothèse conduit à surestimer la différence de vitesses (U_{mc} - U_{fp}) dans le col du convergent et donc les pertes additionnelles dans chacun des lits et sur la section totale – proportionnelles à cette différence. Et cette erreur en début de calcul ne peut être compensée par la suite lorsque la simulation remonte vers l'amont.

En l'état actuel, le couplage Axeriv / EDM ne permet pas d'injecter en condition limite aval, la répartition de débit expérimentale. Nous allons donc évaluer l'influence de cette condition limite par le biais de la M1DPL.

5.3.6.1. Invariance selon le sens de résolution

Au §5.3.3, la résolution a été effectuée d'amont en aval et on a tenu compte du niveau d'eau expérimental à l'aval par un calcul itératif qui laissait invariante la répartition de débit amont (Q_{mc} et Q_{fp} expérimentaux). Au final, on a un calcul qui tient compte du niveau Z_{moy} expérimental à l'aval et des débits partiels Q_i expérimentaux à l'amont, d'une manière analogue aux modélisations 2D en régime fluvial. Cette simulation « amont » conduit par exemple à une vitesse dans la plaine d'inondation, U_{fp}, à l'aval (x = 4,5 m) inférieure de 19% à la vitesse expérimentale pour Q = 150 l/s, (cf.§5.3.3.1).

A partir de là, si on refait un calcul de l'aval vers l'amont en injectant en condition initiale le triplet $\{Z_{moy}, U_{mc}, U_{fp}\}$ précédemment calculé à x = 4,5 m, les résultats de la simulation sont rigoureusement identiques. La méthode 1D par lit, en tant que système d'équations différentielles couplées, n'a donc pas de sens de résolution privilégié.

5.3.6.2. Répartition de débit expérimental à l'aval

Pour autant, nous allons voir que dans cette géométrie, les résultats de la M1DPL sont significativement différents selon qu'on utilise une résolution partant de l'aval et s'appuyant sur la répartition de débit expérimentale à x = 4,5 m, ou une résolution partant de l'amont s'appuyant sur les débits partiels expérimentaux Q_{mc} et Q_{fp} à x = 0.

Les simulations suivantes ont ainsi été effectuées :

1) un calcul simple partant de l'amont avec $\{Z_{moy}, U_{mc}, U_{fp}\}_{x = 0}$ égal au triplet expérimental (on ne fait pas de calcul itératif pour ajuster le niveau aval). Il sera noté « amont ».

2) un calcul partant de l'aval avec $\{Z_{moy}, U_{mc}, U_{fp}\}_{x = 4,5\ \mathrm{m}}$ égal au triplet expérimental (avec U_{mc}=U_{mc}(Z_{moy}) et U_{fp}=U_{fp}(Z_{moy}), valeurs cohérentes avec l'hypothèse d'un niveau constant dans les deux lits qui laissent invariants les débits Q_{mc} et Q_{fp} à x = 4,5 m). Il sera noté « aval ».

Pour chacun des cas, on fait trois calculs différents en faisant varier le modèle de vitesse interfaciel : $U_{int} = U_{fp}$; $U_{int} = U_{yen}$; $U_{int} = U_{var2}$.

Les résultats sont présentés sous forme d'écart relatif ($Q_{fp\cdot calc}$ – $Q_{fp.exp}$)/ $Q_{fp.exp}$ x 100 sur la Fig. 5.11.

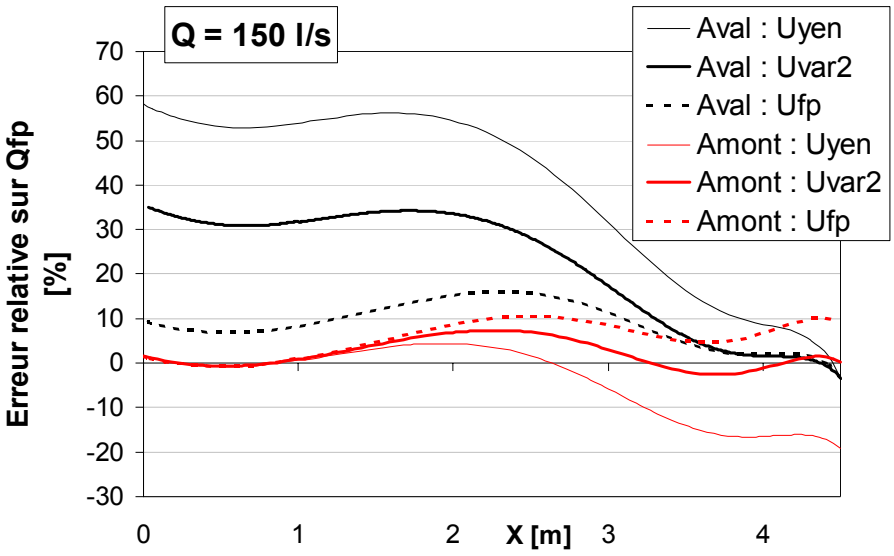


Fig. 5.11 – Ecart relatif *($Q_{fp.\cdot calc}$ – $Q_{fp.exp}$)/ $Q_{fp.exp}$ (x100)*

Pour les simulations « aval », les trois calculs *(U_{fp}, U_{yen}, U_{var2})* conduisent à une surestimation du Q_{fp} à l'amont (x = 0 m), de +10 à +60%. Les résultats des trois simulations « amont » sont moins dispersés : entre +10 et –20% d'erreur sur le calcul du Q_{fp} à x = 4,5 *m*. Les résolutions « aval » sont donc deux fois plus instables dans ce cas que les résolutions « amont ».

Ceci rend manifeste le fait que pour une même modélisation des transferts de QDM à l'interface, on a intérêt à commencer la résolution de la M1DPL dans une zone où les échanges entre lits sont faibles. En effet, les simulations du débit latéral de masse (Fig. 5.7) ont montré qu'entre 4 et 4,5 m, la M1DPL ne pouvait rendre compte de la physique des phénomènes, par conséquent, un calcul qui part de l'aval va être erroné dans les 50 premiers centimètres et l'erreur va s'amplifier de x = 4 à x = 1 m dans la partie non-prismatisque de l'écoulement.

Une démonstration équivalente aurait pu être faite en faisant varier, non pas la vitesse interfacielle, mais la répartition de débit en condition limite amont ou aval. Une condition limite en Q_{mc} et Q_{fp} qui s'écarte de l'expérimental, a beaucoup plus d'influence sur les simulations « aval » que sur les simulations « amont ».

5.4. CONCLUSIONS

La modélisation 1D par lit consiste à résoudre un système d'équations couplées constitué de trois équations de ligne d'eau et d'une équation de conservation de la masse sur la section totale (pour un lit composé à deux plaines d'inondation). Chaque équation de ligne d'eau est la résultante des équations de conservation de la quantité de mouvement et de la masse dans une sous-section.

Initialement développé par B.C Yen pour des lits composés prismatiques, cette méthode a été adaptée à nos configurations non-prismatiques. Un nouveau système d'équations différentielles est proposé, basé sur une résolution explicite du niveau d'eau et des vitesses moyennes dans les sous-sections.

Cette modélisation permet de supprimer un certain nombre d'hypothèses formulées dans les modélisations 1D classiques, qui résolvent l'équation de ligne d'eau sur la section totale. En particulier, le calcul du niveau d'eau n'est pas privilégié par rapport à celui des débits partiels dans le lit mineur et les plaines d'inondations ; le couplage des différentes équations n'impose ni l'égalité des pertes de charge par lit, ni l'égalité des pentes de frottement ; en condition limite du système, on peut injecter une répartition de débit mesurée ; et enfin, la prise en compte d'une vitesse interfacielle permet de restituer une partie des pertes par transfert de masse *au sein* des sous-sections.

La modélisation 1D par lit a ensuite été testée dans notre configuration de convergence brusque de la plaine d'inondation. La résolution s'effectue de l'amont vers l'aval, avec un contrôle du niveau d'eau en limite aval, et donne des erreurs maximales sur la hauteur d'eau et la vitesse dans la plaine d'inondation respectivement de 8 %, et de 19%. Le couple $\{h_{fp}, U_{fp}\}$ est donc mieux restitué par la M1DPL que par Talweg-Fluvia, Axeriv et Hec-Ras (Chap. 4, §4.7). Les résultats de la M1DPL sont également analysés en terme de débit latéral de masse et de pente de charge par lit, par comparaison aux valeurs homologues 2D, expérimentales et numériques (MAC 2D).

L'effet de l'annulation du transfert de quantité de mouvement à l'interface est évalué : les résultats de la simulation « DCM par lit » sont moins erronés que ceux d'Hec-Ras (DCM sur la section totale). Cela est dû au fait que le système d'équations couplées modélise explicitement un débit latéral d'échange de masse – ce qui démontre à nouveau l'intérêt de la « séparation » des équations.

Concernant ces transferts de masse, on est ainsi amené à évaluer le poids relatif des équations de conservation et de quantité de mouvement. Pour Q = 150 l/s, les deux types de transferts influencent le calcul, alors que pour Q = 260 *l/s*, seule la conservation de la masse joue un rôle.

Enfin, deux résolutions différentes du système sont confrontées : une en partant de l'aval et en injectant la répartition de débit expérimentale dans le col du convergent ; une en partant de l'amont et en injectant la répartition de débit expérimentale à x = 0. La comparaison met en évidence le résultat suivant : on a intérêt à commencer les simulations dans une zone où les transferts de masse sont faibles pour éviter une instabilité des calculs.

Chapitre 6 - Ecoulements en lit composé droit

6.1. INTRODUCTION

Les écoulements en convergent brusque ont masqué deux phénomènes physiques importants : les échanges turbulents à l'interface mineur/majeur – dominés par les transferts de masse dans la partie convergente – et le problème de répartition de débit à l'amont des lits composés, énoncé au chap. 3 §3.2.4.

Nous nous proposons ici de revenir sur ces deux phénomènes dans un contexte propice à leur étude : celui des écoulements uniformes et non-uniformes en lit composé droit.

Dans un premier temps, on s'intéresse à l'établissement du régime uniforme en lit composé prismatique (expériences dans les canaux de la CNR et du LMFA, complétées par des données de Bousmar et al. (2005)). En particulier, l'évaluation de la distance d'établissement de ce régime est abordée.

Dans un second temps, la modélisation 1D par lit est testée dans les différentes configurations d'écoulement (régimes uniformes et non-uniformes). La modélisation des échanges turbulents à l'interface s'appuie sur le modèle type « longueur de mélange » de l'Exchange Discharge Model (EDM) ; le coefficient d'échange turbulent étant calé à partir des données expérimentales.

6.2. ETABLISSEMENT DU REGIME UNIFORME EN LIT COMPOSE DROIT

6.2.1. Les expériences à la CNR en canal asymétrique

Les premières expériences conduites sur la plate-forme d'essai du laboratoire d'hydraulique de la CNR furent des écoulements en lit composé prismatique [Proust et al. (2002)]. Comme il a été précisé au Chap. 3, §3.2.4, ces expériences ont mis à jour un problème fondamental : celui de la condition limite amont en terme de répartition de débit.

A notre connaissance, ce problème d'alimentation amont n'a pas été explicité dans la littérature, que ce soit en lit prismatique classique ou en lit prismatique avec méandrement du lit mineur. L'établissement du régime uniforme n'est traité que du point de vue de la condition limite aval par ajustement du niveau d'eau.

En fait, nous nous sommes très vite aperçus qu'alimenter le lit composé à l'aide d'un réservoir unique à l'amont conduisait à une suralimentation de la plaine d'inondation. Celle-ci induit ensuite des transferts de masse vers le lit mineur le long du canal, qui ne peuvent être supprimés par réglage du niveau d'eau en condition limite aval. Ce phénomène a été mis en évidence par un traçage en surface à la sciure de bois.

A partir de là, deux mesures ont été prises : un seuil à paroi fine a été installé sur toute la largeur de la plaine d'inondation pour limiter son alimentation, et une cloison en PVC a été placée à l'intérieur du réservoir dans l'alignement de l'interface mineur/majeur pour réduire les échanges transversaux entre lits et donc l'inclinaison transversale de la surface libre. On

assure ainsi une répartition uniforme des débits linéiques sur le seuil à paroi fine et donc sur le lit majeur.

Evidemment, dans ces conditions, l'obtention d'un régime uniforme dépend à la fois de la hauteur du volet aval et de la hauteur du seuil à paroi fine, puisque cette dernière conditionne la répartition du débit total à l'entrée du lit composé (cf. Chap. 3, §3.2.4). Mais le temps imparti pour réaliser les expériences sur la plate-forme d'essai, ne nous a pas permis de faire un calcul systématique des débits partiels – par intégration des vitesses tout au long de l'écoulement – pour chaque hauteur de seuil testée.

On a simplement réglé la hauteur du seuil à l'amont de telle manière à minimiser les redistributions de débit dans la première moitié du canal composé (identification par traçage en surface). Ensuite, un réglage fin de la condition limite aval a visé à rendre parallèle la surface libre dans le mineur et le fond de ce dernier.

Mais malgré ces mesures, aucun des deux écoulements (150 et 260 *l/s*) n'a pu être stabilisé. Dans la dernière section de mesure (11 mètres à l'aval de l'entrée du lit composé), des transferts de masse en direction du lit mineur subsistent.

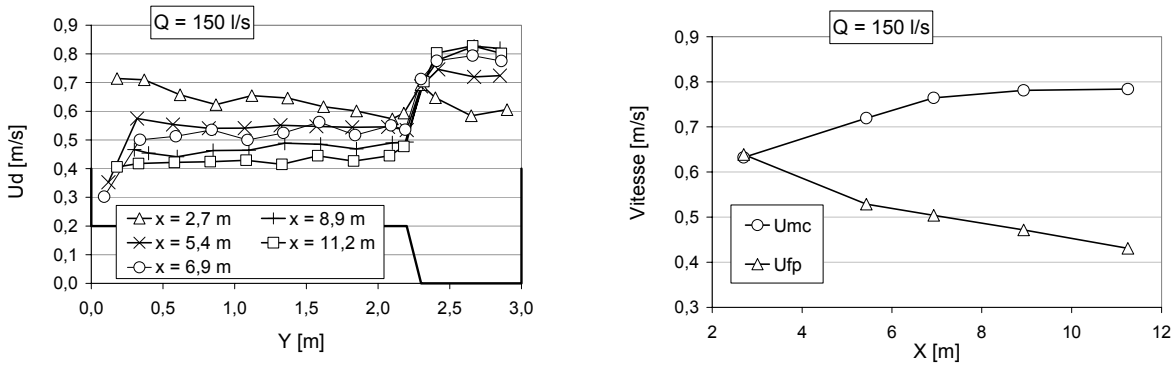
En conséquence, puisque la présence du seuil à paroi fine n'a pas été suffisante pour diminuer la suralimentation du lit majeur, nous présenterons ici les résultats des premières expériences (sans seuil et sans cloison à l'interface). Car le cas du réservoir unique à l'amont – sans séparation des écoulements – correspond à l'alimentation classique rencontrée dans la littérature et notamment à celle du Flood Channel Facility du HR Wallingford, canal de référence dans la littérature pour les écoulements en lit composé.

6.2.1.1. Ecoulement Q = 150 l/s, h_r = 0,2

Considérons comme origine longitudinale (x = 0), le pied du lit composé. Entre la première section de mesure (x = 2,7 *m*) et la dernière section (x = 11,25 *m*), le lit majeur perd 39% de son débit. L'évolution des profils latéraux de vitesses moyennées sur la verticale, U_d , et celle des vitesses moyennes par lit, U_{mc} et U_{fp}, témoignent de ce transfert ; elles sont respectivement présentées sur la Fig. 6.1a et sur la Fig. 6.1b.

A 2,7 *m* de la zone de tranquillisation (1ère section de mesure), le profil des U_d est quasiment uniforme : ce profil est dû à l'égalité des charges dans le réservoir amont. En effet, si l'on se reporte au profil longitudinal des niveaux d'eau (Fig. 6.2), la différence de niveau d'eau entre lit mineur et lit majeur à x = 2,7 *m* est faible (ΔZ = 2 *mm*) devant les termes « $U^2/2g$ » (1,8 *cm* dans les deux lits).

L'égalité entre les vitesses U_{mc} et U_{fp} créé ainsi un déséquilibre qui va induire une diminution des vitesses U_d dans le lit majeur, jusqu'à la dernière section de mesure (x = 11,2 *m*).



a) b)

Fig. 6.1 – *Q* = 150 *l/s* : a) vitesses moyennées sur la verticale, U_d ; b) vitesses moyennes par lit, U_{mc} et U_{fp}.

On retrouve sur les profils de niveaux d'eau (Fig. 6.2) les différents phénomènes physiques en jeu : l'écoulement à l'amont hors équilibre ; et un léger gradient transversal de niveaux d'eau, témoin du transfert de masse entre les deux lits et vraisemblablement de l'effet de courbure du lit.

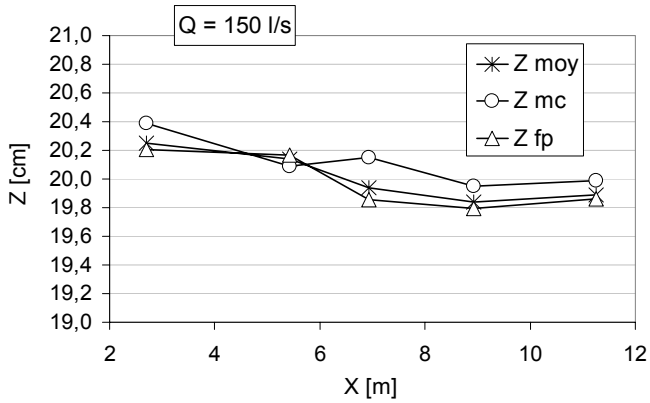


Fig. 6.2 – *Q* = 150 *l/s* : profil longitudinal des niveaux d'eau moyens dans les sous-sections (Z_{mc} et Z_{fp}) et dans la section totale (Z_{moy}) ; le niveau de référence étant le fond du lit mineur.

Un calcul des paramètres hydrauliques du régime uniforme – associé à ce débit et à cette géométrie – à l'aide de la formulation Debord conduit aux résultats suivants : dans la dernière section de mesure, les écarts relatifs entre valeurs calculées et valeurs expérimentales sont de 3% pour la hauteur d'eau dans le lit mineur et de 5% pour les vitesses moyennes dans les deux lits.

Il semblerait donc qu'on se soit approché d'un régime établi dans la partie inférieure du canal – sans toutefois l'atteindre.

6.2.1.2. Ecoulement Q = 260 l/s, h_r = 0,33

Les profils latéraux de U_d et l'évolution de U_{mc} et U_{fp} sont présentés sur la Fig. 6.3. Pour l'évolution des niveaux d'eau moyens dans les sous-sections et sur la section totale, on se reportera à la Fig. 6.4.

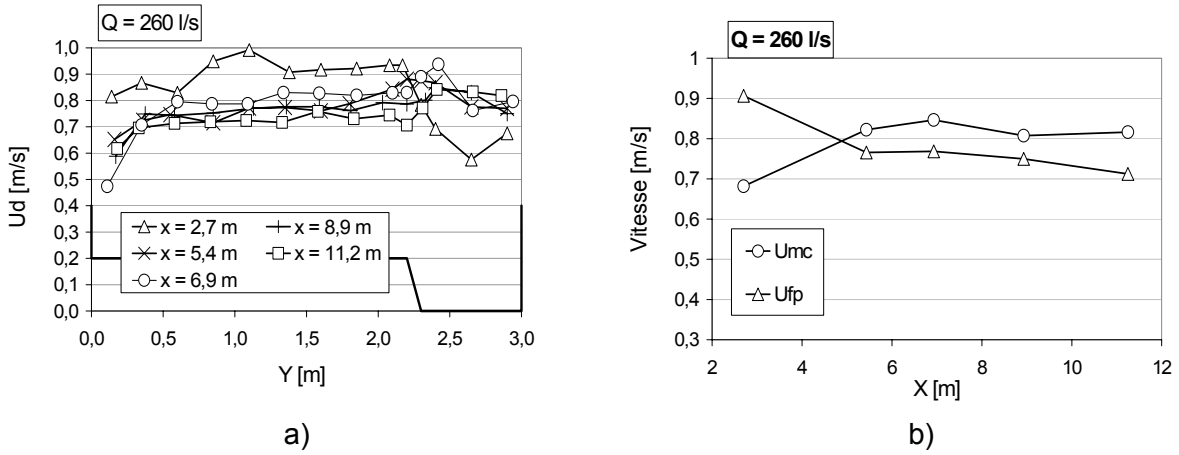


Fig. 6.3 – *Q* = 260 *l/s* : a) vitesses moyennées sur la verticale, U_d ; b) vitesses moyennes par lit, U_{mc} et U_{fp}.

A l'amont de cet écoulement, la situation est différente de celle rencontrée pour *Q* = 150 *l/s* : à *x* = 2,7 *m*, le profil des U_d n'est pas uniforme et U_{fp} est supérieure à U_{mc}.

De manière quantitative, on a : $U_{mc}^2/2g$ = 2,5 *cm* ; $U_{fp}^2/2g$ = 4,1 *cm* ; et ΔZ = 6 *mm* entre lit mineur et lit majeur. L'égalité des charges dans le réservoir amont implique donc que la perte de charge dans la zone de tranquillisation du lit mineur est supérieure à celle dans le lit majeur (de +1 *cm*) pour ce débit.

En fait, comme les oscillations de la surface libre étaient plus importantes dans le lit mineur que dans le lit majeur, nous avions placé dans le lit mineur un tampon de grillage additionnel. Mais les résultats pour *Q* = 260 *l/s* démontrent que cela a également une incidence sur la répartition de débit.

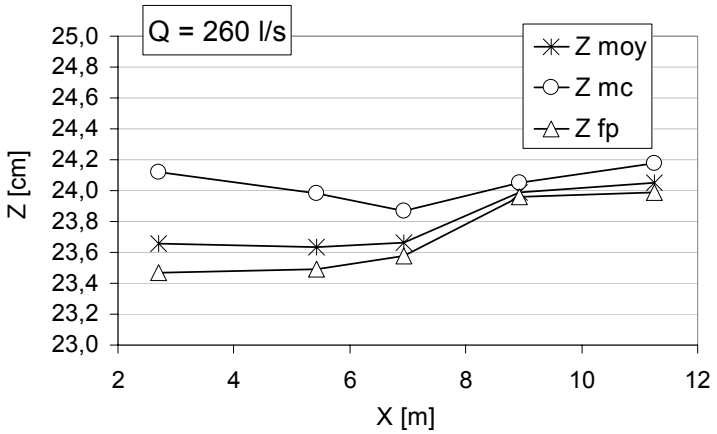


Fig. 6.4 - *Q* = 260 l/s : profil longitudinal des niveaux d'eau Z_{mc}, Z_{fp} et Z_{moy}.

On a donc affaire à un écoulement fortement déséquilibré, que ce soit en terme de hauteurs d'eau ou de profils de vitesses U_d. Dans la dernière section de mesure, on a respectivement 17% et 15% d'écart avec les valeurs théoriques de la hauteur h_{mc} et de la vitesse U_{fp} du régime uniforme.

Enfin, la Fig. 6.4 met clairement en évidence l'impossibilité d'égalisation des niveaux d'eau entre l'amont et l'aval d'une part, et entre les deux lits d'autre part, dès lors que l'écoulement est dépendant de la répartition de débit amont.

6.2.2. Les expériences au LMFA en canal asymétrique

Compte-tenu des résultats précédents, nous avons opté pour une séparation complète des alimentations du lit mineur et du lit majeur dans les expériences conduites au LMFA, à l'INSA. Le dispositif expérimental est décrit au Chap. 3, § 3.4.1.

6.2.2.1. Régimes uniformes

Trois écoulements ont été analysés : ils correspondent à des hauteurs relatives de débordement, $h_r = h_{fp} / h_{mc}$, de 0,20, 0,30 et 0,4, associées respectivement aux débits totaux Q = 17,3 *l/s,* Q = 24,7 *l/s* et Q = 36,3 *l/s*.

La répartition de débit injecté dans les deux canalisations d'amenée – et donc dans les deux lits – a été évaluée à l'aide de la formulation Debord. L'entrée du lit composé correspond à l'abscisse x = 0.

Les profils longitudinaux des niveaux d'eau moyens dans le lit mineur (MC) et le lit majeur (FP) sont représentés sur la Fig. 6.5a, le niveau de référence étant le fond du lit mineur ; et l'évolution de la proportion de débit dans le lit majeur est reportée sur la Fig. 6.5b.

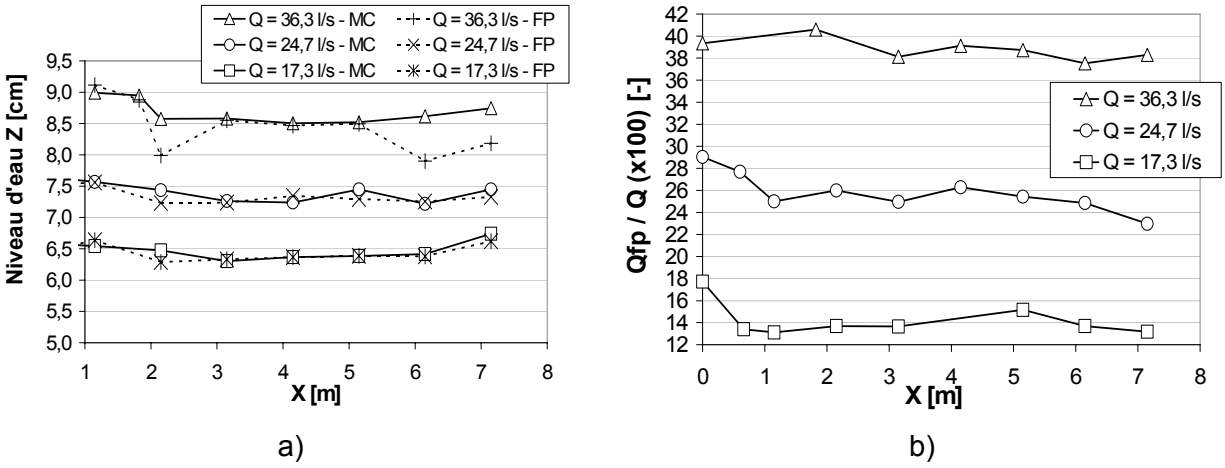


Fig. 6.5 – a) Niveaux d'eau *Z* [*cm*] dans le lit majeur et le lit mineur ; b) proportions de débit dans la lit majeur Q_{fp}/Q (x100) [–].

Premier constat : un rééquilibrage en terme de niveau d'eau et de répartition de débit s'effectue dans les deux premiers mètres du canal, puis les paramètres hydrauliques sont stabilisés jusqu'à x = 6,15 m (les valeurs de débit par lit, moyennées entre x = 1,15 et 6,15 m, sont présentées dans le Tab. 6.1) ; enfin, dans la dernière section, l'influence de la condition limite aval se fait sentir, les deux volets aval induisant vraisemblablement de légers transferts latéraux.

Second constat : pour l'écoulement Q = 36,3 l/s, deux creusements de la surface libre apparaissent dans le lit majeur aux alentours de x = 2,15 m et x = 6,15 m ; ces abscisses correspondent à des jonctions entre plaques de PVC. Cela est dû à la forte valeur du nombre de Froude dans le lit majeur (Tab. 6.1) qui rend l'écoulement sensible aux irrégularités du fond. Pour autant, ces creusements locaux ne s'accompagnent pas de transferts de masse latéraux : les produits $U_d(y).h(y)$ sont constants dans le majeur.

Configurations	Q_{mc} [l/s]	Q_{fp} [l/s]	Q_{fp}/Q [%]	*Froude (MC)* [-]	*Froude (FP)* [-]
Q = 36,3 l/s – h_r = 0,4	22,21	14,09	38,82	0,75	0,95
Q = 24,7 l/s – h_r = 0,3	18,42	6,27	25,42	0,73	0,72
Q = 17,4 l/s – h_r = 0,2	14,91	2,38	13,78	0,70	0,55

Tab. 6.1 – Régimes uniformes : débits et nombres de Froude dans les sous-sections (valeurs moyennes entre *x* = 1,15 et 6,15 *m*).

En ce qui concerne le rééquilibrage à l'amont du canal du LMFA, il est dû à l'injection dans le lit majeur d'un débit légèrement supérieur à celui du régime établi. Ce débit théorique a été évalué à l'aide de la formulation Debord en considérant une rugosité constante dans les deux lits (n_{fp} = n_{mc} = 0,009 s.m$^{-1/3}$, valeur calée en lit simple). En fait, le régime est turbulent lisse sur la plaine d'inondation et la rugosité de Manning varie avec le tirant d'eau et le nombre de Reynolds.

Les rugosités doivent donc être calculées en utilisant la formule du coefficient de Darcy-Weisbach exposée au Chap. 2, §2.2.2 :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -K_1 \log\left(\frac{k_s}{K_2 R_h} + \frac{K_3}{\mathrm{Re}\sqrt{f}}\right) \tag{6.1}$$

avec K_1 = 2, K_2 = 12 et K_3 = 2,5, pour des canaux larges [Henderson (1966)],
et k_s = 1,5.10^{-6} m pour le PVC.

Les valeurs des coefficients f_{mc}, f_{fp}, n_{mc} et n_{fp} ainsi obtenues sont présentées dans le Tab. 6.2.

Configurations	f_{mc} [-]	f_{fp} [-]	n_{mc} [m$^{-1/3}$.s]	n_{fp} [m$^{-1/3}$.s]
Q = 36,3 l/s – h_r = 0,4	0,0160	0,0196	0,00906	0,00889
Q = 24,7 l/s – h_r = 0,3	0,0168	0,0236	0,00906	0,00917
Q = 17,4 l/s – h_r = 0,2	0,0176	0,0300	0,00909	0,00957

Tab. 6.2 – Coefficients de Darcy-Weisbach et rugosités de Manning dans les sous-sections.

Pour les débits Q = 24,7 et 17,4 *l/s,* la rugosité de Manning dans la plaine d'inondation – supposée égale à 0,009 $m^{-1/3}.s$ – a été sous-évaluée, et le débit théorique Q_{fp}, surestimé, ce qui est cohérent avec la Fig. 6.5b.

En connaissance de cause, on aurait donc pu limiter les légers transferts de masse à l'entrée du canal. Ceci étant, la séparation de l'alimentation du lit mineur et du lit majeur nous semble un moyen efficace pour diminuer la distance d'établissement du régime uniforme, notamment dans les canaux universitaires comme celui du LMFA, qui sont en général de petite taille (i.e. de rapport longueur / largeur modéré).

6.2.2.2. Régimes artificiellement déstabilisés à l'amont

Pour faire le lien avec les écoulements en lit droit de la CNR, nous avons conduit une seconde série d'expériences qui a consisté à augmenter de manière artificielle le débit injecté dans le lit majeur, sans pour autant imposer une égalité des charges à l'entrée du canal composé. Nous créons donc – de manière contrôlée – des transferts de masse du lit majeur vers le lit mineur.

Quatre écoulements ont été analysés : un à Q = 17,3 *l/s*, deux à Q = 24,7 *l/s*, et un à Q = 36 *l/s*. Les débits par lit injectés à x = 0 sont présentés dans le Tab. 6.3, en regard de ceux des régimes uniformes homologues. L'augmentation du débit Q_{fp} à l'entrée du canal relativement à la valeur du régime uniforme est comprise entre 32 et 56 % selon les configurations ; on rappellera qu'elle était de 70% pour l'écoulement Q = 150 *l/s* de la CNR.

Concernant la condition limite aval, les hauteurs des volets sont identiques en régime déstabilisé et en régime uniforme (pour une même débit total).

Débit total [l/s]	Configuration	Q_{mc} [l/s]	Q_{fp} [l/s]	Q_{fp}/Q [%]
17,3	**Q_{fp} : +56% à x = 0**	**13,66**	**3,72**	**21,39**
	Rég. uniforme	14,91	2,38	13,78
24,7	**Q_{fp} : +53% à x = 0**	**15,10**	**9,60**	**38,83**
	Q_{fp} : +37,7% à x = 0	**16,06**	**8,64**	**34,98**
	Rég. uniforme	18,42	6,27	25,42
36,3	**Q_{fp} : +32% à x =0**	**17,58**	**18,67**	**51,50**
	Rég. uniforme	22,21	14,09	38,82

Tab. 6.3 – Débits par lit injectés à x = 0 pour les régimes déstabilisés, et débits par lit des régimes uniformes (valeurs du Tab. 6.1).

L'évolution du débit dans le lit majeur est présentée sur la Fig. 6.6 sous forme de pourcentage du débit total (Q_{fp}/Q *x100*).

Pour les quatre écoulements déstabilisés, on tend dans la dernière section de mesure, vers la répartition des régimes uniformes de même débit total : l'écart relatif maximal sur la valeur du débit dans le lit majeur est compris entre 3 et 5%.

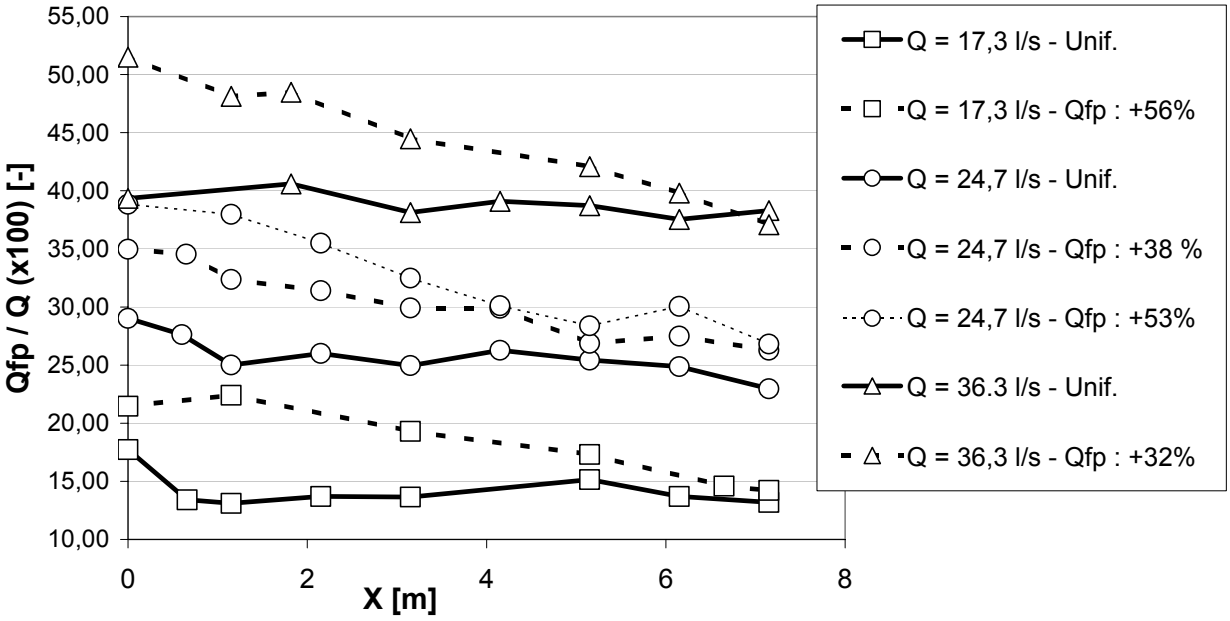


Fig. 6.6 – Proportions de débit dans la plaine d'inondation : régimes déstabilisés à l'amont et régimes uniformes.

A l'instar de l'écoulement *Q* = 150 *l/s* de la CNR, les écoulements déstabilisés à l'amont ont dû disposer de la quasi-totalité de la longueur du lit composé pour établir un régime quasiment uniforme.

6.2.3. La distance d'établissement du régime uniforme

L'influence de la répartition de débit à l'amont des lits composés a été explorée en collaboration avec D. Bousmar de l'Université Catholique de Louvain. L'ensemble des résultats des expériences conduites à la CNR, au LMFA et à l'UCL est rassemblé dans une note technique [Bousmar et al. (2005)] intitulée « Upstream Discharge Distribution in Compound-Channel Flumes ». En particulier, une première investigation de la distance d'établissement du régime uniforme y est présentée : la longueur d'un lit composé permettant d'assurer l'équilibre entre les débits des sous-sections semble supérieure à nombre de longueurs de canaux expérimentaux rapportées dans la littérature.

Dans la littérature, en effet, on a prêté attention au développement de la couche limite [Schlichting (1968), Ranja Raju et al. (2000)] et la section de mesure en lit droit a été choisie dans la seconde moitié des canaux [Knight et Demetriou (1983) ; Myers (1987), Myers et al. (1991), Smart (1992)], mais aucune précaution particulière a été prise en matière d'alimentation amont alors que certains résultats expérimentaux comme ceux de Sellin (1964), Tab.1, ou de Shiono et Knight (1991), Fig. 11, mettent clairement en évidence des transferts de masse.

Cette problématique est spécifique aux écoulements en lit prismatiques droits, car lorsqu'un obstacle est placé sur la plaine d'inondation (tel que le convergent brusque du

Chap. 4 ou les épis du Chap. 9), ce dernier « force » les transferts de masse dans la partie amont de telle sorte que l'influence de l'alimentation amont s'exerce sur une petite distance. Ainsi, dans le canal de la CNR, la répartition de débit à l'amont est proche de celle du régime uniforme équivalent pour les 2 écoulements en convergent brusque et les trois écoulements en présence d'épis [Proust et al. (2002)].

A l'UCL, des expériences en lit droit avec réservoir unique à l'amont ont confirmé la présence des transferts de masse entre lit majeur et lit mineur. Les résultats sont reportés sur la Fig. 6.7a. Puis, de nouvelles expériences ont été conduites en séparant l'alimentation des lits (Fig. 6.7b) : les débits partiels sont ajustés avec des volets persienne, et on injecte à l'amont la répartition de débit obtenue à l'aval des expériences précédentes (sans contrôle de l'alimentation). Cette procédure est répétée une nouvelle fois pour assurer la stabilisation des écoulements (Fig. 6.7c).

Des tests supplémentaires ont été effectués en réduisant de manière artificielle le débit à l'entrée du lit majeur par rapport au débit d'équilibre du régime uniforme : des transferts de masse ont lieu cette fois-ci du lit mineur vers le lit majeur (lignes en pointillés sur la Fig. 6.7b). Ils mettent en évidence l'unicité du régime d'équilibre.

La dispersion des points pour le plus faible débit (Q = 8 *l/s*) est due aux faibles hauteurs d'eau sur le lit majeur qui rendent l'écoulement sensible aux irrégularités du fond.

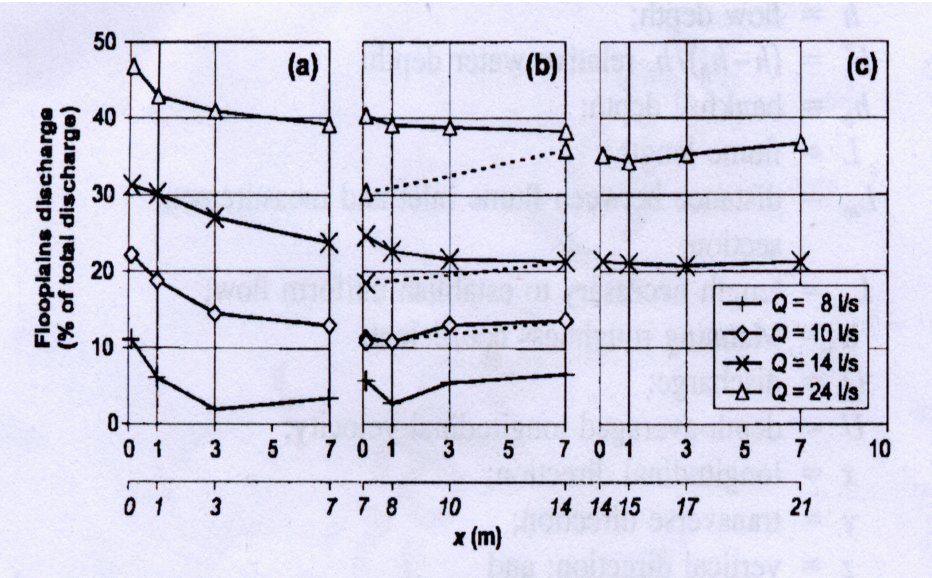


Fig. 6.7 – Canal de l'UCL : évolution de la distribution de débit avec (a) une alimentation classique sans contrôle des débits partiels ; (b) une alimentation séparée avec contrôle des débits partiels, étape 1 ; (c) une alimentation séparée avec contrôle des débits partiels, étape 2. Les lignes en pointillés correspondent aux écoulements avec réduction artificielle du débit dans le lit majeur. Figure tirée de Bousmar et al. (2005).

Les conditions de régime uniforme ont été considérées comme pleinement établies lorsque la proportion de débit dans le lit majeur (Q_{fp}/Q x 100) présente des variations

inférieures à 1% entre deux sections de mesure successives. La distance d'établissement du régime uniforme – notée L_u – en utilisant un réservoir unique à l'amont est donc estimée entre 7 et 14 *m* pour les expériences de l'UCL (Tab. 6.4). Cette distance n'a pu être évaluée pour l'écoulement Q = 8 *l/s*, en raison de la dispersion des valeurs mentionnées ci-dessus.

Canal	Débit [*l/s*]	Hauteur d'eau [*mm*]	Hauteur d'eau relative [-]	Longueur d'établissement L_u [*m*]	Longueur adimensionnelle L_u / B_{fp} [-]
CNR	150	200	0,2	> 11	–
	260	240	0,33	> 14	–
UCL	8	54,7	0,09	–	–
	10	61,1	0,18	7	17,5
	14	68,6	0,27	10	25
	24	85,3	0,41	14	35
LMFA	17,3	64	0,2	7	8,7
	24,7	72,5	0,3	6,5 ; > 7	8,1 ; > 8,7
	36,3	85	0,4	6,5	8,1

Tab. 6.4 – Longueur d'établissement du régime uniforme : écoulements avec réservoir unique à l'amont (UCL, CNR) et écoulements artificiellement déstabilisés à l'amont (LMFA).

Dans le canal du LMFA, la longueur d'établissement du régime uniforme semble inférieure (entre 6,5 et 7 *m* pour trois écoulements sur quatre). Ceci étant, les conditions limites à l'amont et à l'aval sont différentes de celles des écoulements de l'UCL.

En effet, pour les quatre écoulements du LMFA, les déstabilisations à l'amont de la répartition de débit sont telles que la vitesse U_{mc} reste supérieure à la vitesse U_{fp}, tandis qu'à l'UCL, l'égalité des charges dans le réservoir amont impose l'égalité entre U_{mc} et U_{fp} ; les écoulements du LMFA sont donc moins « perturbés » en entrée du lit majeur.

A l'aval, les deux volets indépendants (mineur, majeur) dans le canal du LMFA peuvent également faciliter les transferts de masse latéraux sur la fin de l'écoulement.

Enfin, concernant les écoulements de la CNR, on a vu que seul le cas Q = 150 *l/s* s'est approché du régime uniforme en fin de canal – sans pour autant l'atteindre.

En conséquence, la distance d'établissement du régime uniforme – dans le cadre des expériences précédentes – semble donc plus discrimante que celle du développement de la couche limite, estimée entre 2 et 5 *m* selon le débit et la hauteur d'eau [Ranga Raju et al. (2000)].

Le faible nombre d'écoulements testés ne permet pas de donner des conclusions définitives, et encore moins, d'établir une loi générale régissant la longueur d'établissement du régime uniforme. Celle-ci aurait d'ailleurs peu d'intérêt compte-tenu du fait qu'une

alimentation séparée des lits mineur et majeur semble être un moyen efficace de s'affranchir des déséquilibres de débit en condition limite amont.

Pour autant, il est intéressant de comparer ces premiers résultats avec les longueurs des canaux de la littérature.

Pour ce faire, la longueur d'établissement du régime uniforme L_u est rendue adimensionnelle, en la divisant par la largeur de la plaine d'inondation B_{fp}. On suppose implicitement que plus la largeur du lit majeur sera importante relativement à la longueur du canal composé, plus les transferts de masse opèreront sur une longue distance.

Les rapports L_u / B_{fp} au LMFA et à l'UCL sont reportés dans le Tab. 6.4. Le rapport maximal L_u/ B_{fp} observé – à l'UCL – est de 35 (cf. Tab. 6.4). Si l'on considère ce rapport comme une limite supérieure de la longueur adimensionnelle d'établissement du régime uniforme (Bousmar et al. 2005), un certain nombre de canaux de la littérature n'ont pas une longueur suffisante pour que les répartitions de débit se stabilisent quelle que soit la hauteur relative de débordement (cf. rapports L/B_{fp} du Tab. 6.5).

Pour le montrer, les géométries de quelques canaux expérimentaux présentés dans la littérature – dont celles du FCF de Wallingford et du canal du LNH d'EDF – sont détaillées dans le Tab. 6.5. On y fait figurer la longueur des canaux L ainsi que la distance de la section de mesure à l'entrée du canal L_m, lorsqu'elle est disponible.

Références	*Hauteur d'eau relative* h_r [–]	Longueur du canal L [m]	Abscisse de mesure L_m [m]	Largeur de la plaine d'inondation B_{fp} [m]	Longueur adimensionnelle L/B_{fp} [–] [a]
Nicollet et Uan (1979) – *LNH d'EDF*	0,11 – 0,47	60	–	0,25 ; 0,75	240 ; 80
Knight et Demetriou (1983)	0,10 – 0,50	15	12	0,076 ; 0,229	158 ; 52
Myers (1987)	0,15 – 0,50	9	–	0,30	30
Myers et al. (1991) ; Shiono et Knight (1991) – *FCF du HR Wallingford*	0,05 – 0,50	56	–	1,50 ; 3,35	37 ; 17
Myers et Elsawy (1975)	0,10 – 0,40	11	–	0,36	31
Rajaratnam et Ahmadi (1979)	0,12 – 0,40	18	9	0,51	18
Sellin (1964)	0,09 – 0,15	4,57	2,30 ; 3,36	0,17	13 ; 20
Smart (1992)	0,05 – 0,12	20	16	0,75 – 1,15	21 ; 14

[a] L_m/B_{fp} lorsque L_m est disponible.

Tab. 6.5 – Paramètres géométriques de quelques canaux présentés dans la littérature [tiré de Bousmar et al. (2005)].

En particulier, dans le FCF du HR Wallingford le ratio L/B_{fp} peut descendre jusqu'à *17*. Pour ce canal, l'abscisse de section de mesure n'est pas donnée. Dans l'hypothèse où les mesures ont été effectuées à mi-distance du canal, le ratio chute à 8,5, valeur du même ordre que celles des rapports L_u/ B_{fp} des écoulements du LMFA (Tab. 6.4). Il semble donc légitime, dans ce contexte, de se demander si certains courants secondaires observés aux interfaces MC/FP dans le Flood Channel Facility, ne sont pas dus à des transferts de masse procédant de l'amont.

A contrario, les résultats expérimentaux du LNH d'EDF semblent plus sûrs en terme d'établissement ; le rapport L/B_{fp} étant compris entre 80 et 240 selon les configurations géométriques.

6.3. LA METHODE 1D PAR LIT DANS LES LITS PRISMATIQUES DROITS

Au Chap. 5, §5.3, la méthode 1D par lit appliquée au convergent brusque s'est appuyée sur une modélisation fine des échanges de masse entre lits et du transfert de quantité de mouvement associé. En revanche, les échanges turbulents entre lits ont été négligés – compte-tenu des résultats du chap. 4.

Nous nous proposons ici de revenir sur la modélisation de ces échanges au sein de la M1DPL dans les configurations prismatiques : a) pour les régimes uniformes ; et b) pour les régimes non-uniformes.

6.3.1. Les régimes uniformes

Comme nous l'avons vu au Chap. 5, §5.1.1, B.C. Yen a proposé une modélisation du cisaillement interfaciel en faisant l'hypothèse d'une viscosité turbulente constante, avec :

$$\left|\tau_{xy}\right| = \nu_t \left|\frac{dU_d}{dy}\right| \approx \nu_t \frac{\left|U_{fp} - U_{mc}\right|}{1/2\left(B_{mc} + B_{fp}\right)} \tag{6.2}$$

Nous avons préféré une modélisation type « longueur de mélange », et ce, pour trois raisons :

1) Le modèle « viscosité turbulente constante » est pertinent lorsque le transport de quantité de mouvement par échange turbulent dans un plan horizontal est peu significatif. De plus, ses limites ont clairement été démontrées dans une modélisation 2D moyenné sur la verticale [Fig. 6.8, tirée de Wilson et al. (2002)]. On voit donc difficilement comment un raisonnement sur des vitesses moyennes par lit pourrait améliorer les résultats.

2) D'un point de vue physique, la juxtaposition latérale d'écoulements dont les vitesses moyennes diffèrent, s'apparente à une problématique de couche de mélange – dès lors qu'on néglige la dispersion des vitesses sur la verticale.

3) Le modèle « longueur de mélange » a été validé par Ervine et Baird (1982) à partir des données de Myers (1978), Rajaratnam et Ahmadi (1981), Ghosh et Jena (1971) et de Sellin (1964) ; par Lambert et Sellin (1996) ; et enfin par Bousmar et Zech (1999) et Bousmar (2002).

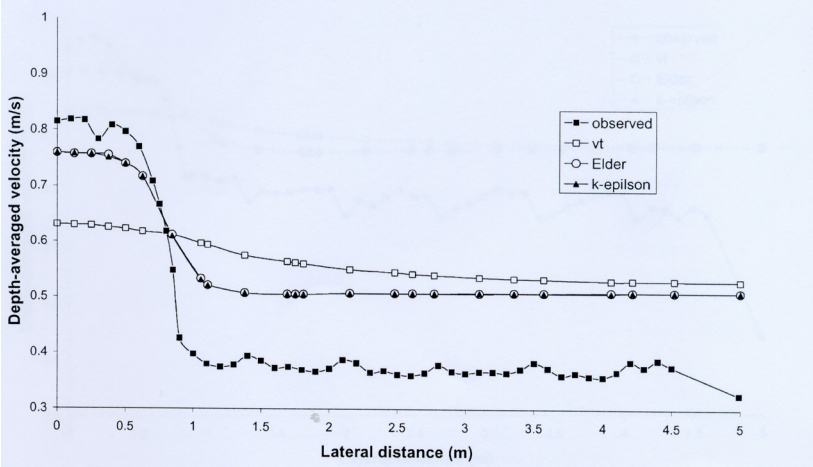


Fig. 6.8 – Distribution latérale des vitesses U_d pour h_r = 0,33 (lit composé droit du FCF) : comparaison exp. / numérique tirée de Wilson et al. (2002).

6.3.1.1. Le coefficient d'échange turbulent

Nous avons vu au Chap. 2, §2.1.2 que les bilans de quantité de mouvement et d'énergie sur la section totale et sur une sous-section conduisaient aux résultats du Tab. 6.6 ci-après.

Régime uniforme

Section totale	**Sous-section**
$S_f = S_o$	$S_{fi} = S_o + \dfrac{n_y.\tau_{xy.}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_i}$
$S_e = \dfrac{\tilde{q}}{\rho g Q dx} = S_o$	$S_{ei} = S_o + \dfrac{n_y.\tau_{xy.}U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}}{\rho g Q_i}$
$S_H = S_o$	$S_{Hi} = S_o$
$S_e = S_H = S_f = S_o$	$S_{ei} - S_{fi} = \dfrac{n_y.\tau_{xy}.h_{\text{int.}}\left(U_{\text{int.}} - U_i\right)}{\rho g Q_i}$

Tab. 6.6 – Pentes S_f, S_e, S_H en régime uniforme sur la section totale et sur les sous-sections, les vitesses étant homogènes dans les sous-sections ($\alpha_i = \beta_i = 1$).

Sur la section totale, les pentes d'énergie, de charge, et de frottement sont égales à la pente du fond, tandis que sur la sous-section, on a :

$$S_{Hi} = S_o \neq S_{ei} \neq S_{fi}$$

Cela induit l'égalité des pentes de charge entre sous-sections et section totale, soit :

$$S_{Hi} = S_H = S_o$$

Dans un lit composé symétrique à deux plaines d'inondation, on a donc respectivement dans le MC et dans une FP :

$$S_{fmc} = S_o - \frac{\left|\tau_{xy.}\right|.2h_{\text{int.}}}{\rho g A_{mc}} \quad \text{et} \quad S_{ffp} = S_o + \frac{\left|\tau_{xy.}\right|.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{fp}} \tag{6.3}$$

La combinaison de ces deux équations conduit à :

$$\left|\tau_{xy}\right| = \frac{\rho g\left(S_{ffp} - S_{fmc}\right)}{h_{\text{int.}}} / \left(\frac{2}{A_{mc}} + \frac{1}{A_{fp}}\right) \tag{6.4}$$

A partir de là, nous avons introduit un modèle type longueur de mélange à l'interface, en retenant celui inclus dans l'Exchange Discharge Method (EDM) de Bousmar et Zech (1999). Le cisaillement à l'interface est modélisé par :

$$\left|\tau_{xy}\right| = \rho \Psi^t \left(U_{mc} - U_{fp}\right)^2 \tag{6.5}$$

où Ψ^t est un coefficient d'échange turbulent supposé constant (Chap. 2, §2.3.3).

Dans l'EDM, le coefficient d'échange turbulent a été calé à partir de séries d'écoulements du FCF (cf. Chap. 2, §2.3.3.2) : la valeur moyenne retenue est de 0,16. Cependant, compte-tenu des problèmes évoqués au §6.2 relatifs à l'alimentation des lits composés – dans le FCF, le réservoir est unique à l'amont – les répartitions de débits en régime uniforme peuvent être suspicieuses. Il en découle une incertitude sur la pertinence de la valeur « 0,16 ».

En outre, le couplage entre Axeriv et l'EDM est structurellement différent de la méthode 1D par lit ; en particulier, il ne gère pas le calcul des frottements sur le fond de la même manière.

En conséquence, nous avons fait un calage spécifique du coefficient d'échange turbulent Ψ^t pour la M1DPL, en s'appuyant sur les écoulements uniformes du LMFA et de l'UCL (parties stabilisées).

Revenons sur les équations qui modélisent les échanges. L'injection de l'éq. (6.5) dans l'éq. (6.4) conduit à une valeur unique de Ψ^t, telle que :

$$\psi^t = \frac{g\left(S_{ffp} - S_{fmc}\right)}{h_{\text{int.}}\left(U_{mc} - U_{fp}\right)^2} / \left(\frac{2}{A_{mc}} + \frac{1}{A_{fp}}\right) \tag{6.6}$$

pour un lit composé à deux plaines d'inondations[1] ; chaque pente de frottement par lit étant évaluée à l'aide de la formule de Manning-Strickler.

La valeur de Ψ^t étant positive, le modèle longueur de mélange implique :

$$S_{ffp} > S_{fmc} \tag{6.7}$$

Appliquée aux écoulements stabilisés de l'UCL et du LMFA, l'éq. (6.6) conduit aux résultats du Tab. 6.7.

Configurations UCL	Ψ^t [-]	Configurations LMFA	Ψ^t [-]
Q = 8 *l/s*	0,0173	*Q* = 17,4 *l/s*	0,0164
Q = 10 *l/s*	0,0200	*Q* = 24,7 *l/s*	0,0165
Q = 14 *l/s*	0,0167	*Q* = 36,3 *l/s*	–[2]
Q = 24 *l/s*	0,0159		

Tab. 6.7 – Calage du coefficient d'échange turbulent Ψ^t à partir des écoulements stabilisés du LMFA et de l'UCL.

La valeur du coefficient turbulent semble stable entre les deux canaux alors que le régime est turbulent lisse au LMFA et turbulent rugueux à l'UCL.

6.3.1.2. Modélisation 1D par lit

Elles sont effectuées en considérant la répartition de débit expérimentale à l'amont et la hauteur d'eau à l'aval.

Lorsque l'on modélise les écoulements uniformes par la M1DPL, les valeurs de calage du Tab. 6.7 permettent de stabiliser le calcul de ligne d'eau et de répartition de débit. En revanche, l'utilisation de la valeur de Ψ^t de l'EDM (0,16) ne le permet pas.

Pour l'illustrer, on présente sur la Fig. 6.9 les simulations des écoulements *Q* = 14 *l/s* et *Q* = 10 *l/s* de l'UCL respectivement sur les tronçons $x \in$ [10 ; 21 *m*] et $x \in$ [7 ; 14 *m*] – où le régime uniforme est établi (cf. Fig. 6.7). Pour chaque écoulement, trois valeurs de Ψ^t sont testées : 0,16 (EDM) ; la valeur calée du Tab. 6.7 ; et 0 (pas d'échange turbulent).

---

[1] Pour un lit composé asymétrique, on remplace dans cette équation le terme « $2/A_{mc}$ » par « $1/A_{mc}$ » puisqu'il n'y a qu'une interface Mineur/Majeur.

[2] En raison des oscillations de la surface libre dans le lit majeur, et donc des variations de vitesse U_{fp} associées, la valeur n'a pas été calculée.

Les répartitions de débit ne sont pas stables pour Ψ^t = 0,16 ou Ψ^t = 0 ; ces valeurs conduisent respectivement à surestimer ou à sous-estimer l'interaction entre lit – i.e. l'effet d'entraînement du lit mineur sur le lit majeur. Il en résulte ici des erreurs relatives maximales sur le calcul du débit Q_{fp} de +27 % (Ψ^t = 0,16) et –20% (Ψ^t = 0).

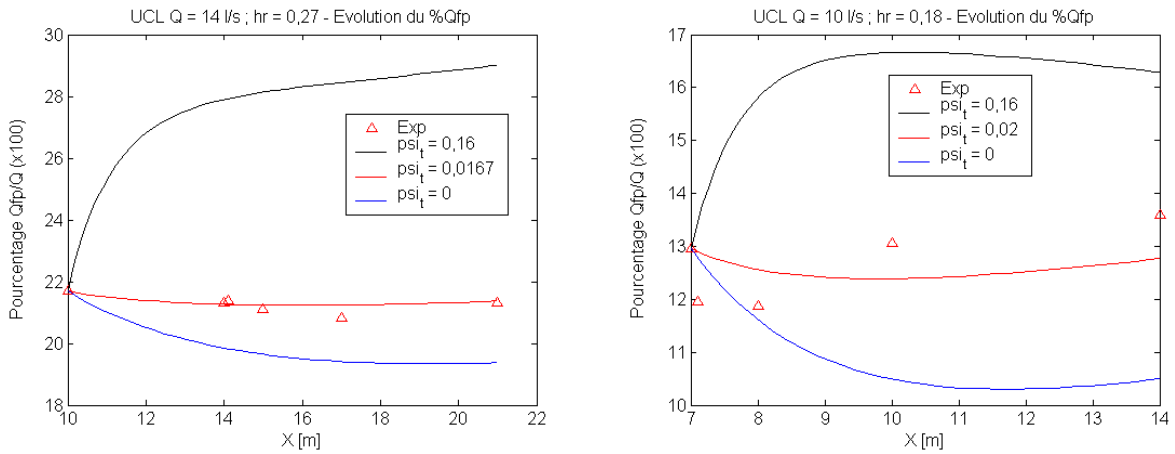


Fig. 6.9 – M1DPL appliquée aux parties stabilisées des écoulements de l'UCL : calcul de Q_{fp} / Q (x100) pour Q = 14 *l/s* (h_r = 0,27) et Q = 10 *l/s* (h_r = 0,18).

Pour faire le lien avec l'équation (6.3), on présente sur la Fig. 6.10 les pentes de frottement au fond, S_{fmc} et S_{ffp}, et les pertes additionnelles par échange turbulent, S^t_{mc} et S^t_{fp}, modélisées dans les sous-sections par la M1DPL, pour la partie stabilisée de l'écoulement Q = 10 *l/s* ; on rappelle que :

$$S^t_{mc} = \frac{|\tau_{xy.}|.2h_{\text{int.}}}{\rho g A_{mc}} \quad \text{et} \quad S^t_{fp} = -\frac{|\tau_{xy.}|.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{fp}} \tag{6.8}$$

$|\tau_{xy}|$ étant calculé par la formule (6.5).

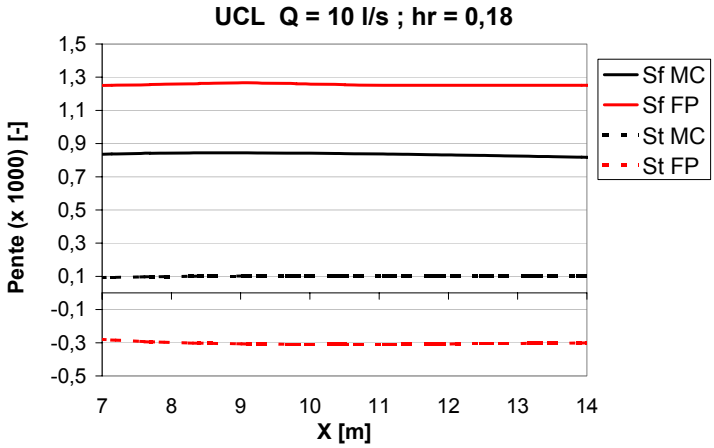


Fig. 6.10 – Pente de frottement au fond et perte additionnelle par échange turbulent dans les sous-sections modélisées par la M1DPL avec Ψ^t = 0,02 – UCL Q = 10 *l/s* ; h_r = 0,18.

Dans chaque lit, la perte de charge est égale à la pente du fond ($S_{Hi} = S_o$ = 0,000996 *m/m*), avec $S_{\mathrm{H}mc} = S^t_{mc} + S_{fmc}$ et $S_{\mathrm{H}fp} = S^t_{fp} + S_{ffp}$. Ainsi, pour l'écoulement *Q* = 10 *l/s* de l'UCL, la perte par échange turbulent dans le lit mineur S^t_{mc} représente 10% de la perte de charge $S_{\mathrm{H}mc}$; et le gain par échange turbulent dans le lit majeur S^t_{fp} (négatif) représente 30% de $S_{\mathrm{H}fp}$ – en valeur absolue.

Au vu du poids relatif de ces pertes/gains par échange turbulent dans les pertes de charge par lit, on comprend aisément pourquoi la M1DPL est sensible à la valeur du coefficient Ψ^t, puisque S^t_{mc} et S^t_{fp} sont proportionnelles à ce dernier.

6.3.2. Les régimes non-uniformes

Au §6.3.1, nous nous sommes intéressés à la modélisation 1D par lit des régimes uniformes ; nous allons maintenant simuler des régimes non-uniformes en lit prismatique.

On a choisi de présenter ici les résultats de trois simulations caractéristiques : celles de l'*établissement* du régime uniforme des écoulements « *Q* = 10 *l/s* » et « *Q* = 14 *l/s* » de l'UCL ($x \in$ [0 ; 14 *m*] sur la Fig. 6.7), et celle de l'écoulement déstabilisé de la CNR « *Q* = 150 *l/s* » (§6.2.1.1, p160).

Pour modéliser les échanges turbulents à l'interface, nous utiliserons un coefficient Ψ^t égal à 0,02 (valeur moyenne à deux décimales des coefficients calés en régime uniforme du Tab. 6.7).

Concernant la modélisation des pertes par échange de masse, il n'est pas nécessaire de faire un calage fin de la vitesse interfacielle puisque – comme nous allons le voir – ces pertes jouent un rôle négligeable dans l'évolution des écoulements. On peut utiliser de manière indifférente les formules (5.17) à (5.20) utilisées au Chap. 5, §5.3.1 dans le convergent brusque. On a choisi ici la formule $U_{int} = U_{var2}$, éq. (5.19).

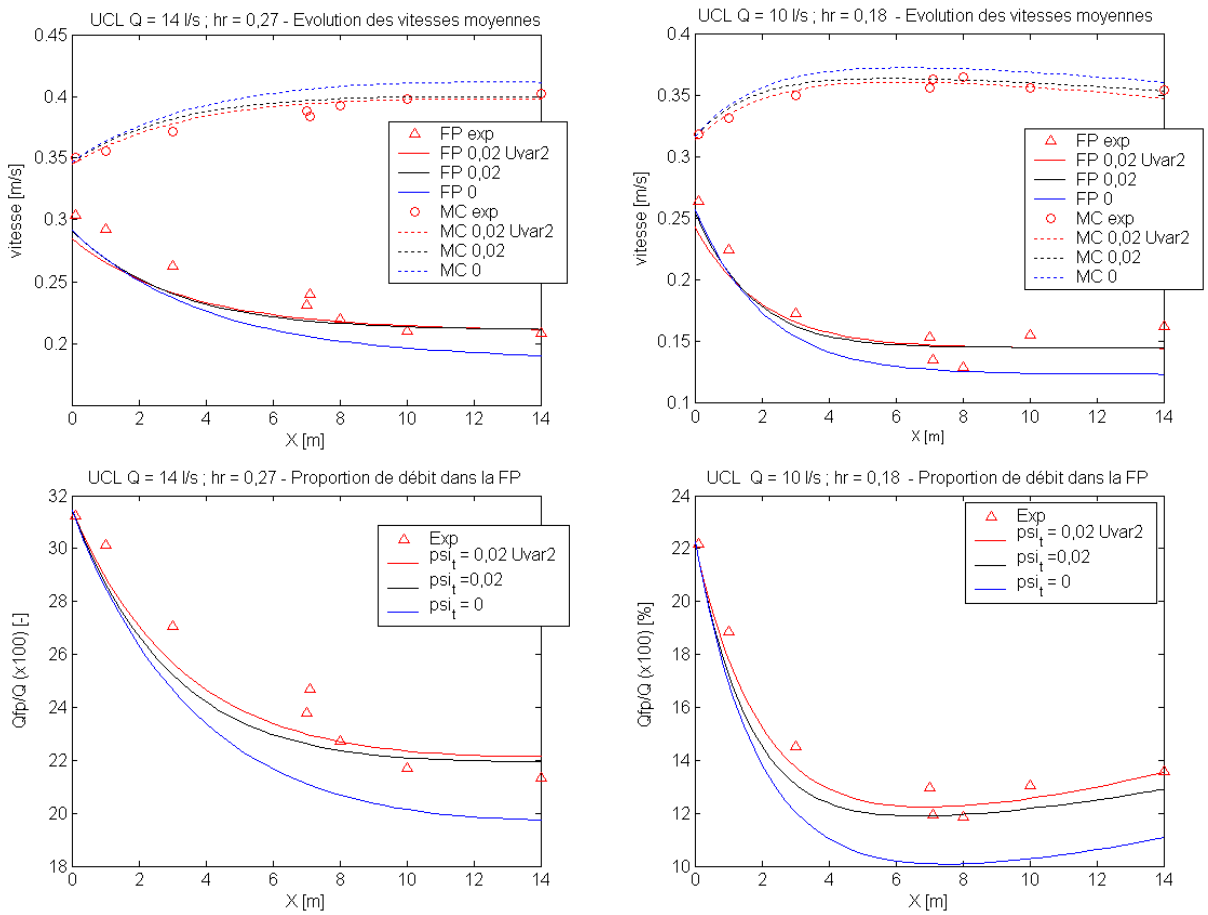
Pour chaque écoulement, trois simulations sont effectuées : la première prend en compte la totalité des pertes *potentielles*, notée « 0,02 U_{var2} » ; la deuxième prend uniquement en compte les pertes potentielles par échange turbulent, notée « 0,02 » ; et enfin, la dernière ne considère aucune dissipation potentielle à l'interface, elle est notée « 0 ».

6.3.2.1. Modélisation 1DPL de l'établissement des régimes uniformes

Les simulations des vitesses moyennes, U_{mc} et U_{fp}, et de la proportion de débit dans le lit majeur (Q_{fp}/Q x100) sont présentées sur la Fig. 6.11, pour les écoulements *Q* = 10 *l/s* » et « *Q* = 14 *l/s* » de l'UCL. Les variations – amont aval – du tirant d'eau, inférieures au millimètre, ne sont pas représentées.

A mesure que la différence « U_{mc} - U_{fp} » augmente, d'amont en aval, le poids des pertes par échange turbulent se fait ressentir. Négliger ces pertes (Ψ^t = 0) conduit à une sous-estimation du débit dans le lit majeur Q_{fp} de 20% (resp. 9%) pour Q = 10 *l/s* (resp. 14 l/s).

A contrario, l'erreur relative sur le calcul de Q_{fp} est inférieure à 4% avec Ψ^t = 0,02.



a) Q = 14 *l/s* ; h_r = 0,27 b) Q = 10 *l/s* ; h_r = 0,18

Fig. 6.11 – Simulations M1DPL des vitesses moyennes par lit et de la proportion de débit dans le lit majeur : établissement du régime uniforme des écoulements a) Q = 14 *l/s*, h_r = 0,27 et b) Q = 10 *l/s*, h_r = 0,18.

Ces résultats sont cohérents avec ceux de la modélisation des parties stabilisées de ces écoulements (Fig. 6.9) : il y a une continuité des phénomènes physiques modélisés.

En conséquence, des simulations avec le Ψ^t de l'EDM (0,16) conduisent à des erreurs significatives sur le calcul des débits partiels (cf. annexe A.6) comme on avait pu le constater en régime uniforme.

Quant aux pertes par échange de masse (S^m_{mc} et S^m_{fp}), prises en compte dans les simulations «0,02 U_{var2}», elles ont – comme on l'a dit précédemment – une influence négligeable sur l'évolution des paramètres hydrauliques. Cela n'est pas surprenant

puisqu'elles sont à la fois proportionnelles au débit latéral de masse q^m et à la différence des vitesses entre lit (cf. Chap. 5) : à l'amont « U_{mc} - U_{fp} » est très faible, et à l'aval q^m tend vers 0.

En définitif, à l'amont, ce sont les équations de conservation de la masse et les frottements au fond qui gouvernent l'écoulement ; et plus à l'aval, ce sont à la fois les pertes par échange turbulent et les frottements au fond qui déterminent les paramètres hydrauliques.

6.3.2.2. Modélisation 1DPL de l'écoulement « Q = 150 l/s » de la CNR

Pour cet écoulement, les variations – amont/aval – de la hauteur d'eau sont de l'ordre de 4 *mm* (Fig. 6.12).

Au vu des simulations du triplet (h_{fp}, U_{mc}, U_{fp}), on a affaire *a priori* à un écoulement qui n'est jamais influencé par les échanges turbulents sur toute sa longueur d'étude. Mais compte-tenu du fait qu'on n'ait pas disposé de régime uniforme lors des expériences à la CNR, permettant de caler le coefficient Ψ^t dans cette géométrie, il est difficile de conclure.

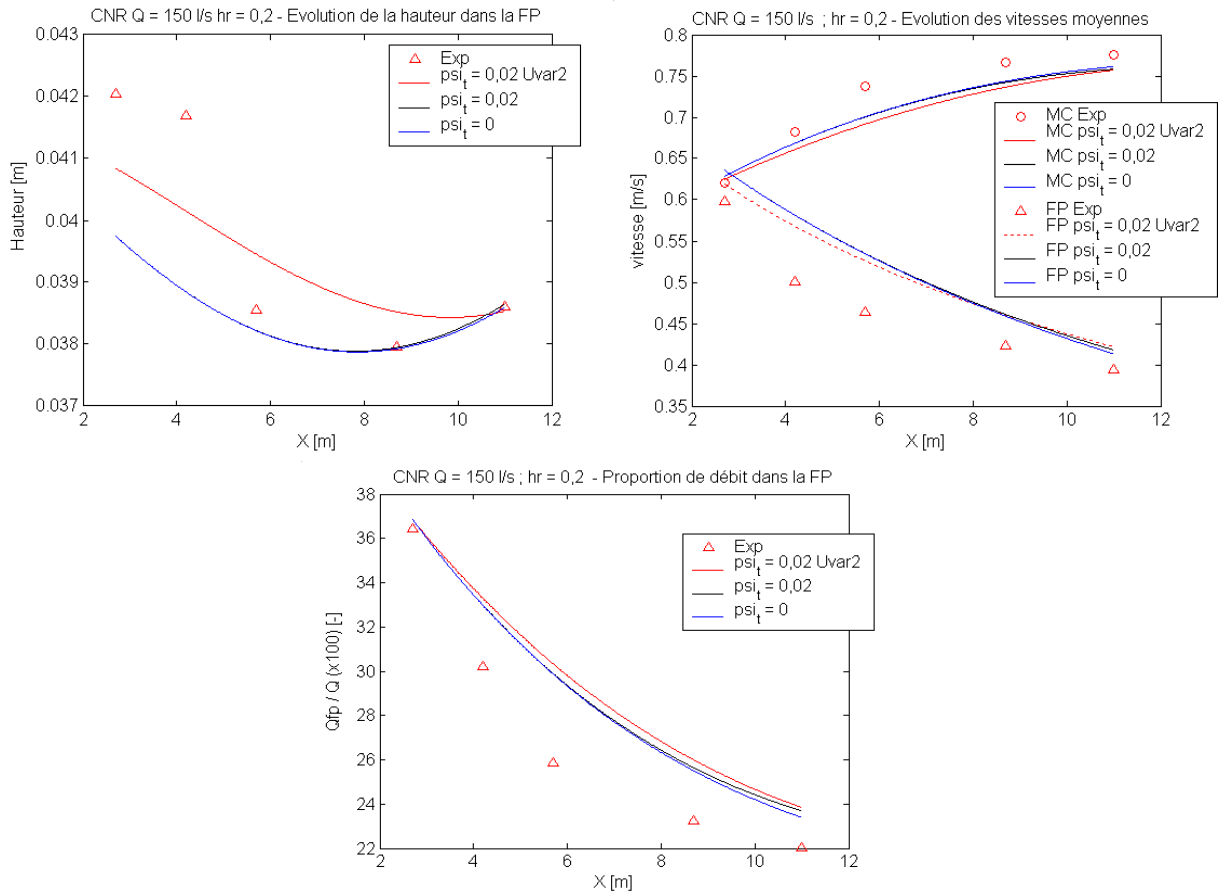


Fig. 6.12 – CNR *Q* = 150 *l/s* – Ecoulement non-uniforme en lit droit : simulations par la M1DPL de la hauteur h_{fp}, des vitesses U_{mc} et U_{fp}, et du rapport Q_{fp}/Q (x100).

Dans l'hypothèse où ce coefficient est le même entre les canaux du LMFA ou de l'UCL et le modèle réduit de la CNR, ces simulations tendraient à montrer qu'à x = 11 m on serait encore relativement éloigné du régime uniforme qui, pour une hauteur relative h_r = 0,2, devrait être sensible aux échanges turbulents.

Des simulations avec des valeurs plus importantes de Ψ^t vont dans le même sens : il faut atteindre des valeurs de 0,3 pour que les échanges turbulents aient un effet ; mais dans ce cas, les vitesses simulées dans le lit majeur augmentent, dégradant le résultat des calculs.

Cet écoulement semble donc être gouverné sur toute sa longueur par les équations de continuité massique et les pertes par frottement sur le fond.

Enfin, l'erreur relative maximale sur le calcul du débit dans le lit majeur est de +15% pour les trois simulations.

6.4. CONCLUSIONS

Contrairement au convergent brusque, la géométrie prismatique permet d'évaluer l'influence respective des échanges turbulents et de la répartition amont de débit sur les écoulements en lit composé.

Dans la première partie de ce chapitre, on s'est focalisé sur le problème de l'alimentation amont des lits mineur et majeur. A la CNR, aucun régime uniforme n'a pu être établi : le réservoir unique à l'amont induit une homogénéité de la charge à l'entrée des deux lits et, consécutivement, à une suralimentation du lit majeur et des transferts de masse tout au long de l'écoulement. L'ajout d'un seuil à paroi fine à l'entrée du lit majeur n'a pas suffi à corriger la répartition de débit amont.

Dans le cas d'une alimentation unique des deux lits, la répartition de débit amont doit être considérée – au même titre que le niveau d'eau à l'aval – comme une *condition limite.*

Lors des expériences conduites au LMFA, on s'est affranchi de ce problème en séparant complètement l'alimentation des deux lits. Dans ce cas, on tend rapidement vers un régime uniforme en injectant en entrée des débits partiels calculés à l'aide de la formulation Debord. Cette technique nous semble particulièrement adaptée pour les canaux de rapport longueur / largeur modéré.

A partir de là, on a recréé, de manière artificielle et contrôlée, des suralimentations du lit majeur dans le canal du LMFA, afin d'évaluer la longueur d'établissement du régime uniforme (L_u). Ces écoulements ont ensuite été comparés à ceux de la CNR et à ceux effectués dans le canal de l'UCL.

Même si les longueurs d'établissement L_u diffèrent selon les trois géométries, en raison de conditions limites amont et aval hétérogènes, il apparaît clairement qu'il faut *au minimum* une longueur de canal pour tendre vers un régime uniforme.

Ces valeurs de L_u ont ensuite été confrontées aux longueurs des canaux présentés dans la littérature – une longueur adimensionnelle (longueur du canal/largeur du lit majeur) permettant la comparaison. Il apparaît que des canaux tels que celui du HR Wallingford – qui est équipé d'un réservoir unique à l'amont – n'ont pas une longueur suffisante pour stabiliser l'ensemble des écoulements étudiés. En revanche, celui du LNH d'EDF semble assez long au vu de nos premières mesures expérimentales.

Dans un second temps, une modélisation 1D par lit des écoulements uniformes et non-uniformes en lit droit a été effectuée.

Le modèle type « longueur de mélange » extrait de l'Exchange Discharge Model semble adapté, moyennant l'utilisation d'une nouvelle valeur du coefficient d'échange turbulent Ψ^t : 0,02 (au lieu de 0,16). Cette valeur a été calée à partir de 6 écoulements uniformes (LMFA et UCL).

L'ancienne valeur ayant été calée à partir de données expérimentales du HR Wallingford, on peut là-encore se poser des questions sur la fiabilité des répartitions de débit mesurées dans le Flood Channel Facility. Pour autant, il est difficile de conclure car la valeur 0,16 est intimement liée au couplage Axeriv/EDM qui ne gère pas – entre autres – le calcul des frottements au fond de la même manière que la méthode 1D par lit.

Concernant les écoulements non-uniformes en lit droit, les résultats de la M1DPL sont satisfaisants : 1) les erreurs de calcul sur le débit dans le lit majeur sont inférieures à 4% pour 2 écoulements de l'UCL, et inférieures à 15% pour un écoulement de la CNR ; 2) la transition vers un régime uniforme est bien modélisée.

Pour finir, on rappellera que les écoulements avec transferts de masse en lit droit ne sont pas modélisables par les codes 1D sur la section totale (Hec-Ras, Axeriv/EDM, Talweg-Fluvia). En effet, l'évolution des transferts de masse est – en partie – déterminée par la répartition de débit à l'amont, or cette dernière ne peut être injectée dans ces codes contrairement à la M1DPL.

Chapitre 7 - Divergences linéaires des plaines d'inondation

7.1. INTRODUCTION

Nous nous intéressons, à partir de maintenant, à des écoulements en lit composé avec variation linéaire de la largeur des plaines d'inondation, la largeur du lit mineur étant constante.

Dans ce chapitre, on envisage le cas de la divergence des plaines d'inondations, pour lequel les expériences ont été conduites dans le cadre de la thèse (cf. Chap. 3, §3.3). Au chapitre suivant, deux autres cas seront traités : la convergence linéaire des lits majeurs (données expérimentales de Bousmar (2002) et Bousmar et al. (2004)) puis la convergence du lit majeur droit couplée à la divergence du lit majeur gauche (expériences en lit oblique d'Elliott et Sellin (1990)).

On présente dans un premier temps la variation de la phénoménologie des écoulements en fonction de l'importance du débordement et du débit total. Puis la méthode 1DPL est testée pour chaque écoulement ; on met ainsi en évidence le poids relatif des trois sources de dissipation que sont le frottement au fond, les pertes par transfert de masse, et les pertes par échange turbulent.

Ces analyses sont finalement comparées aux résultats de modélisations 1D sur la section totale (Talweg-Fluvia et Axeriv couplé à l'EDM).

7.2. PHENOMENOLOGIE DES ECOULEMENTS

Comme présenté au Chap. 3, §3.3, trois géométries ont été testées (Fig. 7.1) :

a) Une divergence linéaire des FP sur 2 *m* de long (nommée « Div2 »), soit un demi-angle de divergence de 11,8° ;
b) Une divergence linéaire des FP sur 4 *m* de long (Div4), soit un demi-angle de divergence de 5,7° ;
c) Une divergence linéaire des FP sur 6 *m* de long (Div6), soit un demi-angle de divergence de 3,8°.

Dans le Div2, il y a décollement de la couche limite sur les parois externes des FP, avec formation de zones de recirculations sur les FP. Peu propices à une analyse unidimensionnelle par lit, ces écoulements ont été écartés de l'analyse.

Dans le Div6, l'écoulement adhère aux parois externes des FP et est symétrique par rapport à l'axe du lit mineur.

Dans le Div4, on observe des phénomènes intermédiaires : selon le débit total et les hauteurs relatives de débordement, l'écoulement présente une asymétrie plus ou moins marquée, avec formation d'une zone de ralentissement sur la FPR. Bien que faibles, les vitesses dans cette zone restent positives.

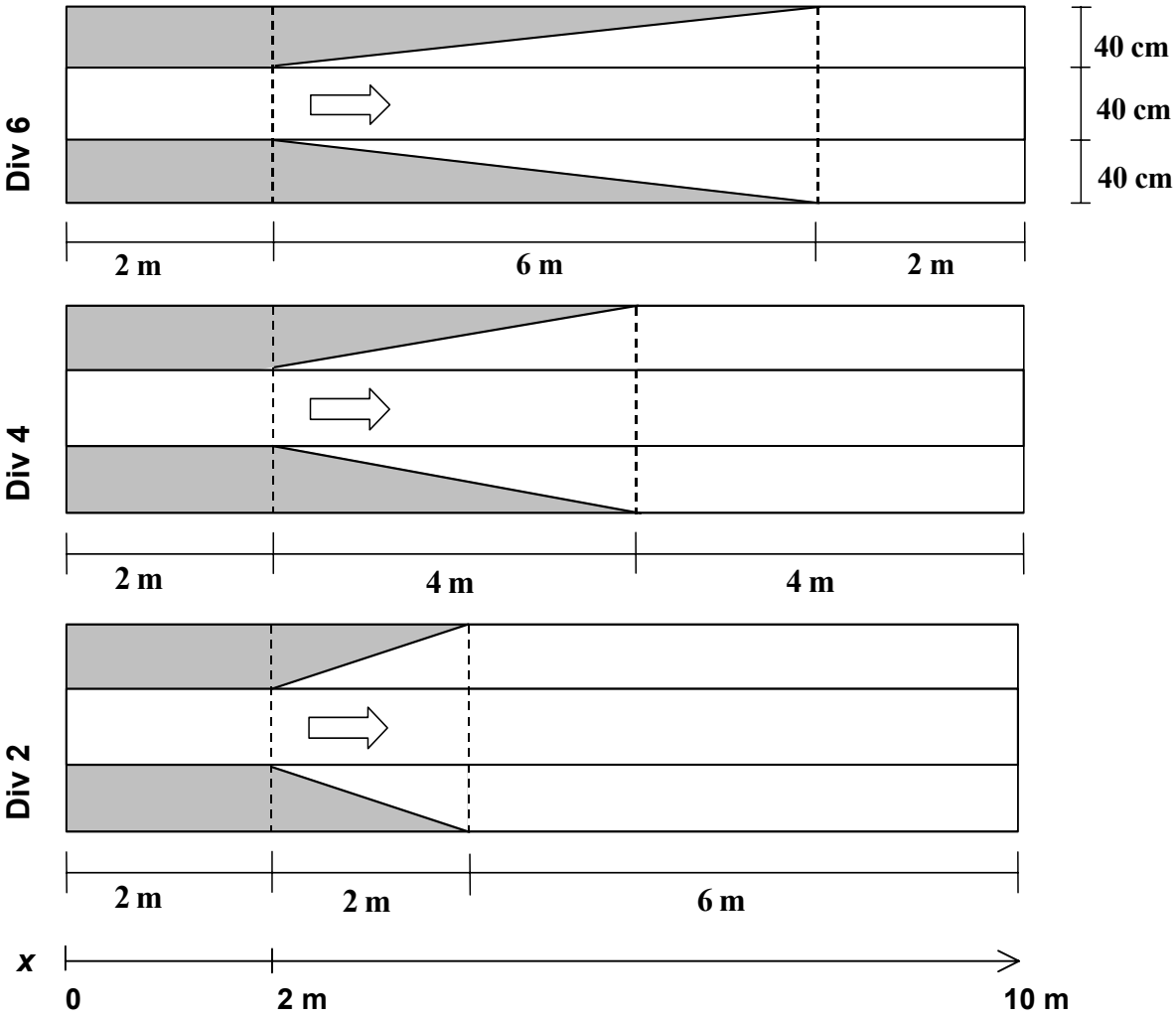


Fig. 7.1 – Vue en plan des géométries divergentes (Div6, Div4 et Div2).

Par ailleurs, on rappelle que le volet aval a été ajusté de telle sorte que l'on ait une hauteur d'eau donnée, dans la section médiane des divergents (à x = 5 *m* pour le Div6, et à x = 4 *m* pour le Div4). Dans cette section, trois hauteurs relatives de débordement ont été retenues : h_r = 0,2 ; 0,3 et 0,5. Trois débits totaux ont été analysés : Q =12 ; 16 ; et 20 *l/s*. Au final, six configurations d'écoulements ont été conservées pour chaque géométrie, à savoir : (Q/h_r) = 12/02 ; 12/03 ; 16/03 ; 20/03 ; 16/05 ; et 20/05, chacune se distinguant par des variations longitudinales spécifiques des paramètres hydrauliques.

7.2.1. Divergence 6 m

7.2.1.1. Hauteurs d'eau

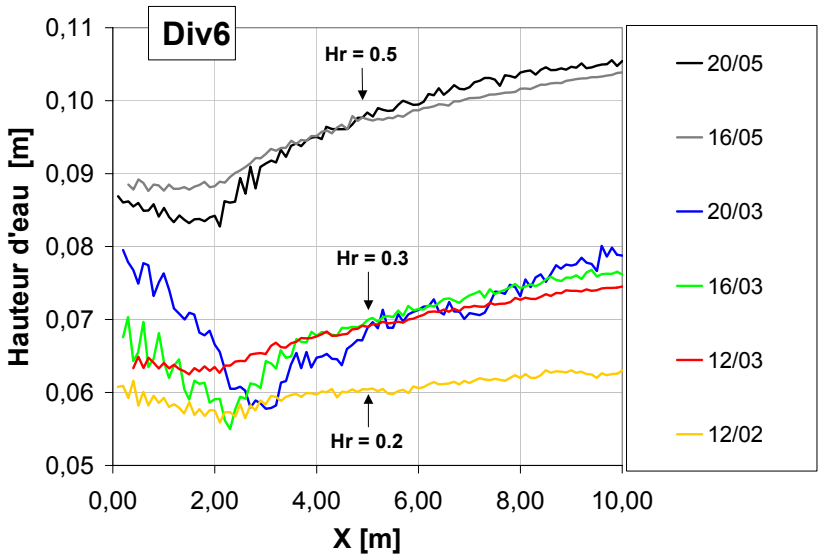


Fig. 7.2 – Profils longitudinaux des hauteurs d'eau dans le MC pour différentes configurations (Q/h_r) dans le Div6.

Pour une hauteur relative h_r donnée, l'augmentation du débit total conduit à un creusement de la surface libre à l'amont de la section médiane (x = 5 m), et à une augmentation des hauteurs d'eau au-delà de cette abscisse. Aucun des écoulements n'est stabilisé dans la partie prismatique entre 8 et 10 m, la hauteur d'eau continuant à augmenter.

Concernant les profils transversaux des niveaux d'eau Z, on observe des variations comprises entre 0,5 mm (16/05) et 2 mm (20/03), Z_{max} se situant préférentiellement au centre du MC (Z = 0 au fond du lit mineur à x = 10 m).

7.2.1.2. Répartition de débit et champ de vitesse

Le champ des vitesses a été mesuré aux abscisses x = 2 ; 3,5 ; 5 ; 8 et 9,5 m. Seules les composantes longitudinales U ont été évaluées. Six mesures ont été effectuées sur la verticale dans le MC, et trois dans les FP ; leur intégration sur la verticale conduit aux vitesses U_d dont les profils transversaux sont présentés sur la Fig. 7.4. Et l'intégration des U sur une sous-section conduit aux débits partiels Q_{mc} et Q_{fp} (somme des débits dans les deux FP). La proportion de débit s'écoulant dans les FP est représentée sur la Fig. 7.3 sous forme de pourcentage du débit total (Q_{fp} /Q x 100).

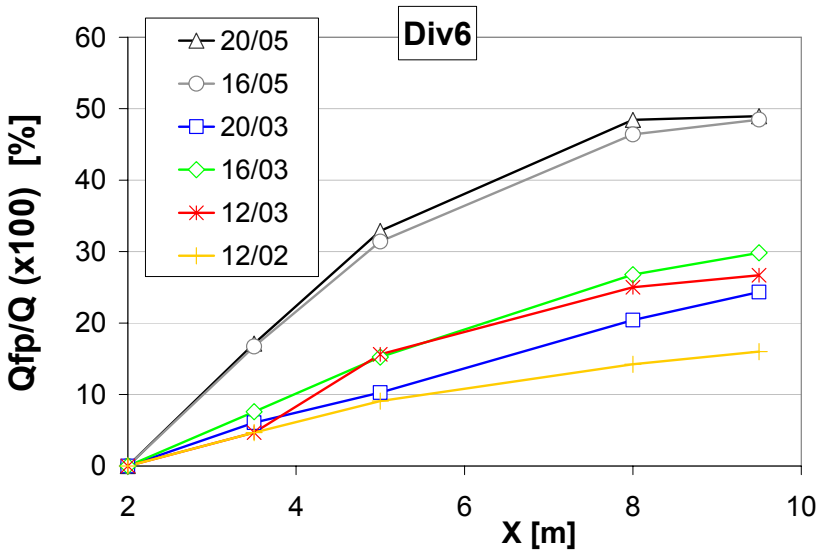


Fig. 7.3 – Evolution de la proportion de débit dans les deux FP (Q_{fp} /Q x 100).

De manière naturelle, la proportion de débit dans la FP à une abscisse donnée, augmente avec l'importance du débordement. Mais pour une hauteur relative h_r donnée, on ne dégage aucune tendance avec l'augmentation du débit, si ce n'est un retard d'alimentation des FP pour l'écoulement 20/03. Et pour les 6 écoulements, les transferts de masse perdurent dans la partie prismatique, entre x = 8 et 9,5 *m*, les FP continuant à être alimentées.

Concernant les profils transversaux de vitesses U_d, aucune asymétrie entre FPL et FPR n'est détectée, on présente donc des demi-profils sur la Fig. 7.4.

Une des spécificités des écoulements en divergent est la présence de gradients transversaux de U_d très marqués dans les plaines d'inondations. Pour les 6 écoulements, ces gradients s'atténuent de l'amont vers l'aval. Les écoulements à h_r = 0,3 mettent en évidence une augmentation de $|dU_d / dy|$ dans les FP avec le débit total, i.e. avec le débit Q_{mc} à l'entrée du divergent. A contrario, pour un débit donné, ces gradients diminuent avec une augmentation des hauteurs d'eau. Cela signifie que plus h_r est faible et le débit important, plus la dispersion bidimensionnelle sur les FP est grande : il y a de l'inertie dans les transferts de masse latéraux, l'écoulement du MC tardant à alimenter les FP.

A l'intérieur du lit mineur, on observe deux maxima de U_d situés entre 5 et 10 *cm* des interfaces MC/FPL et MC/FPR selon les débits et les valeurs de h_r. Les transferts de masse induisent donc des courants secondaires : de la masse est prélevée au centre du lit mineur pour être éjectée au niveau de l'interface vers les FP. Ces courants secondaires sont également observables à partir des profils transversaux d'isovitesses de vitesses locales U (Fig. 7.5).

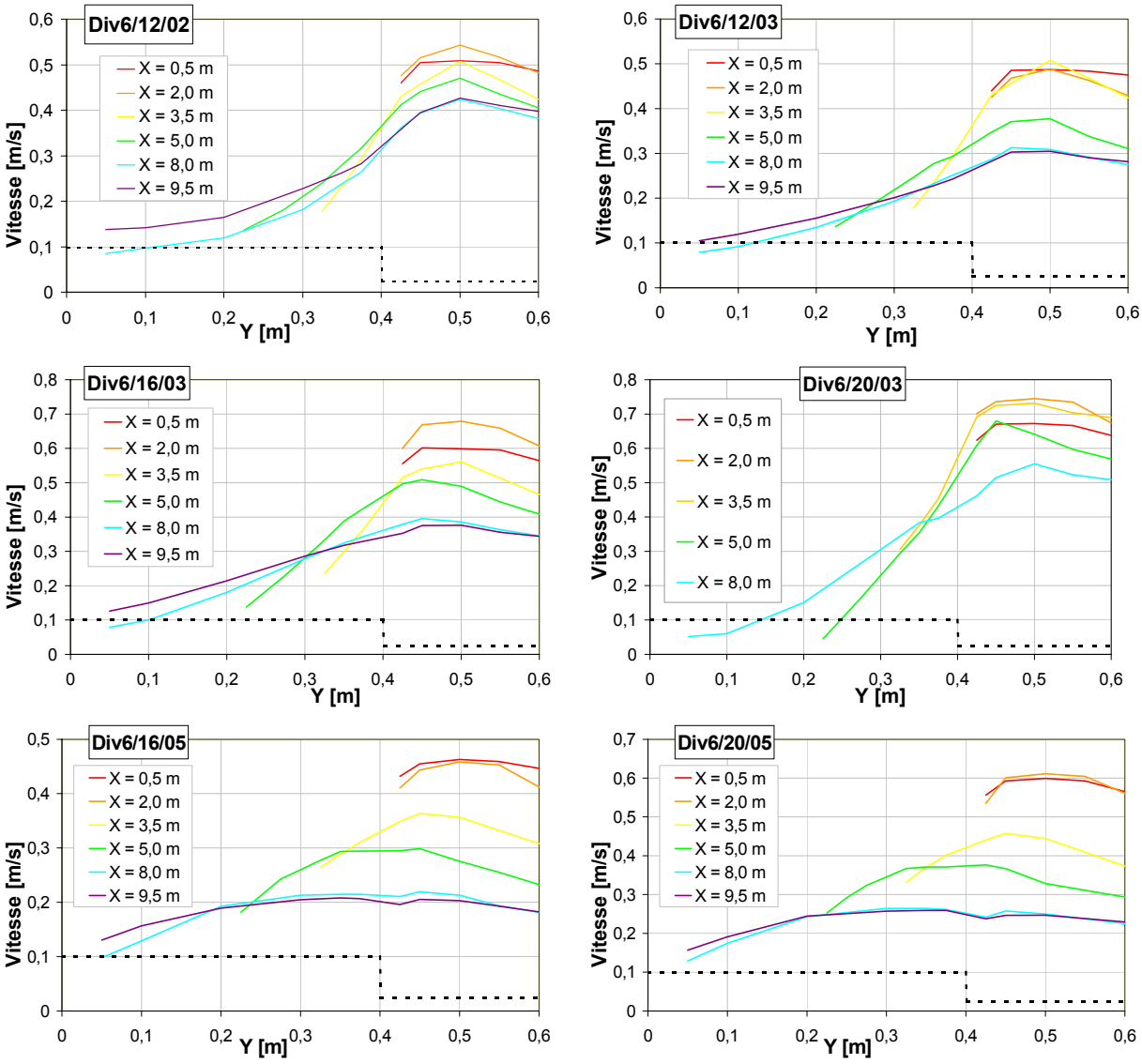


Fig. 7.4 – Demi-profils transversaux des vitesses moyennées sur la verticale, U_d, dans le Div6.

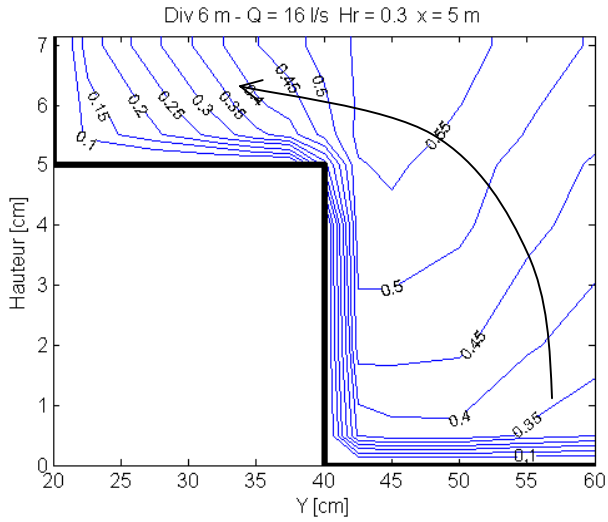


Fig. 7.5 – Demi-profils transversaux des isovitesses de *U* : Div6/16/03 à *x* = 5 *m*.

Pour cette configuration Div6/16/03, on présente en annexe A.7.1 l'évolution des cartes d'isovitesses entre x = 2 et 9,5 m : les cellules de courants s'atténuent d'amont en aval, à mesure que les transferts de masse entre lits diminuent. Ces cellules et leur évolution amont/aval sont observables pour l'ensemble des six écoulements.

Le lien entre profils transversaux de U_d et courants secondaires peut se justifier théoriquement par l'utilisation de la Lateral Distribution Method (LDM) exposée au Chap. 1, §1.2.5, rebaptisée « SKM » par Shiono et Knight. On rappelle que cette dernière a été développée pour des écoulements uniformes en lit droit. Cependant, si on force le terme de courants secondaires (noté Γ) – en supposant qu'ils sont plus importants lorsqu'il y a des transferts de masse qu'en régime uniforme – on peut restituer le creusement du profil de U_d au centre du MC (cf. Fig. 7.6 pour Div6/20/05).

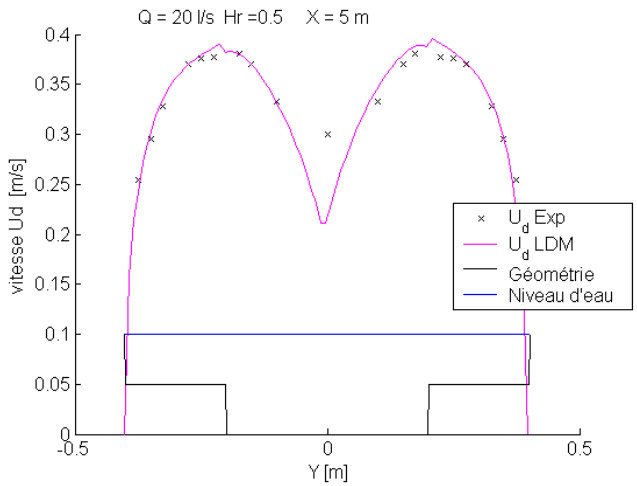


Fig. 7.6 – Profils transversaux des vitesses U_d expérimentales et calculées par la LDM.

7.2.1.3. Nombres de Froude et coefficients cinétiques β et α

Un seul écoulement passe en supercritique : le Div6/20/03, et ce, dans le MC, les FP, et la section totale entre x = 2 et 4 m (Fig. 7.7). L'évolution des nombres de Froude par sous-section et sur la section totale est présentée en annexe A.7.2, pour l'ensemble des écoulements.

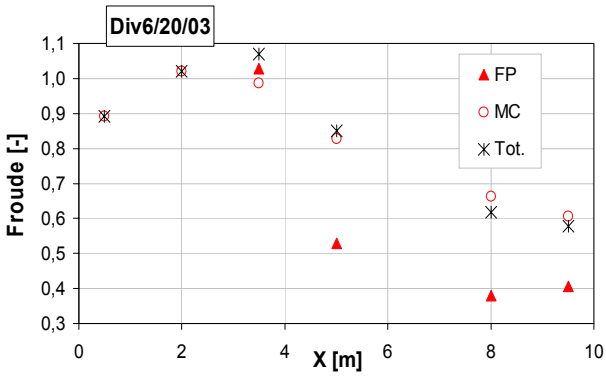


Fig. 7.7 – Div6/20/03 : Evolution du nombre de Froude, dans les FP, le MC, et la section totale.

L'évolution des coefficients de Coriolis (α) et de Boussinesq (β) sur la section totale est présentée en annexe A.7.3, pour l'ensemble des écoulements. Calculés à partir des valeurs par sous-section U_{mc}, U_{fpl}, U_{fpr}, A_{mc} et A_{fp}, ils ne tiennent pas compte de la dispersion des U_d *au sein* des sous-sections, notamment dans les FP ($\alpha_i = \beta_i = 1$). Ils sont donc sous-estimés par rapport à la réalité, mais sont cohérents avec une description 1D par lit.

L'évolution des coefficients α est résumée sur la Fig. 7.8a ; les coefficients α et β du Div6/20/03 sont présentés sur la Fig. 7.8b.

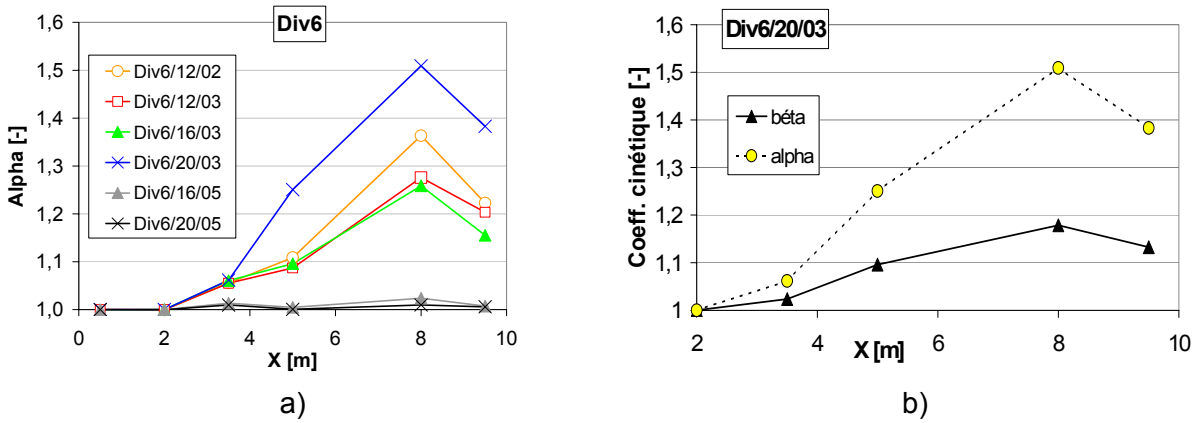


Fig. 7.8 – a) Coefficients de Coriolis α sur la section totale dans le Div6 ; b) Coefficients de Boussinesq β et de Coriolis α pour le Div6/20/03.

L'inhomogénéité des vitesses dans la section totale est maximale à la fin du divergent (x = 8 m). Les valeurs maximales de α sont nettement supérieures à celles observées en convergent linéaire homologue (Cv6 du Chap. 8) ; les plus fortes valeurs étant obtenues pour le Div6/20/03. Ces valeurs de coefficients cinétiques nous donnent une indication sur la force potentielle des transferts interfaciaux : plus elles sont fortes, plus le rôle des transferts *peut* être significatif (c'est une condition nécessaire mais pas suffisante).

7.2.2. Divergence 4 m

7.2.2.1. Hauteurs d'eau

Les profils longitudinaux de hauteur d'eau dans le lit mineur (Fig. 7.9) ont la même forme que dans le Div6. Cependant, le contrôle de la hauteur d'eau à x = 4 *m* (au lieu de x = 5 *m*) impose, pour une configuration (Q/h_r) donnée, un niveau du volet aval plus élevé dans le cas du Div4. Les pentes des profils de h_{mc} sont ainsi plus marquées entre 2 et 10 *m* dans le div4, toutes choses égales par ailleurs.

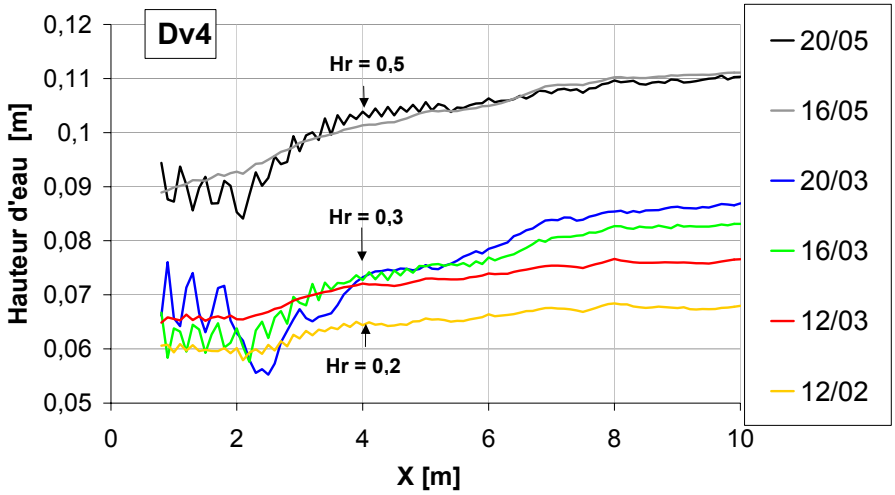


Fig. 7.9 – Profils longitudinaux des hauteurs d'eau dans le MC pour différentes configurations (Q/h_r).

Concernant les profils transversaux de niveaux d'eau Z (Fig. 7.10), les variations ΔZ observées sont comprises entre 1 et 2,5 *mm*. Mais on ne distingue pas d'inclinaison préférentielle vers la gauche ou la droite, sur l'ensemble des écoulements. L'asymétrie de certains écoulements en terme de champ de vitesse (cf. § suivant) ne peut donc être associée à une asymétrie des niveaux Z.

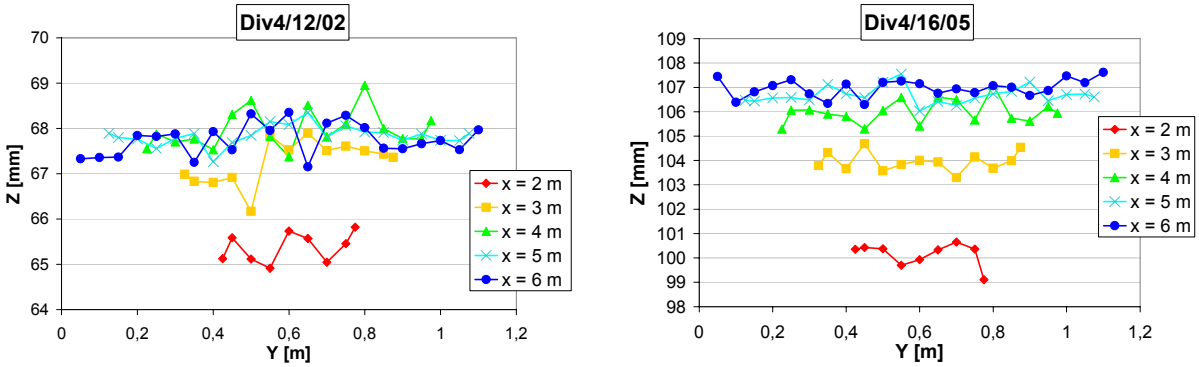


Fig. 7.10 – Profils transversaux des niveaux d'eau *Z*, dans le Div4/12/02 et le Div4/16/05 (*Z* = 0 sur le fond du lit mineur à *x* = 10 *m*).

7.2.2.2. *Répartition de débit et champ de vitesses*

Les mesures du champ de vitesses ont été effectuées aux abscisses x = 2 ; 3 ; 4 ; 5 ; 6 et 8 *m*. La répartition de débit résultante est représentée sur la Fig. 7.11. Les écoulements à h_r = 0,3 ou à h_r = 0,5 mettent en évidence le fait qu'une augmentation du débit total, pour une h_r donnée, retarde l'alimentation des plaines d'inondation. Ce phénomène n'avait été constaté dans le Div6 qu'entre les écoulements 16/03 et 20/03.

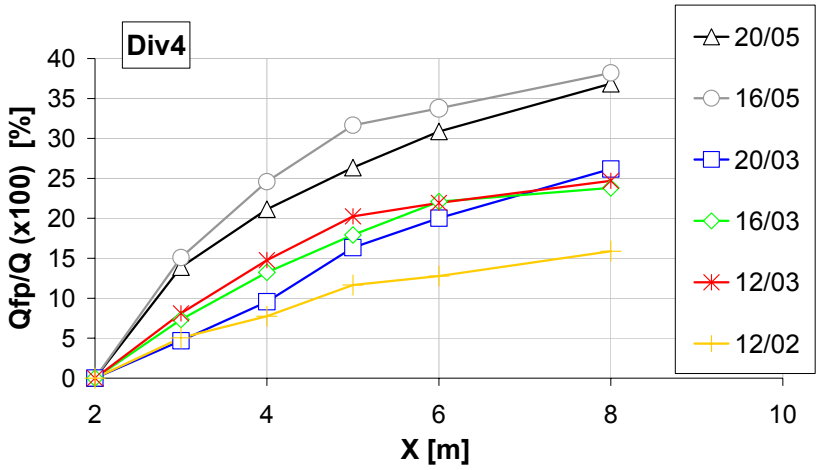


Fig. 7.11 – Proportion de débit dans les deux FP sous forme de pourcentage du débit total, dans le Div4.

La Fig. 7.11 dissimule une asymétrie de l'écoulement entre la FP left et la FP right pour quatre configurations sur six. En effet, pour les écoulements 12/02 et 12/03, le débit dans la FPL, Q_{fpl}, représente 53 à 56 % du Q_{fp} total ; pour 16/03, 50 à 75 % du Q_{fp} ; pour 20/03, 46 à 64 % ; pour 16/05, 49 à 71 % ; et pour 20/05, de 50 à 85 %.

Les écoulements sont déportés vers la FPL, et des zones de faibles vitesses (voire d'eau morte) apparaissent dans la partie extérieure de la FP right. Les zones d'eau morte couvrent au maximum 1/3 de la largeur de la FPR (Div4/16/05 et Div4/20/05).

Des mesures par imagerie en surface (cf. Bousmar (2002) pour le protocole) ont permis de calculer les vitesses U_s en surface avec un pas d'espace de 2,5 *cm*. On en déduit dans les cinq sections de mesure des vitesses U, les rapports U_s / U_d. En supposant une évolution linéaire de ces rapports entre deux sections de mesure, la connaissance des vitesses U_s nous permet d'extrapoler les vitesses U_d tous les 2,5 *cm*. Les champs de U_d ainsi obtenus sont représentés sur la Fig. 7.12.

A mesure que les hauteurs de débordement augmentent, les zones de ralentissement se développent sur la FPR. Plusieurs causes peuvent être responsables de cette asymétrie : une légère asymétrie transversale de la topographie dans la partie amont du divergent ; une légère inclinaison transversale du volet aval…

En outre, d'un point de vue mathématique, Kerswell (2005) a montré qu'il existait une solution asymétrique stable aux équations de Navier-Stokes dans une divergence symétrique (en lit simple). Cette solution a été validée numériquement : elle apparaît au-delà d'un certain nombre de Reynolds limite, et peut même donner naissance à une alternance de décollement de la couche limite (à gauche, puis à droite…), qu'il nomme « non-linear waves in diverging channels ». Et la fréquence spatiale de ces ondes est fonction de l'angle d'ouverture. Mais malheureusement, aucune confrontation avec l'expérience n'a été faite.

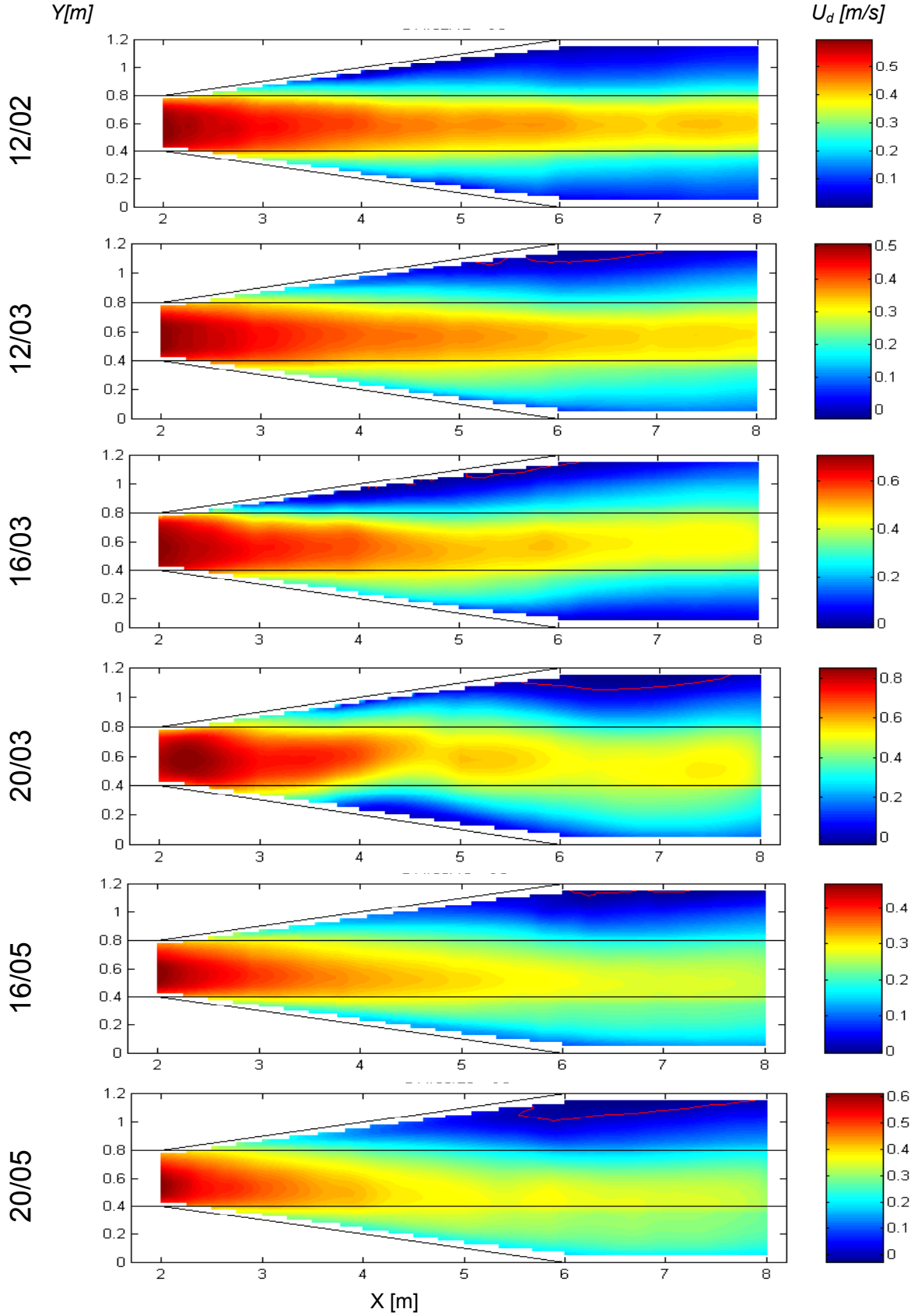


Fig. 7.12 – Champ des vitesses moyennées sur la verticale U_d dans le Div4 (vue de dessous).

En lit composé, l'angle de décollement de la couche limite n'ayant pas – à notre connaissance - été identifié, il est difficile de conclure. Si l'on se réfère aux écoulements en tuyère, le demi-angle limite est de 7° ; avec un angle de 5,8° en Div4, par analogie, il n'est peut-être pas surprenant que des instabilités apparaissent.

En dépit de cette asymétrie, les profils transversaux de U_d sont semblables à ceux du Div6, en dehors de la zone de faibles vitesses : les gradients $|dU_d / dy|$ sont toujours très marqués dans les deux FP, et décroissent de l'amont vers l'aval. L'ensemble de ces profils est joint en annexe A.7.4. On présente sur la Fig. 7.13 ceux du Div4/12/02 et du Div4/20/05 .

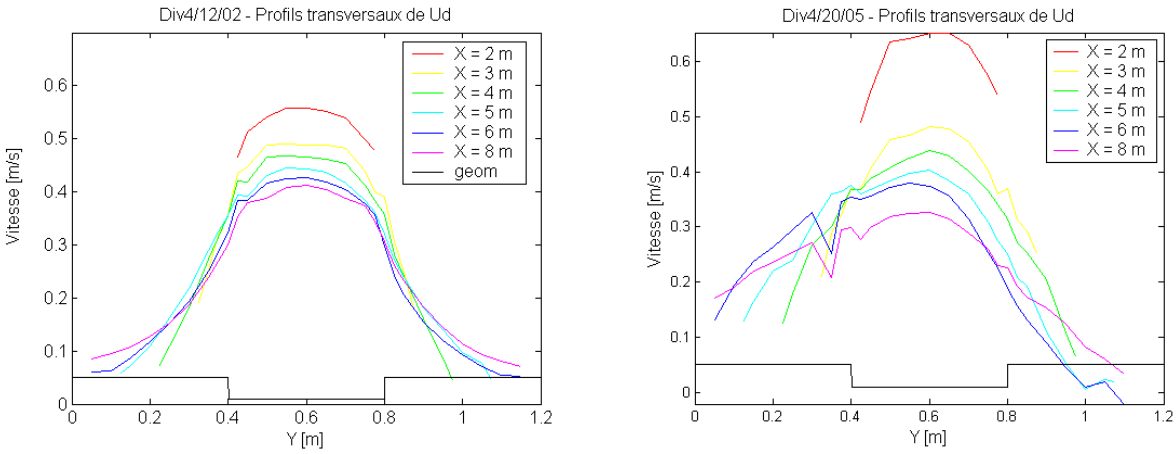


Fig. 7.13 – Profils transversaux des vitesses moyennées sur la verticale, U_d, pour le Div4/12/02 et le Div4/20/05

7.2.2.3. Nombres de Froude et coefficients cinétiques β et α

L'évolution des nombres de Froude dans le MC, la FPL, la FPR, et sur la section totale est joint en annexe A.7.2. Les écoulements à $h_r = 0{,}5$ et $h_r = 0{,}2$ sont subcritiques, ainsi que le 12/03. Le 20/03 est supercritique dans le MC et sur la section totale de x = 2 à 2,5 *m*. Enfin, pour le 16/03, l'asymétrie provoque un passage en supercritique dans la FPL uniquement, aux alentours de x = 3 *m*.

Les coefficients cinétiques sur la section totale sont calculés à partir des vitesses moyennes expérimentales U_{fpl}, U_{fpr}, et U_{mc} (annexe A.7.3). Pour une configuration (Q/h_r) donnée, ils sont systématiquement plus grands dans le Div4 que dans le Div6, tout au long du tronçon. Le retard dans l'alimentation des FP ainsi que l'asymétrie de certains écoulements en sont responsables (cf. 16/05 et 20/05 notamment). Ces différences de valeurs entre Div4 et Div6 peuvent présager de transferts interfaciaux plus violents dans le Div4.

7.3. MODELISATION 1DPL

7.3.1. Démarche adoptée

Dans les divergents linéaires, nous avons suivi la même démarche que dans le convergent brusque. Ainsi, on s'intéresse dans un premier temps aux transferts de QDM dus aux échanges de masse à l'interface. Les vitesses expérimentales mesurées à l'interface ($U_{int.exp}$) sont comparées aux vitesses calculées à l'aide des formules suivantes :

1) $U_{\text{int.}} = U_{fp}$

2) $U_{\text{int.}} = U_{\text{var}2} = \dfrac{B_{mc}}{B_{mc} + 4B_{fp}} U_{fp} + \dfrac{4B_{fp}}{B_{mc} + 4B_{fp}} U_{mc}$

3) $U_{\text{int.}} = U_{\text{var}1} = \dfrac{B_{mc}}{B_{mc} + 2B_{fp}} U_{fp} + \dfrac{2B_{fp}}{B_{mc} + 2B_{fp}} U_{mc}$

4) $U_{\text{int.}} = U_{yen} = \dfrac{B_{mc}}{B_{mc} + B_{fp}} U_{fp} + \dfrac{B_{fp}}{B_{mc} + B_{fp}} U_{mc}$

5) $U_{\text{int.}} = U_{mc}$

chacune des vitesses étant calculée à partir des valeurs expérimentales *de* U_{mc} et U_{fp}.

On notera qu'ici, les formules « $U_{int} = U_{var2}$ » et « $U_{int} = U_{var1}$ » sont symétriques en « B_{mc} et B_{fp} » de celles utilisées en géométrie convergente : puisque l'écoulement traversant l'interface provient du lit mineur, on donne ici plus de poids au MC qu'à la FP dans le calcul de la vitesse interfacielle ; U_{var2} est proche de U_{mc} mais lui est inférieure.

Une fois adopté le modèle de vitesse interfacielle, on s'intéresse aux échanges turbulents potentiels. Mais comme nous ne possédons pas de mesure expérimentale de ces échanges, ils sont considérés comme *l'inconnue de nos systèmes différentiels couplés*. On fait donc implicitement l'hypothèse que la formule de Manning évalue convenablement le frottement dans une sous-section.

De plus, utilisant les résultats du Chap. 6 relatifs aux écoulements uniformes en lit droit, on suppose a priori, que l'échange turbulent peut être modélisé par un taux de cisaillement $\left|\tau_{xy}\right| = \psi^t \rho\left(U_{mc}^2 - U_{fp}^2\right)$, avec $\psi^t = 0{,}02$, valeur calée en régime uniforme.

Trois cas peuvent alors se présenter :

a) les échanges turbulents sont négligeables par rapport aux transferts de QDM dû aux échanges de masse, ils n'ont pas d'influence sur le triplet {h_{mc} ; U_{mc} ; U_{fp}}, et le calcul est stable.

b) l'ajout de pertes (ou gains) par échange turbulent conduit à une surévaluation de la dissipation à l'interface et les simulations divergent.

c) les échanges turbulents sont de même poids que le transfert de QDM associé aux échanges de masse, et la prise en compte des termes S^t améliore le calcul de $\{h_{mc}$; U_{mc} ; $U_{fp}\}$. On peut, le cas échéant, faire un calage du coefficient ψ^t .

Concernant le sens de résolution du système, la singularité topographique à l'amont (B_{fp} = 0 à x = 2 m) nous impose de débuter le calcul à partir de l'aval. En effet, au sortir des divergents entre x = 2 et 3 m, les transferts de masse sont violents et l'évolution du triplet $\{h_{mc}$; U_{mc} ; $U_{fp}\}$ est fortement variée. Cela rend le système d'équations différentielles extrêmement sensible à la répartition de débit dans cette zone. Ainsi, considérer par exemple, $U_{mc} = U_{fp}$ à $x = 2^+$ conduit à des résultats erronés et/ou instables.

La résolution s'effectue donc de l'aval vers l'amont, en injectant le triplet $\{h_{mc}$; U_{mc} ; $U_{fp}\}$ expérimental en condition limite aval.

7.3.2. Modélisation 1DPL dans le Div6

7.3.2.1. Vitesses interfacielles

Les vitesses interfacielles expérimentales des six écoulements sont présentées en annexe A.7.5 ; on y fait également figurer les modélisations $U_{int} = U_{yen}$; U_{var1} et U_{var2}. A titre d'exemple, les écoulements Div6/12/03 et Div6/20/03 sont traités sur la Fig. 7.14.

Sur l'ensemble des quatre stations de mesure, la moyenne des écarts aux vitesses interfacielles expérimentales est la plus faible pour $U_{int} = U_{var2}$, dans les Div6/20/03, 12/03 et 12/02, et pour $U_{int} = U_{mc}$ dans les Div6/20/05, 16/05 et 16/03.

La vitesse longitudinale de l'eau transférée au travers de l'interface est donc globalement proche de U_{mc}.

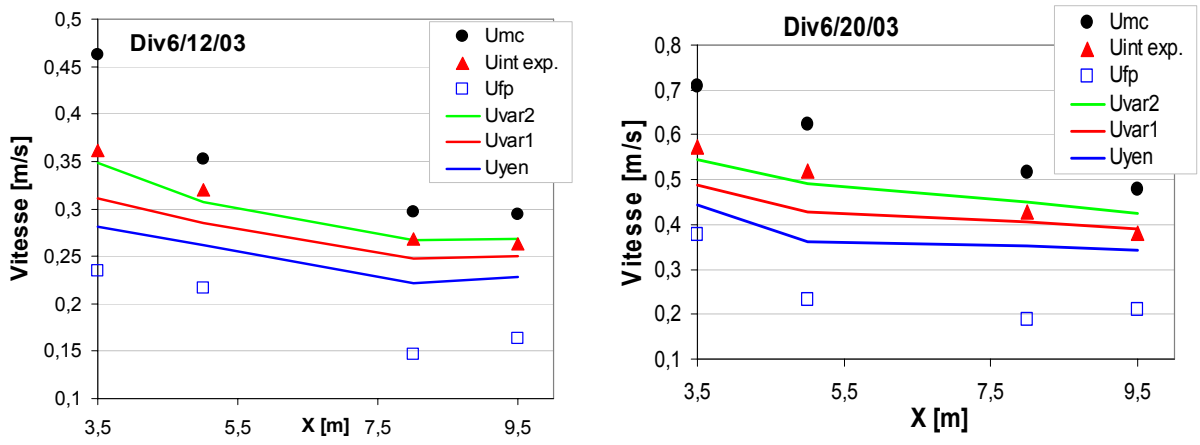


Fig. 7.14 – Vitesse interfacielle : comparaison mesures expérimentales / modélisations à l'aide des formules U_{var1}, U_{var2}, U_{yen} pour le Div6/12/03 et Div6/20/03.

7.3.2.2. Simulations du triplet {h_{mc}, U_{fp}, U_{mc}}

Pour chaque écoulement, on présente les résultats de la M1DPL, de la M1DPL sans perte par transfert de masse (notée « TM=0 »), de la M1DPL sans perte par transfert de masse et échange turbulent (notée « DCM »). Les simulations de Talweg-Fluvia, analysées au §7.4.1 serviront de calcul de référence.

L'ensemble des simulations est présenté en annexe A.7.6 ; on y fait figurer les évolutions de la hauteur d'eau h_{mc}, des vitesses dans les sous-sections, et de la proportion de débit dans les FP. Résumons en les résultats essentiels :

- $h_r = 0,5$

Pour les écoulements 16/05 et 20/05, les différences de vitesses U_{mc} et U_{fp} sont faibles tout au long de l'écoulement. Cela se traduit par une faible dissipation à l'interface : l'annulation des termes S^m et S^t n'a pas d'incidence sur le calcul des paramètres hydrauliques, comme le choix de la vitesse interfacielle.

Les résultats de la M1DPL sont satisfaisants (Fig. 7.15), ils conduisent à une erreur relative de +6% sur le calcul du Q_{fp} dans la section médiane (x = 5 m) pour le 20/05, et de +12 % pour le 16/05. L'erreur sur le calcul de la hauteur h_{mc} est inférieure à 2% (soit 4% sur la h_{fp}).

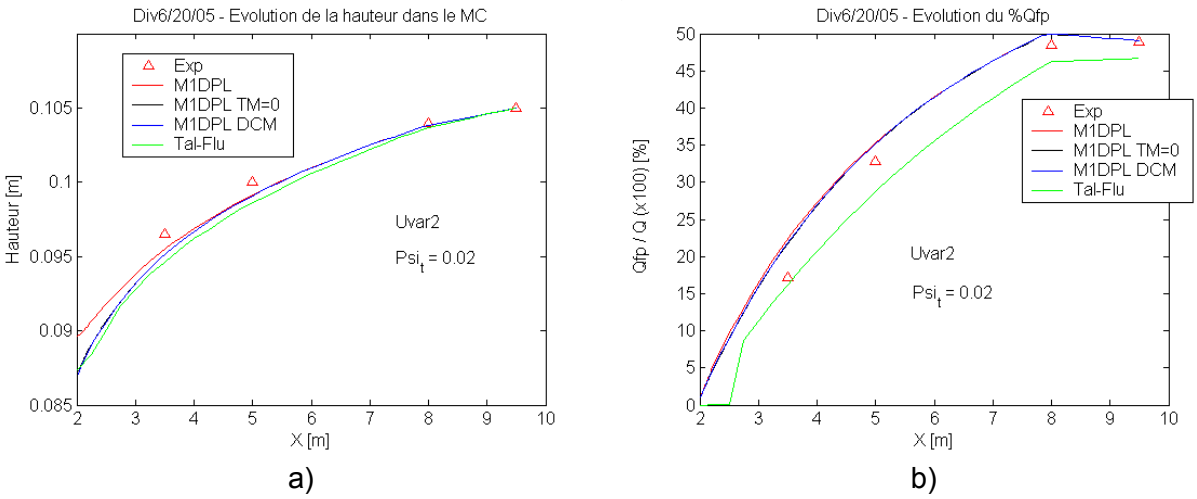


Fig. 7.15 – Div6/20/05 : a) Profil des hauteurs d'eau dans le MC ; b) Proportion de débit dans la FP.

- $h_r = 0,3$

Les deux écoulements Div6/12/03 et Div6/16/03 présentent les mêmes caractéristiques : les pertes par échange turbulent et par échange de masse sont du même poids que les frottements au fond et les termes de continuité de la masse (Ma) – explicité au Chap. 5, §5.3.4. En conséquence, l'annulation du S^m et/ou du S^t dégrade les résultats (Fig. 7.16).

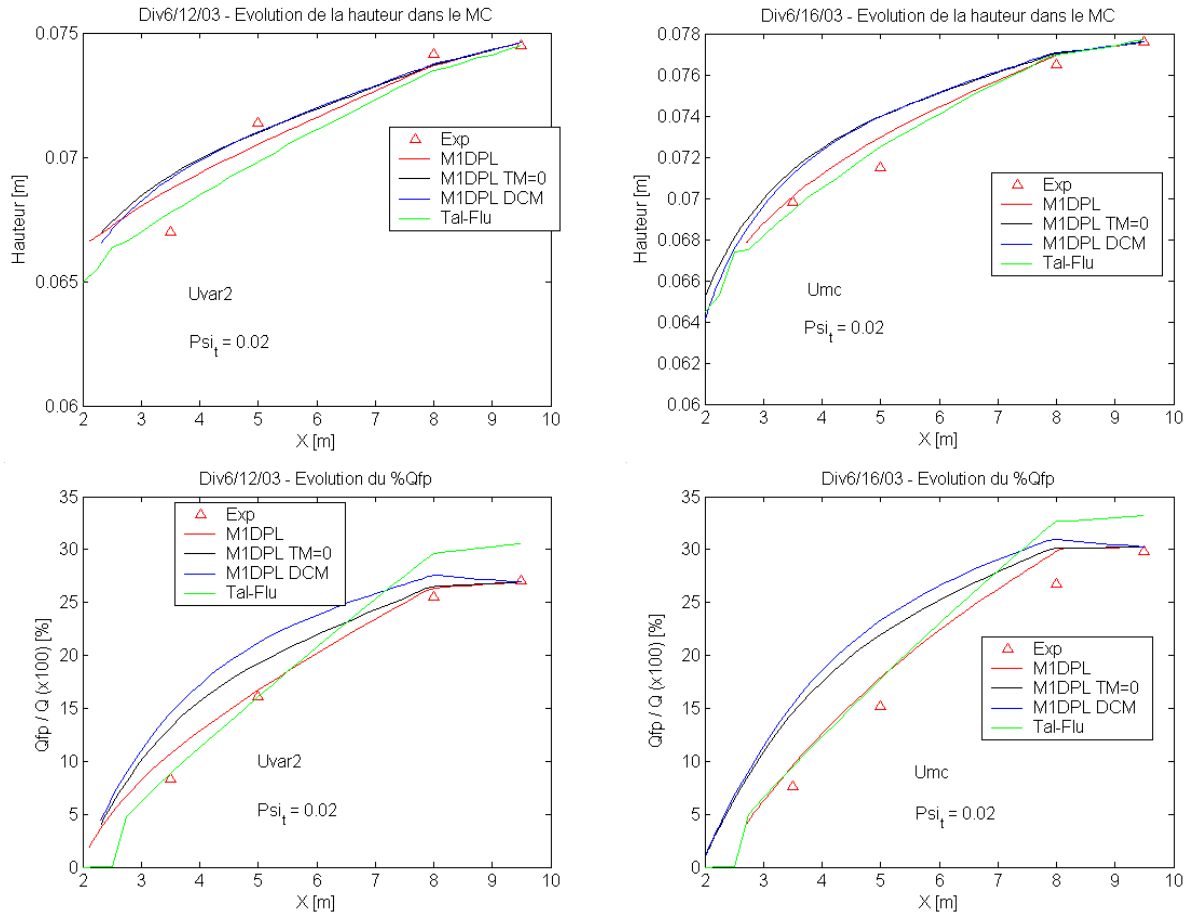


Fig. 7.16 – Profils des hauteurs d'eau dans le MC, et proportion de débit dans la FP, dans les Div6/16/03 et Div6/12/03.

A mesure que le débit total augmente, donc que les différences de vitesses MC/FP croissent, les pertes interfacielles prennent de l'importance : à x = 5 m, négliger les interactions (DCM) conduit à surestimer le débit de 30 % (resp. 45%) pour Q = 12 l/s (resp. 16 l/s).

L'écoulement 20/03 se distingue des deux précédents, par son passage en supercritique dans le MC entre 2 et 3 *m*, mais surtout par la force des transferts de masse tout au long de l'écoulement.

Le poids des pertes S^m est tel, que l'ajout de potentiels échanges turbulents sur l'ensemble du tronçon fait diverger le calcul [cas b) du §7.3.1]. Par contre, une deuxième simulation avec $\Psi^t = 0$ dans le divergent et $\Psi^t = 0{,}02$ dans la partie prismatique conduit à une bonne restitution de h_{mc} et de Q_{fp} (Fig. 7.17).

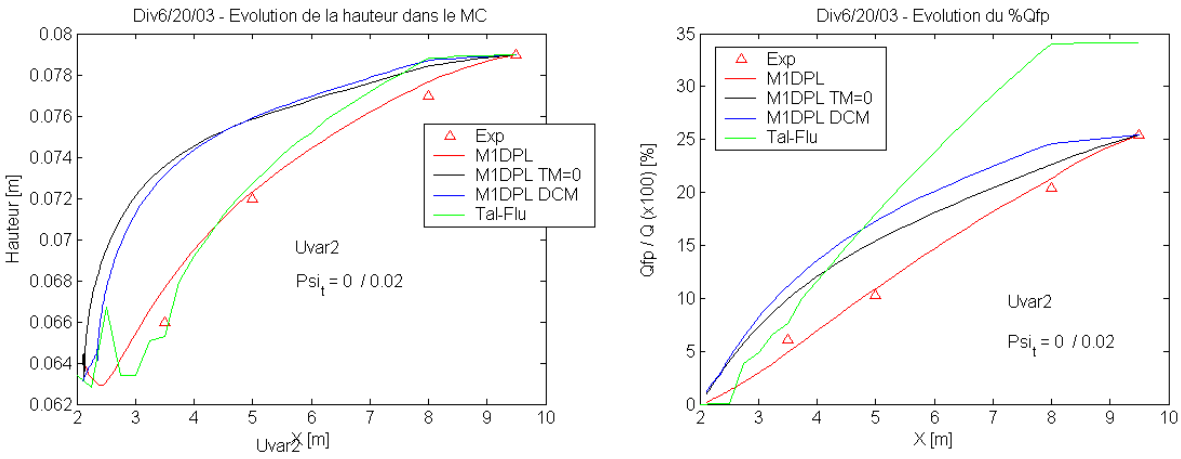


Fig. 7.17 – Profils des hauteurs d'eau dans le MC, et proportion de débit dans la FP, dans le Div6/20/03 (Ψ^t = 0 dans le divergent ; Ψ^t = 0,02 dans la partie prismatique).

Puisque U_{int} = U_{var2} est une modélisation pertinente de la vitesse interfacielle expérimentale, ce résultat tend à montrer que les échanges turbulents sont écrasés par les transferts de masse dans le divergent (si l'on considère le système différentiel comme une juxtaposition de « bilans de QDM »). Nous verrons par la suite sur les diagrammes de ratios adimensionnels « S^m/S_f fonction de S^t/S_f» que pour h_r = 0,3, le poids du S^t diminue au profit de celui du S^m quand le débit total augmente (de 12/03 à 16/03, puis à 20/03).

Négliger la totalité des pertes interfacielles (DCM) conduit à surestimer :

- h_{fp} de 10% à 5 *m*, et de 50% à 3,5 *m*.
- Q_{fp} de 50% à 5 *m*, et de 83% à 3,5 *m*.

Le poids du gain par échange de masse dans la FP, S^m_{fp}, est manifeste sur le graphe des charges par lit, H_{mc} et H_{fp} (Fig. 7.18). C'est grâce à ce transfert de QDM du MC vers les FP que la charge dans la FP augmente puis se stabilise. A contrario, les simulations « TM = 0 » et « DCM » restituent de fortes pertes de charge dans la FP ne correspondant pas à la réalité.

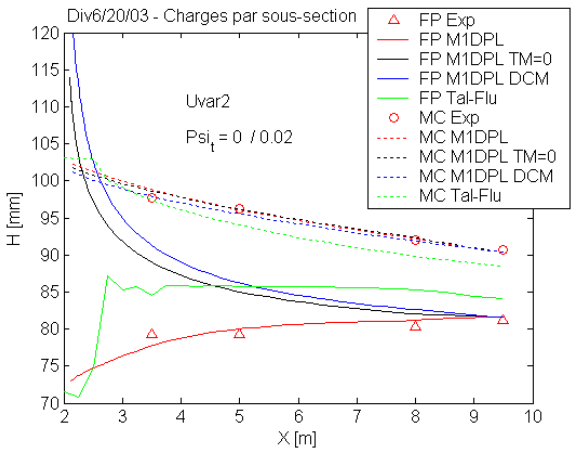


Fig. 7.18 – Evolution des charges dans les sous-sections, H_{mc} et H_{fp}, pour le Div6/20/03.

- h_r = 0,2

Pour l'écoulement 10/02, les différences « U_{mc} – U_{fp} » sont fortes tout au long de l'écoulement ; et dans les deux lits, les termes S^m et S^t contrôlent l'écoulement. De plus, le poids relatif de S^t est le plus important des écoulements en Div6.

Il en découle une dépendance forte à la valeur du Ψ^t. Une simulation avec Ψ^t = 0,02 n'est pas satisfaisante (cf. annexe A.7.6). Un calage conduit aux valeurs suivantes : 0,024 dans la partie prismatique et 0,033 dans la partie divergente.

Les hauteurs relatives de débordement variant entre 0,15 et 0,21 de x = 2 à 9,5 *m,* il se peut qu'en dessous d'une valeur h_r = 0,2, il y ait une augmentation du coefficient du modèle « longueur de mélange » ; mais il est difficile de conclure car on n'a pas effectué d'écoulement uniforme en lit droit avec h_r < 0,2.

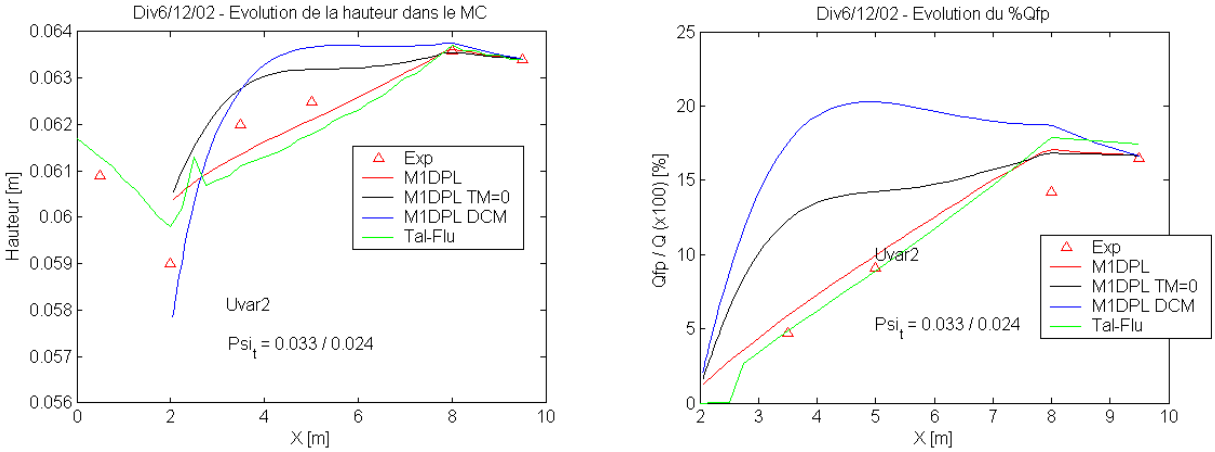


Fig. 7.19 – Div6/12/02 : Profil des hauteurs d'eau dans le lit mineur, et répartition de débit dans le lit majeur.

D'autre part, compte-tenu du fait que les transferts de masse et les différences « $U_{mc} - U_{fp}$ » sont encore significatifs dans la partie prismatique, les simulations « DCM » et « TM = 0 » conduisent rapidement à des valeurs erronées de Q_{fp} : négliger la totalité des transferts conduit à une surévaluation du Q_{fp} de 122% à x = 5 m, et de 55% si l'on néglige uniquement l'échange de QDM dû aux transferts de masse.

- Synthèse

Les résultats des simulations dans le Div6 sont synthétisés dans le Tab. 7.1 ; on se restreint à la partie divergente entre x = 2 et 8 *m*. On y présente l'influence des pertes/gains par échange turbulent et échange de masse, ainsi que l'erreur relative sur le calcul du Q_{fp} des trois méthodes, dans la section médiane du divergent (x = 5 *m*).

Concernant le calcul des lignes d'eau, il est important de noter que les pertes interfacielles n'ont une influence notable que sur les écoulements 12/02 et 20/03, ceux présentant les plus fortes différences « $U_{mc} - U_{fp}$ ».

	Influence des échanges interfaciaux				Erreur relative sur le Q_{fp} à x = 5 m [%]		
Configurations	Turbulence $\{\Psi^t\}$		Pertes par TM $\{U_{int}\}$		DCM	TM= 0	M1DPL
Div6/12/02	++	{0,033}	++	$\{U_{var2}\}$	+122	+55	+11
Div6/12/03	+	{0,02}	+	$\{U_{var2}\}$	+27	+18	+2,1
Div6/16/03	+	{0,02}	+	$\{U_{mc}\}$	+56	+46	+16
Div6/20/03	—		++	$\{U_{var2}\}$	+70	+50	+5
Div6/16/05	0	{0,02}	0	$\{U_{var2}\}$	+12	+12	+12
Div6/20/05	0	{0,02}	0	$\{U_{var2}\}$	+6	+6	+6

++ : influence forte ; + : influence moyenne ; 0 : pas d'influence ; — : l'ajout de turbulence fait diverger le calcul.

Tab. 7.1– Synthèse des simulations dans le Div6 (entre *x* = 2 et 8 *m*).

7.3.2.3. Rapports adimensionnels

Comme on a pu le voir au Chap. 5, §5.3.4, l'évolution du triplet $\{h_{mc}, U_{fp} ; U_{mc}\}$ est déterminée par le poids relatif des différentes contributions de S_f, de S^t, de S^m, et de Ma dans les différents lits. Pour mémoire, on rappelle que dans un divergent, on a :

$$S^m_{fpl} = \frac{q_{flm}\left(U_{\text{int}.fpl} - U_{fpl}\right)}{gA_{fpl}} \quad \text{et} \quad S^m_{mc} = \frac{q_{frm}\left(U_{mc} - U_{\text{int}.fpr}\right)}{gA_{mc}} + \frac{q_{flm}\left(U_{mc} - U_{\text{int}.fpl}\right)}{gA_{mc}}$$

$$Ma_{fpl} = -\frac{q_{flm}U_{fpl}}{gA_{fpl}} \quad \text{et} \quad Ma_{mc} = -\frac{\left(q_{flm} + q_{frm}\right)U_{mc}}{gA_{mc}}$$

En divergent, S^m_{fpl}, S^m_{fpr} et S^m_{mc} seront des *gains* par transfert de masse tant que $U_{fp} < U_{int} < U_{mc}$ puisque $q_{frm} < 0$ et $q_{flm} < 0$ (les transferts de masse allant du MC vers les FP) ; les termes Ma_{mc}, Ma_{fpl} et Ma_{fpr} sont positifs par construction.

Ainsi, pour l'écoulement Div6/12/02 (Fig. 7.20), la continuité de la masse et le frottement au fond gouvernent majoritairement l'écoulement dans le lit mineur, alors que dans les lits majeurs, les quatre contributions influencent l'évolution des paramètres hydrauliques.

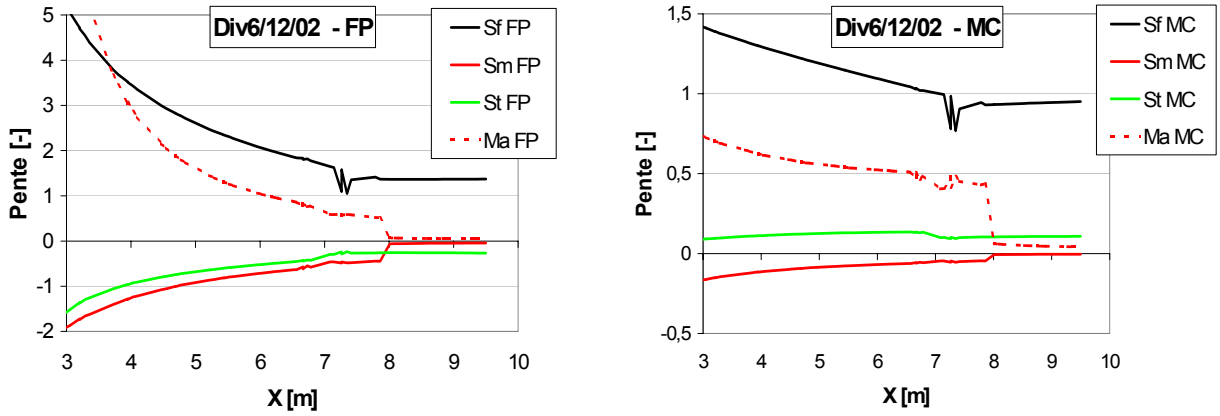


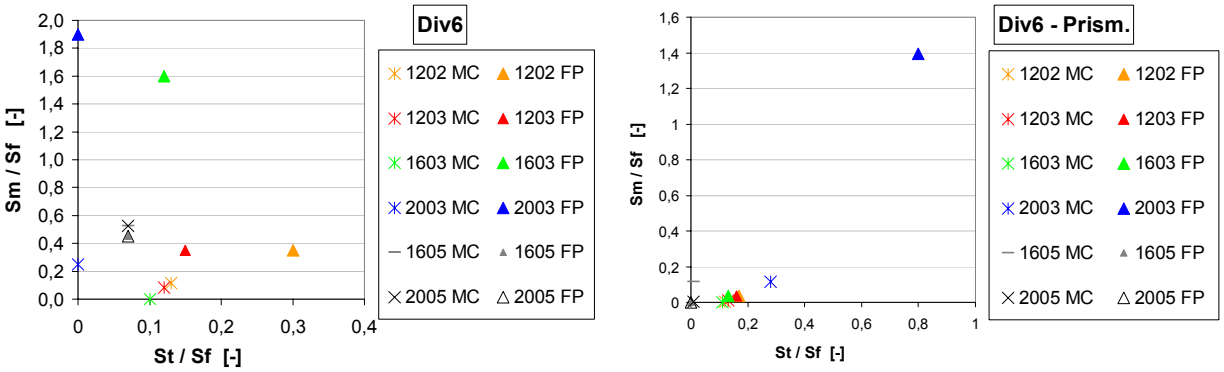
Fig. 7.20 – Div6/12/02 : Evolution de S_f, de S^t, de S^m, et de *Ma*, calculés par la M1DPL.

Les résultats du Tab. 7.1 peuvent donc être justifiés par une évaluation du poids relatif des différentes contributions S^t, S^m, S_f et *Ma* dans la résolution du système d'équations différentielles. Pour ce faire, on construit :

a) deux rapports qui comparent les trois sources de dissipation entre elles : S^t / S_f *et* S^m / S_f ;

b) deux rapports qui évaluent le poids des pertes interfacielles par rapport au terme de conservation de la masse, S^t / Ma *et* S^m / Ma.

L'évolution de ces rapports est présentée en annexe A.7.7, pour l'ensemble des écoulements. Nous présenterons ici (Fig. 7.21 et Fig. 7.22) les valeurs maximales de ces rapports, d'une part dans la partie prismatique de x = 8 à 9,5 *m*, d'autre part dans la partie divergente de x = 3 à 8 *m* (on exclut le segment [2 ; 3 *m*] pour un problème d'échelle des ordonnées des graphes, certains rapports atteignant de très fortes valeurs à proximité de x = 2 *m*).



a) b)

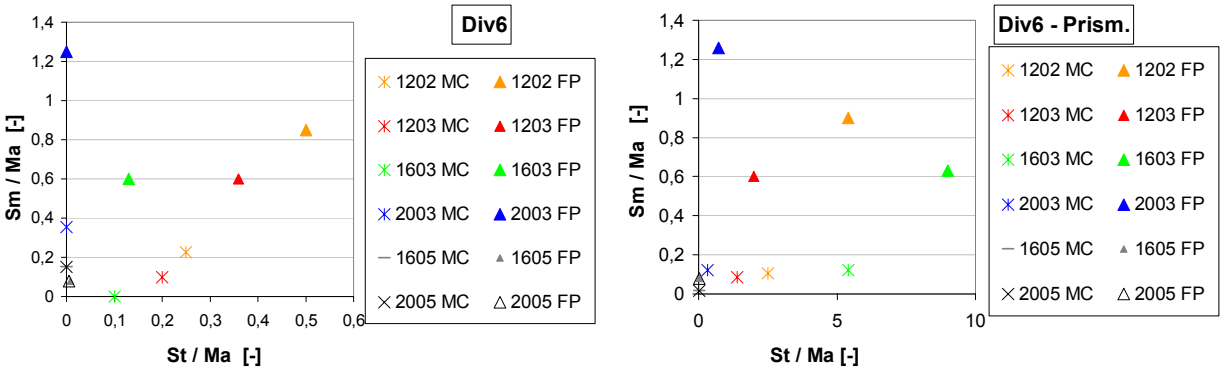
Fig. 7.21 – Div6 – Pertes par échange turbulent (S^t) et par transfert de masse (S^m) rapportées au frottement au fond (S_f) : a) rapport max. dans la partie divergente [3 ; 8 *m*] ; b) rapport max. dans la partie prismatique [8 ; 9,5 *m*].

Dans la partie divergente (Fig. 7.21a), les pertes par échanges de masse représentent entre 35 et 190% du frottement au fond dans les FP, et entre 0 et 55% dans le MC. Pour les

écoulements à h_r = 0,3, on retrouve l'augmentation du poids relatif de S^m avec le débit total au détriment de S^t. Concernant ces pertes par échange turbulent, l'écoulement 12/02 se distingue des autres avec une valeur de S^t représentant 30% du S_f dans les FP. Globalement, on a coexistence des trois sources de dissipation.

Dans la partie prismatique (Fig. 7.21b), c'est l'écoulement 20/03 qui se distingue des autres, les trois sources de dissipation étant du même ordre de grandeur dans les plaines d'inondation pour cette unique configuration.

Les diagrammes « S^m/Ma fonction de S^t/Ma » apportent une information supplémentaire (Fig. 7.22) : pour les écoulements à h_r = 0,5, le terme de continuité massique est prépondérant devant les pertes interfacielles. C'est la raison pour laquelle ces pertes, bien que non-négligeables, n'ont pas d'influence sur les simulations (Fig. 7.15 pour le 20/05).



a) b)

Fig. 7.22 – Div6 – Pertes par échange turbulent (S^t) et par transfert de masse (S^m) rapportées au terme de continuité massique (*Ma*) : a) rapport max. dans la partie divergente [3 ; 8 *m*] ; b) rapport max. dans la partie prismatique [8 ; 9,5 *m*].

Pour les écoulements à h_r = 0,3 et 0,2, le poids du terme de continuité massique est globalement du même ordre que celui de S^m et de S^t dans la partie divergente (Fig. 7.22a) et ce, dans les deux lits. Transferts de QDM et continuité de la masse participent donc de manière équivalente à la résolution de la M1DPL.

Dans la partie prismatique, les résultats doivent être analysés en regard de la (Fig. 7.21b). S^m, S^t, *Ma* et S_f sont du même ordre de grandeur pour le 20/03. Pour les autres écoulements, le S_f domine avec une légère influence de S_t.

En définitive, quatre écoulements sur six sont influencés par les pertes interfacielles : ceux à h_r = 0,2 et 0,3. Ils sont en particulier tributaires des pertes par transfert de masse S^m. Cela signifie que le choix du modèle de vitesse interfacielle va être d'autant plus déterminant pour ces écoulements, que les rapports S^m/Ma seront grands, puisque l'on a :

$$\frac{S_{fpl}^{m}}{Ma_{fpl}} = \frac{\left(U_{fpl} - U_{\text{int}.fpl}\right)}{U_{fpl}} \quad \text{et} \quad \frac{S_{mc}^{m}}{Ma_{mc}} = \frac{\left(U_{\text{int}.fpr} - U_{mc}\right)}{U_{mc}}$$

Ainsi, l'influence de la vitesse U_{int} est la plus significative pour le Div6/20/03 (Fig. 7.23).

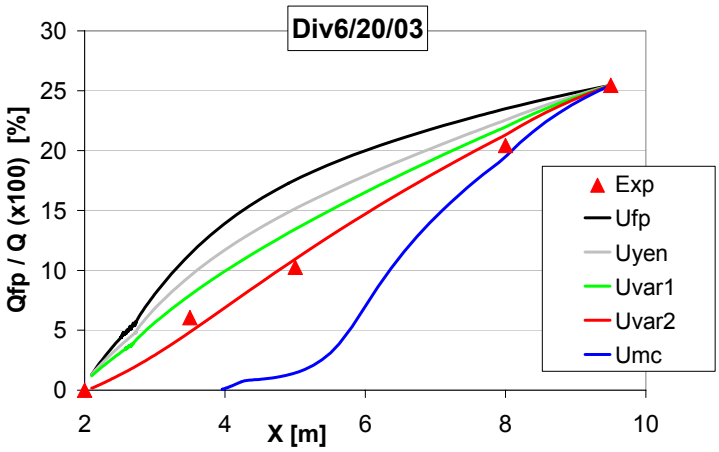


Fig. 7.23 – Modélisation 1DPL dans le Div6/20/03 : influence du modèle de vitesse interfacielle.

7.3.3. Modélisations 1DPL dans le Div4

Les écoulements en divergent 4 *m* présentant une asymétrie entre le lit majeur gauche et le lit majeur droit, deux alternatives s'offraient à nous en terme de modélisation 1D par lit :

a) tenir compte de la différence entre Q_{fpl} et Q_{fpr} en condition limite aval ;
b) rendre le problème symétrique en injectant dans chacune des plaines d'inondation un débit égal à $(Q_{fpl}+Q_{fpr})/2$; le débit dans le MC étant inchangé par rapport à l'expérimental.

Pour les écoulements 12/02 et 12/03, faiblement asymétriques, les deux alternatives conduisent à des résultats équivalents en terme de ligne d'eau et de débit total dans les FP ($Q_{fp} = Q_{fpl}+Q_{fpr}$) tout au long de l'écoulement.

Pour les quatre autres écoulements, selon que la zone de ralentissement sur la FPR va ou ne va pas (cas du 16/03) jusqu'à la condition limite aval, les résultats diffèrent. Pour le 16/03, la M1DPL n'est pas satisfaisante avec l'alternative a) ; pour les écoulements 20/05, 20/03 et 16/05, la M1DPL est satisfaisante avec les deux alternatives.

Par souci de concision, nous avons choisi de présenter ici l'ensemble des simulations avec symétrisation du problème, et uniquement une simulation avec l'alternative a).

7.3.3.1. Vitesses interfacielles

L'asymétrie des écoulements se répercute inévitablement sur les vitesses aux deux interfaces FPL/MC et FPR/MC (cf. annexe A.7.5 et Fig. 7.24 ci-après). Sur l'interface gauche, le modèle $U_{int} = U_{var2}$ est le plus pertinent sur les 6 écoulements. Sur l'interface droite, $U_{int} = U_{var2}$ est satisfaisant pour les deux écoulements faiblement asymétriques, et pour ceux présentant des zones de ralentissement marquées, c'est $U_{int} = U_{yen}$ qui restitue le mieux les vitesses expérimentales. Considérant pour ces derniers que la majorité du débit des FP est transité par la FPL, les simulations seront conduites, lorsque l'on symétrise le problème, en supposant que $U_{int} = U_{var2}$ aussi bien à gauche qu'à droite.

En définitif, le modèle $U_{int} = U_{var2}$ est utilisé sur les deux interfaces, pour l'ensemble des écoulements, lorsque l'on symétrise le problème.

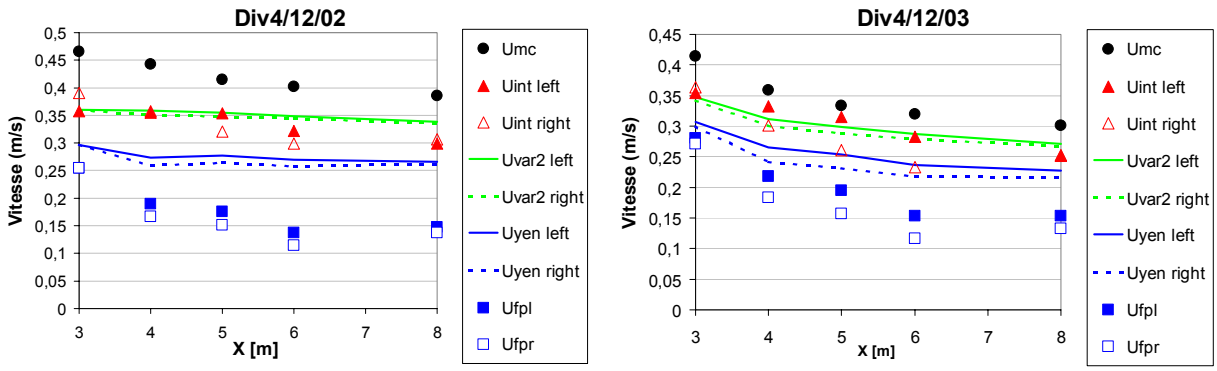


Fig. 7.24 –Vitesse interfacielle : comparaison mesure expérimentale / modélisations à l'aide des formules U_{var2}, U_{yen} pour le Div4/12/02 et Div4/12/03, sur les deux interfaces.

7.3.3.2. Simulations du triplet {h_{mc} ; U_{fp} ; U_{mc}}

L'ensemble des simulations est présenté en annexe A.7.8. Nous allons synthétiser les principaux résultats :

- $h_r = 0,5$

Pour les écoulements 16/05 et 20/05 (Fig. 7.25), les différences « U_{mc}-U_{fp} » sont plus importantes que dans les configurations homologues en Div6. Il en découle une sensibilité aux pertes interfacielles qui n'existait pas dans le divergent 6 *m*.

Le calcul des lignes d'eau est satisfaisant, et l'erreur sur le calcul de Q_{fp} dans la section médiane du Div4 (à $x = 4$ *m*) est de –2% pour le 20/05 et de –8% pour le 16/05.

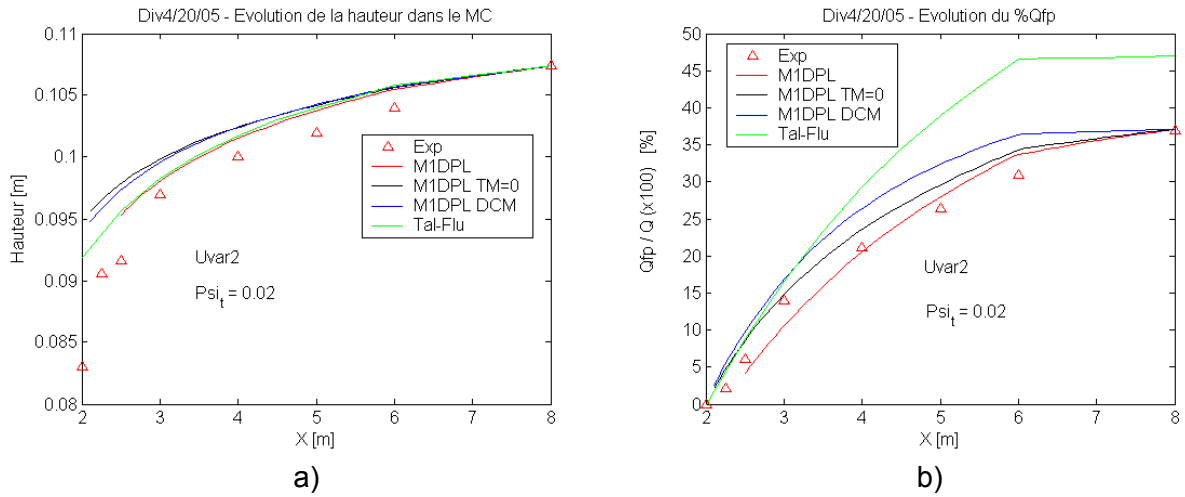


Fig. 7.25 – Div4/20/05 : a) Profil des hauteurs d'eau dans le MC ; b) Proportion de débit dans les FP.

- *h_r = 0,3*

A partir de cette hauteur relative, l'ajout d'échanges turbulents potentiels (avec ψ^t = 0,02) fait diverger les calculs, y compris dans les parties prismatiques pour le Div4/12/03 et 16/03. Mais des simulations avec ψ^t = 0 restituent convenablement les résultats. Suivant le même raisonnement qu'en Div6, on est donc amené à supposer que les transferts de masse annihilent l'effet des échanges turbulents dans ces deux configurations.

De manière analogue au Div6, l'augmentation du débit total s'accompagne d'une augmentation du poids relatif des pertes interfacielles, comme en témoigne les calculs à l'aide de la DCM sur la Fig. 7.26.

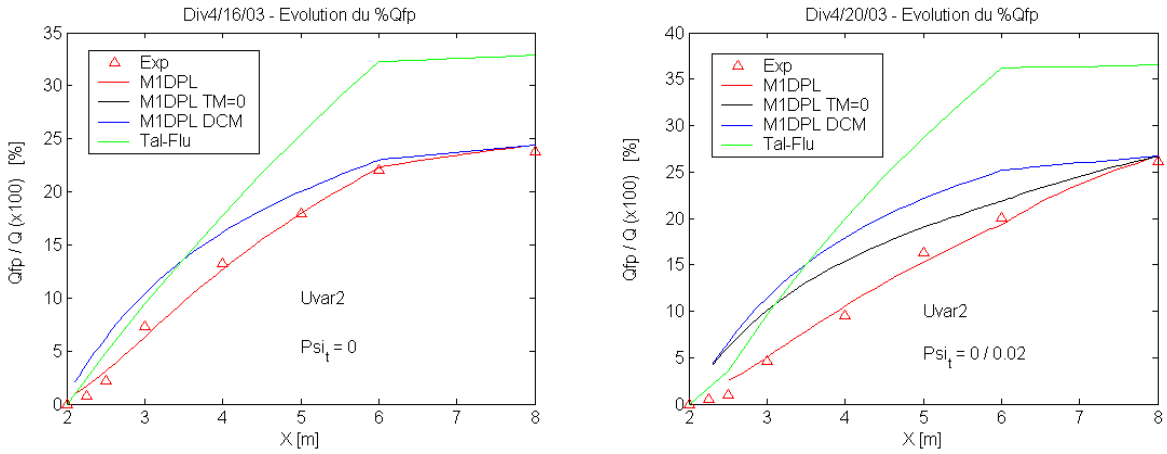


Fig. 7.26 – Proportion de débit dans les FP pour Div4/16/03 et 20/03.

Et là encore, les pertes par transfert de masse participent à la stabilisation – voire à l'augmentation – de la charge dans les plaines d'inondations (Fig. 7.27).

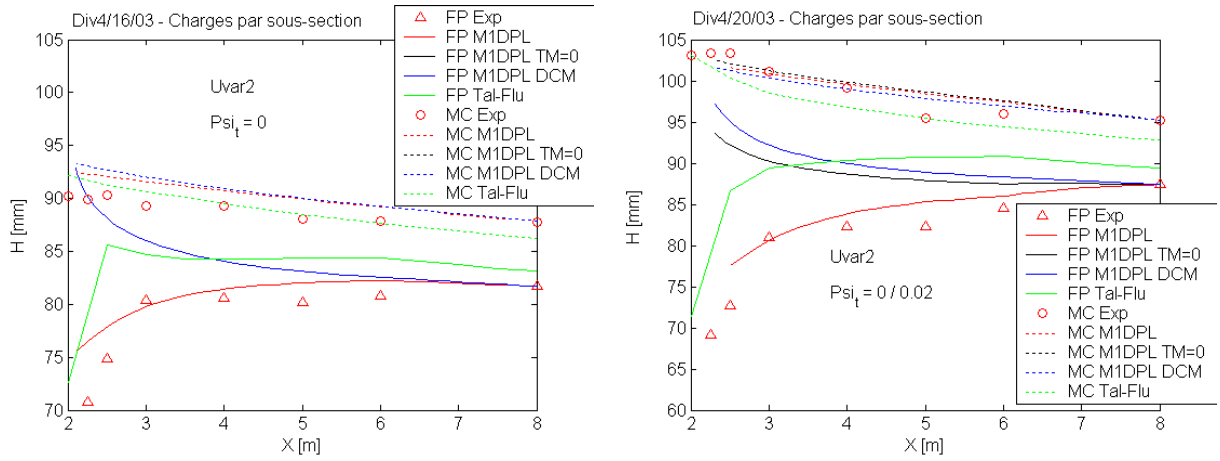


Fig. 7.27 – Charges par sous-section pour le Div4/20/03 et le Div4/16/03

- h_r = 0,2

Pour le Div4/12/02, l'hypothèse ψ^t = 0 est également nécessaire pour que les calculs convergent vers les valeurs expérimentales.

- Synthèse

L'ensemble des résultats des simulations est récapitulé dans le Tab. 7.2, pour la partie divergente ente 2 et 6 *m*.

Les six simulations sont sensibles aux pertes/gains par transfert de masse. Pour les écoulements « h_r = 0,3 et 0,2 », les simulations tendent à montrer que les échanges turbulents ont disparu des parties divergentes.

	Influence des échanges interfaciaux				Erreur relative sur le Q_{fp} à x = 4 *m* [%]		
Configurations	Turbulence $\{\Psi^t\}$		Pertes par TM $\{U_{int}\}$		DCM	TM= 0	M1DPL
Div4/12/02	—		++	$\{U_{var2}\}$	13	13	+0
Div4/12/03	—		++	$\{U_{var2}\}$	14	14	+3
Div4/16/03	—		++	$\{U_{var2}\}$	19	19	+4
Div4/20/03	—		++	$\{U_{var2}\}$	78	78	+5
Div4/16/05	+	{0,02}	++	$\{U_{var2}\}$	8	0	-8
Div4/20/05	+	{0,02}	++	$\{U_{var2}\}$	26	13	-2

++ : influence forte ; + : influence moyenne ; 0 : pas d'influence ; — : l'ajout de turbulence fait diverger le calcul.

Tab. 7.2 – Synthèse des simulations dans le Div4 (entre *x* = 2 et 6 *m*).

Concernant les transferts de masse, il reste néanmoins à lever une ambiguïté. Si l'on compare les résultats en Div4 (Tab. 7.2) avec ceux du Div6 (Tab. 7.1, p198), les erreurs

relatives sur le calcul du Q_{fp} sont moins fortes dans le Div4 que dans le Div6 dès lors qu'on annule les pertes/gains par transfert de masse (simulations « TM=0 »), pour les écoulements 12/02, 12/03, 16/03, et 16/05. Pourtant, le poids relatif de ces pertes est plus important dans le Div4 que dans le Div6, comme vont en témoigner les rapports adimensionnels du §7.3.3.3.

En fait, deux causes nous semblent responsables de ce phénomène : 1) la condition limite aval en répartition de débit dans le Div6 (x = 9,5 m) est plus éloignée que celle dans le Div4 (x = 8 m) ; 2) les longueurs respectives des parties divergentes et prismatiques dans le Div4 et le Div6 ne sont pas les mêmes (Fig. 7.28), autrement dit les transferts de masse ne s'effectuent pas sur la même distance.

Ainsi, la géométrie 6 m peut favoriser des écarts plus importants entre les modélisations avec ou sans pertes par transfert de masse.

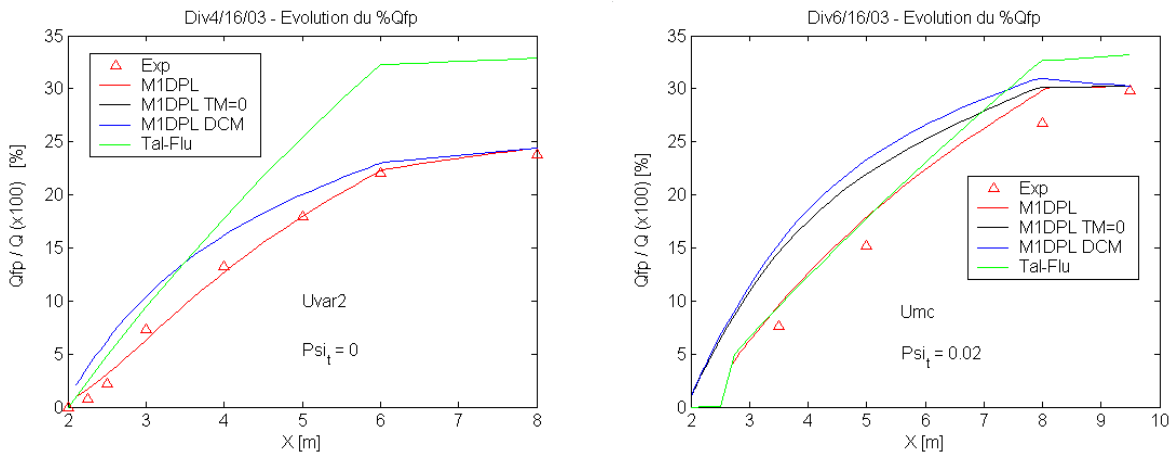
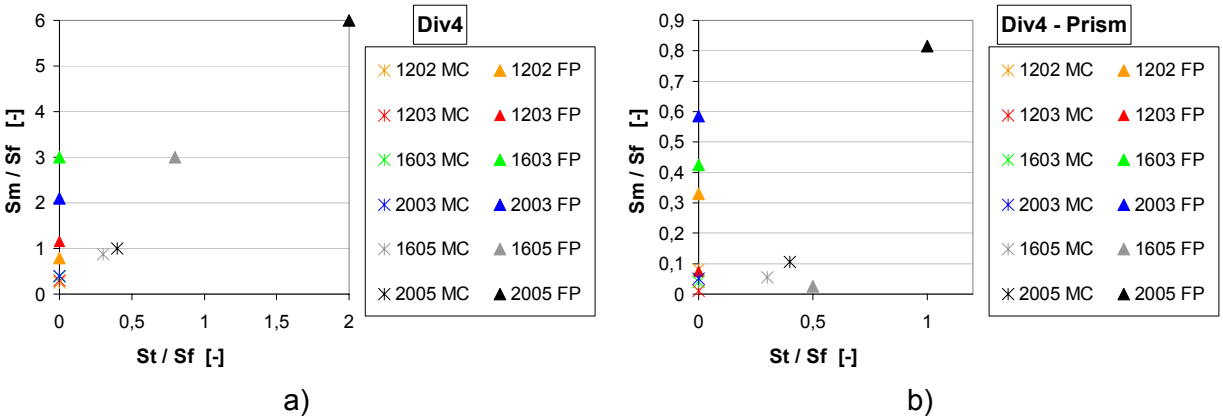


Fig. 7.28 – Proportion de débit dans les FP, pour le Div4/16/03 et le Div6/16/03.

7.3.3.3. Rapports adimensionnels

Dans la partie divergente du Div4 (Fig. 7.29a), les pertes par échange de masse représentent 0,8 à 6 fois le frottement au fond dans les FP, et de 0,2 à 1 fois dans le MC : les rapports S^m/S_f ont nettement augmenté par rapport au Div6 (Fig. 7.21a, p200). Le même constat peut être fait dans la partie prismatique, à l'exception de l'écoulement 20/03.

Concernant les pertes par échanges turbulents, elles ont disparu dans le Div4 pour les écoulements à h_r = 0,2 et 0,3, alors qu'elles sont maintenant du même ordre de grandeur que le S_f pour les écoulements à h_r = 0,5 dans la partie divergente et la partie prismatique.



a) b)

Fig. 7.29 – Div4 – Pertes par échange turbulent (S^t) et par transfert de masse (S^m) rapportées au frottement au fond (S_f) : a) rapport max. dans la partie divergente [3 ; 6 *m*] ; b) rapport max. dans la partie prismatique [6 ; 8 *m*].

A l'exception du 20/03, les rapports S^m/Ma ont également augmenté dans le Div4 (Fig. 7.30) par rapport au Div6, et ce, dans les deux lits et les deux parties de l'écoulement (divergente et prismatique).

Concernant les échanges turbulents, on remarquera que le poids relatif de S^t dans les FP de la partie divergente est atténué par le terme *Ma* : pour 16/05 et 20/05, S^t/Ma est respectivement égal à 0,2 et 0,36, alors que les S^t/S_f étaient resp. de 0,8 et 2.

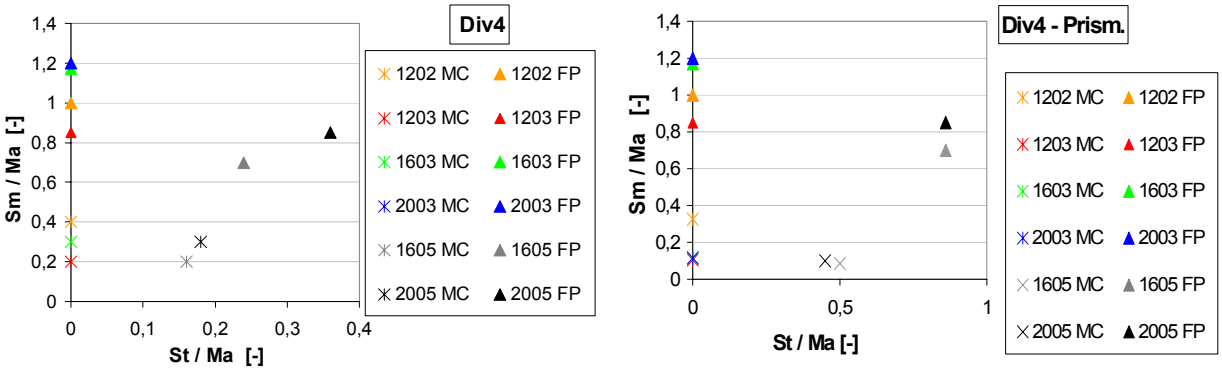


Fig. 7.30 – Div4 – Pertes par échange turbulent (S^t) et par transfert de masse (S^m) rapportées au terme de continuité massique (*Ma*) : a) rapport max. dans la partie divergente [3 ; 6 *m*] ; b) rapport max. dans la partie prismatique [6 ; 8 *m*].

En définitif, les six simulations sont influencées par les pertes interfacielles : elles sont toutes tributaires des pertes par transfert de masse S^m ; quant aux échanges turbulents, l'ajout de pertes S^t (possible dans les 16/05 et 20/05) influence positivement la résolution du système.

7.3.3.4. Modélisation asymétrique du cas « Div4/20/05 »

Comme nous l'avons dit en introduction du §7.3.3, p201, il est possible de tenir compte de l'asymétrie expérimentale entre FPL et FPR dans les modélisations 1DPL, il suffit pour cela que l'asymétrie en condition limite aval soit représentative de celle de l'écoulement sur l'ensemble du tronçon étudié.

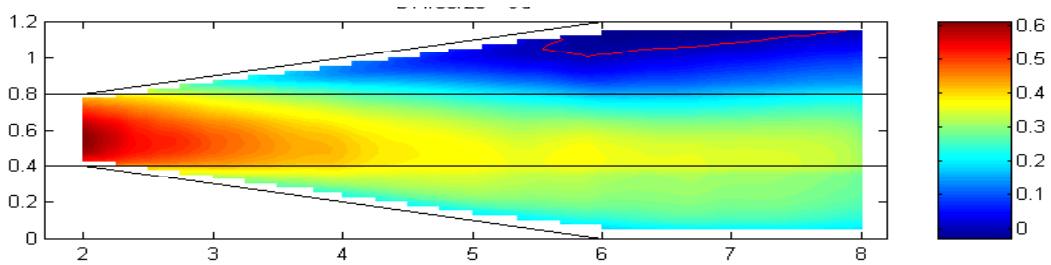
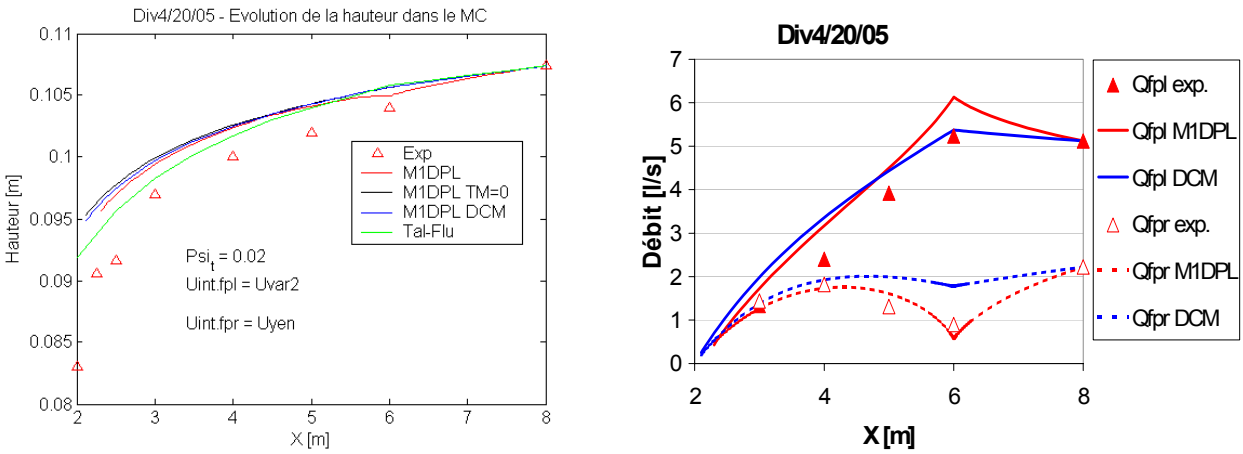


Fig. 7.31 – Champ des vitesses U_d dans le Div4/20/05 (vue de dessous).

Prenons le cas du Div4/20/05 (Fig. 7.31) ; si l'on utilise les modèles de vitesses interfacielles restituant les valeurs expérimentales, à savoir $U_{int.fpl}$ = U_{var2} à gauche et $U_{int.fpr}$ = U_{yen} à droite, la prise en compte des échanges interfaciaux permet de simuler correctement la répartition de débit, notamment dans la FPR. A contrario, la DCM sous-estime le Q_{fpr} (jusqu'à 100% à x = 6 m).



a) b)

Fig. 7.32 – Div4/20/05 : a) Hauteur d'eau dans le lit mineur ; b) débits dans le lit majeur gauche(FPL) et le lit majeur droit (FPR).

En fait, puisqu'en l'état actuel, on ne sait pas prédire l'asymétrie potentielle des écoulements en divergent, il nous a semblé plus pertinent de symétriser le problème afin de rendre compte d'un débit moyen sur chaque plaine d'inondation « (Q_{fpl} + Q_{fpr}/2) ».

7.3.4. Pertes de charge et pertes d'énergie par lit

Nous avons vu au Chap. 2 qu'en lit composé, perte de charge et perte d'énergie n'étaient égales que sur la section totale. Dans les sous-sections, les transferts aux interfaces « liquides » complexifient le lien entre ces deux pertes ; on a :

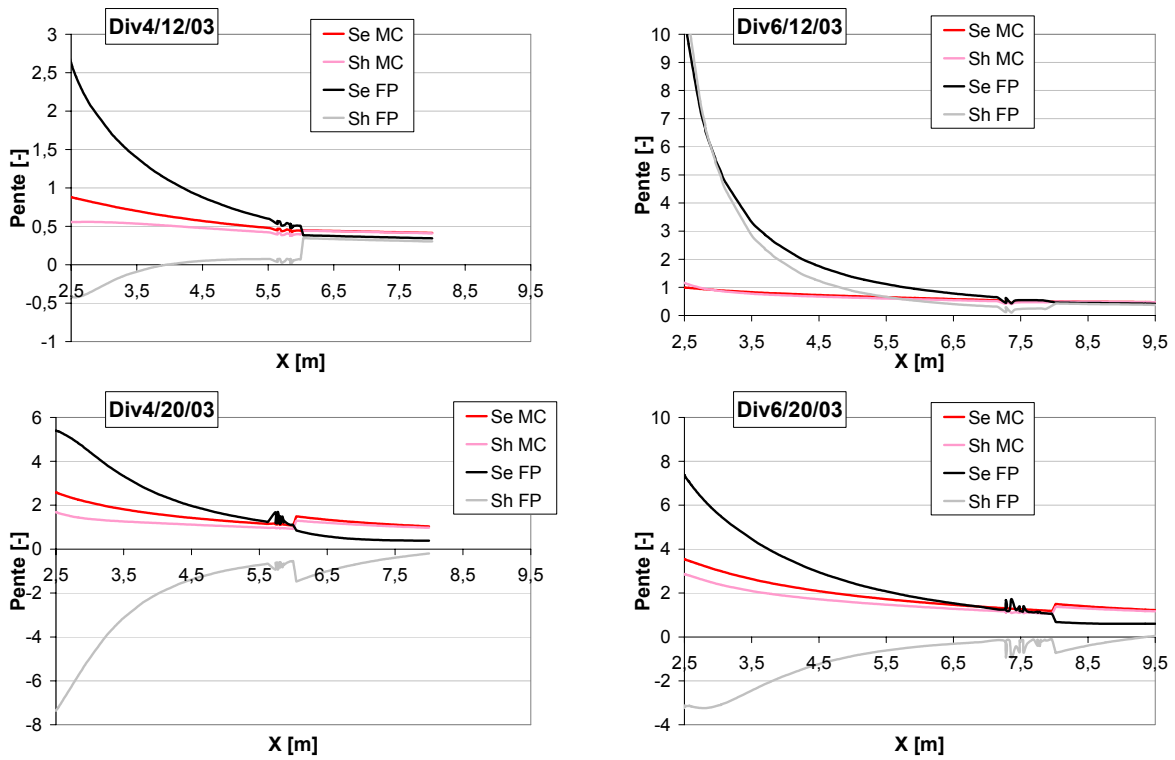
$$S_{ei} = S_{Hi} + \frac{n_y.\tau_{xy}.U_{int.}h_{int.}}{\rho g Q_i} + \frac{1}{2gQ_i}\left(q_{in}\left(U_{in}^2 - U_i{}^2\right) + q_{out}\left(U_i^2 - U_{out}^2\right)\right) \tag{7.1}$$

Appliquée à des écoulements symétriques, cette équation conduit respectivement dans le MC et dans une FP (la gauche par exemple) à :

$$Se_{mc} = S_{Hmc} - 2.\frac{\left|\tau_{xy}\right|.U_{int.fpl}h_{fpl}}{\rho g Q_{mc}} + \frac{-2.q_{flm}}{2gQ_{mc}}\left(U_{mc}{}^2 - U_{int.fpl}^2\right) \tag{7.2}$$

$$Se_{fpl} = S_{Hfpl} + \frac{\left|\tau_{xy}\right|.U_{int.fpl}h_{fpl.}}{\rho g Q_{fpl}} + \frac{-q_{flm}}{2gQ_{fpl}}\left(U_{int.fpl}^2 - U_{fpl}{}^2\right) \tag{7.3}$$

On présente sur la Fig. 7.33 les pertes d'énergie et les pertes de charge par sous-section calculées par la M1DPL, dans les deux divergents, pour les configurations 12/03 et 20/03.



Divergent 4 m

Divergent 6m

Fig. 7.33 – Pertes de charge (S_{Hi}) et d'énergie (S_{ei}) dans le MC et les FP : écoulements 12/03 et 20/03 dans les deux divergents.

Parmi ces quatre écoulements, le Div6/12/03 est celui qui présente les plus faibles pertes interfacielles (en poids relatif, d'après les ratios adimensionnels). On retrouve ce phénomène sur les valeurs de S_{Hi} et de S_{ei}: pour cet écoulement, S_{Hmc} = S_{emc}, et dans les FP, la différence « S_{efp} - S_{Hfp} » est peu significative comparativement aux trois autres écoulements.

En effet, pour ces derniers, plus la force des échanges interfaciaux est importante, plus les différences « S_{efp} - S_{Hfp} » s'accentuent. En outre, les valeurs de S_{Hfp} ne sont plus du même signe que celles de S_{efp}.

En fait, pour l'ensemble des douze écoulements, les pertes d'énergie par lit sont toujours positives, alors que, selon la force des échanges, la charge peut augmenter dans les FP conduisant à des S_{Hfp} négatifs.

Et globalement, à mesure que les échanges diminuent, les valeurs de S_{Hi} tendent naturellement vers celles de S_{ei}.

7.4. MODELISATIONS 1D SUR LA SECTION TOTALE

Intéressons-nous maintenant aux simulations 1D sur la section totale, en analysant les résultats de Talweg-Fluvia et d'Axeriv couplé à l'Exchange Discharge Model.

7.4.1. Talweg-Fluvia

- *Hauteurs d'eau h_{fp}*

En terme de ligne d'eau, les simulations de Talweg-Fluvia présentent peu d'écart aux valeurs expérimentales dans le divergent 6 *m*, y compris pour des configurations où les transferts interfaciaux sont violents : l'écart relatif maximal sur h_{fp} est de +10% entre 3 et 9,5 *m*. Cependant, les erreurs s'accentuent dans le divergent 4 *m* : elles atteignent +18% (16/03) et +22% (20/03) entre x = 3 et 8 *m*, comme en témoigne la Fig. 7.34.

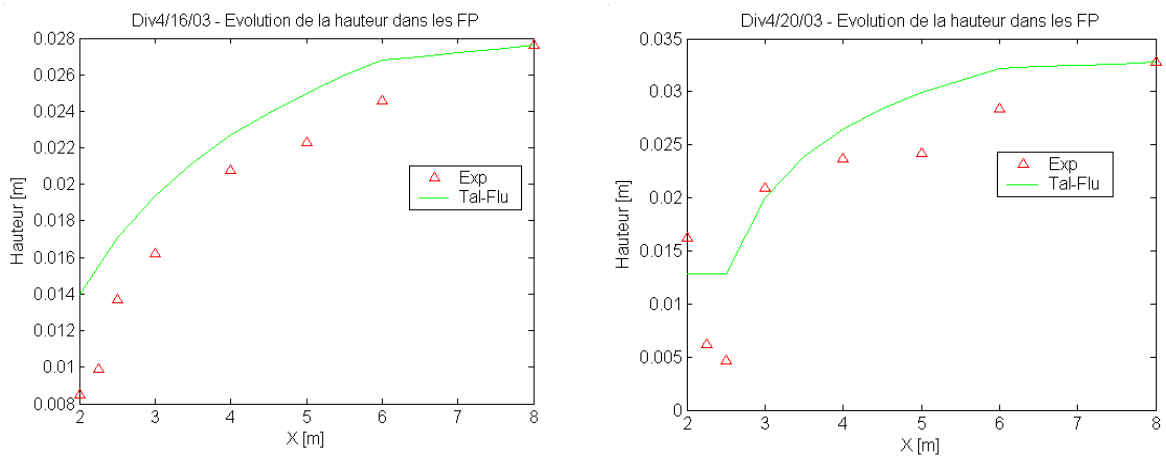


Fig. 7.34 – Hauteurs d'eau dans les FP calculées par Talweg-Fluvia (Div4/16/03 et Div4/20/03).

- *Répartition de débit*

Concernant le calcul de la répartition de débit, nous présentons dans le Tab. 7.3 les erreurs relatives d'évaluation du débit dans les FP (total des deux FP) à deux abscisses distinctes : en condition limite aval, et dans la section médiane des parties divergentes.

Q/h_r	Div6 : erreur relative sur le Q_{fp} [%]		Div4 : erreur relative sur le Q_{fp} [%]	
	x = 5 m	*x = 9,5 m*	*x= 4 m*	*x = 8 m*
12/02	0	3	53	45
12/03	0	11	17	26
16/03	20	15	35	42,5
20/03	75	37	100	45,4
16/05	-8	-3	16	22
20/05	15	4,5	38	28

Tab. 7.3 – Erreurs relatives sur le calcul de Q_{fp} dans la section médiane des parties divergentes (*x* = 5 *m* pour Div6, *x* = 4 *m* pour Div4) et en condition limite aval (*x* = 9,5 *m* pour Div6 et *x* = 8 *m* pour Div4).

Premier constat : supposer que la répartition de débit en condition limite aval est celle du régime uniforme équivalent, est erroné. C'est d'autant plus faux que l'interaction à l'interface est forte : ainsi, dans le Div6, l'erreur passe de 11 à 37 % entre le 12/03 et le 20/03. En outre, l'erreur augmente systématiquement avec l'angle de divergence. Et le problème d'asymétrie dans le Div4 ne peut être responsable de cette augmentation. En effet, on observe pour les écoulements Div4/12/02 et Div4/12/03, faiblement asymétriques, des erreurs respectives de 45 et 26 % à *x* = 8 *m*.

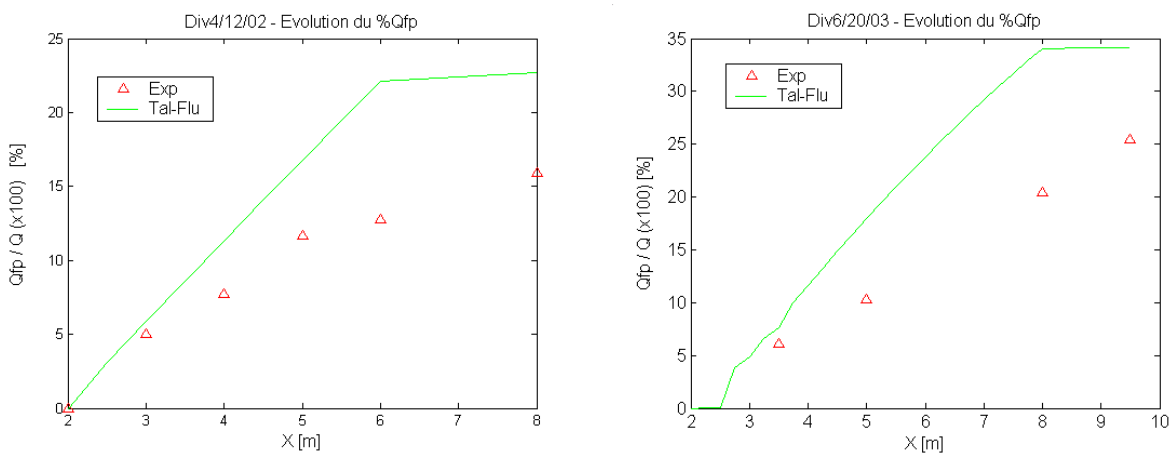


Fig. 7.35 – Proportion de débit dans les FP, calculée par Talweg-Fluvia (Div4/12/02 et Div6/20/03)

A l'intérieur des parties divergentes, la répartition de débit, – comme nous l'avons vu au §7.3 –, est influencée par les pertes/gains dus au transfert de masse et par les équations de

continuité entre sous-sections. Or, Talweg-Fluvia ne tient compte que des échanges turbulents potentiels entre lits, et ne *modélise pas explicitement* la continuité de la masse entre sous-sections (hypothèse des régimes uniformes équivalents).

Il en résulte des erreurs de plus en plus grandes à mesure que le transfert de quantité de mouvement dû aux échanges de masse augmente ou que les équations de continuité jouent un rôle déterminant (Fig. 7.35). On atteint jusqu'à 100% d'erreur dans le Div4/20/03. Et là encore, l'augmentation de l'angle de divergence fait systématiquement croître les erreurs.

- *Frottement au fond et coefficients de Boussinesq*

Talweg-Fluvia résout sur la section totale, l'équation de Saint-venant 1D :

$$\frac{1}{A}\frac{d}{dx}\left(\frac{\beta Q^2}{gA}\right)+\frac{dZ}{dx}+S_f=0 \tag{7.4}$$

qui se développe en :

$$\frac{U^2}{g}\frac{d\beta}{dx}+\beta\frac{d}{dx}\left(\frac{U^2}{2g}\right)+\frac{dZ}{dx}+S_f=0 \tag{7.5}$$

avec $\beta = \beta(Q,Z)$ et $S_f = S_f(Q,Z)$; ces deux fonctions étant indépendantes des débits partiels Q_{mc} et Q_{fp} (cf. Chap. 2, §2.3.2).

Pour les 12 écoulements en divergent, les valeurs de β calculées par Talweg-Fluvia sont sous-estimées, comme on peut le voir sur la Fig. 7.36 pour deux d'entre eux. En Div6, l'erreur relative maximale est de –14%, en Div4, de –18%. Quant aux valeurs de $d\beta/dx$, elles sont erronées pour la quasi-totalité des écoulements.

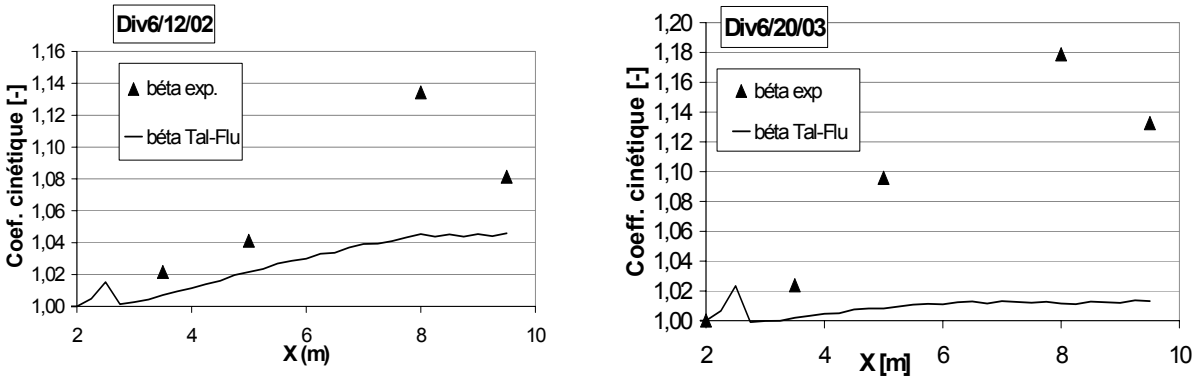


Fig. 7.36 – Coefficients de Boussinesq calculés par Talweg-Fluvia dans le Div6/12/02 et le Div6/20/03.

A contrario, les valeurs de frottement sur la section totale calculées par Talweg-Fluvia sont proches des valeurs calculées par « $S_f = A_{mc}/A.S_{fmc}+A_{fp}/A.S_{ffp}$ » à l'aide des débits Q_{mc} et Q_{fp} expérimentaux (Fig. 7.37).

Autrement dit, les erreurs de calcul de la répartition de débit n'ont pas d'incidence sur la pente S_f, mais influent sur le calcul de β et *de* $d\beta/dx$.

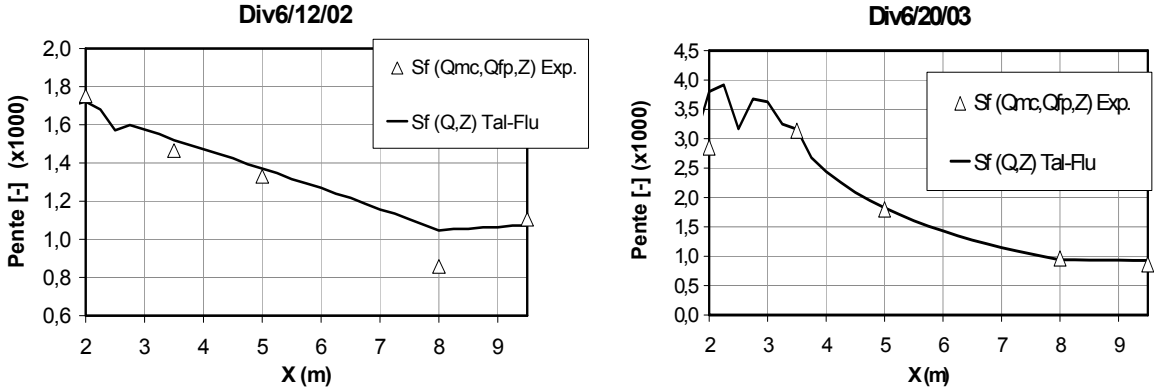


Fig. 7.37 – Frottement sur la section totale calculé par Talweg-Fluvia dans le Div6/12/02 et le Div6/20/03.

Après évaluation des différents termes de l'éq. (7.5), on s'aperçoit que le terme $\frac{U^2}{g}\frac{d\beta}{dx}$ est négligeable devant les autres (Fig. 7.38), et ce, pour l'ensemble des écoulements.

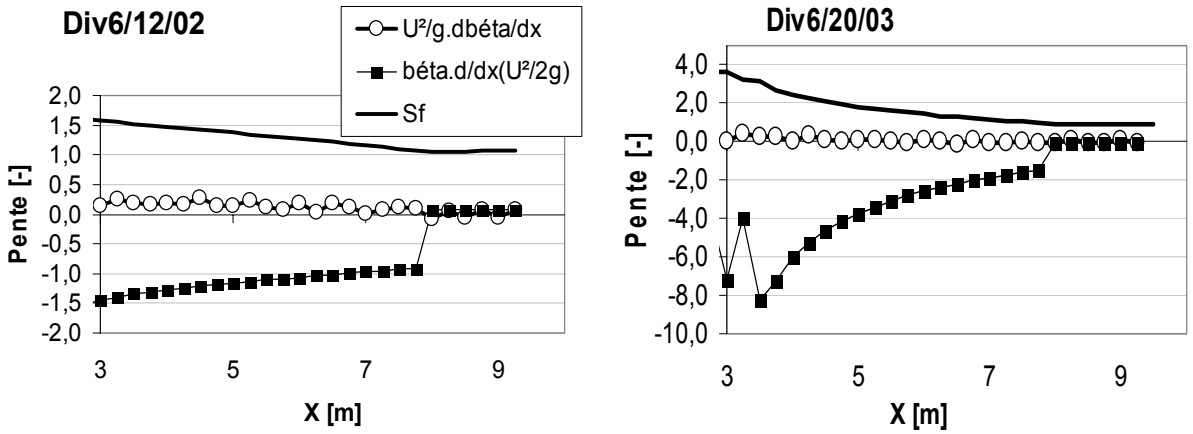


Fig. 7.38 – Termes S_f, « $U^2/g.d\beta/dx$ », et « $\beta.d(U^2/2g)/dx$ » calculés par Talweg-Fluvia dans les Div6/12/02 et Div6/20/03.

En conséquence, les erreurs du calcul de ligne d'eau – en partant d'une valeur de h_{aval} donnée –, vont être liées aux erreurs sur le coefficient béta uniquement. Ces erreurs étant, tous écoulements confondus, inférieures à 20%, on comprend pourquoi la ligne d'eau est beaucoup mieux restituée que la répartition de débit.

7.4.2. Axeriv et l'EDM

Rappelons que pour l'EDM, les pertes de charge par lit s'écrivent dans une configuration divergente :

$$S_{Hmc} = S_{fmc} + \frac{q^t \left(U_{mc} - U_{fp}\right)}{\rho g A_{mc}} \tag{7.6}$$

$$S_{Hfp} = S_{ffp} + \frac{q^t \left(U_{fp} - U_{mc}\right)}{\rho g A_{fp}} + \frac{q^m \left(U_{fp} - U_{mc}\right)}{g A_{fp}} \tag{7.7}$$

avec $q^m = \left|dQ_{fp} / dx\right|$, $q^t = \psi^t h_{fp}\left(U_{mc} - U_{fp}\right)$, et $\psi^t = 0{,}16$ (valeur EDM).

Des simulations en annulant le gain par échange de masse sont également conduites : elles sont notées « EDM * », comme pour le convergent brusque.

- Résultats de l'EDM

L'ensemble des simulations est présenté en annexe A.7.9.

Concernant les profils de lignes d'eau, les écarts relatifs maximaux sur le calcul de h_{fp} sont de : -14 % (16/03) et –22% (20/03) dans le Div6, entre x = 3 et 9,5 *m* ; et de +10% (16/03) et +20% (20/03) dans le Div4, entre x = 3 et 8 *m*.

Les erreurs sur le calcul de Q_{fp} dans les deux FP figurent dans le Tab. 7.4 ci-après.

Q/h_r	Div6 : erreur relative sur le Q_{fp} [%]		Div4 : erreur relative sur le Q_{fp} [%]	
	x = 5 m	*x = 9,5 m*	*x= 4 m*	*x = 8 m*
12/02	+24	+20,7	+84	+63
12/03			+36	+39
16/03	+31	+17,8	+58	+49
20/03			+133	+48
20/05	-6	-3,3	+51	+30

Tab. 7.4 – Erreurs relatives sur le calcul de Q_{fp} dans la section médiane des parties divergentes (x = 5 m pour Div6, x = 4 m pour Div4) et en condition limite aval (x = 9,5 m pour Div6 et x = 8 m pour Div4).

- Analyse

Comme pour Talweg-Fluvia, supposer que la répartition de débit en condition limite aval est celle du régime uniforme équivalent, est erroné ; l'erreur relative augmentant avec l'importance des échanges interfaciaux et l'angle de convergence.

Cette erreur de répartition à l'aval a ensuite une incidence sur toute la simulation (cf. Fig. 7.39 et annexe A.7.9). En particulier, le gain par échange de masse

« $S^m = q^m\left(U_{fp} - U_{mc}\right)/(gA_{fp})$ » ne peut se développer dès lors qu'on part avec une différence de vitesse fortement réduite par rapport à l'expérimental (Div4/12/02).

Ce problème est accentué par la forte valeur de ψ^t de l'EDM (0,16), en particulier dans le divergent 4 *m*. En effet, les modélisations 1D par lit ont mis en évidence que les transferts de masse annihilaient les échanges turbulents pour les écoulements à h_r = 0,2 et 0,3 dans cette géométrie.

Une autre façon de le montrer est de comparer des simulations à l'aide de l'EDM* (transferts turbulents purs) avec deux valeurs distinctes de ψ^t : 0,02 et 0,16 (Fig. 7.39).

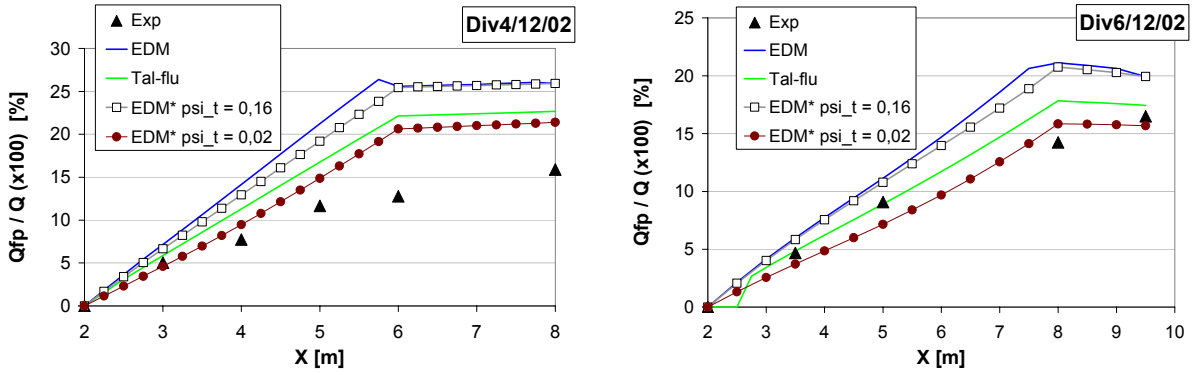


Fig. 7.39 – Proportion de débit dans les FP calculées par l'EDM et l'EDM* (Div4/12/02 et Div6/12/02).

En définitive, les seules simulations convenables sont celles du Div6/20/05 (Fig. 7.40) et Div6/16/05 pour lesquels la M1DPL a montré que les pertes interfacielles étaient faibles et pour lesquels l'hypothèse du régime uniforme équivalent à l'aval semble être pertinente.

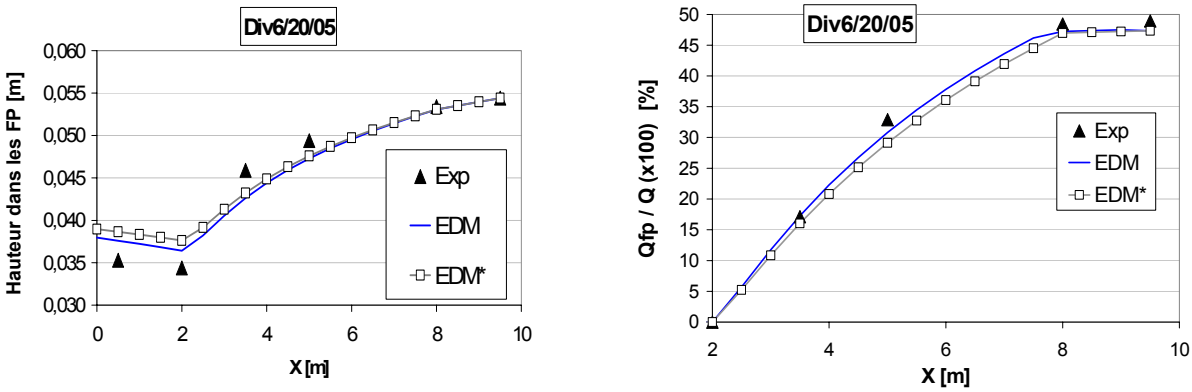


Fig. 7.40 – Div6/20/05 : hauteurs d'eau et proportion de débit dans les FP calculés par l'EDM et l'EDM *.

7.5. CONCLUSIONS

Des expériences en lit composé avec divergence linéaire des plaines d'inondations ont été menées dans le canal de l'UCL. Trois demi-angles de divergence ont été testés : 3.8°, 5.7° et 11.3°. Pour ces angles, on obtient respectivement : des écoulements symétriques sans décollement de la couche limite ; des écoulements asymétriques avec formation de zone de ralentissement dans la plaine d'inondation droite ; des écoulements asymétriques avec formation de zones de recirculation.

Les niveaux d'eau et le champ des vitesses ont été mesurés dans les divergents 6 *m* (3,8°) et 4 *m* (5,7°). Au total, douze configurations ont été étudiées : six dans le div6 sur une longueur de 9,5 *m* et six dans le Div4 sur une longueur de 8 *m*. Cela permet de mettre en évidence l'influence du débit total, des hauteurs de débordement, et de la géométrie sur l'évolution des paramètres hydrauliques.

Dans les deux géométries, les écoulements sont caractérisés par de forts gradients transversaux des vitesses moyennées sur la verticale dans les lits majeurs. Aux interfaces lit mineur/lit majeur, les vitesses interfacielles sont proches de la vitesse moyenne U_{mc} dans le MC, pour les écoulements symétriques ou faiblement asymétriques. Enfin, les différences de vitesses « $U_{mc} - U_{fp}$ » sont telles, que les coefficients de Coriolis sur la section totale peuvent atteindre des valeurs de 1,6. Ces derniers augmentent systématiquement lorsque l'on passe du Div6 au Div4, toutes choses égales par ailleurs. Enfin, l'importance des échanges de masse entre lits peut conduire à des passages en supercritique dans les sous-sections et/ou la section totale, dans le premier mètre de la divergence.

Deux types de modélisation numérique ont été effectués : des modélisations 1D par lit (M1DPL) et des modélisations 1D sur la section totale (Talweg-Fluvia et Axeriv).

Concernant les M1DPL, 3 types de simulations ont été testés : en tenant compte de la totalité des transferts de quantité de mouvement ; en ne considérant que les échanges turbulents ; et en supprimant la totalité des transferts de QDM (masse + turbulence). Cela, dans le but de mettre en évidence le poids relatif des trois sources de dissipation que sont le frottement au fond, les pertes par transfert de masse, et les pertes par échange turbulent.

Le transfert de quantité de mouvement dû aux échanges de masse étant relié aux vitesses interfacielles, on s'est attaché dans un premier temps à valider le modèle de vitesse interfacielle développé au Chap. 5. Pour onze écoulements sur douze, un modèle unique permet de restituer les vitesses interfacielles expérimentales. A partir de là, les échanges turbulents (non-mesurés) ont été considérés comme l'inconnue de nos systèmes d'équations différentielles, et le modèle « longueur de mélange » calé en lit prismatique a été utilisé par défaut, lors des premières simulations.

Les simulations, conduites d'aval en amont, mènent aux résultats suivants :

1) Divergent 6 *m* : on a globalement coexistence des trois sources de dissipation dans les parties divergentes comme dans les parties prismatiques. Tenir compte des échanges de

QDM conduit à une erreur relative maximale de +16% sur le débit dans les lits majeurs, alors que les négliger, conduit à une erreur max. de +70%.

2) Divergent 4 *m* : les simulations tendent à montrer une disparition des échanges turbulents pour quatre écoulements sur six, dans les deux parties du canal. Les erreurs max. sur le calcul du débit dans les lits majeurs Q_{fp} sont de -8% avec une prise en compte de la totalité des échanges, et de +78%, sans.

Concernant les lignes d'eau, elles sont beaucoup moins sensibles aux transferts interfaciaux que les répartitions de débit. Pour autant, négliger de forts transferts interfaciaux conduit à surestimer la hauteur dans les lits majeurs de 20%.

Les écoulements en divergent permettent donc de valider la M1DPL, y compris dans des situations asymétriques. Cependant, un problème demeure : échanges de masse et échanges turbulents ne semblent pas indépendants – des rapports adimensionnels construits à partir de ces deux phénomènes physiques le prouvent . Ainsi, à mesure que les transferts de masse augmentent, la turbulence à l'interface semble diminuer. Or, il est difficile de savoir a priori si la turbulence va ou ne va pas jouer un rôle. Autrement dit, on ne sait pas a priori s'il faut activer le modèle longueur de mélange dès lors qu'on veut faire des simulations prédictives. Il serait donc intéressant de refaire des simulations en gardant les échanges de QDM dus aux transferts de masse, mais en annulant systématiquement les échanges turbulent. On pourrait ainsi mesurer l'erreur sur le calcul de Q_{fp} en l'absence de longueur de mélange.

Quant aux modélisations 1D sur la section totale, on aboutit aux résultats suivants :

- Talweg-Fluvia

Les erreurs relatives maximales sur le calcul des lignes d'eau sont de +10 % dans le Div6, et de +22% dans le Div4. Concernant le calcul du débit Q_{fp}, on atteint des erreurs de +75% (Div6), et de +100% (Div4) dans les parties divergentes. A cela s'ajoute une forte surestimation de ce débit en condition limite aval (jusqu'à +45%).

Ces erreurs sont liées au fait que Talweg-Fluvia ne prend pas en compte le transfert de QDM dû aux échanges de masse, ne modélise pas explicitement la continuité de la masse aux interfaces, et considère systématiquement des échanges turbulents entre lits.

- Axeriv

Concernant les profils de lignes d'eau, les écarts relatifs maximaux sur le calcul de la h_{fp} sont de –22% dans le Div6, et de +20 dans le Div4. Et les erreurs sur le calcul de Q_{fp} atteignent 31% dans le Div6, et +133% dans le Div4.

Comme pour Talweg-Fluvia, l'hypothèse du régime uniforme équivalent est erronée en condition limite aval (+63% d'erreur sur le Q_{fp}). Ce problème est renforcé par le fait que le coefficient de longueur de mélange de l'EDM est trop grand. La différence de vitesse MC/FP étant sous-estimée à l'aval, les pertes par échange de masse ne peuvent pas se développer lors de la simulation. Enfin, activer le modèle de longueur de mélange dans le Div4 semble préjudiciable, compte-tenu des résultats de la Méthode 1D par lit.

Chapitre 8 - Convergences linéaires et lit composé oblique

8.1. INTRODUCTION

Les expériences en divergent linéaire ont été inspirées des expériences conduites à l'Université Catholique de Louvain sur des écoulements en lit composé avec convergence linéaire des plaines d'inondation (cf. Chap. 1, §1.3.3). Effectuées par D. Bousmar, N. Wilkin, et J.H. Jacquemart, ces expériences ont fait l'objet d'une analyse détaillée (champ de vitesse bidimensionnel, courants secondaires) dont les résultats sont synthétisés dans Bousmar (2002) et Bousmar et al. (2004). Ces auteurs présentent également une comparaison des simulations d'Axeriv (EDM) avec les données expérimentales.

Nous nous proposons ici de tester la modélisation 1D par lit dans ce contexte, et de la confronter aux simulations d'Axeriv, mais aussi à celles de Talweg-Fluvia.

Dans un deuxième temps, nous nous intéressons aux expériences d'écoulements en lit composé oblique dans le canal du HR Wallingford. Dans cette configuration, nous avons affaire *a priori* à la superposition des deux configurations précédemment étudiées : a) la divergence du lit majeur gauche ; b) la convergence du lit majeur droit. Les données expérimentales ont été tirées d'un rapport du département de génie civil de l'université de Bristol [Sellin (1993)], une partie des résultats figurant également dans Elliott et Sellin (1990).

Après un rappel de la phénoménologie de ces écoulements, la M1DPL sera testée dans ce contexte asymétrique, où chacune des plaines d'inondations présente un champ de vitesses spécifiques.

8.2. CONVERGENCE LINEAIRE DE LA PLAINE D'INONDATION

8.2.1. Contexte expérimental

Les configurations convergentes sont schématisées sur la Fig. 8.1. Des parois amovibles font passer les lits majeurs d'une largeur de 40 *cm* à 0 sur 6 *m* (Cv6, demi-angle de convergence de 3.8°) ou sur 2 *m* (Cv2, demi-angle de convergence de 11.3°). La pente du fond (0.99 x 10^{-3}) et la hauteur de plein bord du lit mineur (5 *cm*) sont les mêmes qu'en divergent linéaire.

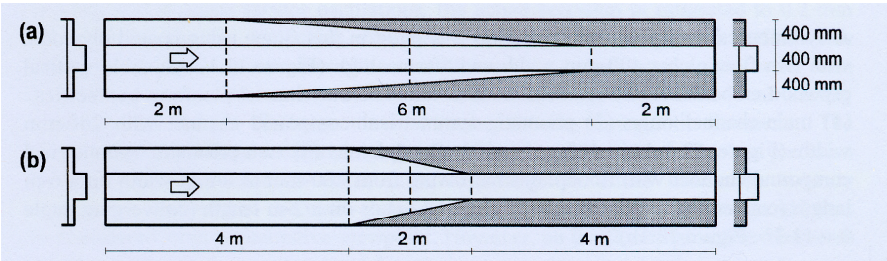


Fig. 8.1 - Vue en plan des configurations convergentes (tirée de Bousmar et al. (2004) :

a) Convergent 6 *m* (Cv6) ; b) Convergent 2 *m* (Cv2).

Rappelons aussi que pour chaque convergent, 6 configurations (Q/h_r) ont été étudiées (Tab. 8.1), la hauteur relative h_r étant imposée dans la section médiane du canal à x = 5 *m*, pour un débit donné *Q*.

	Q(l/s) pour h_r = 0,2	*Q*(l/s) pour h_r = 0,3		*Q*(l/s) pour h_r = 0,5		
Convergent 2 m	10	10	12	12	16	20
Convergent 6 m	10	10	12	12	16	20

Tab. 8.1- Débits *Q* pour les différentes h_r imposées à *x* = 5 *m* pour Cv2 et Cv6.

Ces expériences ont été conduites une première fois, en 2001, avec un réservoir unique à l'amont [Bousmar (2002)]. Cette alimentation induit une égalité des charges entre sous-sections, comme on a pu le voir au Chap. 6. Et cela se traduit par une quasi-égalité des vitesses moyennées par sous-section, U_{fpl}, U_{fpr}, et U_{mc}. Cette situation « hors équilibre » conduit ensuite à des transferts artificiels des lits majeurs vers le lit mineur dans les parties prismatiques du Cv2 ou du Cv6.

Une fois identifié le problème des conditions limites amont en débit, ces expériences ont été reconduites en séparant l'alimentation des deux lits à l'amont [Bousmar et al. (2004)], afin d'avoir à l'entrée du bief d'étude une répartition proche de celle du régime uniforme équivalent, ce qui réduit les transferts dans les parties prismatiques.

Intéressé au premier chef par les transferts de masse entre lits, notre attention s'est portée vers les premières expériences puisqu'elles présentent successivement deux types de transfert de masse : a) un transfert dans la partie prismatique du canal dû à l'égalité des charges à l'amont (entre 0 et 4 *m* pour le Cv2 et entre 0 et 2 *m* pour le Cv6) ; b) un transfert dans la partie convergente dû à la variation en largeur des lits majeurs.

8.2.2. Phénoménologie des écoulements

Pour une analyse exhaustive de ces écoulements, on se reportera à Bousmar (2002), Chap. 12. Nous présenterons simplement ici les résultats expérimentaux nécessaires à une compréhension des modélisations ultérieures.

8.2.2.1. Profils transversaux des vitesses U_d

L'ensemble des profils transversaux de vitesses moyennées sur la verticale U_d (Cv2 et Cv6) est joint en annexe A.8.1.1. Nous présentons sur la Fig. 8.2 les profils extrêmes en terme de différence de vitesses entre sous-sections : *Q* = 10 *l/s* et h_r = 0,2 pour la plus forte différence, et *Q* = 12 l/s, h_r = 0,5 pour la plus faible, et ce, dans les deux convergents.

De manière générale, l'augmentation de h_r à *x* = 5 *m* diminue les gradients de U_d aux interfaces MC/FP et les différences de vitesse par sous-section « U_{mc} – U_{fp} » (cf. Tab. 8.2). En particulier, pour un débit donné, le gradient diminue avec l'augmentation de h_r (cf. *Q* = 10 *l/s*, h_r = 0,2 et 0,3 d'une part, et *Q* = 12 *l/s*, h_r = 0,3 et h_r = 0,5 d'autre part). Enfin, pour

une valeur de h_r donnée, l'augmentation du débit Q provoque une augmentation plus ou moins sensible de la différence « $U_{mc} - U_{fp}$ ».

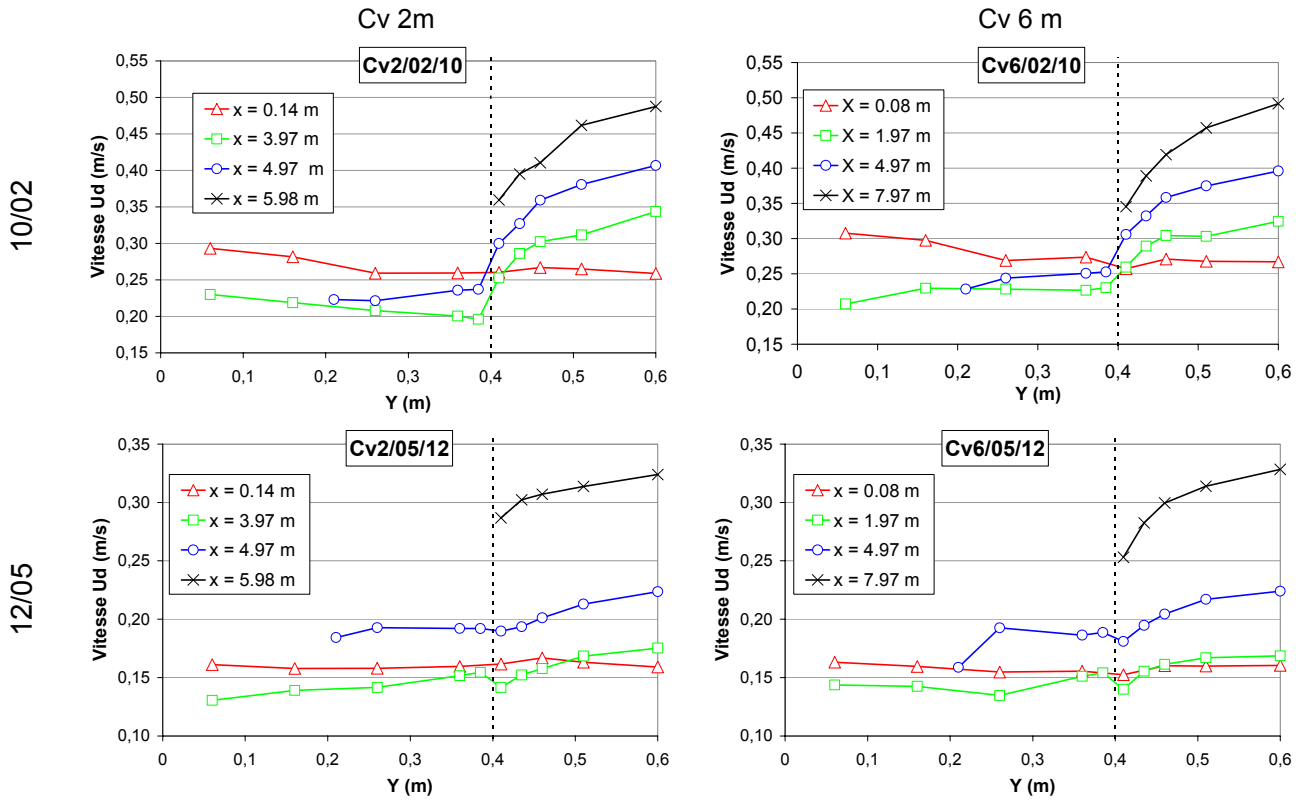


Fig. 8.2– Demi-profils transversaux des vitesses U_d, pour [Q = 10 *l/s* – h_r = 0,2] et [Q = 12 *l/s* – h_r = 0,5] dans le Cv2 et le Cv6.

Les valeurs du Tab. 8.2 nous donnent une idée *a priori* – avant même toute modélisation – de la force des transferts à l'interface, puisque des pertes interfacielles significatives impliquent une différence « U_{mc} - U_{fp} » marquée.

Q / h_r	Convergent 2 *m*		Convergent 6 *m*	
	x[*m*]	U_{mc}-U_{fp} [*m/s*]	x[*m*]	U_{mc}-U_{fp} [*m/s*]
10/02	3,97	0,092	1,97	0,079
	4,97	0,139	4,97	0,119
10/03	3,97	0,018	1,97	0,065
	4,97	0,075	4,97	0,089
12/03	3,97	0,073	1,97	0,068
	4,97	0,079	4,97	0,089
12/05	3,97	0,023	1,97	0,019
	4,97	0,017	4,97	0,025
16/05	3,97	0,035	1,97	0,021
	4,97	0,032	4,97	0,030
20/05	3,97	0,040	1,97	0,027
	4,97	0,032	4,97	0,036

Tab. 8.2– Variation de la différence « U_{mc}-U_{fp} » en fonction de Q, h_r et x.

On remarquera par ailleurs que les gradients transversaux dU_d / dy au sein des plaines d'inondations, sont beaucoup moins prononcés que dans les configurations divergentes du Chap. 7.

8.2.2.2. Coefficients cinétiques sur la section totale

A partir de ces valeurs expérimentales, on peut calculer les coefficients cinétiques de Boussinesq (β) et de Coriolis (α) dans chaque section de mesure. Leurs évolutions sont présentées en annexe A.8.1.2, pour les 12 écoulements, et le cas 10/02 est traité sur la Fig. 8.3. On met de nouveau en évidence le fait que les transferts de masse procèdent de l'amont : on part d'une situation instable pour tendre vers une situation stable, mais le convergent va homogénéiser le profil transversal des U_d, pour arriver à $\alpha = \beta = 1$ à l'amont immédiat du canal simple (x = 6 m et 8 m^- pour Cv2 et Cv6 respectivement).

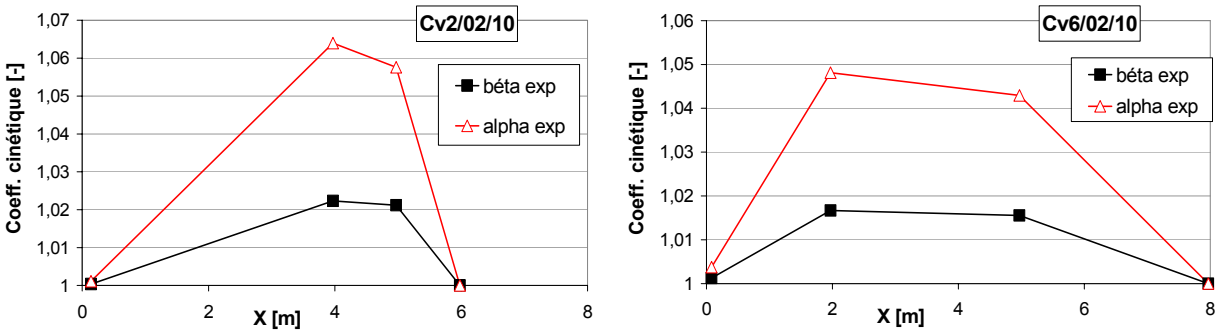


Fig. 8.3 – Evolution des coefficients cinétiques sur la section totale, α et β, pour Q = 10 *l/s* / h_r = 0,2.

Les valeurs maximales de ces coefficients sont obtenues à l'entrée des convergents ; elles sont rassemblées dans le Tab. 8.3.

Q [*l/s*] / h_r [-]	Cv2		Cv6	
	α_{max}	β_{max}	α_{max}	β_{max}
10/02	1,064	1,022	1,048	1,016
10/03	1,037	1,013	1,058	1,019
12/03	1,056	1,019	1,046	1,015
12/05	1,017	1,006	1,012	1,004
16/05	1,023	1,007	1,008	1,003
20/05	1,019	1,006	1,009	1,003

Tab. 8.3 – Valeurs maximales des coefficients α et β, observées aux entrées des Cv2 (x = 4 m) et Cv6 (x = 2 m).

Sur l'ensemble des écoulements, α varie entre 1 et 1,06, β entre 1 et 1,02. Pour mémoire, on rappellera que dans le Div6 et le Div4, α variait entre 1 et 1,6, β entre 1 et 1,25.

L'inhomogénéité de l'écoulement est donc beaucoup moins accentuée dans les convergents linéaires que dans les divergents linéaires.

8.2.3. Modélisations 1DPL

Concernant la M1DPL, nous suivrons la même démarche que dans les divergents : 1) choix du modèle de vitesse interfacielle le plus pertinent ; 2) échanges turbulents considérés comme l'inconnue de nos systèmes d'équations différentielles. Conjointement, on effectue des simulations sans échange de quantité de mouvement à l'interface (DCM), et sans échange de quantité de mouvement dû aux transferts de masse (TM=0).

8.2.3.1. Vitesses interfacielles

Comme pour les divergents linéaires, on peut confronter les valeurs expérimentales mesurées à l'interface $U_{int.exp}$ aux vitesses interfacielles calculées à partir des vitesses moyennes expérimentales U_{mc} et U_{fp} à l'aide des formules « $U_{int} = U_{fp}$ »; « $U_{int} = U_{var2}$ [1] »; « $U_{int} = U_{yen}$ » et « $U_{int} = U_{mc}$ ».

Pour chaque écoulement, les écarts relatifs aux vitesses interfacielles expérimentales sont présentés en annexe A.8.1.3, pour trois abscisses du tronçon étudié. Pour les 12 écoulements (Cv2+Cv6), la vitesse interfacielle est plus proche de U_{fp} que de U_{mc} ; on retrouve ce qui avait été observé dans le convergent brusque. Ainsi, l'hypothèse $U_{int} = U_{fp}$ conduit à une erreur maximale de – 15% [Cv2/02/10, x = 4,97 m], alors que $U_{int} = U_{mc}$ conduit à une erreur maximale de +36,7 % [Cv2/02/10, x = 4,97 m]. L'écart max. pour $U_{int} = U_{var2}$ est de +11,8 %, et de +14,7% pour $U_{int} = U_{yen}$. Et de manière naturelle, le choix de la formule de vitesse interfacielle est d'autant plus discriminant que la hauteur relative h_r est faible.

Si l'on moyenne les valeurs absolues des écarts sur les trois abscisses de mesure, puis sur l'ensemble des écoulements de chaque convergent, on aboutit aux résultats du Tab. 8.4.

Modèle de U_{int}	Cv2	Cv6	moyenne
U_{fp}	4,57	5,05	4,81
U_{var2}	3,02	3,69	3,35
U_{yen}	4,31	5,25	4,78
U_{mc}	13,28	13,8	13,54

Tab. 8.4 – Moyenne des écarts relatifs $|U_{int} - U_{int.exp}|/U_{int.exp}$ (x100) en [%].

Ces moyennes font disparaître des écarts plus significatifs au niveau local ou pour certains écoulements à faible h_r. Pour autant, elles mettent en évidence une sensibilité au modèle de vitesse interfacielle plus faible dans les convergents linéaires que dans les divergents. Cela est à rapprocher des valeurs de coefficients cinétiques : plus elles sont fortes, plus la modélisation de U_{int} doit être représentative.

[1] Formule symétrique de celle des divergents, donnant plus de poids à U_{fp} qu'à U_{mc}.

8.2.3.2. Simulations du triplet {h_{mc} ; U_{mc} ; U_{fp}}

Compte-tenu des résultats précédents, nous avons effectué des simulations à l'aide de la méthode 1DPL en modélisant la vitesse interfacielle par la formule U_{int} = U_{var2}, pour les 12 écoulements. Et comme pour les écoulements en divergent linéaire, on a considéré *a priori* des échanges turbulents interfaciaux représentés par un taux de cisaillement $\left|\tau_{xy}\right| = \psi^t \rho\left(U_{mc}^2 - U_{fp}^2\right)$, avec $\psi^t = 0{,}02$, valeur moyenne calée en régime uniforme (Chap. 6).

Comme dans le convergent brusque, la résolution s'effectue de l'amont vers l'aval, en injectant la répartition de débit expérimentale à x = 0 *m*. Un calcul itératif modifie la hauteur d'eau à l'amont (tout en conservant les Q_{mc} et Q_{fp} expérimentaux), de telle sorte que la hauteur d'eau calculée à l'aval soit égale à la hauteur d'eau expérimentale (x = 6 *m* pour Cv2 et x = 8 *m* pour Cv6) . L'ensemble des simulations est présenté en annexe A.8.1.4, en terme de hauteur d'eau dans le lit mineur, des vitesses par sous-section U_{mc} et U_{fp}, et de proportion de débit dans les lits majeurs. Et compte-tenu du fait que les simulations de l'EDM présentées dans Bousmar (2002) sont effectuées avec un coefficient d'échange turbulent ψ^t égal à 0,16, on présente également les simulations de la M1DPL avec cette valeur.

Résumons ici les résultats essentiels :

- Ecoulements fortement débordants « h_r = 0,5 »

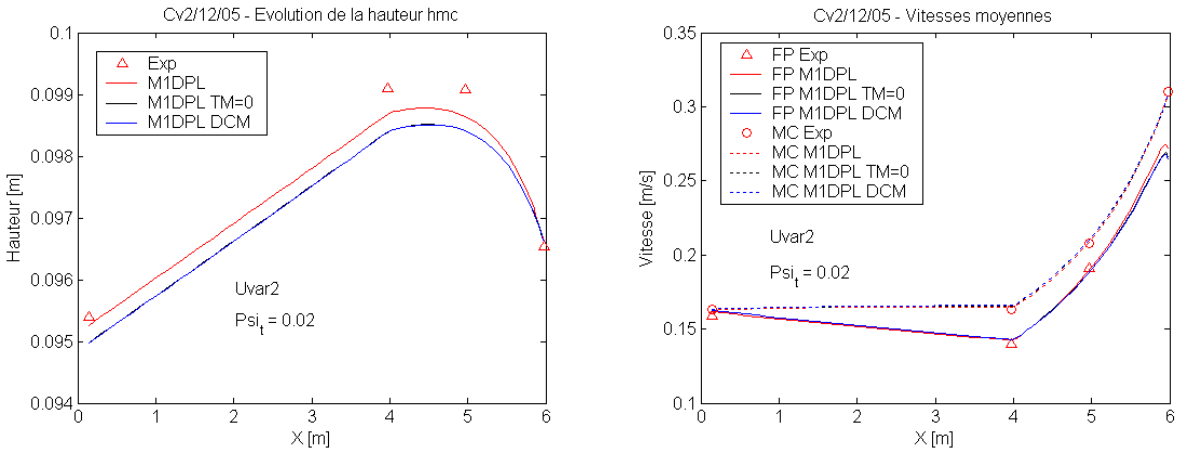


Fig. 8.4 – Hauteur d'eau dans le lit mineur et vitesses U_{mc} et U_{fp} dans le Cv2/12/05 : comparaison expérimental / simulations de la M1DPL.

A l'image de la Fig. 8.4, la M1DPL restitue rigoureusement les triplets {h_{mc} ; U_{mc} ; U_{fp}} des écoulements 12/05, 16/05, et 20/05 dans les deux convergents. Les pertes par échanges turbulents ne jouent aucun rôle, même avec une valeur de ψ^t = 0,16. Quant aux pertes par échange de masse, leur rôle est très limité : l'écart maximal observé entre la « M1DPL TM=0 » et la « M1DPL » est de 1 *mm* sur la hauteur h_{mc}. Ainsi, pour les 6 écoulements à h_r = 0,5, les faibles pertes interfacielles n'ont pas d'incidence sur l'évolution des paramètres hydrauliques.

- Ecoulements à débordement moyen « h_r = 0,3 »

Pour les écoulements 10/03 et 12/03 des Cv2 et Cv6, les simulations de la M1DPL sont toujours satisfaisantes. Une légère sensibilité aux pertes par échange de masse apparaît pour cette valeur de h_r à x = 5 m. Il en est de même pour les pertes par échange turbulent, mais la comparaison « ψ^t = 0,02 » et « ψ^t =0,16 » montre que cette valeur est peu discriminante.

- Ecoulements à faibles débordements « h_r = 0,2 »

Pour cette hauteur relative de débordement dans la section médiane, le rôle des pertes par transfert de masse est significatif (Fig. 8.5). Leur influence sur les écoulements Cv2/10/02 et Cv6/10/02 est démontrée dans le Tab. 8.5, en analysant les erreurs relatives sur le calcul du débit Q_{fp} de la DCM et de la M1DPL (ψ^t = 0,02 et 0,16).

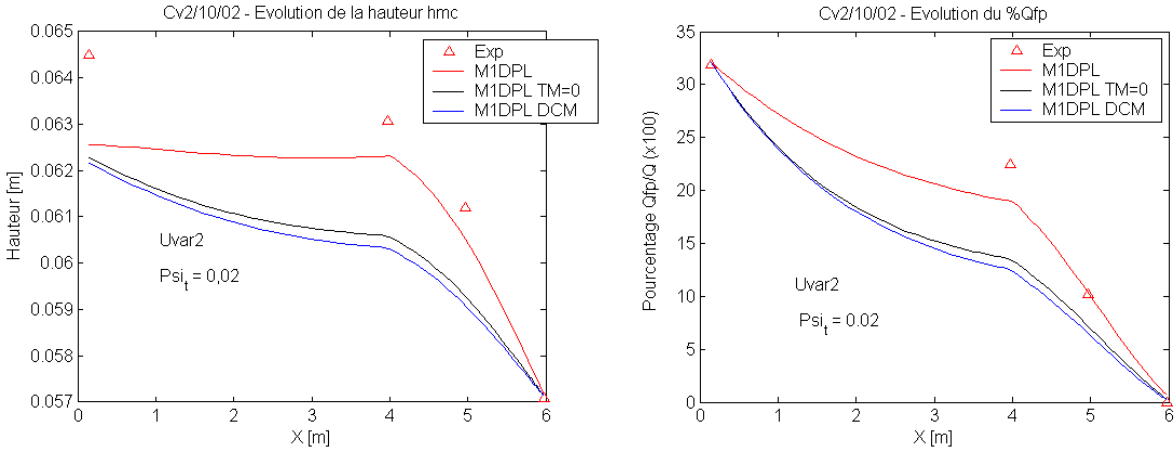


Fig. 8.5 – Hauteur d'eau dans le lit mineur et proportion de débit dans les plaines d'inondation (ψ^t = 0,02) pour Cv2/10/02.

Négliger la totalité des transferts (DCM) conduit à sous-estimer grandement le débit dans la FP, et ce, dans les parties prismatiques comme dans les parties convergentes (jusqu'à –52%). Ces résultats seront à rapprocher du poids relatif des pertes S^m et S^t vis-à-vis du S_f et du terme de continuité massique *Ma* (Fig. 8.6 et Fig. 8.7 du §8.2.3.3).

Simulations	Cv2/10/02		Cv6/10/02	
	x = 4 m	x = 5 m	x = 2 m	x = 5 m
DCM	-44	-38	-21	-52
M1DPL (ψ^t = 0,02)	-13	0	-8	-18
M1DPL (ψ^t = 0,16)	-4	+15	-4	0

Tab. 8.5 – Erreur relative sur le calcul du Q_{fp} à l'entrée des convergents et dans la section médiane des parties convergentes.

Concernant les échanges turbulents, le calcul de Q_{fp} par la M1DPL est légèrement meilleur avec $\psi^t = 0{,}02$ dans le Cv2, alors que dans le Cv6, il est meilleur avec $\psi^t = 0{,}16$.

D'amont en aval, les hauteurs relatives évoluent de 0,22 à 0,12. Pour ces faibles débordements, tels que $h_r < 0{,}2$, il se peut qu'il y ait une augmentation du coefficient ψ^t comme constaté en Div6/12/02.

Mais, quoi qu'il en soit, les pertes par échange turbulent ont moins d'influence que les pertes par échange de masse au vu des résultats du Tab. 8.5.

8.2.3.3. Rapports adimensionnels

Pour l'évaluation du poids relatif des différentes pertes, nous allons utiliser les résultats de la M1DPL avec $\psi^t = 0{,}02$, y compris pour le Cv6/10/02, afin de faire des comparaisons avec les simulations en divergent linéaire. L'évolution des pertes par échange de masse, S^m, des pertes par échanges turbulents, S^t, des pertes par frottement S_f, et du terme de l'équation de conservation de la masse *Ma* est résumée en annexe A.8.1.5 ; les valeurs maximales des rapports adimensionnels entre ces différents termes y sont également présentées, en distinguant les parties prismatiques des parties convergentes. Les valeurs dans les parties convergentes sont reprises sur les Fig. 8.6 et Fig. 8.7.

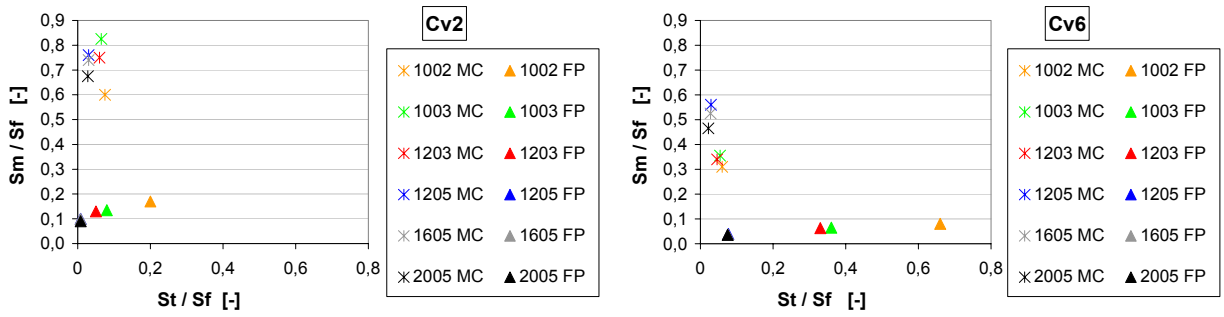


Fig. 8.6 – Valeurs maximales des rapports S_m/S_f et S_t/S_f dans les parties convergentes du Cv6 [2 ; 8 *m*] et du Cv2 [4 ; 6 *m*].

Dans les parties convergentes, le phénomène le plus marquant est la diminution de S^t/S_f au profit d'une augmentation de S^m/S_f lorsque l'on passe du Cv6 au Cv2 : le poids relatif des transferts de masse vis-à-vis de la turbulence augmente donc avec l'angle de convergence. On observe le même phénomène avec $\psi^t = 0{,}16$.

Mais, globalement, on a coexistence des trois sources de dissipation : dans le lit mineur, les pertes par échange de masse sont du même ordre que les frottements au fond (de 0,3 à 0,85 S_f) ; dans les lits majeurs, on a $S^m < S^t < S_f$, les pertes par échange turbulent atteignant jusqu'à 66% du S_f dans le Cv6/10/02.

Dans les parties prismatiques, les pertes interfacielles sont faibles : $S^t < 0{,}1.S_f$ et $S^m < 0{,}2.S_f$.

Analysons maintenant ces résultats en regard du poids relatif des termes de conservation de la masse *Ma,* dans chaque lit.

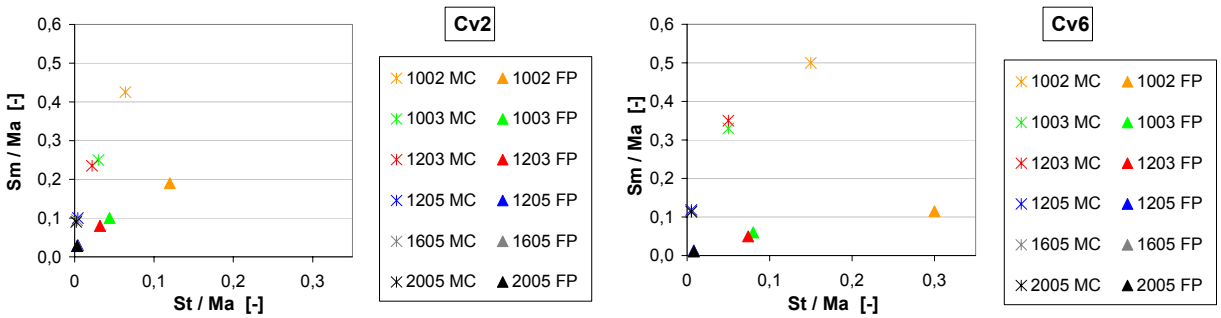


Fig. 8.7 – Valeurs maximales des ratios S^m/Ma et S^t/Ma dans les parties convergentes des Cv6 et Cv2.

Il est particulièrement intéressant de noter que les termes de l'équation de conservation de la masse *Ma* réduisent l'influence des pertes interfacielles. Ainsi, les échanges turbulents sont écrasés par le terme de continuité, à l'exception des Cv6/10/02 et Cv2/10/02. Quant aux pertes par transfert de masse, leur influence sur le calcul de $\{h_{mc}\ ;\ U_{mc}\ ;\ U_{fp}\}$ disparaît pour les six écoulements à $h_r = 0{,}5$. Ces résultats légitiment ceux des simulations du §8.2.3.2.

Un écoulement peut donc *présenter des pertes interfacielles non négligeables, sans pour autant qu'elles aient une influence sur le calcul des paramètres hydrauliques*. Dans ce cas, c'est la conservation de la masse qui régit la répartition de débit.

Enfin, comme pour les divergents linéaires, on peut faire le lien entre force des échanges à l'interface et écarts entre perte de charge et perte d'énergie par lit. L'évolution de S_{ei} et de S_{hi} est présentée en annexe A.8.1.6, pour les configurations (10/02) et (20/05) dans les deux convergents.

8.2.3.4. Comparaison convergents / divergents linéaires

Une première analyse comparative entre convergent et divergent linéaire peut être faite à l'aide des résultats des simulations en Div6 et en Cv6. Dans ces deux géométries, l'angle de non-prismaticité ainsi que le contrôle de la hauteur relative de débordement à x = 5 *m* sont identiques. En outre, trois configurations (Q,h_r) sont semblables : 10/03 ; 16/05 et 20/05.

Pour ce faire, on va se baser essentiellement sur les valeurs des rapports adimensionnels (Fig. 8.8). Cette comparaison nécessite de garder à l'esprit, qu'en terme de réception ou d'éjection de la masse, les sous-sections homologues sont : a) les plaines d'inondation du Div6 et le lit mineur du Cv6 ; b) les plaines d'inondations du Cv6, et le lit mineur du Div6.

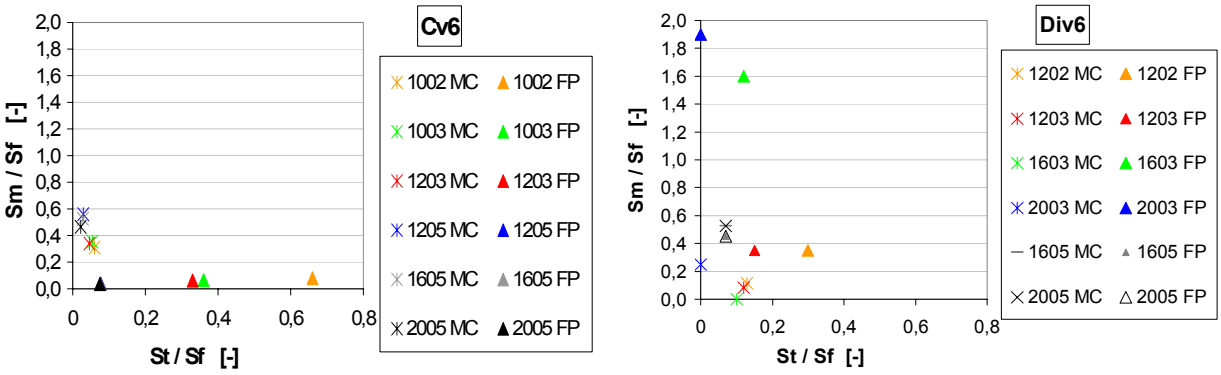


Fig. 8.8 – Rapports maximaux S^m/S_f et S^t/S_f dans le Div6 et le Cv6 (parties non-prismatiques).

La gamme de variation des rapports S^m/S_f est trois fois plus grande dans le Div6 que dans le Cv6 ; et celle des rapports S^t/S_f est deux fois plus petite dans le Div6. Autrement dit, pour un angle donné, la géométrie divergente peut accentuer les pertes par échange de masse, et diminuer celles par échanges turbulents, comparativement à une géométrie convergente.

Une deuxième comparaison peut être effectuée à l'aide des résultats en Cv2 et Div4 (cf. annexe A.8.1.7). La gamme de variation des rapports S^m/S_f est six fois plus grande dans le Div4, alors même que l'angle de convergence est de 5,7° contre 11,4° dans le Cv2. Quant aux échanges turbulents, ils ont disparu dans quatre écoulements sur 6 dans le Div4, alors qu'ils sont présents dans les 6 écoulements du Cv2.

Finalement, l'ensemble des résultats de la Méthode 1D par lit converge vers les mêmes conclusions : un poids des pertes par transfert de masse plus important dans les divergents que dans les convergents, relativement au frottement au fond ; un poids moindre des pertes par transfert turbulent dans les géométries divergentes.

8.2.4. Modélisations Talweg-Fluvia et Axeriv

8.2.4.1. Simulations Talweg-Fluvia

Les simulations de Talweg-Fluvia sont présentées en annexe A.8.1.8. Les résultats essentiels sont résumés dans le Tab. 8.6. On y fait figurer les écarts relatifs maximaux entre paramètres calculés et expérimentaux pour h_{fp} et Q_{fp}. La résolution de l'équation de Saint-Venant sur la section totale s'appuyant sur l'évaluation de la pente de frottement sur la section totale, S_f, on présente également les écarts relatifs entre les valeurs de S_f calculées par Talweg-Fluvia (fonction de Q, et de Z), et celles de S_f calculées à partir des débits partiels expérimentaux (fonction de Q_{mc}, Q_{fp} et Z).

Talweg-Fluvia sous-estime les hauteurs d'eau et le débit dans les plaines d'inondation. La sous-estimation de h_{fp} est d'autant plus forte que les hauteurs de débordement sont faibles (jusqu'à –24 % pour Cv2/10/02) ou que le débit total est fort pour une valeur h_r donnée.

Concernant la sous-estimation de Q_{fp}, elle augmente également avec une diminution de h_r (jusqu'à –60% pour Cv2/10/02). Par contre, pour une valeur h_r donnée, elle ne varie pas avec le débit total, le rapport expérimental Q_{fp}/Q_{mc} étant indépendant du débit total pour des hauteurs d'eau équivalentes [Bousmar (2002)]. Ces erreurs maximales sont toutes obtenues à x = 0 *m*. Pour comprendre ces résultats, analysons par exemple le cas du Cv6/10/02 (Fig. 8.9).

Configurations	Erreur rel. sur h_{fp}	Erreur rel. sur Q_{fp}	Erreur rel. sur S_f
Convergent 6 *m*	[%]	[%]	[%]
Cv6/10/02	-16	-54	-31
Cv6/10/03	-9,6	-37	-21
Cv6/12/03	-11	-38	-17,5
Cv6/12/05	-2,8	-12,8	-5,6
Cv6/16/05	-3,5	-13	-4,5
Cv6/20/05	-7	-13	-4,7
	Convergent 2 *m*		
Cv2/10/02	-24	-60	-20
Cv2/10/03	-6	-37	-25
Cv2/12/03	-9	-35	-18
Cv2/12/05	-0,6	-11	-7
Cv2/16/05	-1,3	-11	-4
Cv2/20/05	-5,7	-11	-5,2

Tab. 8.6– Calcul de h_{fp}, Q_{fp}, et S_f par Talweg-Fluvia : erreurs relatives maximales par rapport aux valeurs expérimentales (en %), obtenues à x = 0 *m.*²

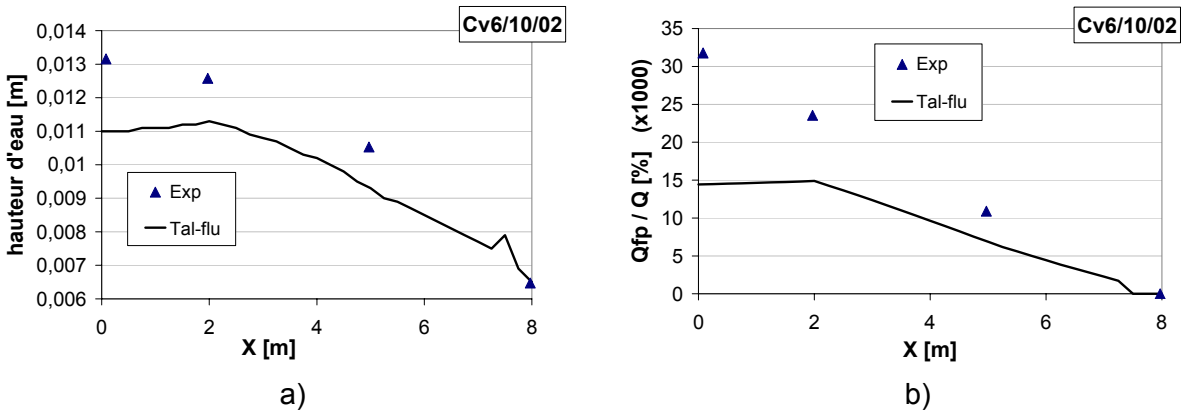


Fig. 8.9 – Cv6/10/02, simulations de Talweg-Fluvia : a) hauteur d'eau dans les lits majeurs ; b) proportion de débit dans la plaine d'inondation.

Concernant la répartition du débit, l'hypothèse « du régime uniforme équivalent » semble erronée dans les parties convergentes, et de manière encore plus marquée, dans la partie prismatique en raison de la suralimentation des FP liée à l'égalité des charges à x = 0 *m*.

A contrario, pour les très forts débordements (h_r = 0,5), l'hypothèse des régimes uniformes équivalents tout au long de l'écoulement est beaucoup moins préjudiciable, et les erreurs sur h_{fp} et Q_{fp} sont acceptables (Tab. 8.6).

En fait, le problème de répartition de débit en condition limite amont n'est pas, à lui seul, responsable des écarts observés. Pour le montrer, nous nous sommes appuyés sur les expériences reconduites en 2003 (cf. §8.2.1) pour lesquelles, une répartition proche de celle du régime uniforme équivalent est introduite à l'entrée du bief d'étude [Bousmar et al (2004)]. Le cas du Cv6/10/02 est traité sur la Fig. 8.10.

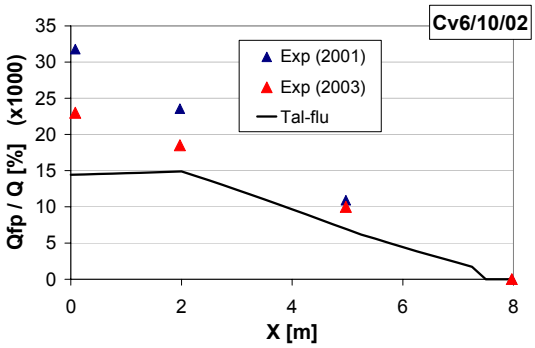


Fig. 8.10 – Cv6/10/02, proportion de débit dans les FP : expériences 2001 et 2003.

Talweg-Fluvia ne peut rendre compte des transferts qui sont observés dans la partie prismatique, et dans la section médiane du convergent (x = 5 m), une sous-estimation de 32% du Q_{fp} perdure, mettant en évidence le rôle des échanges de masse et du transfert de QDM associé.

Enfin, de manière analogue aux divergents linéaires, on s'est intéressé au couplage calcul de ligne d'eau / calcul de répartition de débit via l'équation de Saint-Venant 1D sur la section totale. Les résultats sont présentés en annexe A.8.1.9. A mesure que les hauteurs de débordement diminuent, les erreurs de calcul de répartition de débit (à l'aide de la formulation Debord) ont une influence : sur le calcul de S_f dans les parties prismatiques, sur le calcul du gradient du coefficient de Boussinesq « $d\beta/dx$ » dans les parties convergentes. Cela est conforme aux résultats du Tab. 8.6.

L'équation de Saint-Venant 1D n'est donc pas « infaillible » en terme de calcul de ligne d'eau, comme on aurait pu le croire en convergent brusque ou en divergent linéaire.

8.2.4.2. Simulations Axeriv

Les simulations par Axeriv (EDM) des premières expériences en convergent linéaire (conduites en 2001) sont présentées dans Bousmar (2002), Chap. 14 ; les simulations des expériences avec correction de la répartition de débit à l'amont (conduites en 2003) sont reportées dans Bousmar et al. (2004).

Concernant les premières expériences, la hauteur d'eau dans le lit majeur est correctement restituée (erreurs relatives comprises entre 0 et –5%) ; a contrario, des erreurs significatives sont observées lors du calcul du débit dans le lit majeur (Fig. 14.2 p244 de Bousmar (2002)). Les résultats sont reproduits dans le Tab. 8.7.

Configurations	$(Q_{fp.calc} - Q_{fp.exp})/Q_{fp.exp}$ (x100) à $x = 0$ *m*	$(Q_{fp.calc} - Q_{fp.exp})/Q_{fp.exp}$ (x100) à $x = 5$ *m*
Cv6/10/02	-50	-38
Cv6/12/03	-40	-31
Cv6/20/05	-20	-25

Tab. 8.7 – Simulations Axeriv : erreur relative sur le calcul du débit dans le lit majeur Q_{fp}.

Ces écarts sont le résultat – comme pour Talweg-Fluvia – de la suralimentation des lits majeurs $x = 0$ *m*, mais aussi du fait que dans la partie prismatique, aucun transfert de masse n'est modélisé (on rappelle que dans Axeriv, le calcul se fait de l'aval vers l'amont).

Après correction de la répartition de débit amont (expériences 2003), le calcul de Q_{fp} est amélioré (Fig. 18 de Bousmar et al. 2004), mais le débit est cette fois-ci surestimé pour les faibles débordements : +27% à l'entrée du convergent (x = 2 *m*) pour Cv6/10/02.

8.3. LITS COMPOSES « OBLIQUES » OU SKEWED COMPOUND CHANNELS

8.3.1. Contexte expérimental

Un résumé des expériences en lit oblique conduites dans le Flood Channel Facility du HR Wallingford est présenté au Chap. 1 §1.3.2. Rappelons ici les caractéristiques principales de ces écoulements.

Le terme « oblique » est la traduction de l'anglais « skewed » signifiant que l'axe du lit mineur et celui du lit majeur ne sont pas parallèles. Cette géométrie présente donc une divergence du lit majeur gauche couplée à une convergence du lit majeur droit, les largeurs du lit mineur et de la section totale étant constantes (Fig. 8.11).

Six séries d'expériences ont été conduites, l'angle α entre l'axe du lit mineur et celui des lits majeurs étant de 2,1°, 5,1° ou 9,2°, et l'angle des berges MC/FP pouvant varier (90°, 63°, 45°). Chaque série d'expériences comporte 4 essais d'écoulements correspondant à des hauteurs relatives de débordement h_r d'environ 0,15 ; 0,25 ; 0,4 et 0,5. L'ensemble des mesures est exposé dans un rapport du département de génie civil de l'université de Bristol [Sellin (1993)], sur lequel nous nous sommes appuyés dans ce chapitre.

On se restreindra ici à l'analyse de trois géométries d'écoulement : α = 9,2°, berges MC/FP inclinées de 45°(Fig. 8.11b) ; α = 5,1°, berges MC/FP inclinées de 45°(Fig. 8.11a) ; et α = 5,1°, berges verticales. Cette dernière géométrie a les dimensions suivantes :

- à l'amont ($x = 0$ *m*), $B_{fpl} = 1{,}9$ *m* ; $B_{mc} = 1{,}5$ *m* ; $B_{fpr} = 2{,}20$ *m* ;
- à l'aval ($x = 10$ *m*), $B_{fpl} = 2{,}8$ *m* ; $B_{mc} = 1{,}5$ *m* ; $B_{fpr} = 1{,}30$ *m*.

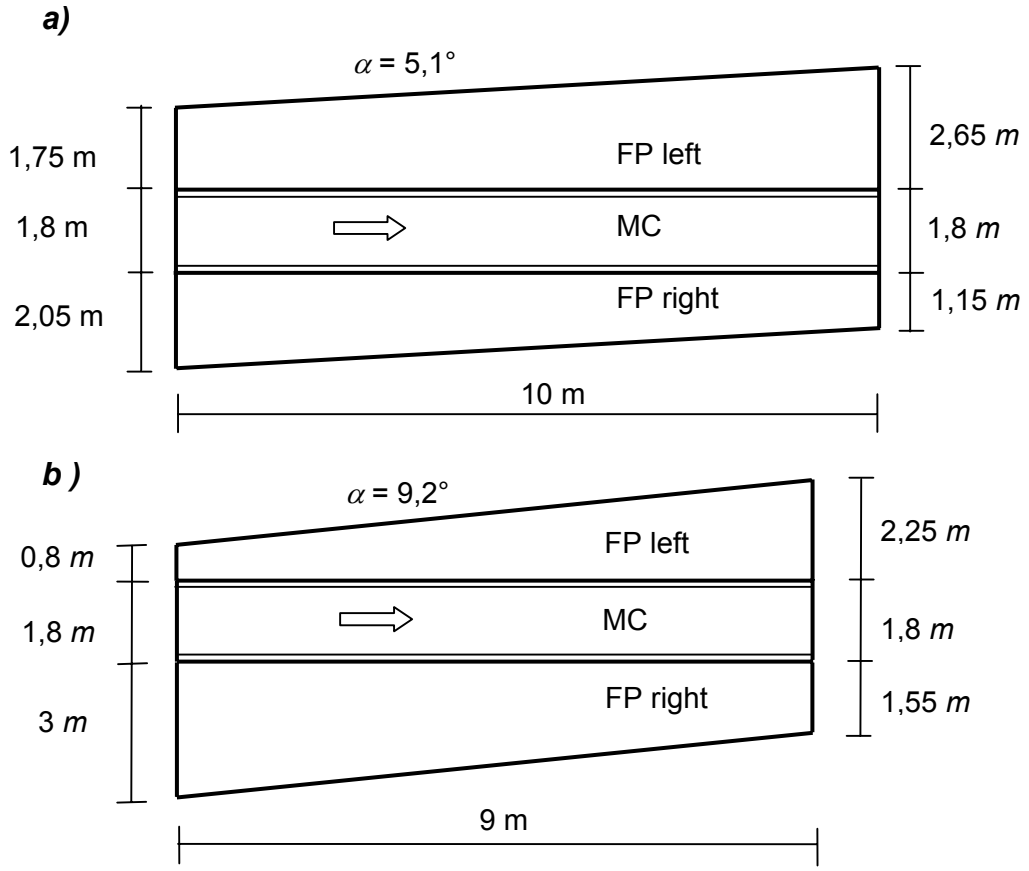


Fig. 8.11 – Vue en plan des lits composés obliques : a) α = 5,1° – berges MC/FP inclinées ; b) α = 9,2° – berges MC/FP inclinées.

Pour les trois géométries, la largeur totale du lit composé est constante (5,6 *m*), la hauteur de plein bord h_{pb} est de 0,15 *m*, et la rugosité identique dans les trois lits (0,01 $m^{1/3}/s$).

On rappelle que le champ des vitesses a été mesuré uniquement dans les sections amont et aval des géométries étudiées, qui sont séparées de 10 *m* pour α = 5,1° et de 9 *m* pour α = 9,2°. Ces sections sont perpendiculaires à la direction du MC. Des mesures de vitesses aux interfaces MC/FP ont également été effectuées dans les sections médianes des biefs étudiés.

Dans ce chapitre, on se limitera à l'analyse des dix configurations d'écoulements (Q/h_r) exposées dans le Tab. 8.8.

α = 5,1°- berges droites		**α = 5,1°- berges 45°**		**α = 9,2° - berges 45°**	
Q [m^3/s]	h_r [-]	Q [m^3/s]	h_r [-]	Q [m^3/s]	h_r [-]
0,230	0,145	0,261	0,148	0,254	0,146
0,329	0,244	0,353	0,243	0,356	0,243
0,686	0,407	0,725	0,408	0,711	0,408
				1,132	0,5

Tab. 8.8 - Configurations d'écoulement *(Q,h_r)* pour les trois séries analysées.

8.3.2. Phénoménologie

Les expériences ont été conduites sous des conditions de « régime uniforme »[2] [Sellin (1993)] : les hauteurs d'eau sont constantes selon l'axe longitudinal, *x*.

8.3.2.1. Champ de vitesses

Comme nous l'avons vu au Chap. 1, §1.3.2., ces géométries induisent des transferts de masse entre les plaines d'inondation et le lit mineur, qui affectent la distribution des vitesses et des contraintes au fond dans les trois lits. On présente en annexe A.8.2.1 les profils transversaux des vitesses moyennées sur la verticale U_d, dans les sections de mesure amont et aval pour chaque configuration d'écoulement. Les cas « α = 5,1°, berges verticales, h_r = 0,145 » et « α = 9,2°, berges 45°, h_r = 0,146 » sont traités sur la Fig. 8.12.

A partir de maintenant, l'abréviation SCC pour « Skewed Compound Channel » sera utilisée au lieu de « lit composé oblique ».

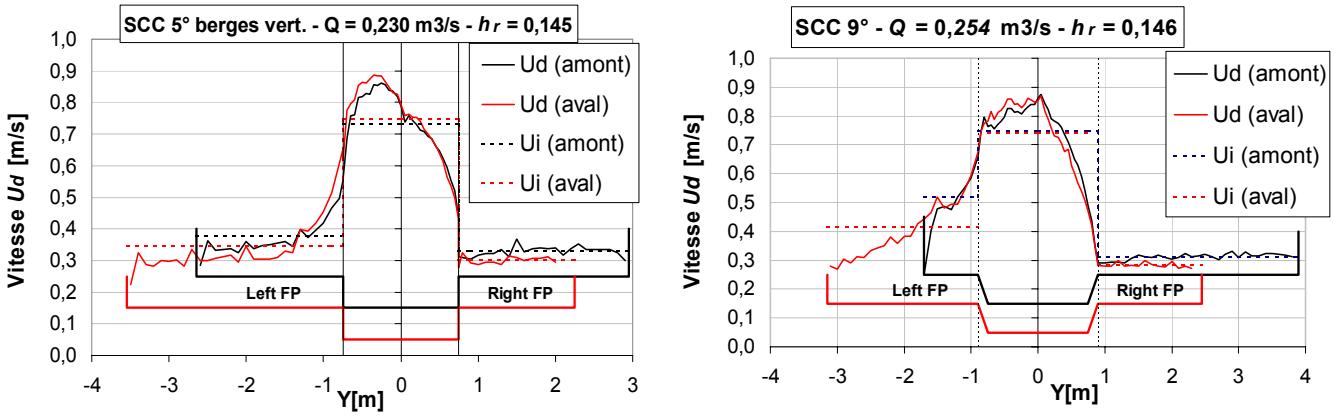


Fig. 8.12 – Profils transversaux des vitesses moyennées sur la verticale (U_d), et valeurs des vitesses moyennes par lit (U_i).

A l'image de la Fig. 8.12, les transferts de masse créent une asymétrie des vitesses U_d dans le lit mineur, une homogénéité des profils de U_d dans le lit majeur droit, et des gradients dU_d / dy marqués dans le lit majeur gauche. Ces derniers sont d'autant plus significatifs que le débordement est faible. En outre, dans le lit majeur gauche, l'hétérogénéité de U_d augmente avec l'angle de divergence.

Les vitesses diminuent dans le lit mineur, là où de l'eau lente en provenance du lit majeur droit, pénètre ; réciproquement, les vitesses augmentent sur le lit majeur gauche en raison de l'arrivée d'eau rapide en provenance du mineur.

[2] Cette expression nous paraît éminemment critiquable puisqu'on a une variation continue des vitesses et des débits par lit de l'amont vers l'aval.

Pour α = 5,1°, il n'y a pas de différences sensibles entre les profils de U_d selon que la berge est inclinée ou verticale.

Concernant les vitesses moyennes par lit, on a « U_{mc} > U_{fpl} > U_{fpr} » pour les dix configurations d'écoulements. Mais cette asymétrie sur la section totale diminue avec l'augmentation de la hauteur de débordement.

Enfin, au niveau de l'interface gauche, la vitesse interfacielle est proche de la vitesse moyenne dans le MC, U_{mc}, et au niveau de l'interface droit, la vitesse interfacielle est proche de U_{fp}. On retrouve ce qui est observé, de manière disjointe, en convergent linéaire d'une part, et en divergent linéaire d'autre part.

8.3.2.2. Echanges interfaciaux

Un des objectifs annoncés par Elliot et Sellin (1990), est de déterminer quand l'interaction turbulente observée en lit prismatique est annihilée par les transferts de masse (cf. Chap. 1, §1.3.2). La mesure des contraintes au fond et celle des vitesses interfacielles ont permis à ces auteurs d'effectuer des bilans de QDM par lit, les échanges turbulents interfaciaux – non-mesurés – étant considérés comme le terme résiduel de ces bilans par sous-volume.

Le transfert interfaciel turbulent est identifié à l'« apparent shear force, ASF ». L'ASF s'exprime en [Newton], et le flux de QDM dû aux échanges de masse, noté QDM_{masse}, en [Newton.seconde]. Les poids relatifs des échanges de masse et des échanges turbulents sont présentés dans le Tab. 8.9, sous forme de rapport ASF/(ASF+QDM_{masse}/s) x100. Il s'agit de bilans sur les plaines d'inondations pour les géométries « α = 5,1°, berges 45° » et « α = 9,2°, berges 45° ».

	ASF/(ASF+QDM_{masse}/s) x 100 [-]			
	Lit oblique 9,2°		Lit oblique 5,1°	
h_r [-]	Interface gauche	Interface droite	Interface gauche	Interface droite
0,15	12,38	17,7	65,75 [3]	16,4
0,25	3,03	16,35	22,89	11,19
0,4	3,7	4,8	0,81	3,72
0,5	4,28	2,31	7,59	4,25

Tab. 8.9 - Contribution des échanges turbulents dans l'échange de quantité de mouvement à l'interface, exprimée en % du flux de QDM interfaciel

(à partir des données d'Elliott et Sellin (1990)).

Le flux de quantité de mouvement dû aux échanges de masse augmente de manière significative avec le tirant d'eau, ce qui diminue rapidement l'influence du cisaillement turbulent dans l'échange de QDM à l'interface. Pour les faibles débordements (0,15 et 0,25),

[3] Cette valeur nous paraît suspicieuse, à l'instar du profil de U_d correspondant (annexe A.8.2.1)

le transfert via l'ASF n'est pas négligeable, mais à partir de h_r = 0,4, l'ASF représente au maximum 8% des transferts de QDM à l'interface.

8.3.3. Modélisation 1DPL

Ce contexte nous semble particulièrement intéressant pour valider la Méthode 1D par lit, puisque dans les lits obliques, les deux plaines d'inondation ne jouent pas le même rôle en terme de transfert de masse.

La répartition de débit est injectée en condition limite amont, et la hauteur d'eau, en condition limite aval. Et les sections trapézoïdales sont remplacées par des sections rectangulaires de même hauteur d'eau et de même aire (le système d'équations différentiel étant codé pour des sections rectangulaires).

Les échanges turbulents sont modélisés avec le coefficient moyen ψ^t = 0,02 calé en lit droit (cf. Chap. 6).

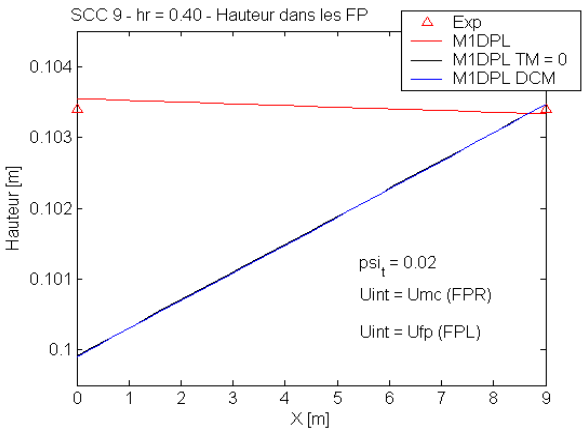
Quant aux échanges de masse, nous ne pouvons pas effectuer de modélisation « fine » de la vitesse interfacielle puisqu'on dispose seulement des profils de U_d dans les sections amont et aval. Néanmoins, au vu de ces profils (annexe A.8.2.1), on supposera que l'écoulement rentrant dans le lit majeur divergent a une vitesse longitudinale $U_{int.fpl} = U_{mc}$ et que l'écoulement sortant du lit majeur convergent a une vitesse longitudinale $U_{int.fpr} = U_{fp}$.

Comme pour les autres géométries, on présente des simulations sans transferts de quantité de mouvement (DCM), et sans transfert de QDM dû aux échanges de masse (TM=0).

<u>Résultats des simulations :</u>

L'ensemble des simulations est présenté en annexe A.8.2.2. Résumons ici les principaux résultats :

- *Ecoulements « h_r = 0,4 et 0,5 »*



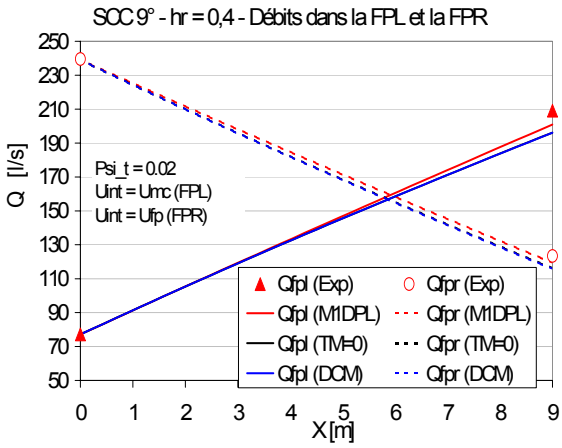


Fig. 8.13 – SCC 9,2° , h_r = 0,4 : hauteur d'eau dans les plaines d'inondation, h_{fp} [*m*], et débits dans chacune des deux plaines d'inondation, Q_{fpl} et Q_{fpr} [*l/s*].

Pour les quatre écoulements à h_r = 0,4 ou 0,5, la M1DPL restitue une hauteur d'eau quasiment constante puisque les variations amont aval sont inférieures ou égales au millimètre. Par contre, l'annulation des pertes interfacielles (DCM) conduit à des valeurs Δh_{fp} pouvant atteindre 3 *mm* (Fig. 8.13).

Ces pertes interfacielles n'ont globalement aucune influence sur le débit dans la FPR (convergente), et peu d'influence sur Q_{fpl} (l'erreur maximale de la DCM est de –11%).

- *Ecoulements « h_r = 0,25 »*

Pour ces trois écoulements, Δh_{fp} entre l'amont et l'aval est inférieur au millimètre pour les trois types de simulation. Mais ce qui est intéressant, c'est que le rôle des pertes par transfert de masse se fait sentir dans la plaine d'inondation divergente (FPL) : dans le SCC 9°, la DCM et la M1DPL « TM=0 » sous-estiment le débit de 23%, et dans les SCC 5° (berges droites ou inclinées), de 15% (Fig. 8.14).

Ce phénomène confirme ce qu'on avait observé lors de la comparaison Div6/Cv6 au §8.2.3.4 : pour un angle de non-prismaticité donné, *les pertes par transfert de masse ont un poids relatif plus important dans une divergence que dans une convergence*.

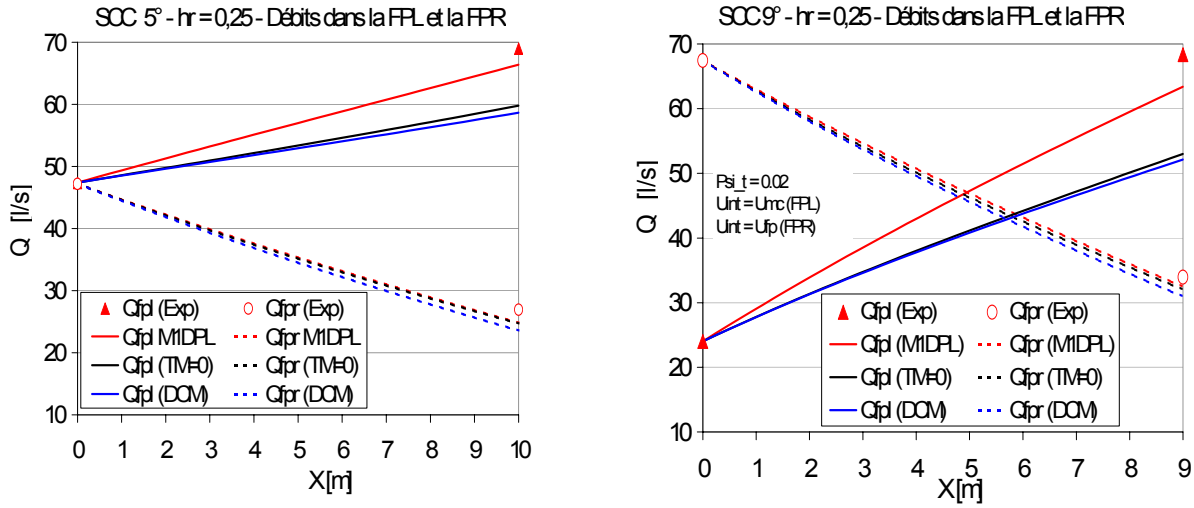


Fig. 8.14 – Débits dans les plaines d'inondation gauche (divergente) et droite(convergente) dans le SCC 5° et le SCC 9° pour h_r = 0,25.

- Ecoulements « h_r = 0,15 »

Dans le SCC 9° (berges inclinées) et dans le SCC 5° (berges droites), les valeurs Δh_{fp} entre l'amont et l'aval sont là-encore inférieures au millimètre. Quant aux débits par lit, le rôle des pertes par transfert de masse s'accentue : dans le lit majeur divergent, la DCM sous-estime le débit de 30% dans le SCC 9°, et la M1DPL TM=0, de 25% (Fig. 8.15). La différence de 5% entre ces deux simulations montre en outre qu'une légère influence de la turbulence apparaît.

Et dans le lit majeur convergent, on ressent seulement une légère influence des transferts turbulents.

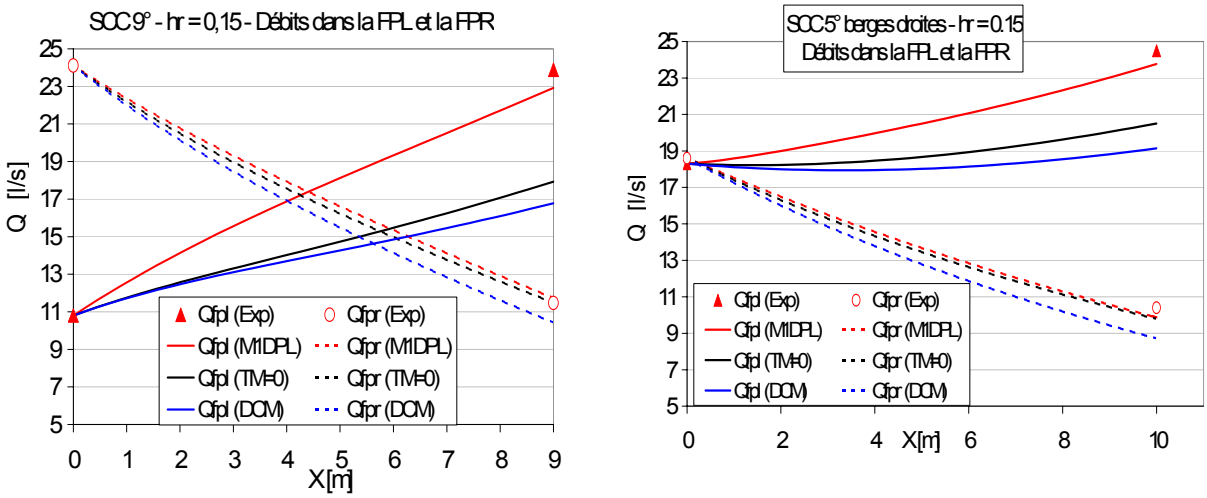


Fig. 8.15 - Débits dans les plaines d'inondation gauche (divergente) et droite (convergente) dans le SCC 9° et le SCC 5°(berges droites) pour h_r = 0,15.

Dans le SCC 5° (berges inclinées), la configuration d'écoulement « h_r = 0,15 » est atypique. En section amont, le lit majeur gauche est suralimenté pour une raison que l'on ignore. Dans cette sous-section, le profil des U_d ne ressemble pas à ceux des autres configurations (cf. annexe A.8.2.1).

Dans ce cas, la M1DPL restitue correctement les débits partiels à la seule condition que la hauteur d'eau entre l'amont et l'aval ne soit pas constante : la différence Δh_{fp} modélisée est de 2,5 *mm*. Comme dans le rapport de Sellin (1993), une seule hauteur d'eau est donnée pour l'ensemble de l'écoulement, on ne peut pas conclure.

8.4. CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à deux types de configurations d'écoulement : un lit composé avec convergences linéaires des plaines d'inondations, et un lit composé oblique (lit majeur gauche divergent et lit majeur droit convergent).

Les expériences en convergent linéaire ont été conduites par D. Bousmar, N. Wilkin et J.H. Jacquemart [Bousmar (2002), Bousmar et al. (2004)] dans le canal de l'UCL. Deux configurations ont été explorées : un convergent de 2m (Cv2, demi-angle de convergence de 11,3°) et un convergent de 6m (Cv6, demi-angle de 3,8°). La hauteur relative de débordement a été contrôlée dans la section médiane des convergents (h_r = 0,2 ; 0,3 et 0,5). Au total, 12 écoulements ont été analysés.

Ils sont caractérisés par une homogénéité des vitesses U_d dans le lit majeur, et par des différences entre vitesses par sous-section (U_{mc} – U_{fp}) plus faibles qu'en divergents

linéaires : ainsi, les coefficients de Coriolis sur la section totale (α) varient entre 1 et 1,06 alors qu'en divergent, ils variaient entre 1 et 1,6.

Les expériences en lit composé oblique ont été effectuées dans le Flood Channel Facility du HR Wallingford [Sellin (1993)]. L'angle entre l'axe du lit mineur et celui des lits majeurs est de 5,1° ou de 9,2°, et la berge entre lit mineur et lit majeur peut être droite ou inclinée. On a retenu pour l'analyse, 10 écoulements, dont les hauteurs relatives de débordement h_r sont égales à 0,5, 0,4, 0,25 ou 0,15 (hauteur d'eau constante pour chaque écoulement).

Pour l'ensemble des écoulements étudiés, les vitesses U_d dans le lit majeur convergent sont homogènes, alors que dans le lit majeur divergent, on observe des gradients latéraux dU_d/dy marqués. Il en résulte que sur l'interface droite, la vitesse interfacielle est proche de la vitesse moyenne dans le lit majeur, U_{fp}, alors que sur l'interface gauche la vitesse interfacielle est proche de U_{mc}.

Enfin, des bilans de quantité de mouvement effectués par Elliot et Sellin (1990) à partir des données expérimentales ont montré que l'influence des échanges turbulents dans le transfert de quantité de mouvement à l'interface est très faible pour $h_r \geq 0{,}4$.

La méthode 1D par lit a été appliquée successivement dans les deux configurations. Trois types de simulations ont été effectués : en négligeant la totalité des pertes interfacielles (DCM), en négligeant uniquement les pertes par transfert de masse (TM=0), et enfin en considérant la totalité des pertes (M1DPL à proprement parler).

Pour modéliser les échanges turbulents, on a utilisé le modèle longueur de mélange avec le coefficient d'échange turbulent calé en lit droit, ψ^t = 0,02 (cf. Chap. 6).

Dans les convergents linéaires, un modèle unique de vitesse interfacielle a été retenu ($U_{int} = U_{var2}$), l'erreur relative entre vitesse modélisée et vitesse interfacielle expérimentale étant inférieure à 3,3% (moyenne sur l'ensemble des 12 écoulements). Dans les lits obliques, on ne peut faire de modélisation fine de la vitesse interfacielle car on dispose seulement des profils de U_d dans les sections de mesures amont et aval. Au vu de ces profils, on a supposé que sur l'interface gauche, $U_{int.fpl} = U_{mc}$, et sur l'interface droite, $U_{int.fpr} = U_{fp}$.

Concernant les simulations de la M1DPL dans les convergents : le triplet {h_{fp} ; U_{mc} ;U_{fp}) est modélisé de manière rigoureuse pour les écoulements fortement et moyennement débordants (h_r = 0,5 et 0,3) ; pour les deux écoulements à $h_r = 0{,}2$, le débit dans le lit majeur est sous-estimé de 13 % (Cv2) et 18% (Cv6).

Une évaluation du poids relatif des pertes par frottement au fond, échange turbulent et échange de masse, montre qu'on a globalement *coexistence des trois sources de dissipation*. Cependant, pour 10 écoulements sur 12 (h_r = 0,5 et 0,3), les pertes interfacielles (masse et turbulence) n'ont pas d'influence sur l'évolution des paramètres hydrauliques : ces derniers sont majoritairement *contrôlés par l'équation de conservation de la masse à l'interface*. Seuls les deux écoulements à h_r = 0,2 sont influencés par les pertes interfacielles : si l'on ne prend pas en compte ces dernières (calculs DCM), la sous-estimation du débit dans le lit majeur est de 44% (Cv2) et de 52% (Cv6).

Par ailleurs, une comparaison entre convergent et divergent linéaire a été effectuée : pour un angle de non-prismaticité donné, le poids des pertes par transfert de masse relativement

au frottement au fond peut être jusqu'à trois fois supérieur dans la configuration divergente, alors que le poids relatif des pertes par échange turbulent y est deux fois inférieur.

Des simulations ont également été effectuées dans cette configuration avec Talweg-Fluvia. Les erreurs relatives sur le calcul de la hauteur d'eau et du débit dans le lit majeur augmentent à mesure que les hauteurs de débordement diminuent, pour atteindre respectivement des valeurs de –24% et –60% (h_r = 0,2). Dans les parties prismatiques, comme dans la parties convergentes, l'hypothèse des « régimes uniformes équivalents » est erronée. Les erreurs de calcul des débits Q_{mc} et Q_{fp} se répercutent sur le calcul de la pente de frottement et la dérivée selon x du coefficient de Boussinesq β, et donc sur le profil des niveaux d'eau.

La suralimentation du lit majeur à l'amont n'est pas, à elle seule, responsable des écarts observés : avec une répartition de débit corrigée en entrée, une sous-estimation de Q_{fp} de 32% perdure pour les écoulements « h_r = 0,2 » Comme dans le convergent brusque, une *modélisation explicite du débit latéral de masse* et du transfert de quantité de mouvement associé semble incontournable.

Concernant les simulations de la M1DPL dans le lit composé oblique, les erreurs sur le calcul des débits dans les lits majeurs sont inférieures à 7% pour les quatre hauteurs relatives de débordement et la modélisation des hauteurs d'eau est conforme à l'expérimental (hauteur d'eau constante de l'amont à l'aval).

L'influence des pertes par transfert de masse se fait ressentir pour h_r = 0,25 et 0,15, et ce, *uniquement dans le lit majeur divergent* : les calculs (TM=0) conduisent à –23% (h_r = 0,25) et –25 %(h_r = 0,15) d'erreur sur l'évaluation de $Q_{fpl.}$ Cela confirme ce qui a été observé de manière séparée dans les divergents d'une part, et les convergents linéaires d'autre part, à savoir que le poids des pertes par transfert de masse est plus important dans les géométries divergentes que dans les convergents (toutes choses égales par ailleurs).

L'influence des pertes par échange turbulent n'est détectable que pour le plus faible débordement (h_r = 0,15) mais est nettement inférieure à celle des pertes par transfert de masse, ce qui est conforme aux bilans expérimentaux de quantité de mouvement effectués par Elliot et Sellin (1990).

Chapitre 9 - Ecoulements en présence d'épi dans le lit majeur

9.1. INTRODUCTION

L'analyse des écoulements en présence d'épi dans le lit majeur s'est appuyée d'une part, sur des expériences conduites dans le canal du LMFA de l'INSA (cf. Chap. 3, §3.4.3), et d'autre part, sur des expériences effectuées sur le modèle réduit de la CNR (cf. Chap. 3, §3.2.5.2).

La variation discontinue de la largeur du lit majeur donne naissance à des écoulements rapidement variés avec formation de zones de recirculations derrière les épis. On a donc affaire à la superposition de deux problématiques : celle de l'interaction entre lits (échanges turbulents et échange de masse) analysée dans les chapitres précédents et, celle de l'influence spécifique d'un obstacle discontinu tel qu'un remblai routier sur l'écoulement global.

Contrairement aux écoulements précédemment étudiés (Chap. 4 à 8), les écoulements en présence d'épi ne se prêtent pas *a priori*, à une description unidimensionnelle sur la section totale ou dans les sous-sections.

En effet, les approches 1D ne peuvent pas – par construction – prédire l'étendue de la zone de recirculations puisqu'une partie de celle-ci est caractérisée par des veines liquides remontant le courant (vitesses négatives). Pour autant, si une connaissance a priori de la taille de ces zones était possible, une modélisation 1D par lit serait envisageable : les zones de recirculations n'échangeant pas de masse avec l'écoulement extérieur, elles pourraient être considérées comme des zones d'eaux mortes et, en tant que telles, pourraient être séparées du reste de l'écoulement par une paroi « virtuelle ». La modélisation 1D par lit s'attacherait alors à prédire la répartition de débit entre l'écoulement dans le lit mineur et celui s'effectuant sur le lit majeur en dehors de la zone de recirculations.

C'est la raison pour laquelle, nous nous sommes intéressés dans un premier temps à la caractérisation de la taille des zones de recirculations en fonction des paramètres hydrauliques moyens et des paramètres géométriques. L'analyse s'appuie sur des travaux et des expériences ayant trait à l'élargissement brusque de la section d'un lit simple [Babarutsi et al. (1989), Babarutsi et al. (1996)], et sur les expériences conduites au LMFA : écoulements avec épi ou élargissement brusque du lit majeur, en lit simple et en lit composé.

Dans un second temps, trois configurations d'écoulement ont été analysées de manière détaillée (niveaux d'eau, champ de vitesses bidimensionnelles) : il s'agit des écoulements sur épi de la CNR :

a) Ecoulement de 150 *l/s* sur épi en ciment de 143 *cm*,
b) Ecoulement de 260 *l/s* sur épi en ciment de 143 *cm,*
c) Ecoulement de 260 *l/s* sur épi en ciment de 77 *cm.*

Au vu des résultats satisfaisants de la modélisation 2D moyennée sur la verticale dans le convergent brusque (Chap. 4, §4.5), on a ensuite évalué, la capacité des équations de Saint-Venant bidimensionnelles à modéliser un écoulement faiblement débordant (Q = 150 *l/s*, épi de 143 *cm*) puis un écoulement fortement débordant (Q = 260 *l/s*, épi de 77 *cm*).

9.2. CONTEXTE BIBLIOGRAPHIQUE

La présence d'épi ou d'élargissement brusque de la section d'écoulement dans le lit majeur induit, à l'aval immédiat, la formation d'une zone de recirculations. Celle-ci est caractérisée par la superposition de deux phénomènes physiques :

1) une turbulence à grande échelle et à axe vertical, de longueur caractéristique comparable à la longueur de la zone de recirculations ou de l'obstacle ; elle est produite par un cisaillement latéral induit par la présence de la singularité topographique.

2) une turbulence à petite échelle et à axe horizontal, de longueur caractéristique comparable à la hauteur d'eau, et générée par le frottement au fond (cisaillement horizontal).

9.2.1. Zone de recirculations à l'aval d'élargissement brusque en lit simple

L'équipe de V.H. Chu et S. Babarutsi de l'Université Mc Gill à Montréal a mis en évidence l'interdépendance des deux phénomènes : le frottement au fond, en plus de son rôle de générateur de « burst », a un effet stabilisateur sur les échanges latéraux de la turbulence à grande échelle. Autrement dit, plus l'écoulement est sous l'influence de la rugosité de fond, moins la zone de recirculations peut se développer, pour une taille d'obstacle fixée.

Se basant sur des expériences effectuées dans un canal *simple* de 60 *cm* de large, 15 *cm* de profondeur et 7 *m* de long, Babarutsi et al. (1989) et Babarutsi et al. (1996) ont identifié deux régimes d'écoulement asymptotiques, nommés dans la littérature anglaise, « Deep Water Flows - DWF » et « Shallow Water Flows - SWF » ; ces derniers étant caractérisés par un fort rapport entre la longueur de la discontinuité – élargissement brusque dans leur cas – et la hauteur d'eau, autour de 100.

Plus précisément, le calcul d'un « nombre de frottement au fond », *S*, permet de caractériser l'écoulement :

$$S = \frac{f.d}{8h} \tag{9.1}$$

où f est le coefficient de Darcy-Weisbach, *d*, la largeur de l'expansion latérale (la moitié de la largeur du canal dans leurs expériences) et *h* la hauteur d'eau, dans *la section d'expansion*.

- pour *S* > 0,1, le frottement au fond prédomine, on est en présence *d'un Shallow Water Flow*, et la longueur de la zone de recirculations L, est proportionnelle à une échelle de « longueur de friction », $\frac{h}{f}$:

$$L = \frac{4.8h}{f} \tag{9.2}$$

- *S* < 0,05, caractérise les *Deep Water Flows* pour lesquels le cisaillement latéral prédomine ; dans ce cas, L est simplement proportionnelle à *d* :

$$L = 8d \tag{9.3}$$

Ces résultats ne sont valables que pour un élargissement brusque – qu'on peut considérer comme un épi d'épaisseur infinie.

9.2.2. Ecoulements sur épi en lit simple

Les expériences d'écoulements en présence d'épi sont peu nombreuses et ont, de surcroît, été menées dans des lits rectangulaires simples (Rajaratnam et Nwachukwu (1983), Tingsanchali et Maheswaran (1990), Molinas et al. (1998), et expériences du Hannover Franzius Institute).

De fait, les modélisations numériques qui en ont découlé – qu'elles soient 3D comme celles de Ouillon et Dartus (1997), Mayerle et al. (1995), Molinas et Hafez (2000), Biglari et Sturm (1998), ou 2D moyennée sur la verticale, comme celles de Tingsanchali et Maheswaran (1990) – se sont placées dans le même contexte.

L'écoulement sur un épi perpendiculaire à une paroi latérale n'a pas les mêmes caractéristiques que l'écoulement avec élargissement brusque de la section.

A l'amont de l'épi, une forte contraction de l'écoulement est créée, s'accompagnant d'une accélération de l'écoulement notamment près du fond [Molinas et al. (1998)], où la cartographie des vitesses est différente de celle à proximité de la surface libre [Ouillon et Dartus (1997)]. L'écoulement au droit de l'obstacle n'est pas homogène – comme il l'était à l'aval immédiat de l'élargissement. La hauteur d'eau varie, les vitesses sont déviées vers la paroi opposée à l'obstacle et leurs modules varient selon la distance à l'obstacle.

Cela a de fait une répercussion sur la longueur de recirculation L : les valeurs proposées dans la littérature varient entre 12,5.*d* [Tingsanchali et Maheswaran (1990)] et 11.*d* [Ouillon et Dartus (1997)]. Au vu des rapports tirant d'eau/taille d'obstacle, ces valeurs ne concernent que des Deep Water Flow, mais sont bien supérieures à la valeur « 8.*d* » rapportée pour les élargissements brusques.

Par ailleurs, Francis et al. (1969) ont mis en évidence l'influence de la contraction de l'écoulement (évaluée par le rapport entre la longueur de l'obstacle et la largeur du canal, notée *b/B* par ces auteurs) sur la longueur de la zone de recirculations, *L*, et sa largeur maximale, notée *Hmax* (Fig. 9.1). La présence de la paroi opposée à l'obstacle limite le développement en largeur de la zone de recirculations, et cette absence de degré de liberté dans le sens transversal se répercute alors sur le développement de la zone dans le sens longitudinal.

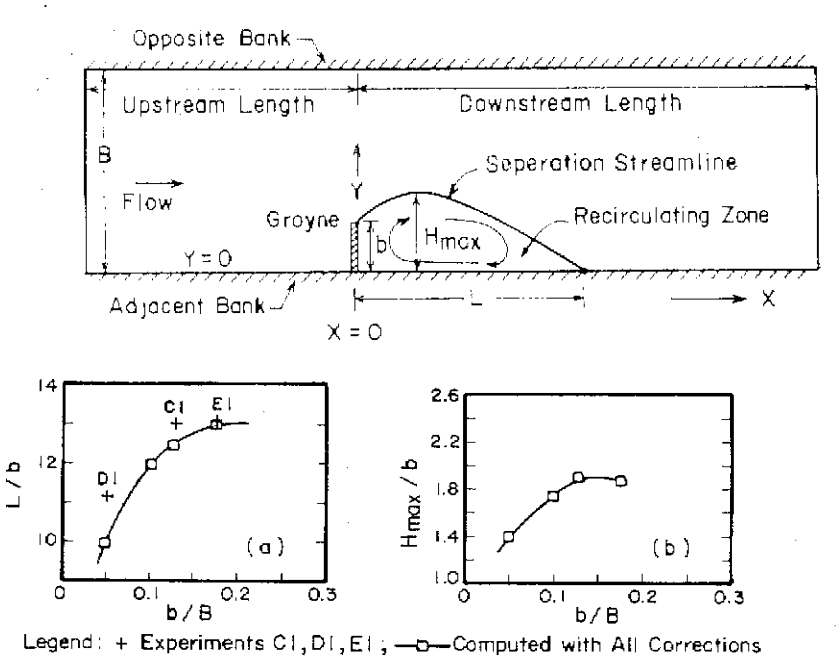


Fig. 9.1 - Valeurs des rapports *L/b* et *Hmax/b* en fonction du rapport *b/B* (données exp. et calcul) – d'après Francis et al [1969].

En regard des travaux de Babarutsi, ces graphes semblent incomplets, puisque les expériences de Francis et al. ont été menées a priori dans des conditions de « deep water flow » puisque *L* et *b* sont corrélés.

Pour autant, cet effet de contraction s'est fait sentir lors de nos propres expériences en lit simple ou en lit composé. Par exemple, pour nos épis de 143 *cm* et 77 *cm* de la CNR, les rapports *b/B* étant respectivement 0,47 et 0,26, la zone de recirculations ne peut se développer en largeur et on observe *Hmax* = *b* (cf. §9.4).

Francis et al. (1969) ont également montré que l'inclinaison d'un épi par rapport à la paroi latérale – tant qu'elle est comprise entre 60° et 150° – n'a pas d'influence sur la taille de la zone de recirculations : c'est la longueur en projection sur l'axe transversal qui importe. C'est la raison pour laquelle on a choisi des épis perpendiculaires à la paroi.

Au vu des expériences et résultats antérieurs, nous avons choisi lors de nos expériences en laboratoire, des paramètres géométriques et hydrauliques qui nous permettent de poursuivre l'exploration des écoulements autour des épis, à savoir :

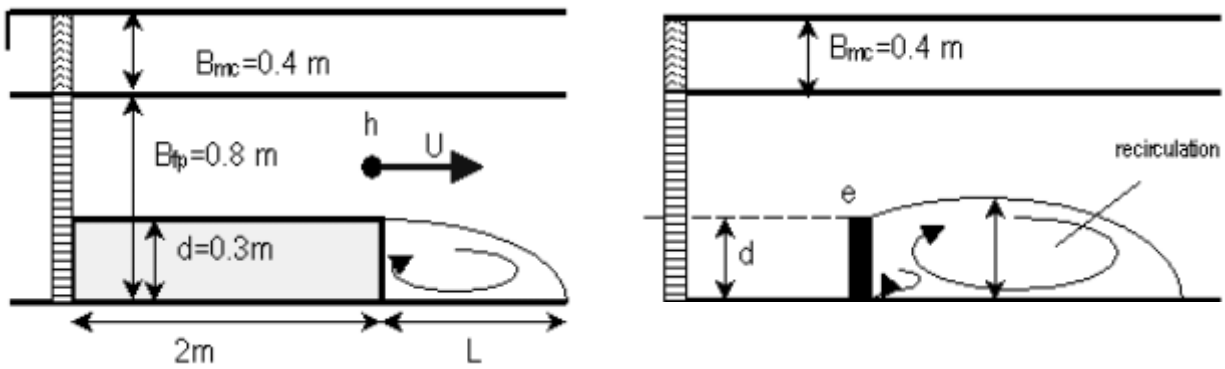
- des couples {taille d'obstacle/hauteur d'eau} correspondant aux deux régimes asymptotiques d'écoulement (SWF et DWF).
- des sections simples et des sections composées.

En particulier, cela va nous permettre d'étudier des écoulements peu profonds à proximité d'épi type « remblai routier dans le lit majeur », cas fréquemment rencontré en milieu naturel.

9.3. LES EXPERIENCES AU LMFA : MESURES DE LA TAILLE DES ZONES DE RECIRCULATION

Le dispositif expérimental des expériences conduites au LMFA est présenté au Chap. 3, §3.4.1, et le protocole expérimental, au §3.4.3.

L'effet de contraction de l'écoulement à l'amont d'un obstacle étant d'autant plus faible que l'épaisseur de ce dernier est importante [Molinas et Hafez (2000)], nous avons successivement considéré dans nos expériences les deux cas extrêmes : celui de l'obstacle d'épaisseur infinie, à savoir l'élargissement brusque de la section (Fig. 9.2a) ; et celui de l'obstacle d'épaisseur négligeable, l'épi type « remblai routier » (Fig. 9.2b). Chaque configuration a été testée, soit dans une géométrie simple (lit majeur isolé), soit dans une géométrie composée.



a) b)

Fig. 9.2 – a) Elargissement brusque de la section d'écoulement ; b) épi d'épaisseur négligeable.

La mesure de la taille de la zone de recirculation a été effectuée par des photographies en surface avec des temps de pause de 8 secondes (ensemencement à la sciure de bois), par injection de lait en poudre à mi-profondeur de la zone de recirculation ou enfin, par vélocimétrie d'images de particules (cf. Chap. 3, §3.4.3.3).

9.3.1. Elargissement latéral brusque de la plaine d'inondation

La première série d'expériences a consisté à élargir le nombre de données récoltées par Babarutsi et al. (1989 et 1996), pour confirmer l'existence des régimes asymptotiques « shallow water flow » et « deep water flow ». La section est simple, le lit majeur étant isolé du lit mineur par une paroi à l'interface. Un seul élargissement a été testé : d = 0,3 *m,* soit un rapport d/B_{fp} de 0,375 (celui de Babarutsi était de 0,5).

En lit simple, les vitesses et les niveaux d'eau sont homogènes à l'amont immédiat de l'élargissement. C'est dans cette section qu'ont été mesurés le tirant d'eau et la vitesse permettant le calcul du nombre de frottement S, défini par l'éq. (9.1).

En lit composé, le nombre de frottement a été évalué dans cette même section avec les valeurs moyennes h_{fp} et U_{fp} dans le lit majeur.

Les longueurs de recirculation obtenues pour différents débits sont reportées sur la Fig. 9.3, sous forme de rapport *L/d* en fonction du nombre de frottement *S*.

Deux écoulements seulement sont effectués en lit composé (dans cette géométrie, l'accent a été mis sur les écoulements sur épi) : ils correspondent à des hauteurs relatives de débordement h_r = 0,2, et h_r = 0,4 pour des écoulements uniformes de même répartition de débit Q_{fp}/Q_{mc} en entrée.

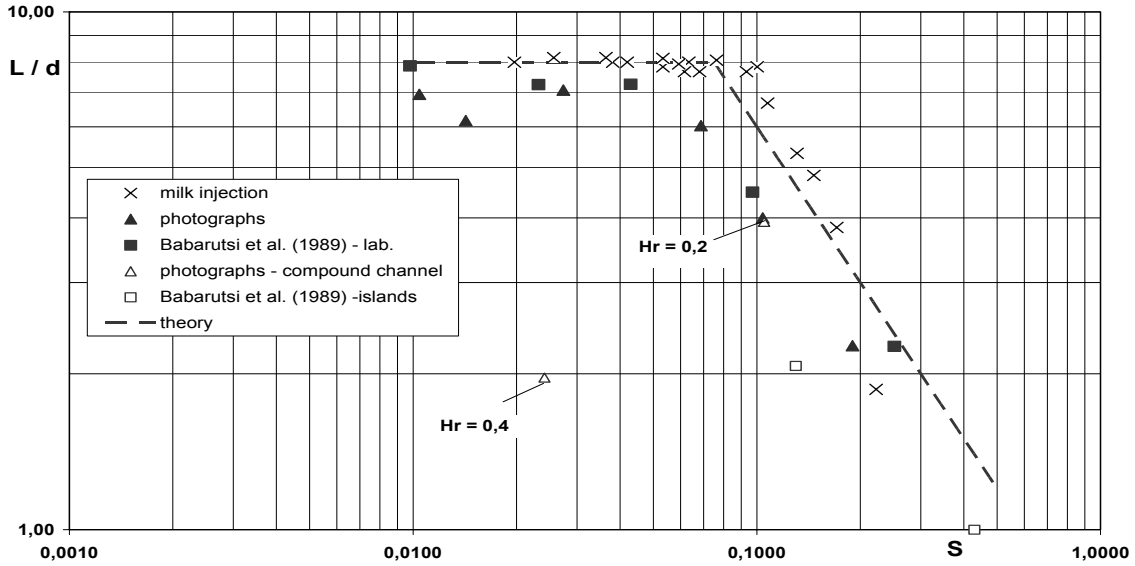


Fig. 9.3 – Longueur de la zone de recirculation, *L*, derrière un élargissement brusque *d* : lien entre le rapport *L/d* et le nombre de frottement *S* = *f.d/8h*. Graphe tiré de Rivière et al. (2004).

On peut tout d'abord constater que la dispersion entre mesures par injection au lait et mesures par photographies en surface est forte. Les vortex à axe vertical formés au coin de l'élargissement (ou de l'épi – cf. Chap. 3), se développent tout en étant advectés vers le point de recollement. Le passage aléatoire des tourbillons dans cette zone affecte le mouvement du lait et, par conséquent, la localisation du point de recollement ; ce dernier étant systématiquement surestimé. Les mesures par photographies semblent plus en accord avec les mesures de Babarutsi et al. (1989).

Cela étant, le lien entre le rapport *L/d* et le nombre de frottement *S* est confirmé – lien qui procède de l'analyse dimensionnelle. On observe bien de manière distincte une zone où le rapport *L/d* est indépendant de $S = fd/(8h)$ et une zone où *L/d* est proportionnel à *1/S*, soit *L* proportionnelle à h/f (indépendance vis-à-vis de la taille de l'obstacle).

Concernant les deux écoulements en lit composé, la longueur de la zone de recirculation de l'écoulement « h_r = 0,2 » ne semble pas influencée par l'interaction mineur/majeur, contrairement à celle de l'écoulement « h_r = 0,4 », qui est quatre fois inférieure à ce que prédit la théorie ; mais deux points ne suffisent pas pour conclure.

9.3.2. Ecoulements sur épi

Quatre tailles d'épis ont été utilisées : *d* = 10 ; 15,6 ; 30 et 40 *cm.* On obtient respectivement des réductions de largeur du lit majeur de 12,5 ; 20 ; 37,5 et 50% (d/B_{fp} *x100*). Pour chaque taille d'obstacle, on explore une gamme de débits totaux.

Le cisaillement en tête d'épi est beaucoup plus fort que pour les élargissements brusques. Les vortex produits et advectés vers le point de recollement vont causer une dispersion plus forte lors des photographies en surface ; d'où le recours, dans un second temps, aux mesures par vélocimétrie par images de particules (PIV) pour confirmer les tendances.

9.3.2.1. Ecoulements sur épi en lit simple

Comme dans Babarutsi et al. (1989), le nombre de frottement *S* est également calculé dans la section au droit de l'obstacle. Les longueurs de recirculation obtenues sont reportées sur la Fig. 9.4 (rapports *L/d* fonction de *S*).

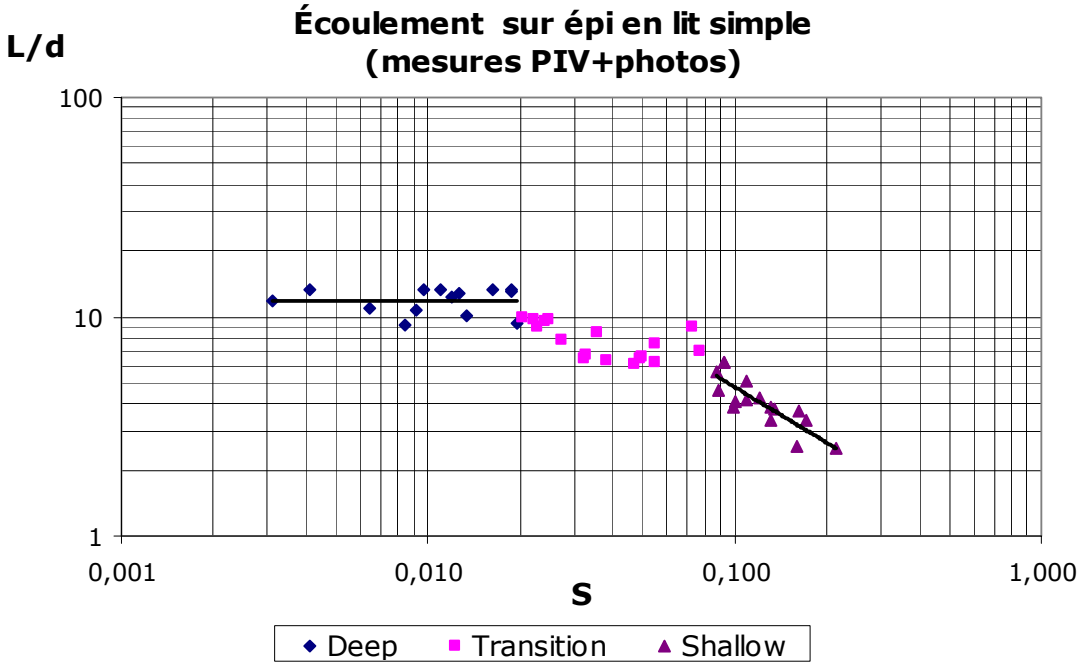


Fig. 9.4- Longueur de la zone de recirculation *L*, derrière un épi de taille *d,* en *section simple* : lien entre le rapport *L/d* et le nombre de frottement *S* = *f.d/8h* .
Graphe tiré de Martinez (2005).

Pour *S* < 0,02, on cale une loi moyenne :

$$L = 12{,}09.d \tag{9.4}$$

Pour *S* > 0,07, on cale une loi du type :

$$L = 5{,}44.h/f \tag{9.5}$$

les deux domaines étant reliés par une zone de transition.

La comparaison des éq. (9.4) et (9.5) avec les éq. (9.2) et (9.3) montre que la contraction de l'écoulement à l'amont des épis – qui n'existe pas dans le cas de l'élargissement – augmente significativement la taille des zones de recirculation dans le domaine des Deep Water Flows, et dans une moindre mesure, celle dans le domaine des Shallow Water Flows. Pour les Deep Water Flows, les résultats sont conformes à ceux de la littérature.

L'effet de la distance de l'épi à la paroi opposée a été mis en évidence dans [Rivière et al. (2004)] – elle n'apparaît pas sur la Fig. 9.4 car les tailles des obstacles ne sont pas signalées. Plus la paroi opposée à l'épi est proche du coin (fort rapport d/B_{fp}), plus la longueur de recirculation est réduite ; cela est vérifié à la fois pour les DWF et les SWF. Une partie de la dispersion des points de la Fig. 9.4 s'explique donc par l'influence du rapport d/B_{fp} sur la taille de la zone de recirculation.

9.3.2.2. Ecoulements sur épi en lit composé

En lit composé, la variation des rapports *L/d* en fonction de la hauteur relative de débordement va être confirmée. Pour h_r = 0,2, le comportement est similaire à celui observé en lit simple (on fait également figurer le comportement de l'écoulement sur épi « 143 cm » de la CNR qui sera analysé au §9.4.1) : l'interaction mineur/majeur n'affecte pas la taille de la zone de recirculation. En revanche, les écoulements à « h_r = 0,4 » s'écartent des lois théoriques (9.4) et (9.5), puisque pour une valeur de *S* donnée, les rapports *L/d* expérimentaux sont significativement réduits.

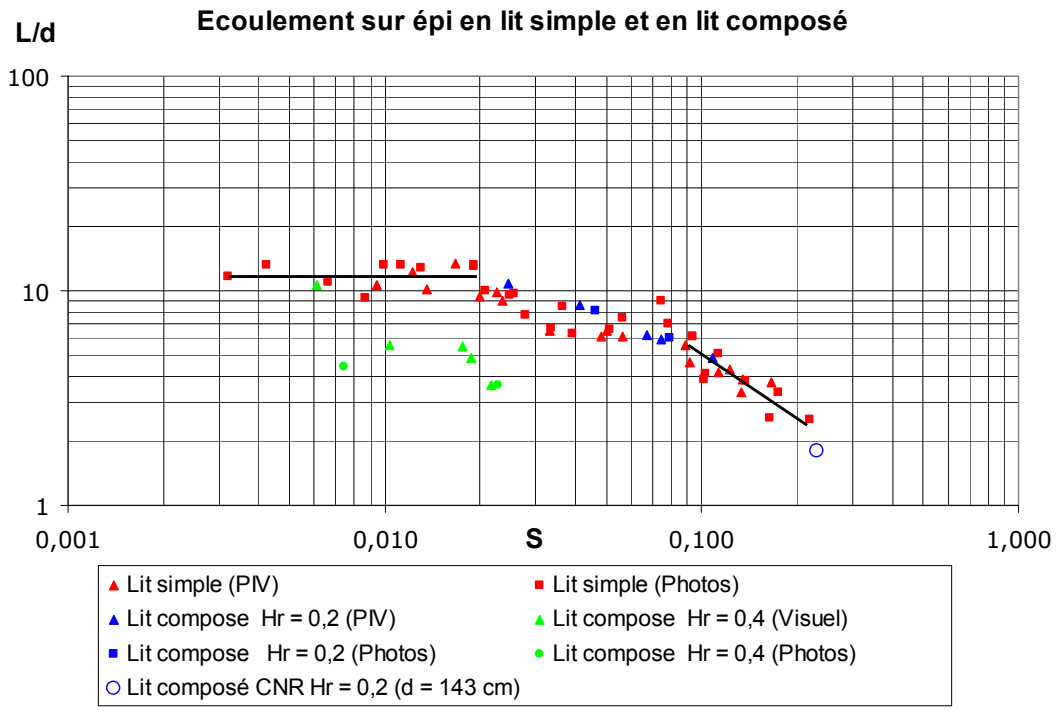


Fig. 9.5- Longueur de la zone de recirculation, *L*, derrière un épi de taille *d* en *section simple et en section composée* : lien entre le rapport *L/d* et le nombre de frottement *S* = *f.d/8h* (évalué dans le lit majeur en section composée)– Graphe tiré de Martinez (2005).

Une première explication – qui devra être validée par la suite – est proposée dans Rivière et al. (2004). Par analogie aux expériences de Babarutsi, nous avons évalué le nombre de frottement *S* dans la section au droit de l'obstacle ; autrement dit nous considérons que le poids relatif des frottements au fond par rapport aux cisaillements transverses, *dans cette section*, va déterminer l'évolution de l'écoulement à l'aval, et en particulier la taille de la recirculation.

En fait, les variations longitudinales des paramètres hydrauliques de *h*, *U* et f – donc de *S* –, à l'aval de l'obstacle, sont beaucoup plus importantes pour les écoulements à h_r = 0,4, que pour ceux à h_r = 0,2. Il en résulte des variations longitudinales du nombre de frottement *S* entre la section de l'obstacle et la fin de la zone de recirculation, beaucoup plus marquées pour h_r = 0,4 (ainsi, pour h_r = 0,4 et d/B_{fp} = 0,5, *S* est multiplié par 4, ce qui fait évoluer l'écoulement du deep water flow à la zone de transition). Cela signifie que le nombre *S* calculé dans la section de l'épi n'est pas représentatif des valeurs de *S* à l'aval.

Ce phénomène a été observé sur huit écoulements (6 sur épis et 2 avec élargissement brusque).

En définitive, ces premières expériences ont montré que la problématique « écoulement sur obstacle » n'est pas indépendante de celle de « l'interaction mineur/majeur » pour les forts débordements, ce qui rend dans ce cas la prédiction des tailles de recirculation extrêmement difficile.

Cela étant, pour les crues les plus fréquentes et des contextes tels que les hauteurs d'eau dans le lit majeur sont faibles par rapport à la taille de l'obstacle, les lois théoriques du shallow water flow semblent fiables (cf. §9.4.1).

9.4. LES EXPERIENCES AU LABORATOIRE DE LA CNR : MESURES DES NIVEAUX D'EAU ET DU CHAMP DE VITESSES 2D.

Les trois écoulements étudiés sur le modèle physique de la CNR sont présentés au Chap 3, § 3.2.5.2. On les caractérisera par la suite par le débit total (*Q*) et la taille de l'obstacle (*d*) : « *Q* = 150 *l/s*, *d* = 143 *cm* » ; « *Q* = 260 *l/s*, *d* = 143 *cm* » ; « *Q* = 260 *l/s*, *d* = 77 cm ».

On rappelle que chaque épi à été plaqué contre la paroi extérieure du lit majeur (rive droite). Pour chaque cas, les composantes *u* et *v* de la vitesse locale et les niveaux d'eau Z ont été mesurés ; ces derniers seront référencés en chaque point (*x,y*) par rapport au fond du lit mineur. La première section de mesure (*x* = 0) est située à 2,5 *m* de l'entrée du lit composé, et la dernière section (*x* = 8,25 *m*), à 10,75 *m* ; quant à l'épi, sa paroi amont est à x = 4,05 *m* et il mesure 5 *cm* d'épaisseur.

L'épi 143 *cm* obstrue 2/3 de la largeur du lit majeur (B_{fp}), et l'épi 77 *cm*, 1/3 de B_{fp}.

La détermination de l'étendue de la zone de recirculation s'est faite à l'aide de trois techniques : 1) un marquage en surface à la sciure de bois ; 2) l'observation d'un pennon

immergé (des vitesses de quelques *cm/s* peuvent difficilement l'aligner dans l'écoulement) ; 3) des mesures au micro-moulinet (la vitesse minimale mesurable est de 5 *cm/s*).

La condition limite aval de l'écoulement en lit droit sans obstacle et de même débit total a été maintenue.

Nous présenterons ici en détail les caractéristiques des deux écoulements extrêmes : grand épi, faible débordement (Q = 150 *l/s*, d = 143 *cm*) ; petit épi, fort débordement (Q = 260 *l/s*, d = 77 *cm*). Le cas intermédiaire (Q = 260 *l/s*, d = 143 *cm*) est traité en annexe A.9.

Une attention particulière sera portée à la configuration « Q = 150 *l/s*, d = 143 *cm* » : présentant des faibles hauteurs relatives de débordement (allant de 0,27 à 0,11) et des rapports d/h_{fp} proche de 100 à l'aval de l'épi, elle est similaire au cas des faibles crues s'étalant dans un lit majeur barré en grande partie par un remblai routier.

9.4.1. Ecoulement peu profond « Q = 150 l/s, épi : 143 cm »

9.4.1.1. Conditions limites

- A l'aval

Le nombre de Froude sur la section totale à x = 8,25 *m* (dernière section de mesure) est de 1,15, l'écoulement global est donc supercritique ; dans les sous-sections, l'écoulement est supercritique dans le lit majeur, et dans le lit mineur, Fr_{mc} = 0,9.

L*a* hauteur du volet aval n'aura donc que très peu d'influence sur l'écoulement à l'amont de notre section limite aval d'étude.

- A l'amont

Dans la première section de mesure (x = 0), on peut comparer les proportions de débit s'écoulant dans chaque sous-section pour la configuration « Q = 150 *l/s*, épi : 143 *cm* » avec celles d'un régime uniforme théorique de même débit total et de même section mouillée (Tab. 9.1) ; les proportions théoriques sont calculées à l'aide de la formulation Debord.

Pour mémoire, on présente également les proportions de débit de l'écoulement en lit droit sans obstacle (Chap. 6, §6.2.1) ainsi que celles du régime uniforme équivalent théorique, dans cette même section (x = 0).

Configuration	***Z* [*cm*]**	Q_{mc}/Q_{tot} **[%]**	Q_{fp}/Q_{tot} **[%]**
Epi 143 *cm*	21,84	72	28
Rég. uniforme équiv.	21,84	69	31
Lit prismatique	20,26	63,6	36,4
Rég. uniforme équiv.	20,26	76,3	23,7

Tab. 9.1 – Proportions de débit dans la section *x* = 0 *avec* et *sans* obstacle : comparaison aux régimes uniformes équivalents (théoriques) – *Q* = 150 *l/s*.

L'écoulement « avec épi » présente un débit dans le lit majeur Q_{fp} inférieur de 9,6 % à celui du régime uniforme équivalent ; et en lit prismatique, Q_{fp} est supérieur de 53,6% au débit du régime uniforme équivalent. On peut donc en conclure, qu'en présence d'épi, il n'y a plus de suralimentation du lit majeur en condition limite amont. L'épi, en limitant la débitance dans l'alignement de l'obstacle, a accéléré les transferts de masse entre le lit majeur et le lit mineur.

De surcroît, cela a été renforcé par le passage en torrentiel à l'aval qui annihile l'influence du volet aval sur la répartition de débit amont.

En définitive, on se retrouve avec un écoulement peu influencé par ses conditions limites.

9.4.1.2. Niveaux d'eau

L'évolution de la surface libre est présentée sur la Fig. 9.6. Au droit de l'obstacle, l'écoulement est fortement varié : la pente moyenne *dZ/dx* est de l'ordre de 4%.

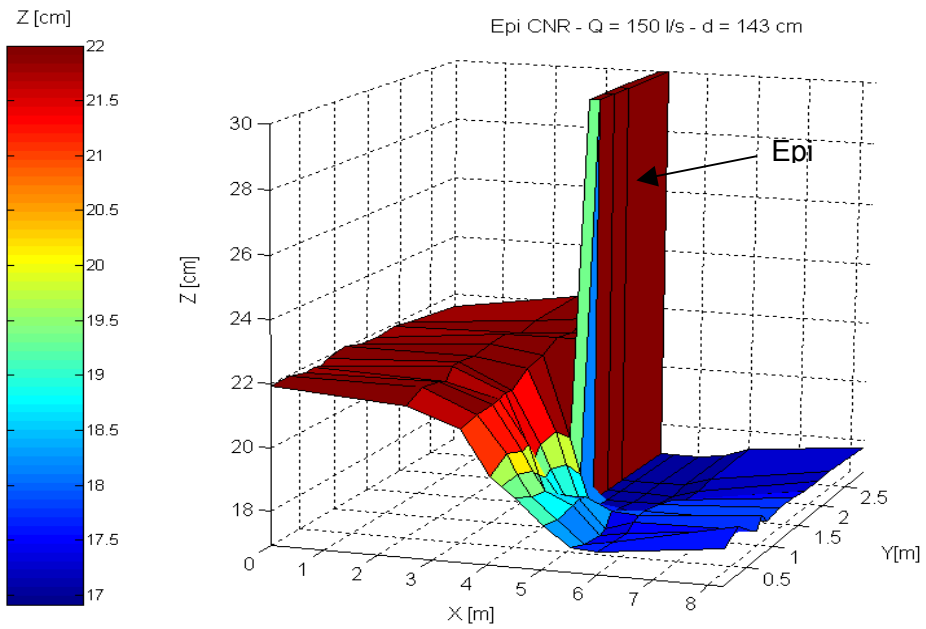


Fig. 9.6 – *Q* = 150 *l/s* ; *d* = 143 *cm* : niveaux d'eau *Z(x,y),* mesurés par rapport au fond du lit mineur (le fond du lit majeur est à *Z* = 16 *cm*).

Les profils transversaux de *Z* – mesurés en tout point par rapport au fond du lit mineur – sont reportés sur la Fig. 9.7. Dans les sections amont et aval, ces profils sont quasiment plats. Cinquante centimètres à l'amont de l'obstacle (x = 3,5 *m*), les niveaux d'eau augmentent dans l'alignement de l'obstacle, alors qu'ailleurs, ils diminuent avec l'accélération de l'écoulement. A une distance de 0,9 *m* à l'aval de l'obstacle (x = 5 *m*), les tirants d'eau sont de l'ordre du centimètre dans le lit majeur : on se situe dans la zone de recirculation (on verra par la suite que cette dernière est comprise entre x = 4,10 et x = 6,65 *m*). Au droit de l'obstacle et 50 *cm* plus à l'aval, on observe des gradients transversaux de *Z* marqués, dus aux transferts de masse en direction du lit mineur ($\Delta Z \approx 2$ *cm*).

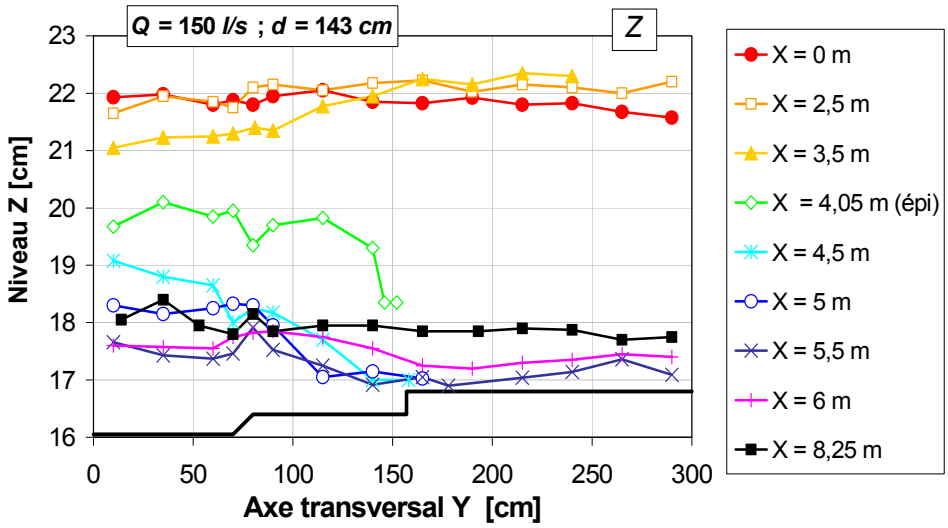


Fig. 9.7 - *Q* = 150 *l/s* ; *d* = 143 *cm* : profils transversaux des niveaux d'eau *Z* (mesurés par rapport au fond du lit mineur).

D'amont en aval, la hauteur relative de débordement h_r est successivement de 0,27 à x = 0, de 0,06 à *x* = 5,5 *m,* et de 0,11 à *x* = 8,25 *m*.

9.4.1.3. Champ de vitesses

.

Le champ des vitesses moyennées sur la verticale est présenté sur la Fig. 9.8. Les vitesses au sein de la zone de recirculation (notée Z.R.) sont trop faibles pour être mesurées.

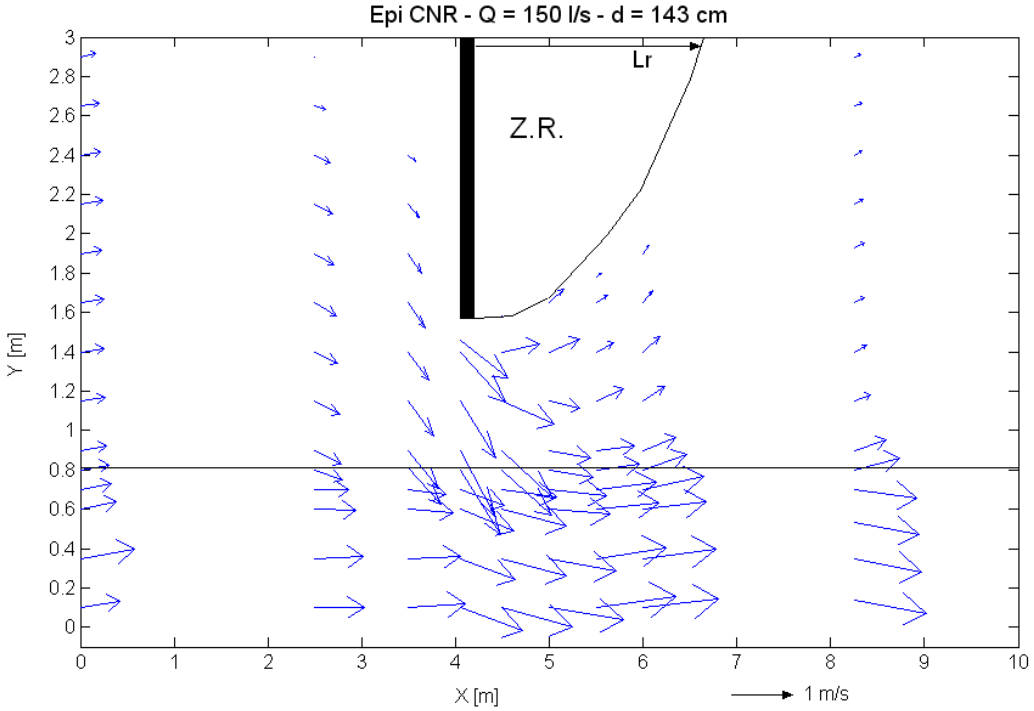


Fig. 9.8 – *Q* = 150 *l/s* ; *d* = 143 *cm* : vue de dessus du champ de vitesses moyennées sur la verticale.

Pour cet écoulement, la zone de recirculation est stable ; les vortex qui se forment en tête d'épi sont peu marqués et ne perturbent pas le recollement de l'écoulement « rapide » à la paroi extérieure du lit majeur. Le point de recollement se situant à x = 6,65 *m*, la zone de recirculation est donc peu développée (L = 2,55 *m*).

Dans la section de l'épi (x = 4,05 *m*), le calcul du nombre de frottement (9.1) et de la longueur théorique associée (9.5) conduit à :

$S = 0{,}21$ et $L = 2{,}92\ m$ (soit $L/d = 2{,}04$)

L'écart relatif entre longueur théorique et longueur mesurée est de 14%.

Selon les critères de Babarutsi, on est en présence d'un shallow water flow (SWF) ; cela est confirmé par le fait que l'utilisation de la formule « L/d = 10 à 12 » des DWF en présence d'épi (§9.3), conduirait à une longueur de recirculation de 14 à 17 *m*. La taille de la zone de recirculation semble donc déterminée par les frottements sur le fond, ce qui la rend indépendante de la taille de l'obstacle.

Les profils transversaux des composantes U_d et V_d sont présentés respectivement sur les Fig. 9.9 et Fig. 9.10.

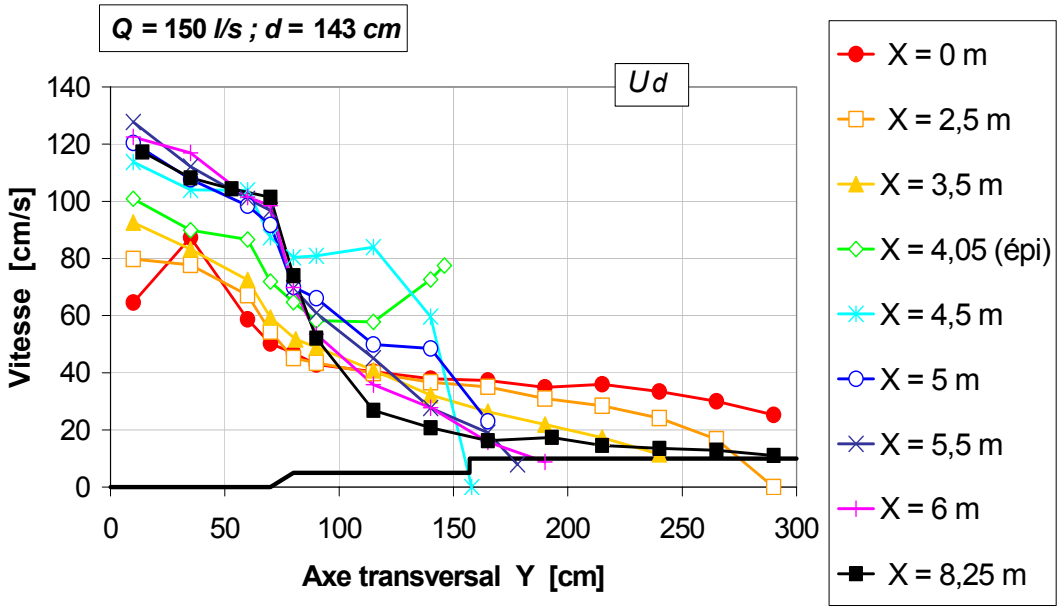


Fig. 9.9 – Q = 150 *l/s* ; d = 143 *cm* : profils transversaux des composantes longitudinales U_d.

Il est intéressant de comparer ces profils avec l'écoulement en convergent brusque de même débit total, pour lequel la réduction de largeur est également de 143 *cm* (Fig. 4.4 du Chap. 4, p105). Les composantes V_d sont deux à trois fois plus importantes avec l'épi, dans le lit majeur ; et dans le mineur, elles étaient quasiment nulles pour le convergent brusque.

A contrario, les composantes U_d sont légèrement moins fortes dans la configuration « épi ».

Pour un même débit total et une même réduction de largeur, la contraction de l'écoulement à l'amont de l'épi est donc plus brutale que celle de l'écoulement dans la convergence brusque, et le caractère bidimensionnel des veines liquides, plus marqué.

Au droit de l'épi, l'écoulement est supercritique dans la FP (Fr_{fp} = 1,16) et subcritique dans le lit mineur (Fr_{mc} = 0,64) ; en cela, la situation est analogue à celle observée dans le col du convergent brusque.

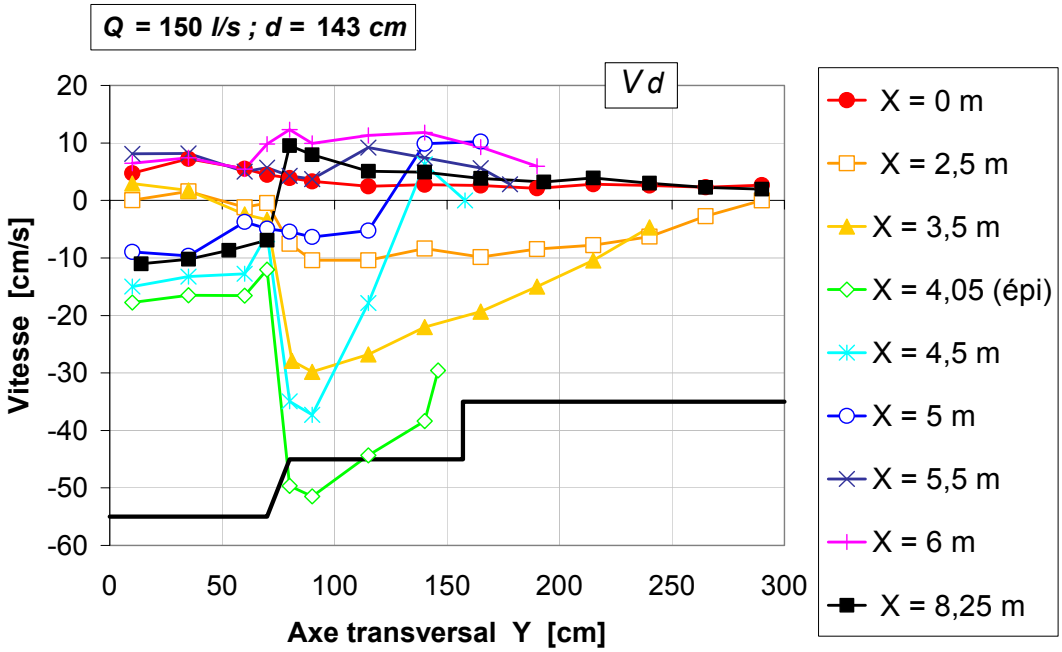


Fig. 9.10 – *Q* = 150 *l/s* ; *d* = 143 *cm* : profils transversaux des composantes latérales V_d.

Les profils de U_d observés à l'amont – type « lit composé droit » – se déforment à l'approche de l'obstacle. A l'aval, le lit mineur restera suralimenté jusque dans la dernière section de mesure par rapport à un régime uniforme équivalent de même section mouillée.

9.4.2. Ecoulement profond « Q = 260 l/s, épi : 77 cm »

Pour cet écoulement, la zone de recirculation derrière l'épi s'étale « au-delà » du bord aval du lit composé (*x* = 13 *m*). Les paramètres hydrauliques sont étudiés entre *x* = 2,5 *m* et *x* = 7,75 *m*.

9.4.2.1. Conditions limites

- *A l'aval*

Le nombre de Froude global en section aval d'étude (*x* = 7,75 *m*) est de 1,08, l'écoulement global est supercritique. Dans les sous-sections, Fr_{mc} = 0,94 et Fr_{fp} > 1. Comme pour l'écoulement précédent, la condition limite aval devrait avoir peu d'influence sur les

paramètres hydrauliques à l'amont de x = 7,75 *m*. Cependant, le doute persiste puisque la recirculation va interagir avec le volet aval (elle le chevauche).

- *A l'amont*

Une analyse sur la répartition de débit amont, similaire à celle conduite dans le Tab. 9.1, montre que la présence de l'épi 77 *cm* limite la suralimentation du lit majeur, mais dans une moindre mesure : le débit dans le lit majeur Q_{fp} est supérieur de 8,2% au débit du régime uniforme équivalent ; en lit droit sans obstacle, l'écart était de 16,6 %. La taille de l'obstacle étant deux fois plus petite que pour l'écoulement précédent, les transferts de masse à l'amont entre sous-sections sont moins rapides.

L'écoulement à l'amont de l'obstacle sera peu influencé par les conditions limites. En revanche, pour l'écoulement à l'aval, il est difficile de conclure..

9.4.2.2. Niveaux d'eau

Les profils transversaux des niveaux d'eau sont présentés sur la Fig. 9.11 ; on se reportera à l'annexe A.9.1. pour une comparaison simultanée des niveaux *Z* dans les trois configurations d'écoulement.

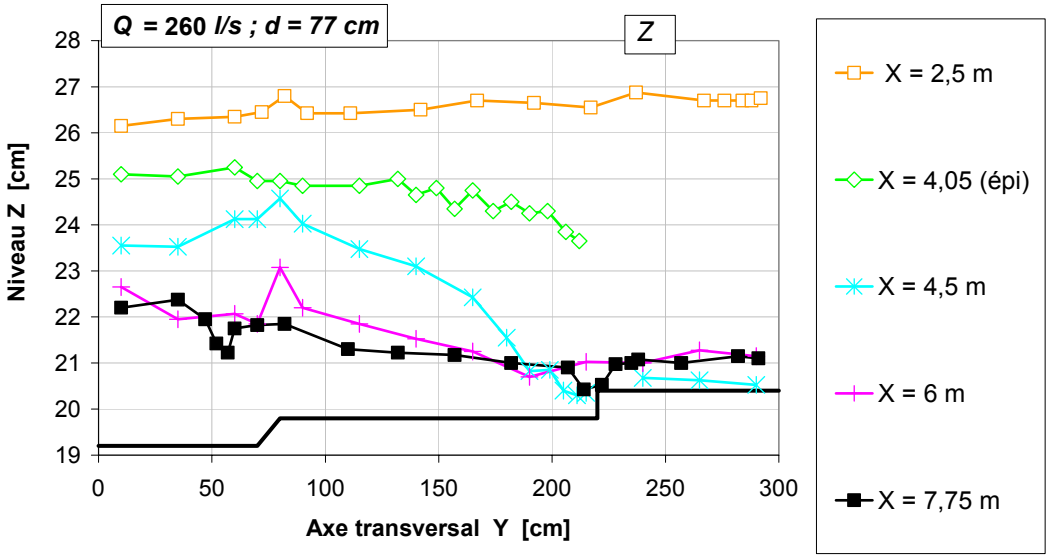


Fig. 9.11 - *Q* = 260 *l/s* ; *d* = 77 *cm* : profils transversaux des niveaux d'eau Z (mesurés par rapport au fond du lit mineur).

L'augmentation du débit conduit à des gradients transversaux de *Z* plus importants, 50 *cm* à l'aval de l'obstacle (x = 4,5 *m*) : $\Delta Z \approx 4$ cm au lieu de 2 *cm* pour l'écoulement précédent (pour le même débit *Q* = 260 *l/s*, $\Delta Z \approx 5$ *cm* en présence de l'épi 143 *cm* – annexe A.9.1).

On notera également une différence de niveau (1 *cm*) dans la dernière section de mesure, témoignant de transferts de masse encore significatifs dans la partie aval du canal composé (on observe le même ΔZ à x = 8,25 *m* pour « *Q* = 260 *l/s*, *d* = 143 *cm* »).

9.4.2.3. Champ de vitesses

Pour cet écoulement, la zone de recirculation est difficile à localiser. En effet, les tourbillons verticaux qui se décrochent en tête d'épi ont une longueur caractéristique plus grande. Cela est conforme à la valeur du nombre *S* et aux gradients latéraux de vitesses U_d entre écoulement rapide et zone de recirculation (Fig. 9.12), plus importants ici que pour l'écoulement « *Q* = 150 *l/s, d* = 143 *cm* » à *x* = 4,05 *m*, 4,5 *m* et 6 *m* (cf. Fig. 9.9).

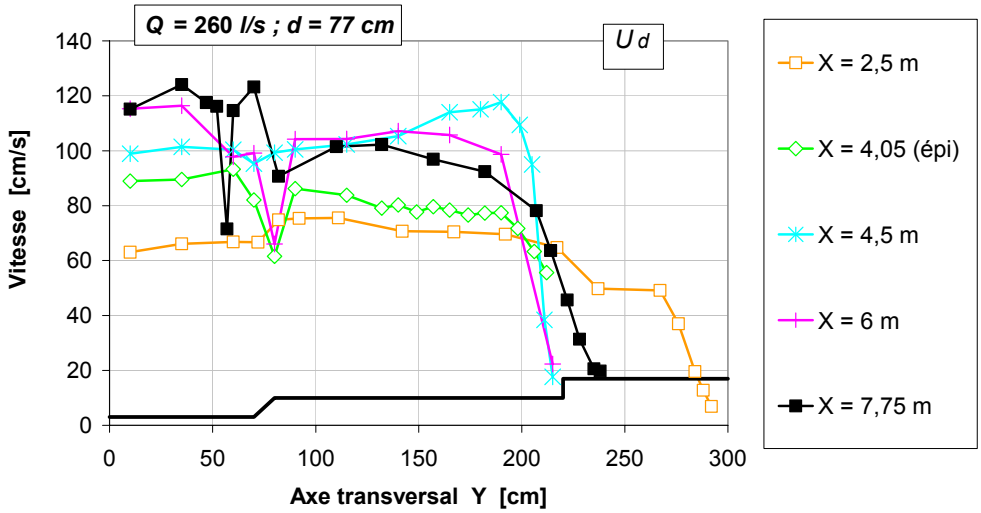


Fig. 9.12 – *Q* = 260 *l/s* ; *d* = 77 *cm* : profils transversaux des composantes longitudinales U_d.

La zone de recirculation s'étend jusqu'au bord aval du lit composé, ce qui signifie que *L* > 6,5 *m,* soit *L/d* > 8,4. Dans la dernière section de mesure à *x* = 7,75 *m*, elle mesure encore 50 *cm* de large (pour l'écoulement « *Q* = 260 *l/s*, *d* = 143 *cm* », elle mesure 1,25 *m* de large à *x* = 8,25 *m*).

Dans la section de l'épi (*x* = 4,05 *m*), le nombre de frottement *S* (9.1) est de 0,034. Selon les critères établis par Babarutsi, on aurait affaire à un deep water flow. Si l'on considère dans ce cas que le rapport *L/d* est compris entre 10 à 12, la valeur de *L* pourrait être de l'ordre de 7,7 à 9,24 *m*, ce qui est conforme à *L* > 6,5 *m* observé expérimentalement.

Concernant les profils transversaux de V_d, la différence notable avec l'écoulement « *Q* = 150 *l/s*, *d* = 143 *cm* » est l'évolution de V_d au droit de l'obstacle dans le lit majeur (Fig. 9.13) : l'orientation des vecteurs vitesse en direction du lit mineur diminue ici lorsque l'on va du coin de l'épi jusqu'à l'interface mineur/majeur, évolution inverse du cas « *Q* = 150 *l/s*, *d* = 143 *cm* ». Cela signifie physiquement que les transferts de masse entre lit majeur et lit mineur sont moins anticipés à l'amont de l'épi, pour l'écoulement « *Q* = 260 *l/s, d* = 77 *cm* ».

On observe le même phénomène pour l'écoulement « *Q* = 260 *l/s*, *d* = 143 *cm* » en annexe A.9.3

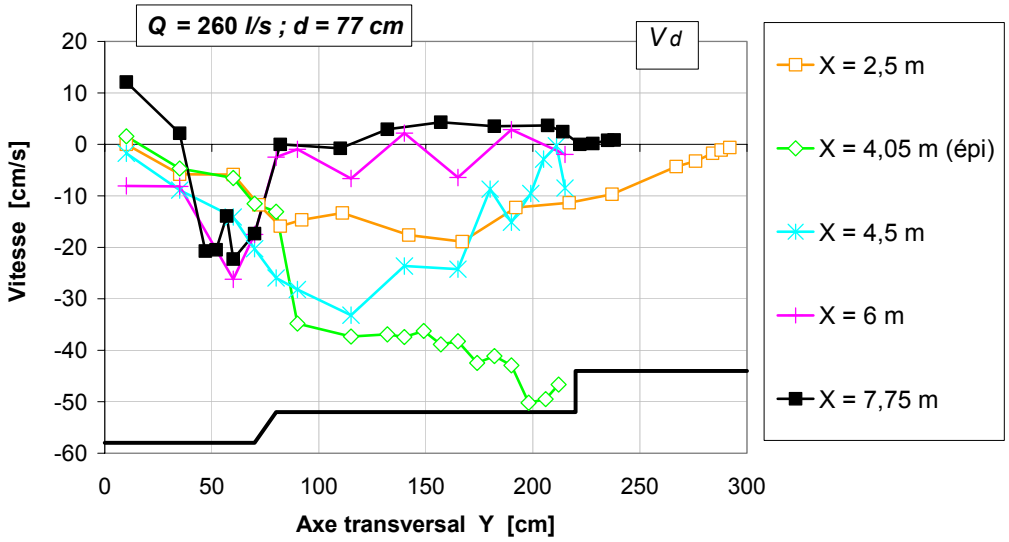


Fig. 9.13 – *Q* = 260 *l/s* ; *d* = 77 *cm* : profils transversaux des composantes latérales V_d.

9.5. MODELISATIONS NUMERIQUES BIDIMENSIONNELLES

La modélisation numérique des écoulements de la CNR a été effectuée au moyen du logiciel Rubar 20 du Cemagref (Chap. 2, §2.4.3). Le maillage est constitué de mailles carrées de 7 *cm* de côté à proximité de l'obstacle, et de 10 *cm* de côté dans le reste de l'écoulement. La représentation physique de l'épi s'est faite par une augmentation brusque de la topographie sur le maillage de départ, ce qui a nécessité l'utilisation de deux mailles selon l'axe des x : l'épaisseur finale de l'obstacle est donc de 14 *cm* au lieu de 5 *cm* dans la réalité.

Concernant la condition limite aval, la zone aval de l'écoulement étant en supercritique dans le lit majeur pour les deux écoulements étudiés et les valeurs du nombre de Froude étant de 0,9 et 0,94 dans le lit mineur, respectivement pour les écoulements « 150 *l/s*, 143 *cm* » et « 260 *l/s*, 77 *cm* », aucune condition particulière n'a été imposée dans la dernière section de mesure (sortie libre).

A l'amont, on a injecté sur chaque arête du maillage, les valeurs expérimentales des vitesses moyennées sur la verticale et les hauteurs ; cela fixe les valeurs des débits linéiques.

Le modèle de viscosité turbulente constante a été choisi par défaut. Comme indiqué au (Chap. 2, §2.4.2), il est sensé inclure des effets de dispersion dus à l'hétérogénéité du champ de vitesse sur la verticale. Et tant que le transport de quantité de mouvement par échange turbulent dans un plan horizontal est peu significatif, il peut être pertinent .

On a fait varier la viscosité turbulente entre 0,005 et 0,05 *m²/s* – gamme basée sur des simulations antérieures d'un écoulement sur épi en lit simple du LMFA, présentées dans Paquier et al. (2003) et Paquier et al. (2001) – ; c'est donc une valeur effective de calage qui inclut la diffusion numérique et la dispersion des vitesses locales sur la verticale.

9.5.1. Epi 143 cm - Q = 150 l/s ($L_{exp.}/d$ = 2,04 : shallow water flow)

9.5.1.1. Zone de recirculations

Nous allons d'abord observer les résultats de Rubar 20 en terme de modélisation de l'étendue de la zone de recirculations.

Pour cette configuration, la valeur de la viscosité turbulente ν_t est de 0,01 *m²/s*, mais nous verrons par la suite que cet écoulement est peu influencé par les échanges turbulents.

En plus de la zone de recirculation aval, on représente sur la (Fig. 9.14) la zone de recirculation qui se forme entre la paroi latérale du canal et la paroi amont de l'épi.

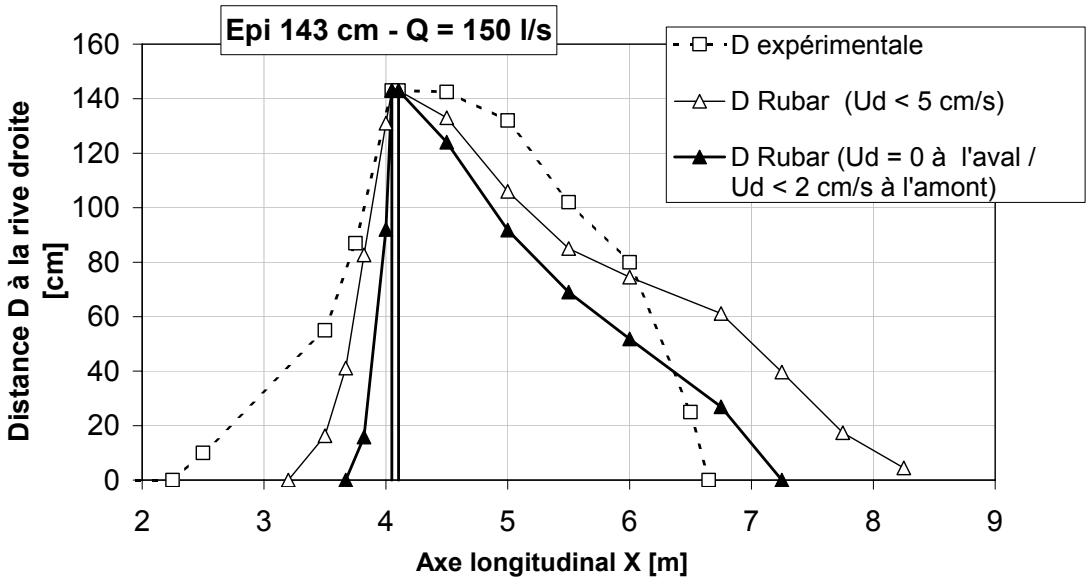


Fig. 9.14 – Etendue des zones de recirculations : comparaison exp. / Rubar 20.

La limite de la zone expérimentale correspond à *la ligne de séparation entre l'écoulement rapide et l'écoulement lent au sein de la zone* : perpendiculairement à cette ligne, on observe un gradient brutal de la vitesse des particules de sciure de bois (des contrôles ont également été effectués au micro-moulinet qui ne peut mesurer des vitesses inférieures à 5 *cm/s*). La précision est évaluée in situ à ±2,5 *cm* ; la taille des points expérimentaux de la Fig. 9.14 est ainsi de 5 *cm*.

Pour les valeurs numériques, on a fait figurer :

- la frontière U_d < 5 *cm/s* et la frontière U_d = 0, à l'aval de l'obstacle.
- la frontière U_d < 5 *cm/s* et la frontière U_d < 2 *cm/s,* à l'amont de l'obstacle (Rubar 20 ne peut rendre compte des vitesses nulles ou quasi-nulles observées en surface à proximité de l'obstacle, puisqu'il calcule des vitesses moyennées sur la verticale).

On rappelle que la frontière U_d = 0 correspond à *la ligne des centres de vorticité* et non-pas à la limite de la zone de recirculation. En revanche, cette frontière passe par le point de recollement à la paroi.

Rubar 20 surestime la longueur de la zone de recirculation de 23 % (3,15 *m* au lieu de 2,55 *m*). Pour autant, si l'on compare cette valeur de 3,15 *m* avec les longueurs calculées à l'aide des formules théoriques des régimes SWF et DWF (éq. (9.4) et (9.5)), respectivement de 2,92 et 17 *m*, on peut considérer que le calcul est pertinent et que l'écoulement *est davantage gouverné par le frottement au fond que par le cisaillement transversal.*

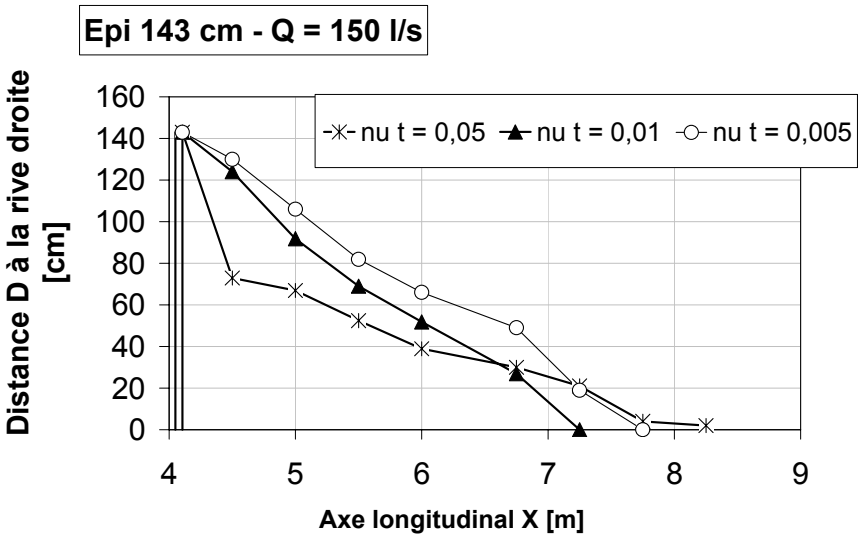


Fig. 9.15 – Influence de la viscosité turbulente sur la longueur de la zone de recirculation.

Cela est confirmé par l'étude de l'influence de la viscosité turbulente – et donc de la diffusion turbulente (Fig. 9.15).

En effet, de fortes variations de ν_t sont nécessaires pour déformer la ligne des centres de vorticité ; en outre, ces variations ont peu d'incidence sur la longueur de recirculation en regard de la théorie des régimes « shallow water flow » et « deep water flow ».

Autrement dit, dans l'équation de quantité de mouvement en projection sur x :

$$U\frac{\partial U}{\partial x}+V\frac{\partial U}{\partial y}=-g\frac{\partial(Z_f+H)}{\partial x}-gS_{f_x}+\frac{1}{h}\frac{\partial}{\partial x}\left(h\tau_{xx}/\rho\right)+\frac{1}{h}\frac{\partial}{\partial y}\left(h\tau_{xy}/\rho\right)$$

avec $\tau_{xy}=\rho\nu_t\left(\frac{\partial U}{\partial y}+\frac{\partial V}{\partial x}\right)$, $\tau_{xx}=2\nu_t\rho\frac{\partial U}{\partial x}$, et $S_{f_x}=\frac{n^2U\sqrt{U^2+V^2}}{h^{\frac{4}{3}}}$

les termes de transfert de masse et de frottement sur le fond sont prédominants par rapport aux tenseurs de Reynolds verticaux (τ_{xx} et τ_{xy}).

9.5.1.2. Champ de vitesse, hauteurs d'eau et répartition de débit

Les hauteurs d'eau simulées sont présentées en annexe A.9.4. Les composantes de la vitesse U_d et V_d à l'amont de l'épi sont reportées sur la Fig. 9.16, et celles à l'aval, sur la Fig.

9.17. Les erreurs expérimentales sur V_d sont évaluées entre 1 et 4 *cm/s* (dues aux ±2,5° sur la girouette).

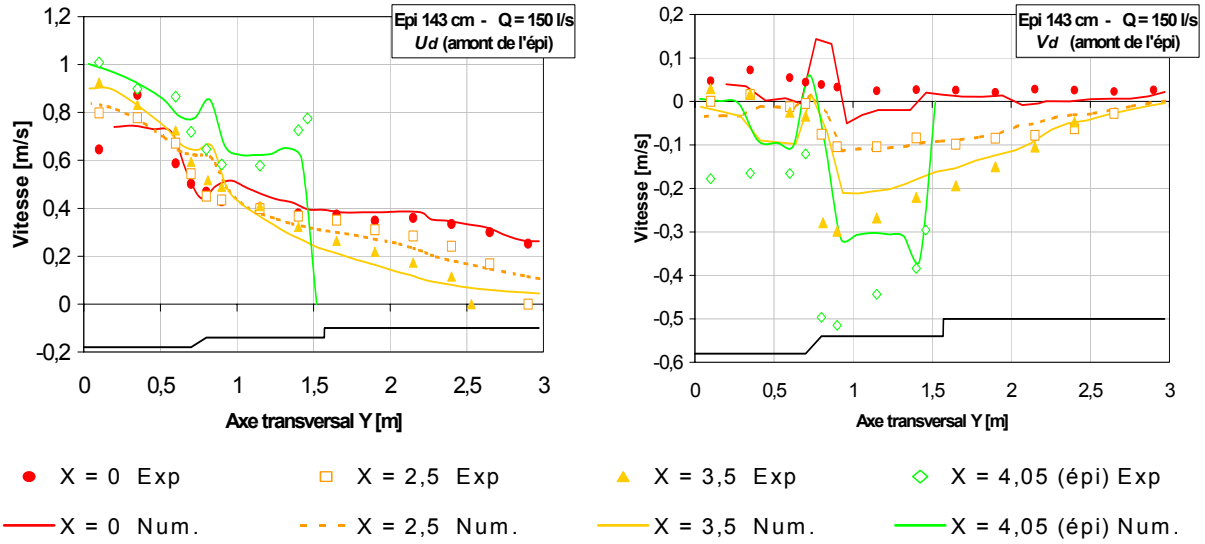


Fig. 9.16 – Simulations des composantes U_d et V_d à l'amont de l'obstacle (*Q* = 150 *l/s*, *d* = 143 *cm*).

A l'amont de l'obstacle, la restitution des composantes longitudinales U_d est satisfaisante, y compris dans la section de l'obstacle et notamment au pied de l'épi où les vitesses ne sont que très légèrement sous-estimées.

Concernant les transferts de masse entre lit majeur et lit mineur, des erreurs sur le calcul de V_d apparaissent à x = 3,5 *m*, pour s'amplifier au droit même de l'épi (-40% au niveau de l'interface). Jusqu'à l'obstacle, ces erreurs ont peu d'incidence sur les hauteurs d'eau (annexe A.9.4).

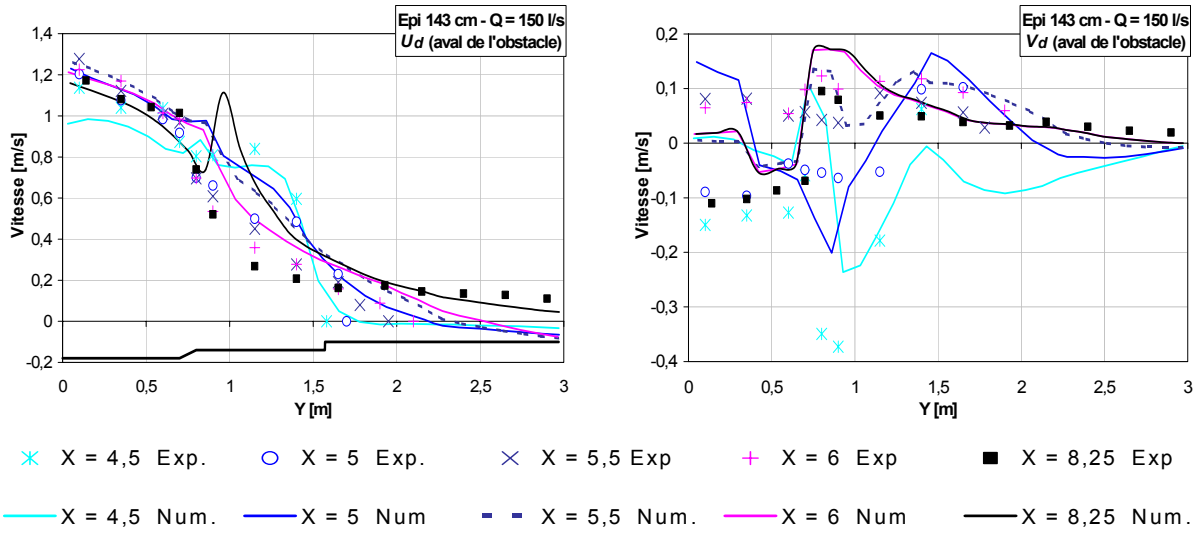


Fig. 9.17 – Simulations des composantes U_d et V_d à l'aval de l'obstacle (*Q* = 150 *l/s*, *d* = 143 *cm*).

A l'aval, le même constat peut être fait : la simulation des composantes U_d est meilleure que celle des composantes V_d.

La sous estimation du transfert de masse au droit de l'obstacle se retrouve à x = 4,5 *m* au niveau de l'interface et dans le lit mineur. Cela se traduit par une mauvaise représentation des hauteurs d'eau dans cette section (la différence transversale ΔZ de l'ordre de 1 *cm* n'est pas reproduite - annexe A.9.4). En revanche, dans les sections suivantes, la réorientation des vecteurs vitesse en direction du lit majeur (V_d >0) est en partie reproduite.

Enfin, dans la dernière section de mesure, on peut observer des erreurs significatives sur le calcul de U_d entre y = 0,8 et 1,5 *m*, en dépit de hauteurs d'eau et de composantes V_d correctement restituées : aucune explication pertinente n'a pu être avancée.

En définitive, on retrouve ce qui avait été observé dans le convergent brusque : des erreurs plus marquées sur V_d que sur U_d et h. Dans la zone fortement variée, on atteint les limites de la modélisation moyennée sur la verticale qui néglige l'influence des composantes verticales w des vitesses locales et suppose la répartition des pressions hydrostatique.

Néanmoins, lorsque nous intégrons les vitesses U_d sur les sous-sections pour évaluer les débits partiels Q_{fp} et Q_{mc}, l'évolution de la répartition des débits sur l'ensemble de l'écoulement est correctement modélisée (Fig. 9.18).

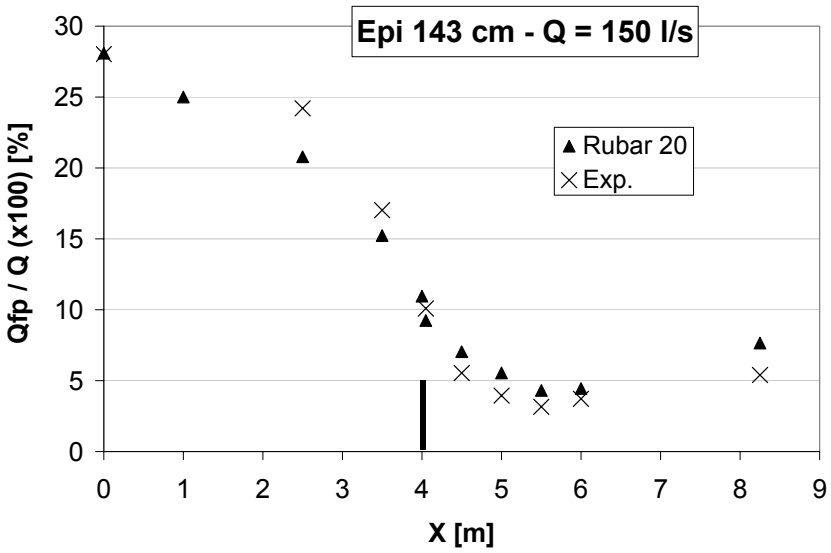


Fig. 9.18 – Proportion de débit dans le lit majeur Q_{fp}/Q (x100).

Localement, l'erreur relative sur le calcul de Q_{fp} est inférieure à 14% de x = 0 à x = 4,05 *m*. A l'aval de l'obstacle, les erreurs sont plus importantes : +27% à x = 4,5 *m*, et +20% à 6 *m* en raison de la sous-estimation des composantes V_d, mais aussi de la légère sous-estimation de la largeur de la zone de recirculation. Enfin, en condition limite aval, la surestimation de U_d entre y = 0,8 et 1,5 *m* se répercute sur le débit Q_{fp} calculé.

9.5.2. Epi 77 cm - Q = 260 l/s ($L_{exp.}/d$ > 8,4 : deep water flow)

Pour cette configuration d'écoulement, les calculs n'ont pu être effectués en tenant compte de la condition limite aval expérimentale. En effet, une partie de la dernière section de notre maillage (*x* = 7,75 *m*) se situe dans la zone de recirculation expérimentale – sa largeur étant de 50 *cm* à cette abscisse. Or, le code exige, sur les arêtes extérieures de cette même section, que les vitesses soient sortantes, et que les paramètres hydrauliques soient stables. En présence de la cellule de courant horizontale au sein de la zone de recirculation et du fort gradient transversal qui existe entre les vitesses de cette même zone et le reste de l'écoulement, ces deux conditions ne sont pas respectées.

Sur cette frontière, il y a compétition entre les exigences numériques et la physique régie par les équations 2D : la limite aval agit de manière contraignante. Le code tend à faire disparaître la zone de recirculation de la section aval, et ce, quelle que soit la valeur de la viscosité turbulente (Fig. 9.19).

Compte-tenu de la longueur de la recirculation (supérieure à 6,5 *m*), témoin d'un régime « deep water flow », l'indépendance vis-à-vis des cisaillements transverses n'est physiquement pas réaliste.

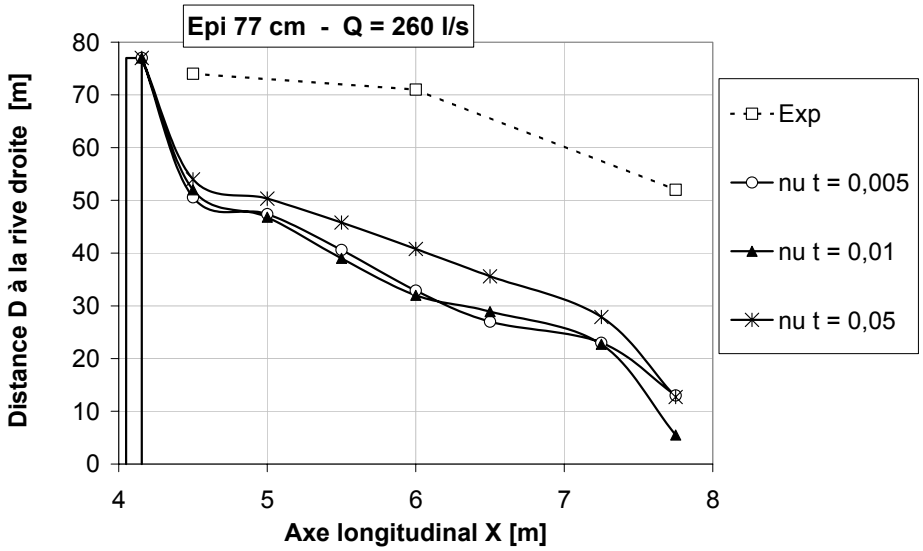


Fig. 9.19 – Etendue de la zone de recirculation simulée par Rubar 20 (épi 77 *cm* - *Q* = 260 *l/s*).

En conséquence, on observe une surestimation importante du débit Q_{fp} à l'aval de l'obstacle, comme en témoigne la Fig. 9.20.

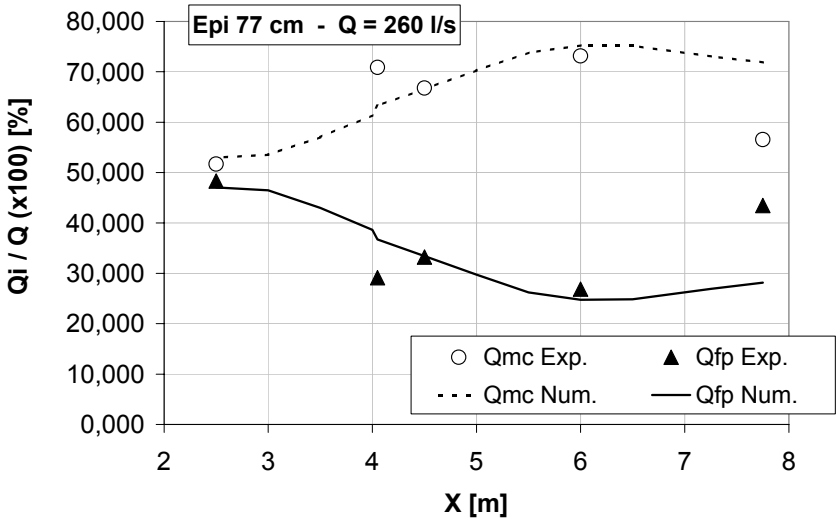


Fig. 9.20 – Proportion de débit dans les sous-sections simulées par Rubar 20 (épi 77 *cm* - *Q* = 260 *l/s*)

Pour l'écoulement « épi 143 *cm*, *Q* = 260 *l/s* », on a affaire au même problème de condition limite aval, puisque dans la dernière section du maillage (*x* = 8,25 *m*), la largeur de la zone de recirculation est de 1,25 *m*.

La capacité de la modélisation 2D à modéliser des écoulements fortement débordants à l'aval des épis reste donc à démontrer.

9.6. CONCLUSIONS

Ce chapitre traite des écoulements avec variation discontinue de la largeur du lit majeur, en lit simple ou en lit composé. L'accent est mis sur les écoulements en présence d'un épi de type « remblai routier dans le lit majeur » barrant une partie de l'écoulement ; mais des mesures complémentaires sont également effectuées dans une configuration de référence pour la littérature : l'élargissement latérale brusque du lit majeur.

Dans les deux cas, l'écoulement est caractérisé par la formation d'une zone de recirculation à l'aval de l'obstacle.

Dans un premier temps, on s'intéresse à la caractérisation de la taille de la zone de recirculation en fonction des paramètres hydrauliques moyens et des paramètres géométriques.

Pour les écoulements avec élargissement brusque comme pour les écoulements sur épis, l'existence de deux régimes asymptotiques nommés « shallow water flow » et « deep water flow » est confirmée.

Pour les écoulements de faibles hauteurs d'eau (relativement à la taille de l'obstacle), la longueur de la zone de recirculation est indépendante de la taille de l'obstacle (épi,

élargissement brusque) : elle est déterminée par la hauteur d'eau et les frottements au fond (coefficient de Darcy-Weisbach) dans la section au droit de l'obstacle. Au contraire, pour les écoulements profonds, la longueur de la zone de recirculation n'est fonction que de la taille de l'obstacle (indépendance vis-à-vis des frottements au fond).

Comparativement à l'élargissement brusque, la présence de l'épi fait augmenter cette longueur de recirculation en raison de la contraction de l'écoulement en amont de l'épi, et ce, pour les deux régimes d'écoulement.

Dans la géométrie composée, les écoulements à faible débordement (h_r = 0,2) se comportent comme les écoulements en lit simple : l'interaction mineur/majeur n'affecte pas la taille de la zone de recirculation. En revanche, la problématique « écoulement sur obstacle » n'est pas indépendante de celle de « l'interaction mineur/majeur » pour les forts débordements (h_r = 0,4), ce qui rend difficile dans ce cas la prédiction de la longueur de recirculation.

Dans un second temps, trois écoulements sur épi en lit composé sont analysés de manière détaillée (niveaux d'eau, champ de vitesses bidimensionnelles, zone de recirculation). Deux d'entre eux ont les caractéristiques d'un « deep water flow » et leur zone de recirculation s'étend au-delà du bord aval du canal d'étude ; le troisième, a les caractéristiques d'un shallow water flow : la zone de recirculation est peu étendue (2,5 *m* de long pour une taille d'obstacle de 1,43 *m*) et sa taille semble déterminée uniquement par les frottements sur le fond et les tirants d'eau en présence.

Les simulations de deux de ces écoulements à l'aide du code 2D Rubar 20 sont ensuite analysées.

La modélisation de l'écoulement peu profond (*Q* = 150 *l/s*, épi : 143 *cm*) est satisfaisante, même si, à proximité de l'obstacle, des écarts apparaissent en raison de la non-validité des hypothèses de la modélisation 2D : on atteint jusqu'à 27% d'erreur relative sur le calcul du débit du lit majeur dans cette zone. Quant à la longueur de la zone de recirculation, elle est surestimée de 23 % (3,15 *m* au lieu de 2,55 *m*).

Cet écoulement correspond à une configuration de faible crue à proximité d'un remblai routier, cas fréquemment rencontré sur le terrain (les hauteurs relatives de débordement sont de l'ordre de 0,1 à l'aval de l'obstacle et les hauteurs d'eau dans le lit majeur sont 100 fois inférieures à la longueur de l'obstacle).

Dans ce contexte, les résultats de la modélisation numérique 2D sont encourageants, d'autant plus que le modèle de turbulence a une influence secondaire sur l'écoulement.

Concernant la modélisation de l'écoulement profond (*Q* = 250 *l/s*, épi : 77 *cm*), la capacité des équations 2D à restituer les paramètres hydrauliques *à l'aval de l'obstacle* n'a pu être évaluée en raison d'un problème de condition limite : la dernière section de calcul est à cheval sur la zone de recirculation, or, le code exige que les vitesses soient sortantes, et que les paramètres hydrauliques soient stables.

Conclusions générales

Ce travail de thèse traitait des écoulements non-uniformes en lit composé induits par des variations de largeur des plaines d'inondation, en régime permanent. Cette problématique a été analysée à l'aide de modélisations physiques en laboratoire (CNR, UCL, LMFA), de modélisations numériques, et de considérations théoriques fondées sur des bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie.

Plusieurs configurations de plaines d'inondations ont été explorées : divergences linéaires dans un lit composé symétrique, convergence brusque et épi perpendiculaire à la direction principale d'écoulement dans des lits composés asymétriques. Des expériences additionnelles en lit composé droit ont permis d'améliorer la compréhension des transferts de masse entre lit mineur et lit majeur. Nous avons également exploité des données expérimentales de la littérature : des mesures en convergents linéaires [Bousmar (2002)] et en lits composés obliques [Sellin (1993)].

Les différents écoulements non-uniformes présentent des caractéristiques physiques semblables en ce sens qu'ils sont gouvernés par les trois même sources de dissipation : les frottements au fond, les échanges turbulents aux interfaces mineur/majeur, et le transfert de quantité de mouvement dû aux échanges de masse entre lits. Pour autant, les poids relatifs de ces sources de dissipation varient en fonction des paramètres géométriques et hydrauliques des écoulements.

Face à la complexité des processus en jeu, les recherches ont visé trois objectifs distincts : 1) Evaluer les phénomènes physiques prépondérants dans les différentes configurations d'écoulement ; 2) Estimer les capacités de plusieurs approches synthétiques existantes (1D et 2D) à modéliser les niveaux d'eau et les débits dans le lit majeur, – paramètres qui intéressent tout particulièrement l'ingénieur ; 3) Développer une nouvelle méthode, dite 1D par lit, qui est opérante pour des écoulements non-uniformes et qui inclut des effets bidimensionnelles en modélisant de manière explicite les échanges aux interfaces entre lits (débit latéral de masse, transfert de quantité de mouvement).

Nous allons successivement exposer les résultats des recherches relatifs à chaque objectif. Des perspectives de travaux ultérieurs seront ensuite dégagées.

1) Résultats expérimentaux

Deux écoulements dans un lit composé asymétrique présentant une convergence brusque du lit majeur (22°) ont été analysés sur modèle réduit à la CNR (champ de vitesses 2D, niveaux d'eau, courants secondaires). Ils présentent un caractère fortement convectif en ce sens que le transfert de quantité de mouvement par échange de masse domine le transfert par échange turbulent. Cela a été démontré par des bilans de quantité de mouvement expérimentaux et des mesures de tenseurs de Reynolds à l'ADV pour le plus fort débit. Les transferts de masse sont tels que l'écoulement dans le lit majeur passe en

supercritique et qu'un gradient transversal de surface libre apparaît sur la fin du convergent. Concernant les profils de vitesses longitudinales moyennées sur la verticale, U_d, les gradients transversaux dans le lit majeur sont plus marqués qu'en convergent linéaire 3,8° et 11°. Pour autant, les vitesses interfacielles restent proches des vitesses moyennes dans le lit majeur.

Des expériences en lit composé symétrique avec divergence linéaire des plaines d'inondations ont été conduites dans le canal de l'UCL. Pour les trois demi-angles de divergence testés (3,8° ; 5,7° ; 11,3°), on a respectivement affaire à : des écoulements symétriques sans décollement de la couche limite ; des écoulements asymétriques avec formation d'une zone de ralentissement dans un des lits majeurs, pour certains débits ; des écoulements asymétriques avec formation de zone de recirculation. Le champ de vitesses et les niveaux d'eau ont été mesurés dans 12 configurations d'écoulement (divergents 3,8° et 5,7°). On met en évidence l'influence des paramètres géométriques et hydrauliques sur les différents écoulements.

Ces écoulements sont caractérisés par de forts gradients transversaux des vitesses moyennées sur la verticale U_d dans le lit majeur de telle sorte que les vitesses interfacielles sont proches de la vitesse moyenne dans le lit mineur. De plus, les différences de vitesse moyenne par lit sont telles que les coefficients de Coriolis sur la section totale peuvent atteindre des valeurs de 1,6, ces derniers augmentant systématiquement lorsque l'on passe du divergent 3,8° au divergent 5,7°. On observe également – pour certains écoulements – des passages en supercritique dans le lit mineur et/ou le lit majeur à l'entrée du divergent.

Pour l'angle de non-prismaticité de 3,8°, la comparaison entre les écoulements du divergent linéaire et ceux du convergent linéaire montre que l'hétérogénéité transversale est beaucoup plus importante dans le divergent (coefficient de Coriolis et gradients latéraux de U_d plus importants), toutes choses égales par ailleurs. On retrouve de manière isolée, ce qui peut être observé sur les profils de vitesse U_d en lit oblique.

Pour faciliter la compréhension des transferts de masse en lit non-prismatique, des écoulements non-uniformes en lit droit ont été explorés.

Dans cette géométrie, l'établissement du régime uniforme est fortement lié au type d'alimentation du lit composé en limite amont. Un réservoir unique conduit à une suralimentation du lit majeur qui créé par la suite des transferts de masse en direction du lit mineur tout au long de l'écoulement. A contrario, une alimentation séparée des sous-sections permet l'obtention rapide d'un régime établi : celle-ci est fortement préconisée pour des expériences ultérieures, notamment dans les canaux dont le rapport longueur/largeur est faible. Dans les lits composés droits, la répartition de débit à l'amont doit donc être considérée comme une condition limite amont.

Ces résultats soulèvent des questionnements sur la pertinence des mesures effectuées en lit droit dans le FCF de Wallingford, canal de référence dans la littérature pour les écoulements en lit composé – qui est équipé d'un réservoir unique à l'amont. En effet, pour certaines configurations d'écoulements, le rapport longueur/largeur est du même ordre que celui des canaux de la CNR et du LMFA, pour lesquels des transferts de masse ont été observés jusqu'en condition limite aval (avant séparation de l'alimentation amont). En particulier, les courants secondaires observés au niveau de l'interface par de nombreux

auteurs anglo-saxons pourraient être dus à des transferts de masse procédant de l'amont, perturbant de manière artificielle les transferts turbulents classiques.

La présence d'une variation de largeur de la plaine d'inondation semble en revanche « assainir » la répartition de débit à l'amont : pour les épis et la convergence brusque, cette répartition est proche de celle du régime uniforme équivalent. La variation de largeur force donc les transferts de masse en amont, pour autant qu'elle soit significative, car dans les convergents linéaires (3,8 et 11°), la répartition de débit est perturbée à l'amont.

Un type de variation discontinue de la plaine d'inondation a également été analysé : il s'agit d'écoulements en lit composé asymétrique en présence d'un épi type « remblai routier » dans le lit majeur. Ces écoulements sont caractérisés par la formation d'une zone de recirculation à l'aval de l'obstacle. L'étendue de cette dernière est gouvernée par les frottements sur le fond et les échanges turbulents transverses créés par la présence de l'obstacle. Selon que l'un ou l'autre de ces deux modes de dissipation domine, la longueur de recirculation est significativement différente : l'existence de deux régimes hydrauliques asymptotiques – identifiés dans la littérature pour des élargissements brusques – est confirmée dans le cadre des écoulements sur épi.

2) Performances et limites des approches 1D et 2D existantes

Nous avons évalué la capacité de trois codes 1D sur la section totale à modéliser les niveaux d'eau et les débits dans le lit majeur, dans trois configurations d'écoulement : le convergent brusque, les divergents linéaires et les convergents linéaires.

Chacun des codes traite de manière spécifique les échanges entre lits : Hec-Ras néglige la totalité des interactions entre lits ; Talweg-Fluvia tient compte uniquement des échanges turbulents ; et Axeriv, qui résout l'équation de ligne d'eau sur la section totale, est couplé à une formulation dite « Exchange Discharge Model – EDM » rendant compte à la fois des échanges turbulents et des transferts de quantité de mouvement dus aux échanges de masse entre lits.

En général, les trois codes ne peuvent prédire conjointement le profil de ligne d'eau et les vitesses moyennées par sous-section, et ce, de façon marquée, pour les faibles hauteurs de débordement.

Pour le convergent brusque, les erreurs relatives maximales sur l'évaluation du couple {hauteur d'eau, vitesse} dans le lit majeur sont respectivement de : {+10%, –61%} pour Hec-Ras ; {+5%, –42%} pour Talweg-Fluvia ; {+20%, –37%} pour Axeriv couplé à l'EDM.

Dans les divergents linéaires, ces erreurs sont, pour Talweg-Fluvia, de {+10%, +75%} dans le divergent 6 m et de {+22%, +100%} dans le divergent 4 m, et pour Axeriv, de {–22%, +31%} et de {+20, +133%} respectivement dans le Div6 et le Div4.

Enfin, dans les convergents linéaires avec alimentation unique à l'amont, ces erreurs sont de {–24%, –60%} pour Talweg-Fluvia, alors que pour Axeriv (cf. Bousmar (2002)), elles sont de {–5% ; –50%}. Ces erreurs diminuent avec une alimentation séparée des sous-sections à l'amont, mais restent significatives : -32% et +27% d'écart avec les débits expérimentaux dans le lit majeur, respectivement pour Talweg-Fluvia et Axeriv.

Ces écarts notables sont dus à différentes hypothèses simplificatrices communément formulées dans les approches 1D, et/ou à des répartitions de débit imposées en conditions limites s'éloignant de la réalité.

Pour Talweg-Fluvia, le calcul de la répartition de débit via l'hypothèse des « régimes uniformes équivalents » est erroné dès que les transferts de masse entre lits sont significatifs. Dans le convergent brusque, cette hypothèse joue dans le bon sens : l'ajout d'une perte par transfert turbulent dans la partie convergente, même si elle n'a pas de réalité physique, permet d'augmenter artificiellement le débit dans le lit majeur ; mais dans les divergents linéaires, cette hypothèse conduit à sous-estimer grandement la différence de vitesse entre lit mineur et lit majeur. Corollaire de cette hypothèse, l'absence de modélisation explicite du débit latéral de masse à l'interface est préjudiciable pour bon nombre de configurations d'écoulement. Enfin, la non-modélisation des pertes par échange de masse – comme dans le cas du divergent 4 m où elles sont importantes – ne fait qu'accentuer les erreurs.

En revanche, puisque dans l'équation de Saint-Venant sur la section totale, le coefficient de Boussinesq et la pente de frottement sur le fond sont indépendants de la répartition de débit (conséquence de la formulation Debord), un calcul de ligne d'eau pertinent peut être obtenu conjointement à un calcul erroné des vitesses par sous-sections. Il suffit pour cela que les coefficients de Boussinesq et les pentes de frottements calculés soient proches des valeurs expérimentales, comme c'est le cas dans le convergent brusque.

Pour Axeriv, le problème de condition limite aval en débit a été clairement identifié dans le convergent brusque et les divergents linéaires : considérer que la répartition de débit en condition limite aval est égale à celle du régime uniforme équivalent, influence la modélisation des niveaux d'eau, des débits massiques latéraux et des pertes interfacielles modélisés, lorsque le calcul remonte vers l'amont. Les simulations d'Axeriv doivent donc débuter, dans une zone où les transferts de masse sont faibles.

Le couplage entre l'équation de Bernoulli d'Axeriv et l'Exchange Discharge Model rend le calcul de ligne d'eau sensible à des erreurs d'évaluation de la répartition de débit, car le coefficient de Coriolis et la perte de charge additionnelle sont fonction des vitesses moyennes par lit.

Deux autres hypothèses nous semblent préjudiciables à mesure que les transferts de masse augmentent : celle de l'égalité des pertes de charge entre sous-sections qui n'est vraie qu'en régime uniforme ; et celle qui consiste à confondre vitesse interfacielle et vitesse moyenne par lit (dans ce cas, les pertes par transfert de masse *au sein* des sous-sections ne sont pas prises en compte).

.

Quant à Hec-Ras, il néglige la totalité des pertes interfacielles, ne modélise pas explicitement le débit massique latéral et confond perte de charge et perte par frottement au fond sur la section totale : des trois codes testés, il nous semble le moins adapté à la modélisation des régimes non-uniformes en lit composé, y compris lorsqu'on active ses pertes additionnelles par contraction/expansion, puisque ces dernières sont indépendantes de la répartition de débit – par construction.

Concernant la modélisation 2D moyennée sur la verticale, ses performances ont été évaluées dans deux configurations fortement variées : MAC2D a été utilisé dans le convergent brusque, et Rubar 20, dans le cas d'écoulements à proximité d'épi.

Dans le convergent brusque, Mac 2D modélise les vitesses longitudinales et les niveaux d'eau avec respectivement 12% et 5% d'erreur.

Pour les écoulements sur épis, les simulations de Rubar 20 ne sont exploitables que pour une seule configuration : celle d'un « shallow water flow » pour lequel la section aval du maillage ne chevauche pas la zone de recirculation expérimentale. Dans ce cas, la longueur de recirculation est simulée avec +23% d'erreur, et les débits dans le lit majeur, avec une erreur maximale de 27% (à proximité de l'obstacle).

Dans l'ensemble, les erreurs sont beaucoup plus faibles sur les tirants d'eau et vitesses longitudinales que sur les composantes transverses (on atteint ponctuellement +35% d'erreur pour Mac2D dans le convergent brusque, et –40% d'erreur à proximité de l'obstacle pour Rubar 20). Pour autant, les équations de Saint-Venant 2D semblent robustes dans ces contextes où les transferts de masse et les frottements au fond gouvernent l'écoulement.

Il restera néanmoins par la suite à évaluer leur capacité à modéliser des écoulements dominés par les échanges turbulents, tels que les « deep water flows » à proximité d'obstacle dans les lits composés.

3) Modélisation 1D par lit

La modélisation 1D par lit (M1DPL) consiste à résoudre un système d'équations couplées constitué de trois équations de ligne d'eau et d'une équation de conservation de la masse sur la section totale (pour un lit composé à deux plaines d'inondation). Chaque équation de ligne d'eau est la résultante des équations de conservation de la quantité de mouvement et de la masse dans une sous-section. Cette modélisation a été développée pour des lits non-prismatiques : elle résout explicitement les niveaux d'eau et les vitesses moyennes par sous-sections – donc les débits par lit.

La séparation des équations permet de supprimer un certain nombre d'hypothèses formulées dans les modélisations 1D qui résolvent l'équation de ligne d'eau sur la section totale. En particulier, le calcul du niveau d'eau n'est pas privilégié par rapport à celui des débits partiels dans le lit mineur et les plaines d'inondations ; le couplage des différentes équations n'impose ni l'égalité des pertes de charge par lit, ni l'égalité des pentes de frottement ; en condition limite du système, on peut injecter une répartition de débit mesurée ; et enfin, la prise en compte d'une vitesse interfacielle permet de restituer une partie des pertes par transfert de masse au sein des sous-sections.

A l'interface, les échanges turbulents sont modélisés par le modèle de longueur de mélange importé de l'EDM, dont le coefficient d'échange a été calé sur 6 écoulements uniformes du LMFA et de l'UCL. L'échange de quantité de mouvement dû aux transferts de masse entre lits est évalué par le biais d'une vitesse interfacielle ; celle-ci a été calculée par une formule empirique fonction des vitesses par lit et des largeurs au miroir, et a été validée à partir des données expérimentales.

La M1DPL a été testée dans le convergent brusque, les deux divergents, les deux convergents, les lits droits (régimes uniformes et non-uniformes) et les lits obliques. Ces erreurs relatives maximales sur le calcul du couple {hauteur, vitesse} dans le lit majeur sont de : {–8%, –19%} dans le convergent brusque ; {–4%, +15%} dans les lits droits ;

{−5%, −18%} dans les convergents linéaires ; {+2%, −7%} dans les lits obliques ; et {+6%, −16%} en divergents linéaires.

Des simulations ont également été effectuées en désactivant les pertes totales à l'interface (masse et turbulence) ou uniquement les pertes par transfert de masse.

Elles ont montré que certains écoulements étaient contrôlés par l'équation de conservation de la masse entre sous-sections, comme dans le cas des écoulements moyennement et fortement débordants en convergent linéaire (10 écoulements sur 12) ; les pertes interfacielles, bien que non-négligeables, ont une influence secondaire sur les paramètres hydrauliques.

A contrario, négliger les pertes interfacielles dans la M1DPL peut conduire à des erreurs significatives sur le calcul du débit dans le lit majeur, comme dans le cas des divergents linéaires (jusqu'à 122% de surestimation).

En définitive, ces simulations ont permis de quantifier, d'une part, le poids relatif des pertes par échange turbulent, des pertes par échange de masse, et des pertes par frottement sur le fond, et d'autre part, l'influence relative sur le couple {hauteur, vitesse} du débit latéral de masse à l'interface et du transfert de quantité de mouvement (masse et turbulence).

En outre, les résultats de la méthode 1D par lit ont confirmé ce qui a été observé par ailleurs à l'aide de bilans de quantité de mouvement expérimentaux, à savoir que les échanges turbulents et les échanges de masse ne sont pas indépendants : les premiers diminuent à mesure que les seconds augmentent.

Enfin, la méthode 1D par lit a permis de simuler des écoulements dont l'évolution est fortement déterminée par la répartition de débit à l'amont, tels que les écoulements non-uniformes en lit composé droit ou en lit composé oblique (ces écoulements ne sont pas modélisables par les codes 1D sur la section totale car la répartition de débit à l'amont ne peut être injectée en condition limite amont).

Au vu de ces différents résultats, la M1DPL nous semble particulièrement adaptée à la modélisation des différentes configurations d'écoulement étudiées.

4) Perspectives

L'exploration des écoulements non-uniformes en lit composé avec variation continue de la largeur du lit majeur n'a été que partielle : les angles de non-prismaticité étudiés sont compris entre 0 et 22°. Il serait intéressant de pousser l'analyse à des conditions d'écoulements plus rapidement variées, et de voir comment se comporte la méthode 1D par lit dans un tel contexte (notamment sa modélisation des échanges interfaciaux).

En outre, l'influence sur ces écoulements d'une différence de rugosité significative entre lit mineur et lit majeur n'a pas – à notre connaissance – été analysée ; elle devra être évaluée par la suite.

Des travaux complémentaires sur l'influence de la condition limite amont en débit et de la condition limite aval en hauteur, nous semblent également nécessaires.

Pour les variations discontinues de largeur du lit majeur, un travail important reste à faire au niveau de la compréhension des écoulements profonds (deep water flows), de leur modélisation physique et de leur modélisation numérique ; pour ces écoulements, l'importance des transferts turbulents et la dispersion des vitesses sur la verticale risquent de complexifier grandement les phénomènes physiques en jeu.

Enfin, une méthode systématique de détermination des zones de recirculation (pour les differents régimes d'écoulements) pourrait permettre de tester la méthode 1D par lit dans des configurations d'écoulements avec variations discontinues de largeur du lit majeur.

Annexes

A.1. DEMONSTRATION DE LA FORMULATION DEBORD

En régime uniforme, les frottements au fond sur la section totale équilibre la force de gravité. Sur un élément de longueur Δx, on a :

$$\left(\tau_{fp}\chi_{fp} + \tau_{mc}\chi_{mc}\right)\Delta x = \rho g \Delta x A S_o \tag{A.1}$$

En outre, les contraintes moyennes par sous-section s'expriment par :

$$\begin{cases} \tau_{mc} = \rho g \dfrac{A_{mc}}{\chi_{mc}} Sf_{mc} \\ \tau_{fp} = \rho g \dfrac{A_{fp}}{\chi_{fp}} Sf_{fp} \end{cases} \tag{A.2}$$

avec :

$$Sf_{mc} = \frac{Q_{mc}^{\ 2}}{K_{mc}^{\ 2} A_{mc}^{\ 2} Rh_{mc}^{\ 4/3}} \qquad Sf_{fp} = \frac{Q_{fp}^{\ 2}}{K_{fp}^{\ 2} A_{fp}^{\ 2} Rh_{fp}^{\ 4/3}} \tag{A.3}$$

si l'on utilise comme formule de frottement au fond dans une sous-section, la formule de Manning-Strickler.

En regroupant ces trois équations, on aboutit à :

$$S_0 A = \frac{Q_{mc}^{\ 2}}{K_{mc}^{\ 2} A_{mc} Rh_{mc}^{\ 4/3}} + \frac{Q_{fp}^{\ 2}}{K_{fp}^{\ 2} A_{fp} Rh_{fp}^{\ 4/3}} \tag{A.4}$$

Quant à la conservation de la masse, elle s'écrit :

$$Q = Q_{mc} + Q_{fp} \tag{A.5}$$

Enfin, si l'on utilise les relations expérimentales (1.12) et (1.13) du Chap.1 telles que :

$$\varphi = \frac{Q_{mc}}{q_{mc}} \tag{A.6}$$

dans le lit mineur image, on a :

$$\frac{q_{mc}^{\ 2}}{K_{mc}^{\ 2} A_{mc}^{\ 2} Rh_{mc}^{\ 4/3}} = \frac{Sf_{mc}}{\varphi^2} = S_o \tag{A.7}$$

A partir de là, si l'on introduit la débitance de l'écoulement global, D^*, telle qu'en régime uniforme on ait :

$$Q = D^* . S_0^{1/2} \tag{A.8}$$

la conjugaison des équations (A.4) à (A.8) conduit à :

$$\boxed{D^* = \varphi . K_{mc} Rh_{mc}{}^{2/3} A_{mc} + K_{fp} \sqrt{\left(A_{fp}{}^2 + A_{mc} A_{fp} (1-\varphi^2)\right)} Rh_{fp}^{2/3}} \tag{A.9}$$

On en déduit le coefficient de répartition de débit :

$$\boxed{\eta = \frac{Q_{mc}}{Q_{fp}} = \frac{\varphi . K_{mc} Rh_{mc}{}^{2/3} A_{mc}}{K_{fp} \sqrt{\left(A_{fp}{}^2 + A_{mc} A_{fp} (1-\varphi^2)\right)} Rh_{fp}^{2/3}}} \tag{A.10}$$

qui ne dépend que du tirant d'eau , des sections mouillées et des rugosités des lits.

Les expressions (A.9) et (A.10) constituent la formulation dite « Debord ». Les débitances des écoulements élémentaires sont modifiées. La débitance du mineur est multipliée par φ, et celle du majeur par $\sqrt{1 + \frac{A_{mc}}{A_{fp}}\left(1-\varphi^2\right)}$.

Comme le coefficient de répartition de débit (A.10), le coefficient de Boussinesq (A.11) ne dépend que des sections mouillées, du tirant d'eau et des rugosités :

$$\beta = \frac{A}{\left(1+\eta^2\right)} \left[\eta^2 \frac{1}{A_{mc}} + \frac{1}{A_{fp}} \right] \tag{A.11}$$

A.2. EQUATIONS FONDAMENTALES

A.2.1. Termes de l'équation de quantité de mouvement

A.2.1.1. Terme de pression

Le terme de pression se décompose comme suit :

$$\int_{\Sigma} -p\vec{n}d\Sigma.\vec{x} = \int_{\Sigma} -pn_x d\Sigma = \int_{A_1} pdA_1 - \int_{A2} pdA_2 - \int_{\Sigma_{ext}} pn_x d\Sigma_{ext} \qquad \text{(A.12)}$$

avec $A_1 = A(x)$ et $A_2 = A(x+dx)$.

Sur les surfaces entrante A_1 et sortante A_2, la contribution de la force de pression s'exprime par :

$$\int_{A(x)} pdA - \int_{A(x+dx)} pdA = \int_{A(x)} \rho g(h-z)L(x)dz - \int_{A(x+dx)} \rho g(h-z)L(x+dx)dz \qquad \text{(A.13)}$$

$L(x)$ étant la largeur de la section rectangulaire $A(x)$, telle que $A(x) = h.L(x)$.

Soit :

$$\int_{A(x)} pdA - \int_{A(x+dx)} pdA = \rho g L(x)\frac{h(x)^2}{2} - \rho g L(x+dx)\frac{h(x+dx)^2}{2} = -\rho g \frac{1}{2}\frac{\partial Lh^2}{\partial x}$$

$$= -\rho g Lh \frac{1}{2}\frac{dh}{dx} - \rho g \frac{1}{2} h \frac{d(Lh)}{dx} = -\rho g Lh \frac{1}{2}\frac{dh}{dx} - \rho g \frac{1}{2} h^2 \frac{d(L)}{dx} - \rho g \frac{1}{2} Lh \frac{dh}{dx} \qquad \text{(A.14)}$$

$$= -\rho g \frac{1}{2} h^2 \frac{d(L)}{dx} - \rho g A \frac{dh}{dx}$$

Par ailleurs, sur la paroi externe, on a :

$$-\int_{\Sigma_{ext}} pn_x d\Sigma_{ext} = \int p\big(L(x+dx) - L(x)\big)dz = \int \frac{dL}{dx}dx\big(\rho g(h-z)dz\big) = \rho g \frac{dL}{dx}\frac{h^2}{2}dx \qquad \text{(A.15)}$$

La pression sur la paroi externe contrebalance le terme provenant de la variation de largeur dans l'éq. (A.14). Au final, l'éq. (A.12) s'écrit :

$$\boxed{\int_{A_1} pdA_1 - \int_{A2} pdA_2 - \int_{\Sigma_{ext}} pn_x d\Sigma_{ext} = \rho g A \frac{dh}{dx}dx} \qquad \text{(A.16)}$$

A.2.1.2. Terme de contrainte visqueuse et turbulente

On ne s'intéresse qu'à la composante de la contrainte sur l'axe *x*, i.e. $\left(\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}\right).\vec{x}$. Elle s'écrit $\left(\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}\right).\vec{x}=\tau_{xx}.n_x+\tau_{xy}.n_y+\tau_{xz}.n_z$.

Sur les surfaces d'entrée et de sortie, seul n_x n'est pas nul (-1 et 1 respectivement sur A_1 et A_2), et il vient :

$$\left(\int_{A1}\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma+\int_{A2}\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma\right).\vec{x}=\frac{\partial A\,\tau_{xx}}{\partial x}dx \qquad \text{(A.17)}$$

Sur le fond, $\vec{n}=n_z.\vec{z}=-1.\vec{z}$, et on a :

$$\left(\int_{\Sigma fond}\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma\right).\vec{x}=-\tau_{xz}.\Sigma_{fond} \qquad \text{(A.18)}$$

Sur les parois latérales, $\vec{n}=n_x.\vec{x}+n_y.\vec{y}$, n_x et n_y étant fonction de l'angle d'inclinaison de la paroi par rapport à la direction *x*. Il vient :

$$\left(\int_{\Sigma lat}\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma\right).\vec{x}=\left(\tau_{xx}.n_x+\tau_{xy}.n_y\right)\Sigma_{lat} \qquad \text{(A.19)}$$

Pour les parois latérales externes (lit majeur essentiellement), on négligera $\tau_{xx}.n_x$ devant $\tau_{xy}.n_y$, car $\tau_{xx}.<<\tau_{xy}$ (hypothèse des couches limites d'après Candel (1990)), et $n_x < n_y$, pour des inclinaisons modérées de la paroi externe par rapport à *x*.

Pour les parois interfacielles mineur/majeur, $n_x = 0$. Finalement, on obtient :

$$\boxed{\left(\int_{\Sigma}\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}d\Sigma\right).\vec{x}=\frac{\partial A\,\tau_{xx}}{\partial x}.dx-\tau_{xz}.\Sigma_{fond}+\tau_{xy}.n_y.\Sigma_{lat}} \qquad \text{(A.20)}$$

A.2.2. Equations de transport de l'énergie

La répartition des pressions sur la verticale est supposée hydrostatique.

A.2.2.1. Section totale

On rappelle que le flux d'énergie totale, la puissance des forces de pression et celle des contraintes, sont nuls sur le périmètre mouillé (où $\vec{v}_{paroi} = \vec{0}$) et non nuls sur les surfaces entrante et sortante, A_1 et A_2. L'équation de transport de l'énergie se réduit à :

$$\iint_{A_1 \cup A_2} \rho e\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) = -\tilde{q} - \iint_{A_1 \cup A_2} \frac{p}{\rho} \rho\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) + \iint_{A_1 \cup A_2} \left(\overline{\overline{\tau}}\vec{n}\right).\left(\vec{v}.d\Sigma\right) \qquad \text{(A.21)}$$

Si l'on néglige l'énergie cinétique apportée par les composantes *v* et *w* des vitesses locales, l'énergie totale par unité de masse, *e*, s'écrit :

$$e(M) = 1/2.u(M)^2 + g\left(z_{bed} + \eta(M)\right) + \mu \qquad \text{(A.22)}$$

En outre, si l'on suppose une répartition de pression hydrosatique et – comme pour la QDM – que $\tau_{xx} << p$, l'éq. (A.21) devient :

$$\iint_{A_1 \cup A_2} \rho\left(\frac{u^2}{2} + g\left(z_{bed} + \eta\right) + \mu\right)\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) + \iint_{A_1 \cup A_2} \rho g(h - \eta)\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right) + \tilde{q} = 0 \qquad \text{(A.23)}$$

Et l'éq. (A.23) se développe en :

$$\rho \frac{d}{dx}\left(\alpha \frac{AU^3}{2}\right)dx + \rho g \frac{d}{dx}\left(z_{bed}Q\right)dx + \rho g \frac{d}{dx}\left(hQ\right)dx + \rho \frac{d}{dx}\left(\mu Q\right)dx + \tilde{q} = 0 \qquad \text{(A.24)}$$

où $\alpha(x) = \iint_{A(x)} u^3 dA / \left(A(x)U(x)^3\right)$ est le coefficient de Coriolis sur la section totale.

Par ailleurs, le débit est constant sur la section totale en régime permanent (*Q = AU = cste*), l'éq. (A.24) équivaut donc à :

$$\rho Q \frac{d}{dx}\left(\alpha \frac{U^2}{2}\right)dx + \rho g Q\left(\frac{dh}{dx} - So\right)dx + \rho Q \frac{d\mu}{dx}dx + \tilde{q} = 0 \qquad \text{(A.25)}$$

avec $S_o = -dz_{bed} / dx$

Soit, en divisant par (A.25) par « $\rho gQdx$ » :

$$\boxed{\frac{d}{dx}\left(\alpha\frac{U^2}{2g}\right)+\left(\frac{dh}{dx}-So\right)+\frac{1}{g}\frac{d\mu}{dx}+\frac{\tilde{q}}{\rho gQdx}=0} \qquad \text{(A.26)}$$

A.2.2.2. Sous-section

Sur une sous-section, l'équation de transport de l'énergie tient compte des interfaces liquides :

$$\iint_{A_1\cup A_2\cup\Sigma_{\text{int.}}}\rho e\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right)=-\tilde{q}-\iint_{A_1\cup A_2\cup\Sigma_{\text{int.}}}\frac{p}{\rho}\rho\left(\vec{v}.d\vec{\Sigma}\right)+\iint_{A_1\cup A_2\cup\Sigma_{\text{int.}}}\left(\overline{\overline{\tau}}\vec{n}\right)\left(\vec{v}.d\Sigma\right) \qquad \text{(A.27)}$$

qui se développe en :

$$\rho\frac{d}{dx}\left(\alpha_i\frac{A_iU_i^3}{2}\right)dx+\rho g\frac{d}{dx}\left(z_{bed}Q_i\right)dx+\rho g\frac{d}{dx}\left(h_iQ_i\right)dx+\rho\frac{d}{dx}\left(\mu Q_i\right)dx+\tilde{q}\ldots$$
$$\ldots-\rho gqdx\left(z_{bed}+h\right)-\rho q_{in}dx.\frac{U_{in}^2}{2}+\rho q_{out}dx.\frac{U_{out}^2}{2}-\rho q\mu dx-n_y\tau_{xy}U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}dx=0 \qquad \text{(A.28)}$$

en rappelant que l'indice « *i* » se rapporte à une sous-section et que $q=q_{in}-q_{out}=dQ_i/dx$

L'éq. (A.28) se développe à nouveau en :

$$\rho Q_i\frac{d}{dx}\left(\alpha_i\frac{U_i^2}{2}\right)dx+\rho\alpha_i\frac{U_i^2}{2}\left(q_{in}-q_{out}\right)dx+\rho gQ_i\left(\frac{dh_i}{dx}-So\right)dx+\rho Q_i\frac{d\mu}{dx}dx+\tilde{q}\ldots$$
$$-\rho q_{in}dx.\frac{U_{in}^2}{2}+\rho q_{out}dx.\frac{U_{out}^2}{2}-n_y\tau_{xy}.U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}dx=0 \qquad \text{(A.29)}$$

A partir de là, si l'on introduit la perte de charge et la perte d'énergie par sous-section telles que :

$$S_{Hi}=-\frac{d\text{H}_i}{dx}=-\frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha_i\frac{U_i^2}{2g}+h_i+z_{bed}\right) \qquad \text{et} \qquad S_{ei}=\frac{1}{g}\frac{d\mu}{dx}+\frac{\tilde{q}}{\rho gQ_i\Delta x}$$

la division de (A.29) par « ρgQ_idx » conduit à :

$$\boxed{S_{ei}=S_{Hi}+\frac{n_y\tau_{xy.}U_{\text{int.}}h_{\text{int.}}}{\rho gQ_i}+\frac{1}{2gQ_i}\left(q_{in}\left(U_{in}^2-\alpha_iU_i^2\right)+q_{out}\left(\alpha_iU_i^2-U_{out}^2\right)\right)} \qquad \text{(A.30)}$$

A.2.3. Formulation « simplifiée » de Talweg-Fluvia

Le code 1D Talweg-Fluvia résout les équations de Saint-Venant, composées de l'équation de continuité et de l'équation de conservation de la quantité de mouvement sur *la section totale :*

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = q$$
$$\frac{\partial \beta Q U}{\partial x} + gA\frac{\partial z}{\partial x} = -gA\left(S_f + S_S\right) + kqU \qquad \text{(A.31)}$$

avec k = 0 si q > 0 (pas d'apport de quantité de mouvement), k = 1 si q < 0 (perte de quantité de mouvement) ; S_S étant une perte de charge singulière éventuelle, type « formule de Borda », activée *uniquement dans les élargissements latéraux*.

Le développement de l'équation de QDM en tenant compte de la continuité donne :

$$Q\frac{d\beta U}{dx} + \beta U q - kqU + gA\frac{dz}{dx} + gA\left(S_f + S_S\right) = 0 \qquad \text{(A.32)}$$

Et sachant que $\frac{d\beta U^2}{dx} = \beta U\frac{dU}{dx} + U\frac{d\beta U}{dx}$, l'éq. (A.32) peut s'écrire :

$$\frac{d\beta U^2}{dx} - \beta U\frac{dU}{dx} + \frac{Uq}{A}\left(\beta - k\right) + g\left(\frac{dz}{dx} + S_f + S_S\right) = 0 \qquad \text{(A.33)}$$

Soit, en scindant le premier terme en deux :

$$\frac{1}{2g}\frac{d\beta U^2}{dx} - \frac{\beta U}{g}\frac{dU}{dx} + \frac{Uq}{gA}\left(\beta - k\right) + \frac{d}{dx}\left(z + \frac{\beta U^2}{2g}\right) + S_f + S_S = 0 \qquad \text{(A.34)}$$

Puis, en posant $H^\beta = Z + \beta\frac{U^2}{2g}$, « charge provenant de la QDM » :

$$\frac{dH^\beta}{dx} + \frac{U^2}{2g}\frac{d\beta}{dx} + \frac{Uq}{gA}\left(\beta - k\right) + S_f + S_S = 0 \qquad \text{(A.35)}$$

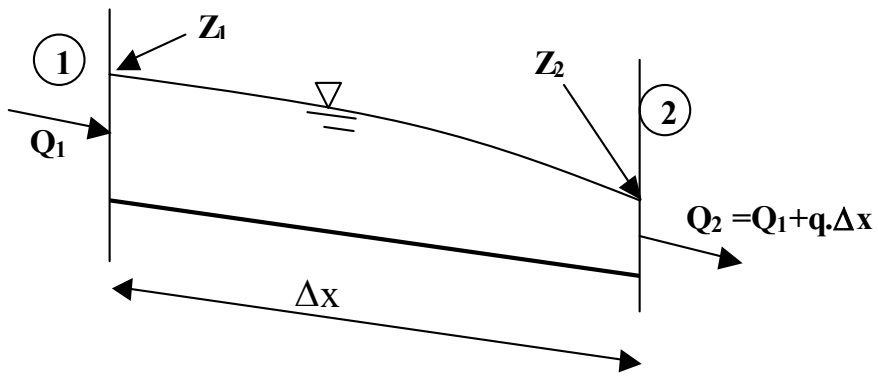


Fig. A.1 – Discrétisation de la ligne d'eau

En écoulement fluvial, le calcul s'effectue de l'aval vers l'amont. On intègre donc l'équation (A.35) pas à pas à partir de la cote aval (Fig. A.1). Entre la section 2 aval et la section 1 amont, on a :

$$\int_1^2 dH^{\beta} + \int_1^2 \frac{U^2}{2g} d\beta + \int_1^2 \frac{Uq}{gA}(\beta - k)dx + \int_1^2 S_f dx + \int_1^2 S_S dx = 0 \qquad \text{(A.36)}$$

Et l'équation (A.36) est discrétisée de la façon suivante :

$$\begin{aligned} & H_2^{\beta} - H_1^{\beta} + \frac{1}{2}\left(\frac{U_2^2 + U_1^2}{2g}\right)(\beta_2 - \beta_1) + \frac{q\Delta x}{g}\frac{1}{2}\left((\beta_1 - k)\frac{U_1}{A_1} + (\beta_2 - k)\frac{U_2}{A_2}\right) + \ldots \\ & \ldots + \frac{1}{2}(S_{f1} + S_{f2})\Delta x + \xi\frac{(U_1 - U_2)^2}{2g} = 0 \end{aligned} \qquad \text{(A.37)}$$

Pour tous nos écoulements en lit composé, q = 0 et k = 0 *sur la section totale*. On résout simplement :

$$\boxed{H_1^{\beta} = H_2^{\beta} + \frac{1}{2}\left(\frac{U_2^2 + U_1^2}{2g}\right)(\beta_2 - \beta_1) + \frac{1}{2}(S_{f1} + S_{f2})\Delta x + \xi\frac{(U_1 - U_2)^2}{2g}} \qquad \text{(A.38)}$$

A.3. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX : MESURES P.I.V.

Le dispositif expérimental de mesure du champ de vitesses à l'aide de la P.I.V. est représenté sur la Fig. A.2.

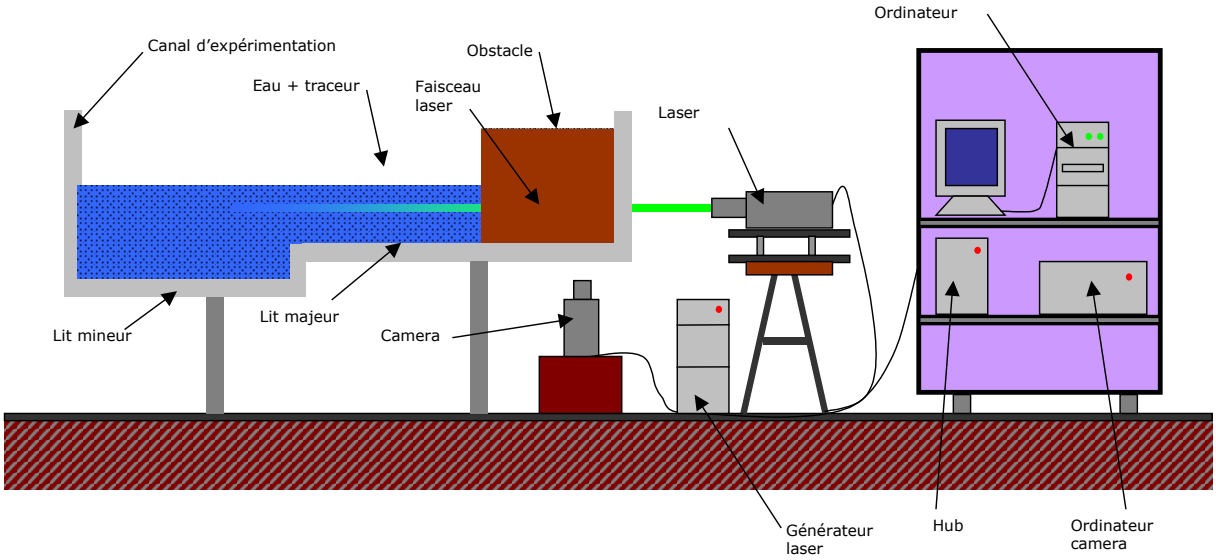


Fig. A.2 – Dispositif de mesure du champ de vitesses à la P.I.V. (vélocimétrie par images de particules).

La Fig. A.3 met en évidence une cellule de recirculation se formant entre la paroi latérale du canal et le mur « amont » de l'épi.

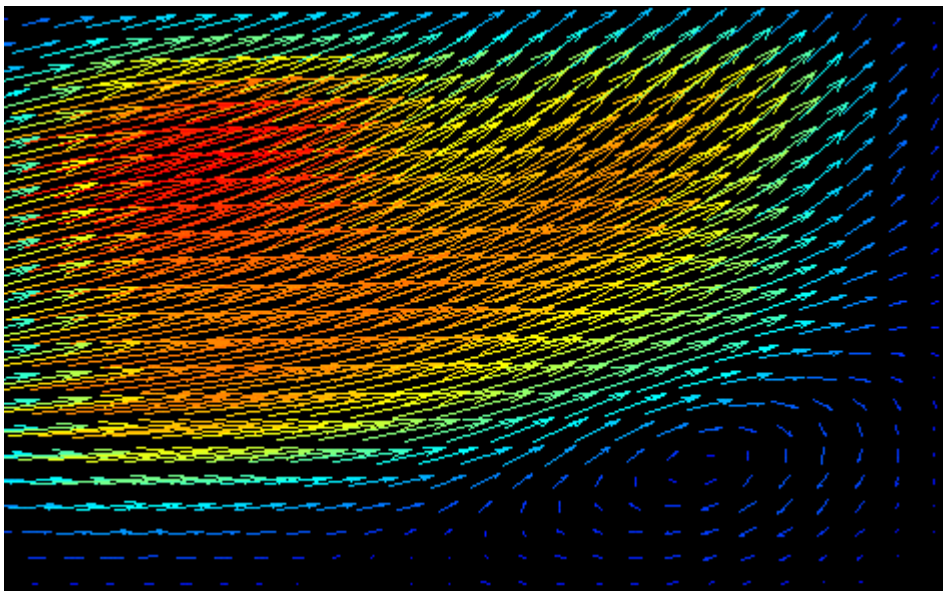


Fig. A.3 – Champ de vitesses dans un plan horizontal à l'amont immédiat d'un épi.

A.4. CONVERGENCE BRUSQUE DU LIT MAJEUR

A.4.1. Loi de frottement

L'indépendance de la rugosité de Manning vis-à-vis du rayon hydraulique R_h a été démontrée en calculant à chaque abscisse x, le coefficient de Darcy-Weisbach, f, dans le MC et la FP, à l'aide d'une part, de la formule du régime turbulent rugueux [$f\,(k_s/R_h)$], et d'autre part, de la formule dite « de la zone de transition » [$f\,(R_e,k_s/R_h)$], – toutes deux présentées au Chap. 2 §2.2.2 ; les valeurs des k_s étant celles calées en lit droit (0,0006 et 0,0014 *m* dans le MC et la FP). Les coefficients de frottement f, calculés à l'aide des deux lois, sont reportés sur la Fig. A.4, pour les quatre abscisses des sections de mesure, les deux lits et les deux débits.

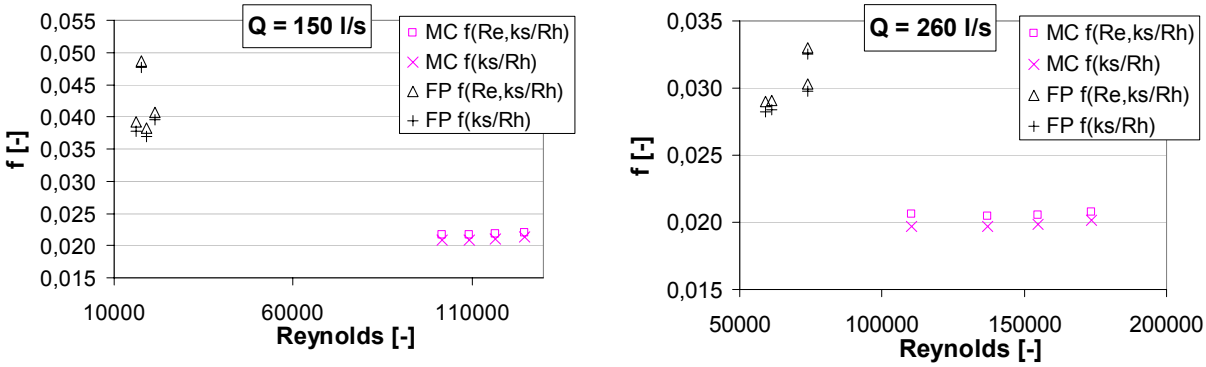


Fig. A.4 – Coefficients de Darcy f calculés à l'aide de la formule du régime turbulent rugueux « $f\,(k_s/R_h)$ » et de la formule de la zone de transition «$f\,(R_e,k_s/R_h)$ tirée de Yen (1991).

Pour une abscisse x donnée – et donc pour une valeur R_h fixée –, il n'y a pas de différence significative entre les deux lois. Les conditions d'écoulements sont telles que la formule du régime turbulent rugueux s'applique, soit :

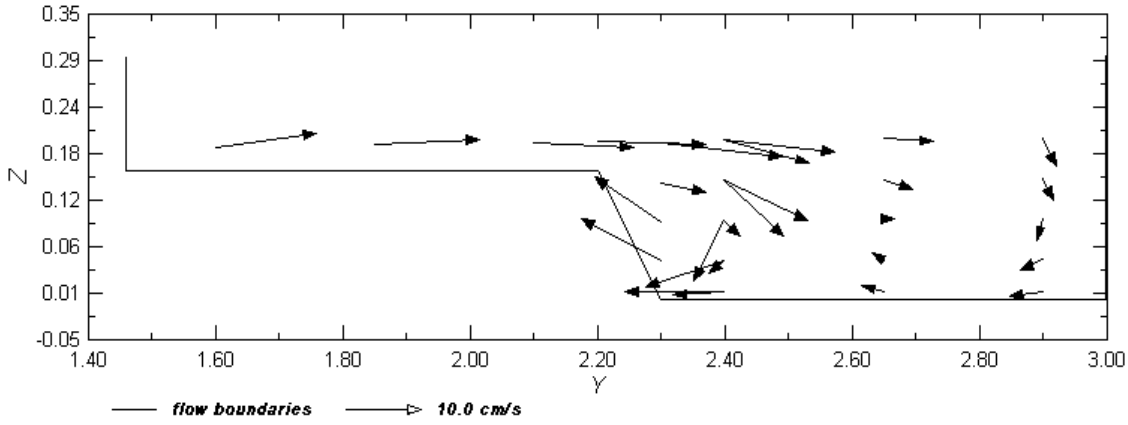
$$1/\sqrt{f} = -2\log\left(k_s/\left(12R_h\right)\right) \qquad \text{(A.39)}$$

En fait, le calcul de f à l'aide de la formule de la zone de transition conduit à des variations de la rugosité de Manning de l'ordre de 1%, autour des valeurs de n_{mc} et n_{fp} calées en lit droit. On conserve donc ces dernières pour l'évaluation des forces de frottement au fond dans la convergence brusque.

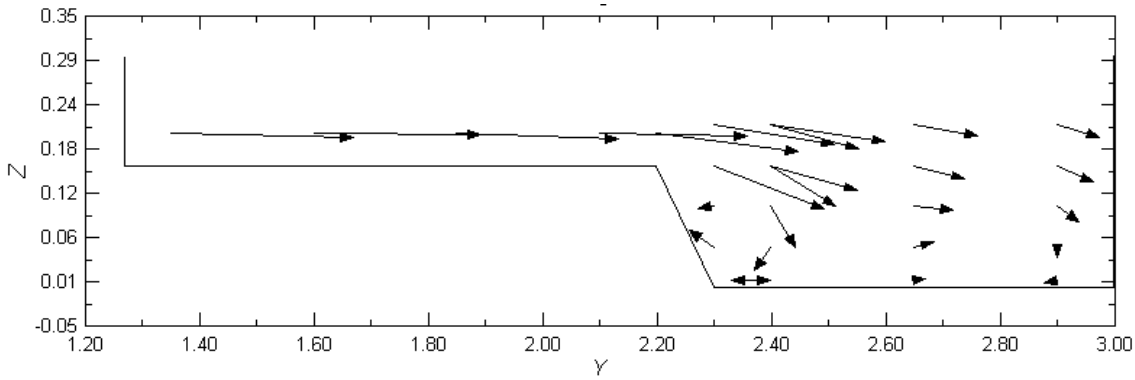
A.4.2. Développement de cellules de courants secondaires

Nous présentons ici, les champs de vitesses (v,w) dans des plans transversaux (y,z) aux abscisses x = 4,5 ; 3,5 ; 2,5 ; et 0 *m*.

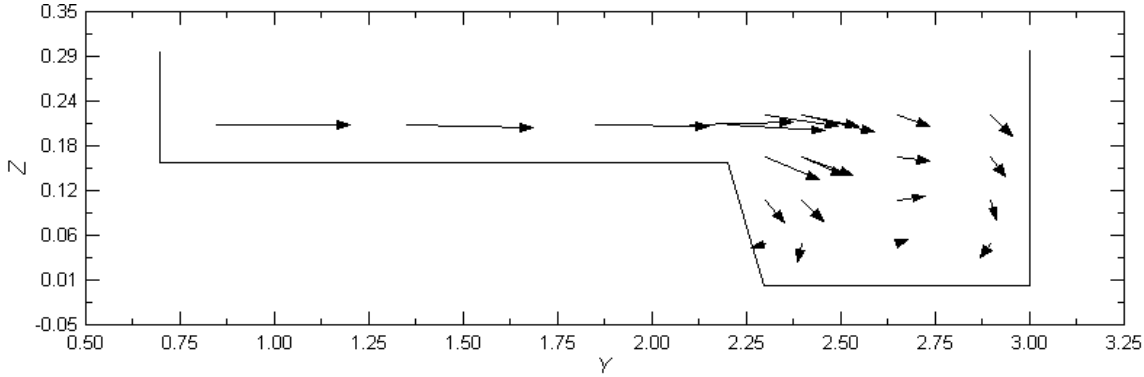
Section *x* = 4,5 *m*



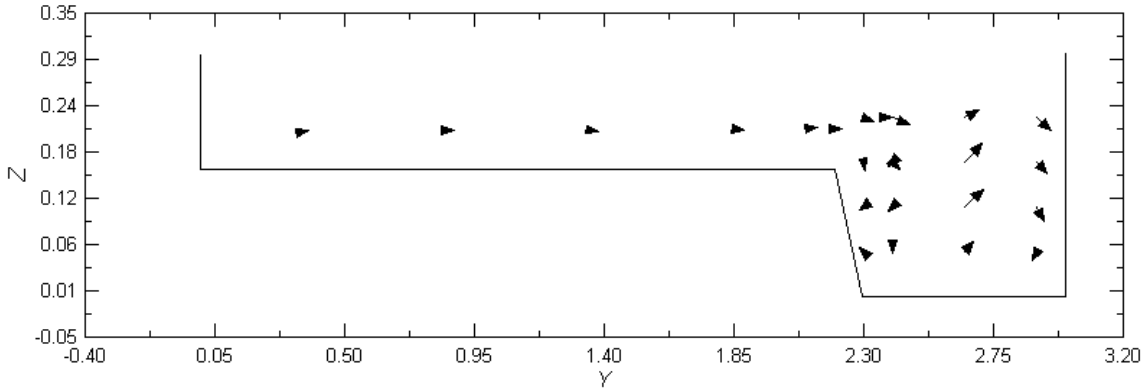
Section *x* = 3,5 *m*



Section *x* = 2,5 *m*



Section *x* = 0 *m*



A.4.3. Nombres de Froude locaux simulés par Mac2D

On présente ici, les profils transversaux des nombres de Froude locaux, $Fr = U_d / \sqrt{gh}$: comparaison expérimental / simulations MAC2D.

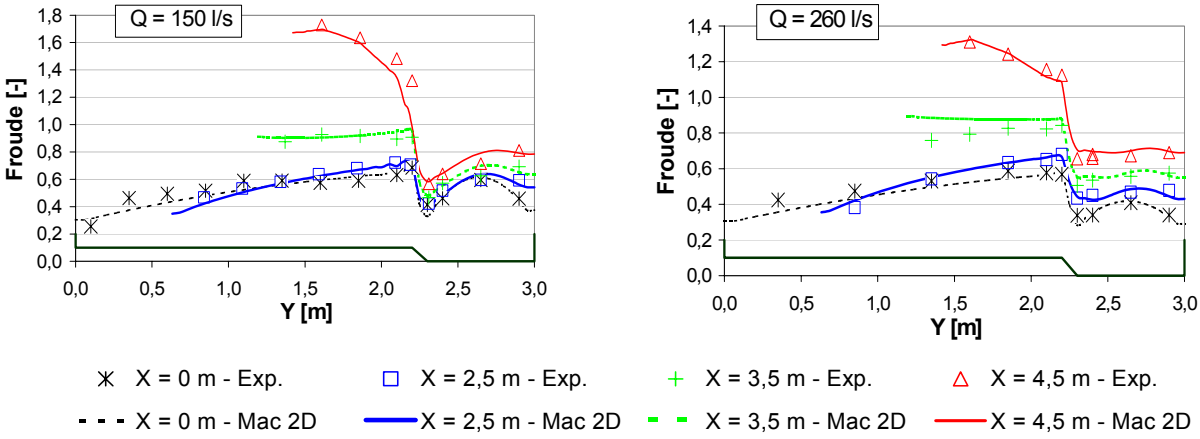


Fig. A.5 – Profils latéraux des nombres de Froude locaux : comparaison exp. / Mac 2D.

A.4.4. Valeurs moyennes des termes de l'équation de QDM 2D en projection sur l'axe x

Cette équation s'écrit :

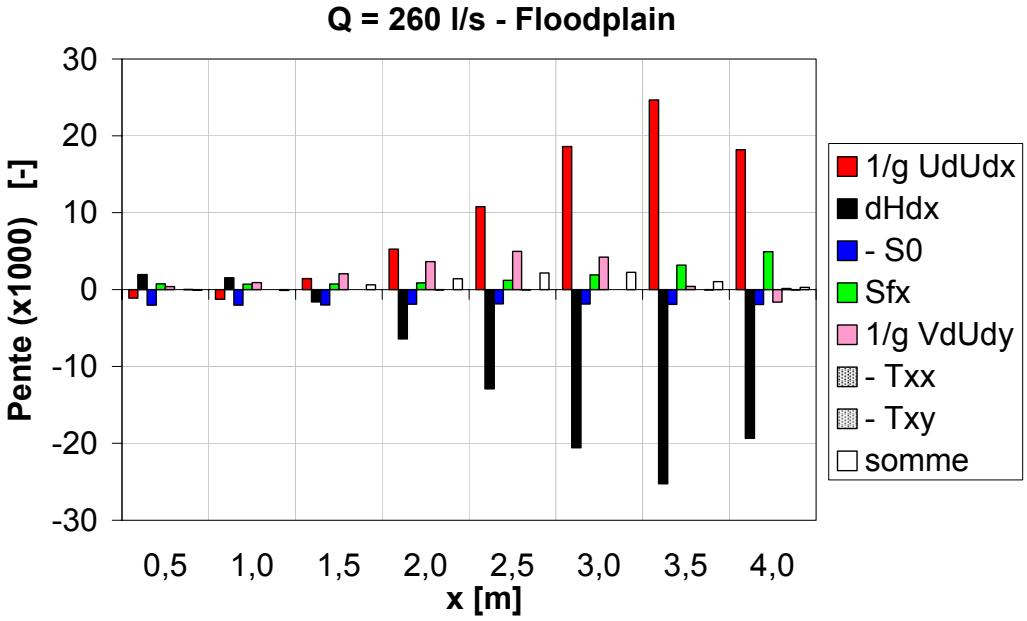
$$\frac{dh}{dx} - S_o + \frac{1}{g} U_d \frac{dU_d}{dx} + \frac{1}{g} V_d \frac{dU_d}{dy} + S_{fx} - T_{xx} - T_{xy} = 0 \qquad \text{(A.40)}$$

avec :

$$S_{fx} = \frac{n^2}{h^{4/3}} U_d \sqrt{U_d^2 + V_d^2}\,, \qquad T_{xx} = \frac{1}{gh}\frac{\partial}{\partial x}\left(h\frac{\tau_{xx}}{\rho}\right) = \frac{1}{gh}\frac{\partial}{\partial x}\left(h\nu_e \frac{\partial U_d}{\partial x}\right),$$

et $$T_{xy} = \frac{1}{gh}\frac{\partial}{\partial y}\left(h\frac{\tau_{xy}}{\rho}\right) = \frac{1}{gh}\frac{\partial}{\partial y}\left(h\nu_e \frac{\partial U_d}{\partial y}\right)$$

Les valeurs moyennes par lit des termes de (A.40) sont présentées sur les Fig. A.6 et Fig. A.7, respectivement pour les écoulements *Q* = 260 *l/s* et *Q* = 150 *l/s*.



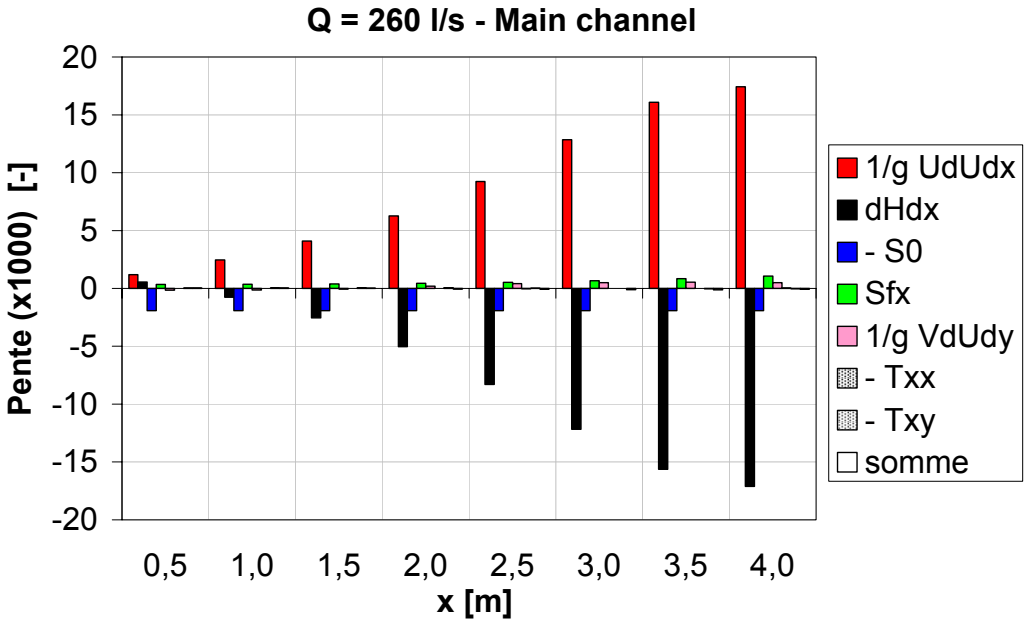
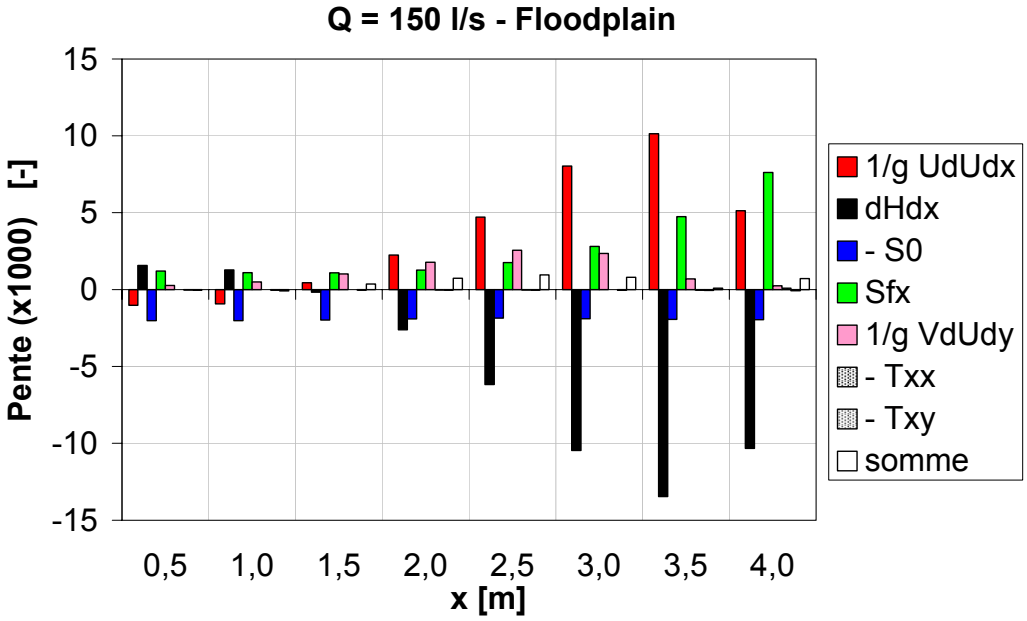


Fig. A.6 - Valeurs moyennes par lit des termes de l'équation de QDM 2D en projection sur l'axe *x*, pour *Q* = 260 *l/s*.



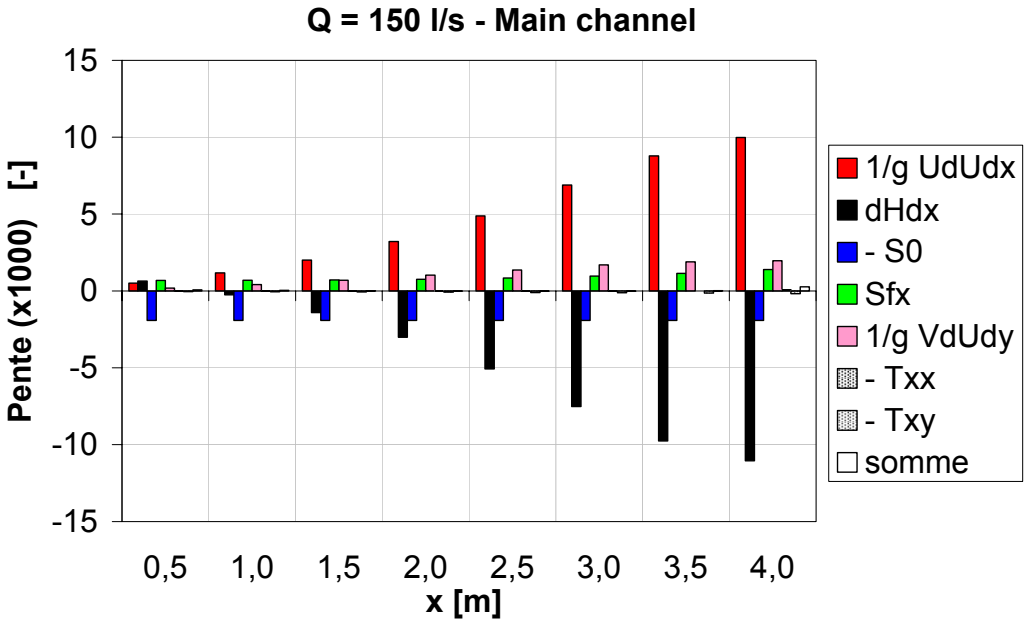


Fig. A.7 - Valeurs moyennes par lit des termes de l'équation de QDM 2D en projection sur l'axe *x*, pour *Q* = 150 *l/s*.

A.4.5. Développement des équations de l'EDM en tenant compte d'une vitesse interfacielle.

Le volume d'eau quittant une sous-section au travers de l'interface est situé de fait, à proximité de cette dernière ; sa vitesse longitudinale effective n'est donc pas égale à la vitesse moyennée sur la sous-section considérée. Elle est égale à la vitesse de l'eau proche de l'interface, située dans le volume de contrôle ; on la notera $U_{int.}$.

De la même manière, la vitesse longitudinale d'un volume d'eau pénétrant dans une sous-section est égale à la vitesse de l'eau proche de l'interface, située dans la sous-section adjacente ; elle sera notée $U_{int.adj.}$.

Si l'on tient compte de ces différences, l'équation de QDM par lit en projection selon l'axe longitudinal *x*, s'écrit :

$$0 = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho A_i U_i^{\,2}\right) + \rho q_{in} U_{\mathrm{int}.adj.} - \rho q_{out} U_{\mathrm{int}.} + \rho g A_i (S_o - S_{fi}) - \rho g A_i \frac{\partial h_i}{\partial x} \qquad \text{(A.41)}$$

l'équation de continuité dans un lit demeurant :

$$\frac{\partial A_i U_i}{\partial x} = q_{in} - q_{out} \qquad \text{(A.42)}$$

Puis, si l'on soustrait l'éq. (A.42) multipliée par « ρU_i » à l'éq. (A.41), il vient :

$$A_i U_i \frac{\partial U_i}{\partial x} + g A_i \frac{\partial Z_i}{\partial x} = q_{in}\left(U_{int.adj.} - U_i\right) + q_{out}\left(U_i - U_{int}\right) - g A_i S_{fi} \qquad \text{(A.43)}$$

Soit,

$$-\frac{\partial}{\partial x}\left(Z_i + \frac{U_i^{\,2}}{2g}\right) = \frac{q_{in}}{g A_i}\left(U_i - U_{int.adj.}\right) + \frac{q_{out}}{g A}\left(U_{int} - U_i\right) + S_{fi} \qquad \text{(A.44)}$$

Dans la configuration de convergence brusque, de l'eau pénètre dans le lit mineur, et l'éq. (A.44) s'écrit dans le MC où $q_{in} = q^m + q^t$, $q_{out} = q^t$, $U_{int} = U_{int.mc}$, *et* $U_{int.adj.} = U_{int.fp}$ *:*

$$-\frac{\partial}{\partial x}\left(Z_{mc} + \frac{U_{mc}^{\,2}}{2g}\right) = \frac{\left(q^t + q^m\right)}{g A_{mc}}\left(U_{mc} - U_{\mathrm{int}.fp.}\right) + \frac{q^t}{g A_{mc}}\left(U_{\mathrm{int}.mc} - U_{mc}\right) + S_{fmc} \qquad \text{(A.45)}$$

Et dans la FP, où $q_{in} = q^t$, $q_{out} = q^m + q^t$, $U_{int} = U_{int.fp}$, et $U_{int.adj.} = U_{int.mc}$:

$$-\frac{\partial}{\partial x}\left(Z_{fp} + \frac{U_{fp}^{\,2}}{2g}\right) = \frac{q^t}{gA_{fp}}\left(U_{fp} - U_{\text{int}\cdot mc}\right) + \frac{\left(q^t + q^m\right)}{gA_{fp}}\left(U_{\text{int}\cdot fp} - U_{fp}\right) + S_{ffp} \qquad \text{(A.46)}$$

A.5. DEVELOPPEMENT DE LA MODELISATION 1D PAR LIT DANS LE CONVERGENT BRUSQUE

A.5.1. Passage ligne d'eau / équation de perte de charge

A titre d'exemple, nous effectuerons cette démonstration pour la Flood plain left. L'équation de ligne d'eau s'écrit :

$$\left(1 - \frac{U_{fpl}^{\,2}}{gh_{fpl}}\right)\frac{dh_{fpl}}{\partial x} = S_o - Sf_{fpl} + \frac{U_{fpl}^{\,2}}{gB_{fpl}}\frac{dB_{fpl}}{dx} + \frac{n_y.\tau_{fpl}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{fpl}} + \frac{q_{flm}\left(2U_{fpl} - U_{\text{int.}fpl}\right)}{gA_{fpl}} \qquad \text{(A.47)}$$

et celle de conservation de la masse dans la FPL :

$$\frac{dA_{fpl}U_{fpl}}{\partial x} = -q_{flm} \qquad \text{(A.48)}$$

Si l'on multiplie l'éq. (**A.48**) par « $U_{fpl}/(gA_{fpl})$ », il vient :

$$\frac{1}{gA_{fpl}}U_{fpl}\left(A_{fpl}\frac{dU_{fpl}}{\partial x} + U_{fpl}\frac{dA_{fpl}}{\partial x}\right) = -q_{flm}U_{fpl}\frac{1}{gA_{fpl}} \qquad \text{(A.49)}$$

ou

$$\left(\frac{U_{fpl}}{g}\frac{dU_{fpl}}{\partial x} + \frac{U_{fpl}^{\,2}}{gA_{fpl}}\frac{dA_{fpl}}{\partial x}\right) = \frac{-q_{flm}U_{fpl}}{gA_{fpl}} \qquad \text{(A.50)}$$

Soit, avec $A_{fpl} = B_{fpl}.h_{fpl}$:

$$\frac{d}{\partial x}\left(\frac{U_{fpl}^{\,2}}{2g}\right) + \frac{U_{fpl}^{\,2}}{gB_{fpl}}\frac{dB_{fpl}}{\partial x} + \frac{U_{fpl}^{\,2}}{gh_{fpl}}\frac{dh_{fpl}}{\partial x} = \frac{-q_{flm}U_{fpl}}{gA_{fpl}} \qquad \text{(A.51)}$$

La somme – membre à membre – de l'éq. (A.51) avec l'équation de ligne d'eau (**A.47**) conduit à :

$$\frac{dh_{fpl}}{\partial x} + \frac{d}{dx}\left(\frac{U_{fpl}^2}{2g}\right) = S_o - Sf_{fpl} + \frac{n_y.\tau_{fpl}.h_{\text{int.}}}{\rho g A_{fpl}} + \frac{q_{flm}\left(U_{fpl} - U_{\text{int.}fpl}\right)}{gA_{fpl}} \tag{A.52}$$

soit :

$$\boxed{S_{Hfpl} = S_o - \frac{dh_{fpl}}{\partial x} - \frac{d}{dx}\left(\frac{U_{fpl}^2}{2g}\right) = Sf_{fpl} + S_{fpl}^t + S_{fpl}^m} \tag{A.53}$$

A.5.2. Système matriciel pour un lit composé à deux plaines d'inondation

Le système (5.13) du Chap. 5 s'écrit :

$$\begin{bmatrix} a_1 & a_2 & a_3 & a_4 \\ b_1 & b_2 & 0 & 0 \\ c_1 & 0 & 0 & c_4 \\ d_1 & d_2 & 0 & d_4 \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} \dot{y}(1) \\ \dot{y}(2) \\ \dot{y}(3) \\ \dot{y}(4) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \\ e_3 \\ e_4 \end{bmatrix} \tag{A.54}$$

L'inversion de ce système conduit à :

$dy(1)/dx = (d_2c_4e_2+b_2d_4e_3-b_2c_4e_4) / (b_1c_4d_2+c_1b_2d_4-d_1b_2c_4).$

$dy(2)/dx = [(c_1d_4-d_1c_4)\ e_2-b_1d_4e_3+b_1c_4e_4] / (b_1c_4d_2+c_1b_2d_4-d_1b_2c_4).$

$dy(3)/dx = e_1/a_3+ [(-a_1c_4d_2-c_1a_2d_4+c_1a_4d_2+d_1a_2c_4)e2-(a_1b_2d_4-b_1a_2d_4+b_1a_4d_2-d_1a_4b_2)e3\ldots$
$\ldots-(-a_1b_2c_4+b_1a_2c_4+c_1a_4b_2)e_4] /(b_1c_4d_2+c_1b_2d_4-d_1b_2c_4) / a_3.$

$dy(4)/dx = [-c_1d_2e_2+(b_1d_2-d_1b_2)e_3+c_1b_2e_4] / (b_1c_4d_2+c_1b_2d_4-d_1b_2c_4).$

A.5.3. Système matriciel pour un lit composé à une plaine d'inondation

Dans le cas d'un lit composé asymétrique à une plaine d'inondation (Flood Plain Right), les trois inconnues du système sont :

$h_{fpr} = y(1),$ $\quad U_{mc} = y(2),$ $\quad$ et $\quad U_{fpr} = y(3).$

Les équations du système deviennent :

$$\begin{aligned}
&(-h+e)\,\dot{y}(1) - g\,\dot{y}(2) + d\,\dot{y}(3) + f - i = 0 \\
&(-\theta + \nu e)\,\dot{y}(1) + \nu d\,\dot{y}(2) + \lambda + \nu f = 0 \\
&(\delta - \eta e)\,\dot{y}(1)) - \eta d\,\dot{y}(3) - \eta f - \varepsilon = 0
\end{aligned} \tag{A.55}$$

avec les notations des tableaux (5.1), (5.2) et (5.3) du Chap. 5.

Finalement, ce système s'écrit sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & 0 & b_3 \\ c_1 & 0 & c_3 \end{bmatrix} \bullet \begin{bmatrix} \dot{y}(1) \\ \dot{y}(2) \\ \dot{y}(3) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \\ e_3 \end{bmatrix} \tag{A.56}$$

avec les nouveaux coefficients suivants :

$a_1 = -h+e$; $a_2 = -g$; $a_3 = d$; $e_1 = -f+i$;
$b_1 = \nu.e-\theta$; $b_3 = \nu.d$; $e_2 = -\lambda-\nu.f$;
$c_1 = \delta-\eta.e$; $c_3 = -\eta.d$; $e_3 = \varepsilon+\eta.f$;

Et l'inversion du système (A.56) conduit à :

$dy(1)/dx = c_3.e_2/(b_1.c_3-b_3.c_1)-b_3.e_3/(b_1.c_3-b_3.c_1)$

$dy(2)/dx = e_1/a_2 +(-a_1.c_3+a_3.c_1)/a_2/(b_1.c_3-b_3.c_1).e_2-(-a_1.b_3+a_3.b_1)/a_2/(b_1.c_3-b_3.c_1).e_3$

$dy(3)/dx = -c_1.e_2/(b_1.c_3-b_3.c_1)+b_1.e_3/(b_1.c_3-b_3.c_1)$

A.6. ECOULEMENTS EN LIT DROIT : SIMULATION DE L'ETABLISSEMENT DU REGIME UNIFORME

On présente sur la Fig. A.8, les simulations de U_{mc}, U_{fp}, et Q_{fp}/Q (x100), avec le Ψ^t de l'EDM (0,16), pour les écoulements Q = 10 *l/s* et Q = 14 *l/s* de l'UCL.

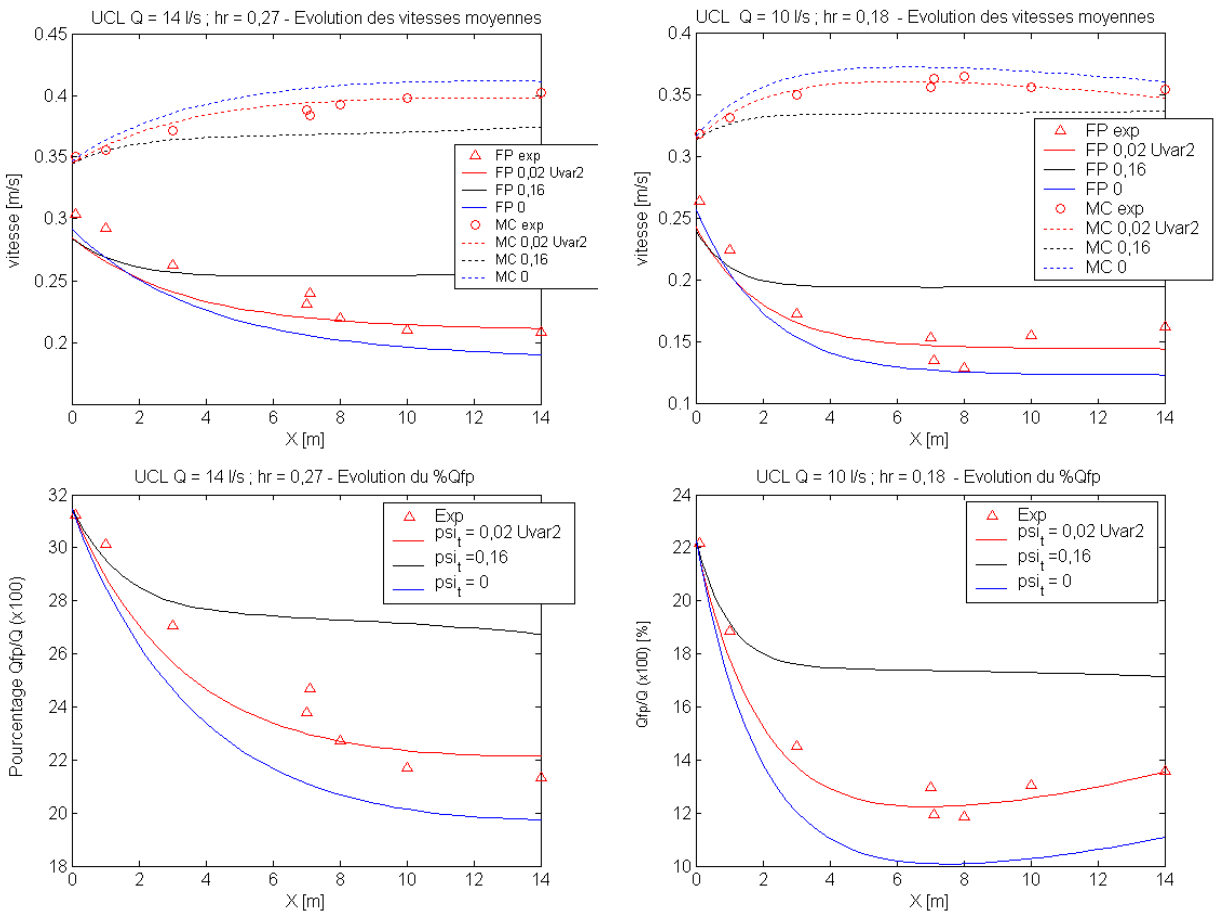
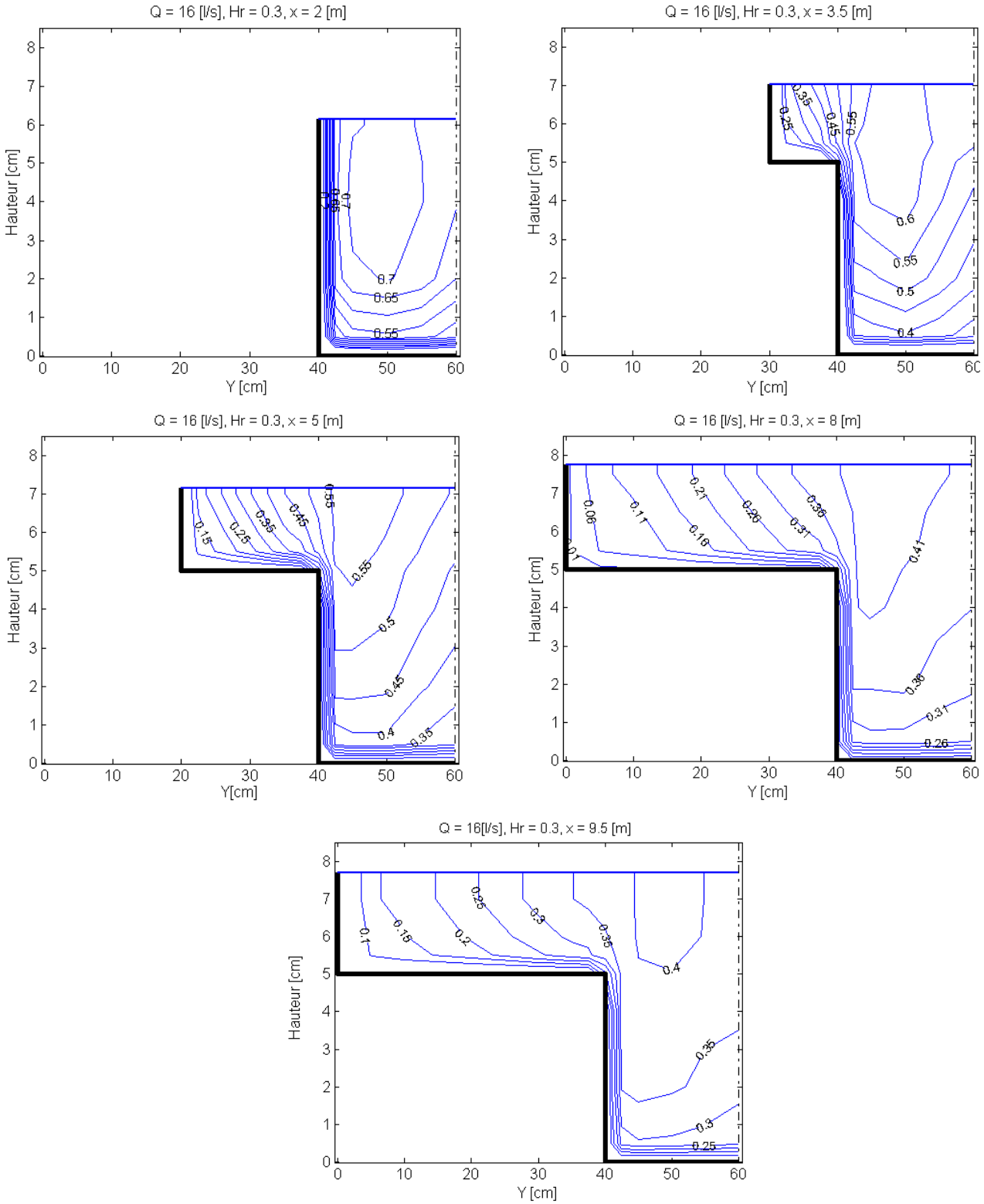


Fig. A.8 - Simulations M1DPL avec le Ψ^t de l'EDM (0,16) : établissement du régime uniforme des écoulements a) Q = 14 *l/s*, h_r = 0,27 ; b ; Q = 10 *l/s*, h_r = 0,18.

A.7. ECOULEMENTS EN DIVERGENT LINEAIRE

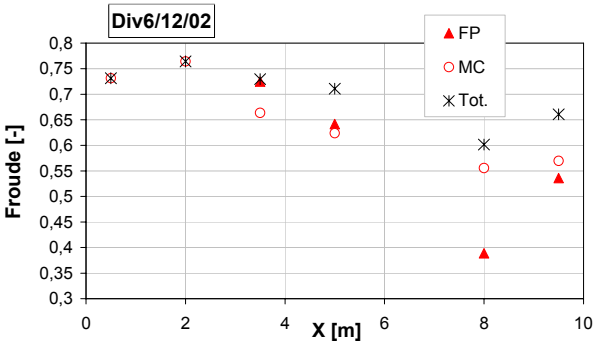
A.7.1. Cartes des isovitesses de U dans le Div6/16/03

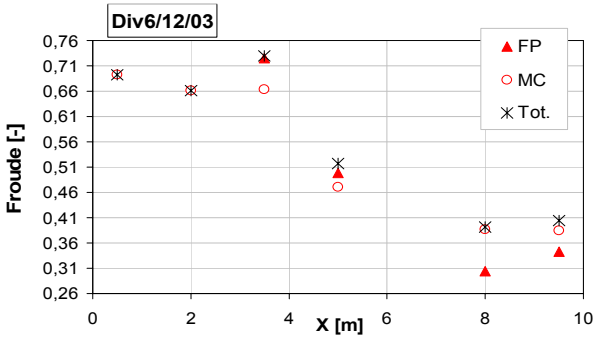


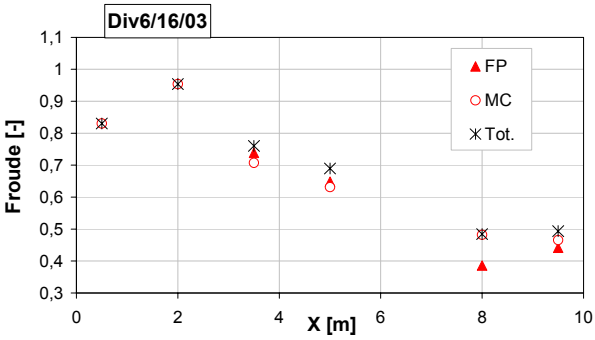
A.7.2. Nombre de Froudes dans le Div6 et le Div4

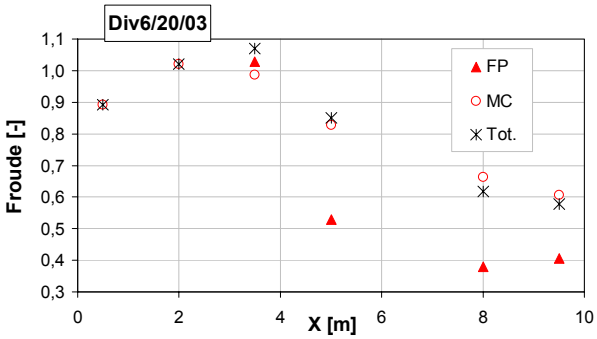
Les nombres de Froude sont calculés dans les sous-sections à partir des valeurs de U_{mc}, U_{fp}, $R_{h.mc}$, $R_{h.fp}$ expérimentales, et dans la section totale, à partir de celles de R_h et de la vitesse débitante $U = Q/A$.

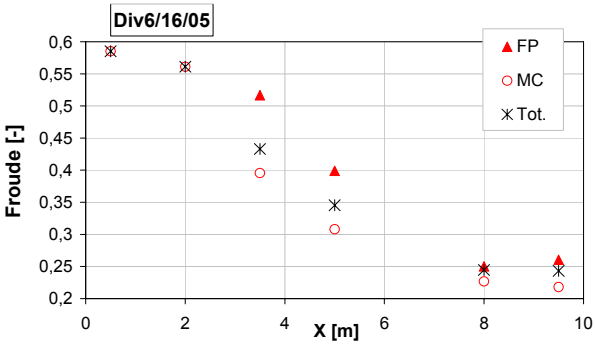
Divergent 6m

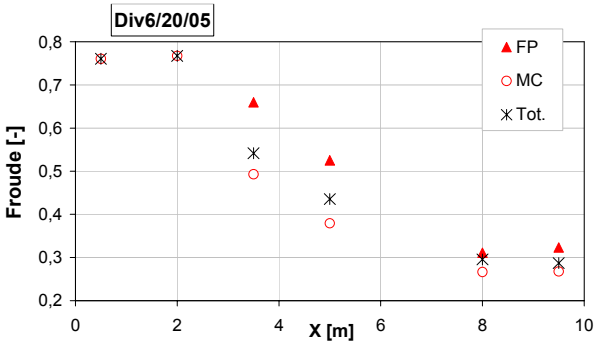




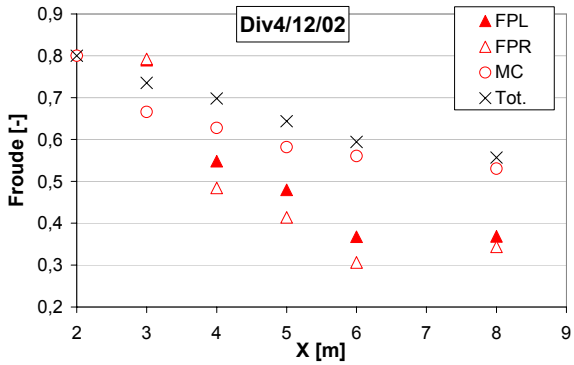


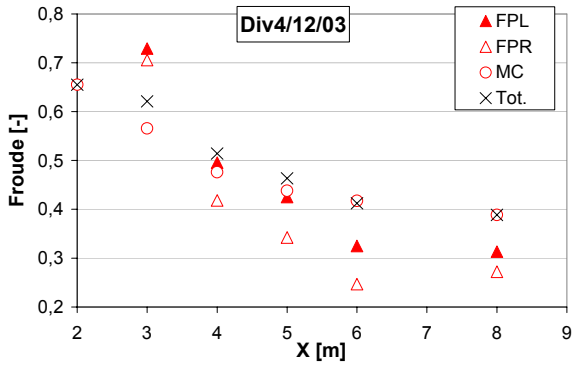


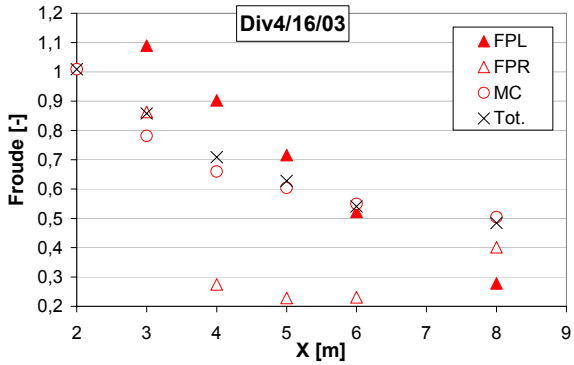


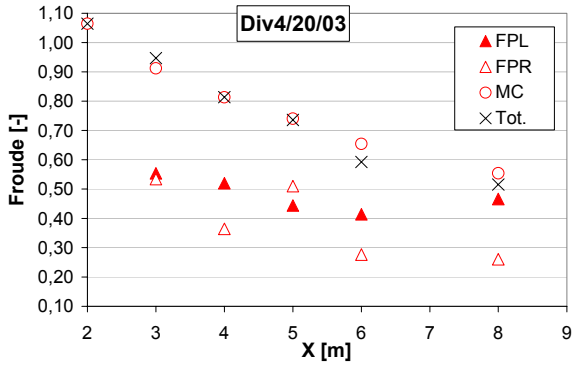


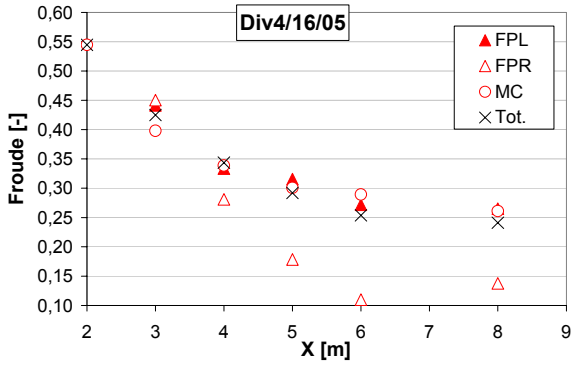
Divergent 4 m

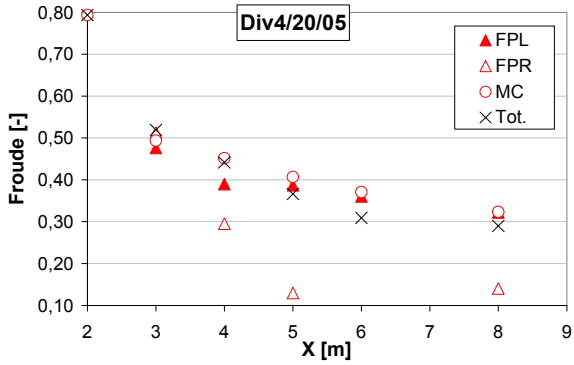








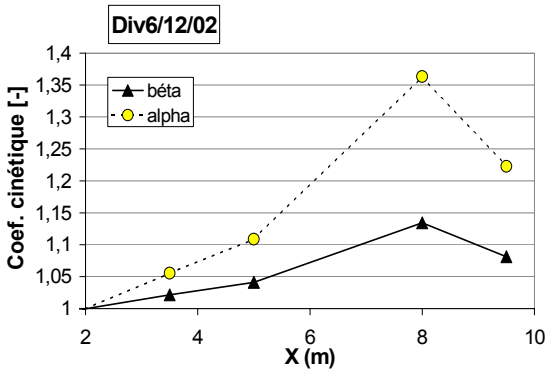


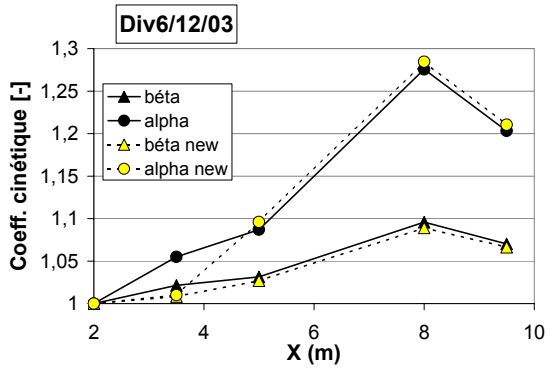


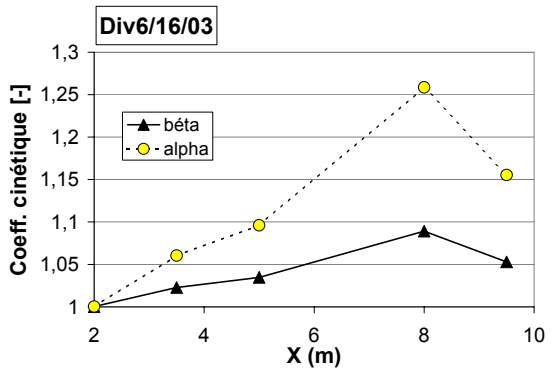
A.7.3. Coefficients cinétiques α et β sur la section totale (Div6 et Div4)

On présente ici, l'évolution des coefficients de Boussinesq (β) et de Coriolis (α) expérimentaux sur la section totale dans le Div6 et le Div4.

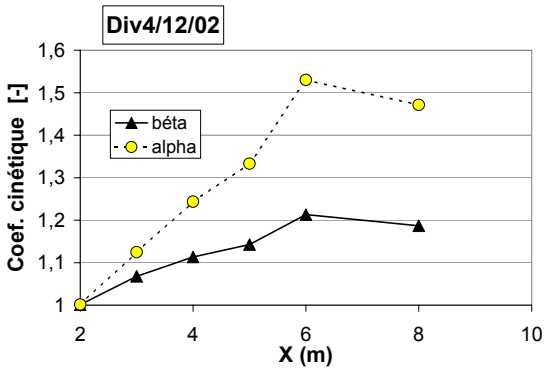
Divergent 6 m

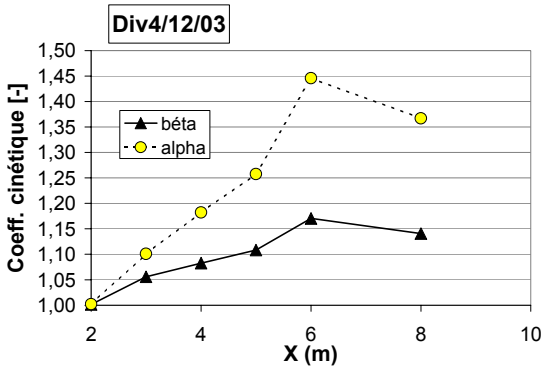


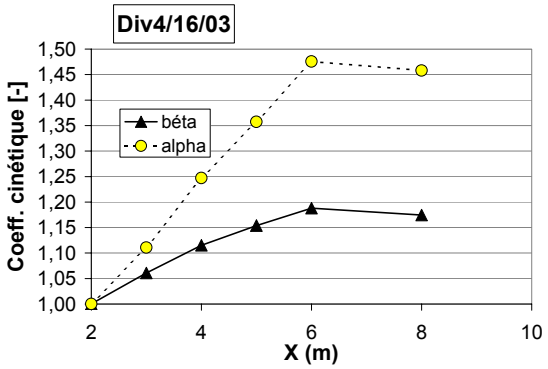


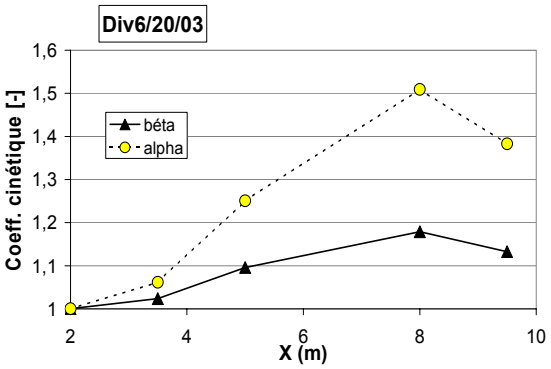


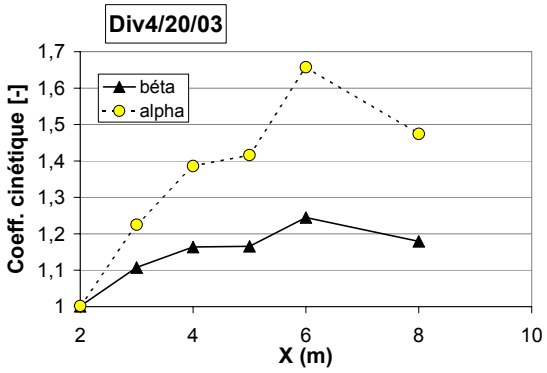
Divergent 4 m

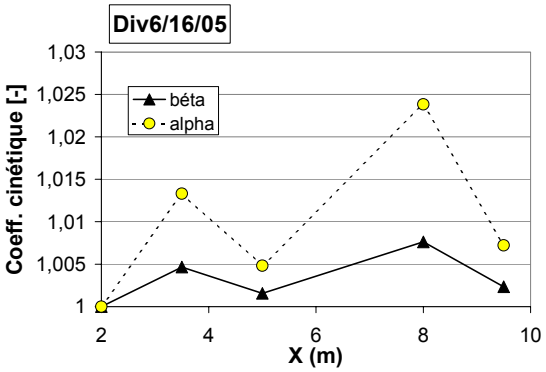


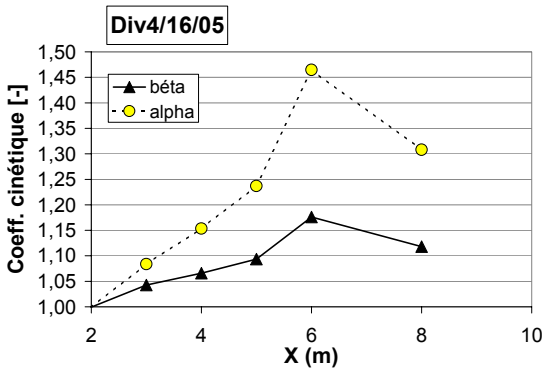


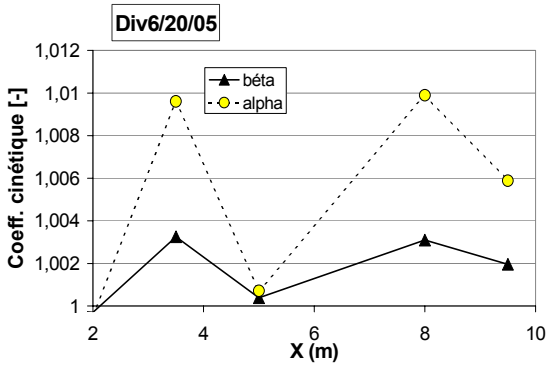


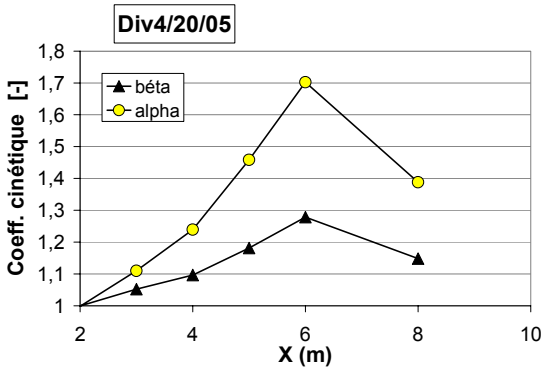

Div6/20/03
Coeff. cinétique [-]
X (m)
béta
alpha


Div4/20/03
Coeff. cinétique [-]
X (m)
béta
alpha

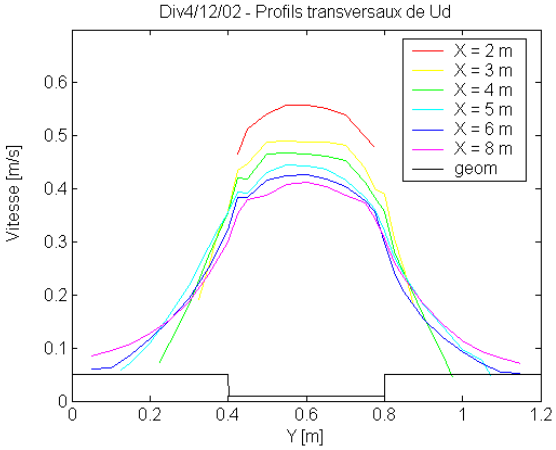

Div6/16/05
Coeff. cinétique [-]
X (m)
béta
alpha

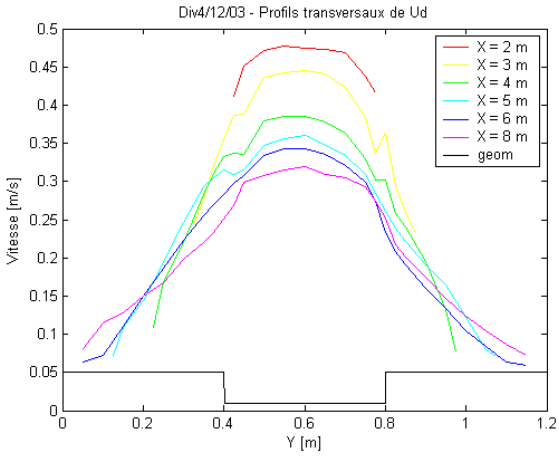

Div4/16/05
Coeff. cinétique [-]
X (m)
béta
alpha

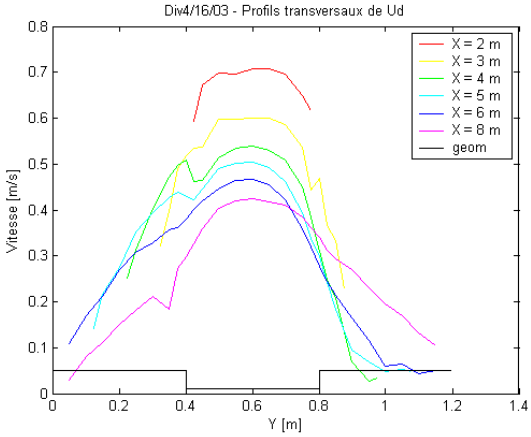

Div6/20/05
Coeff. cinétique [-]
X (m)
béta
alpha

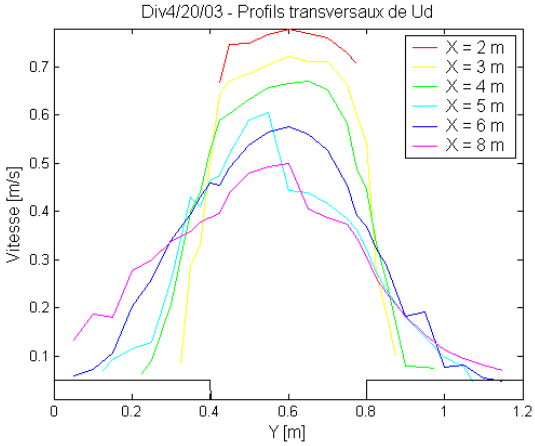

Div4/20/05
Coeff. cinétique [-]
X (m)
béta
alpha

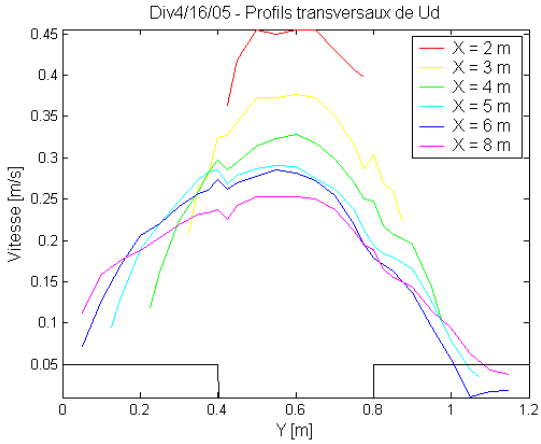
A.7.4. Vitesses moyennées sur la verticale U_d dans le Div4

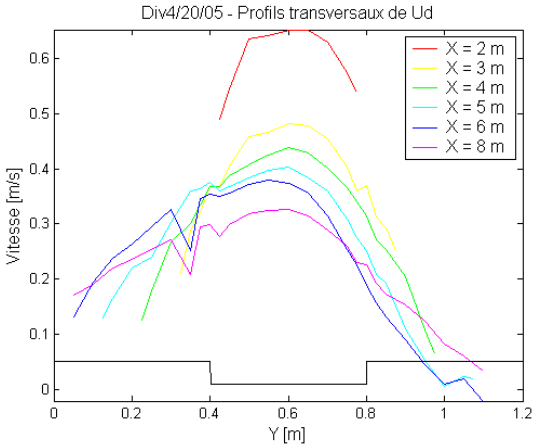










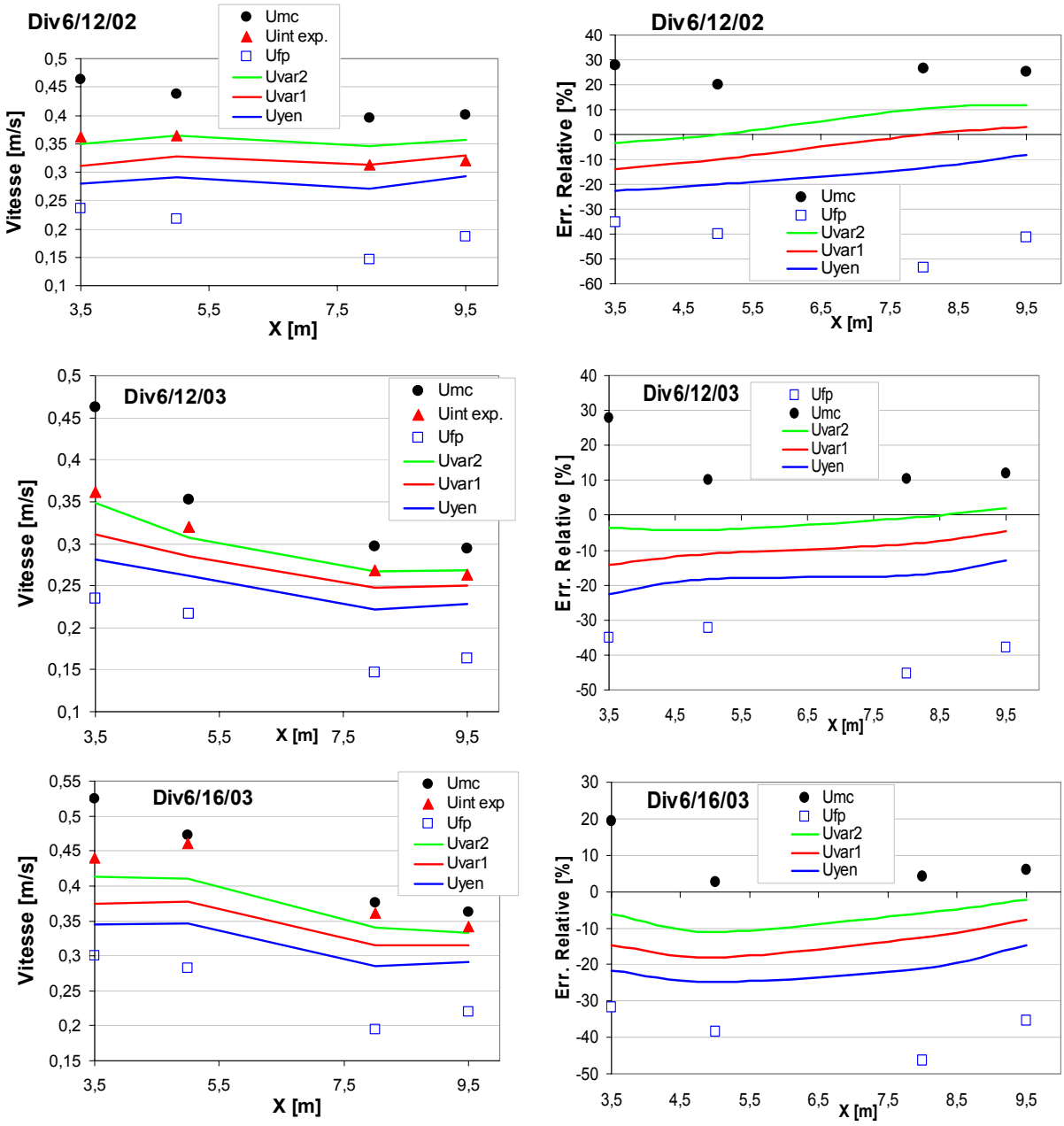


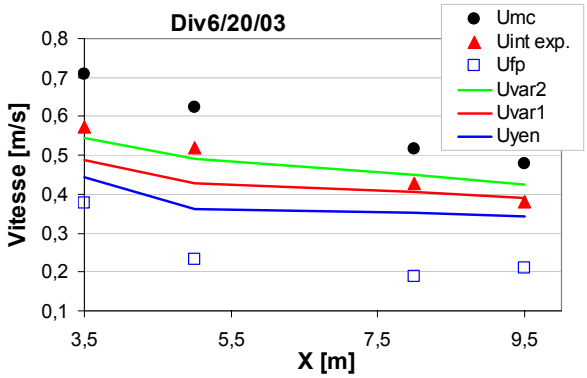
A.7.5. Vitesses interfacielles (Div6 et Div4)

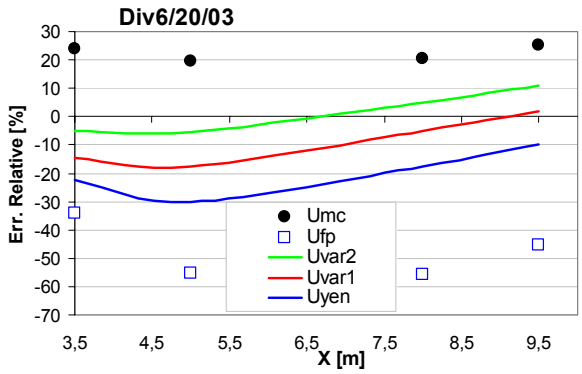
Divergent 6 m

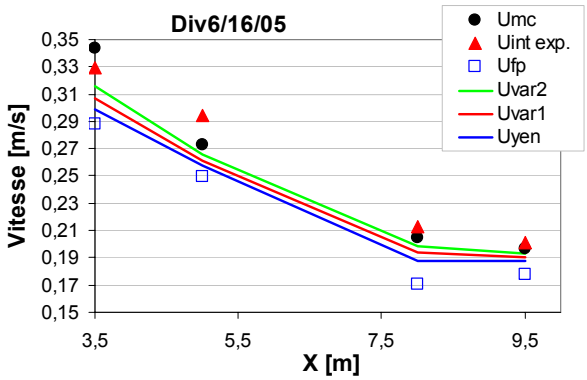
Vitesses

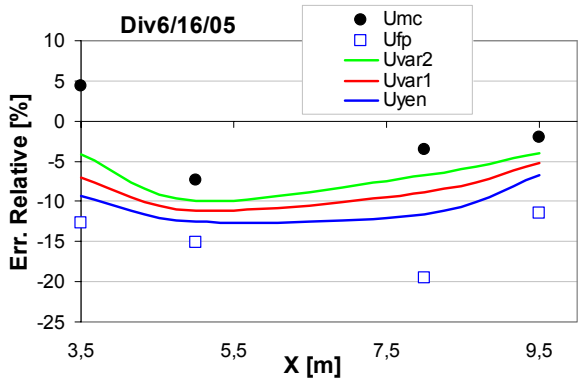
Erreurs relatives

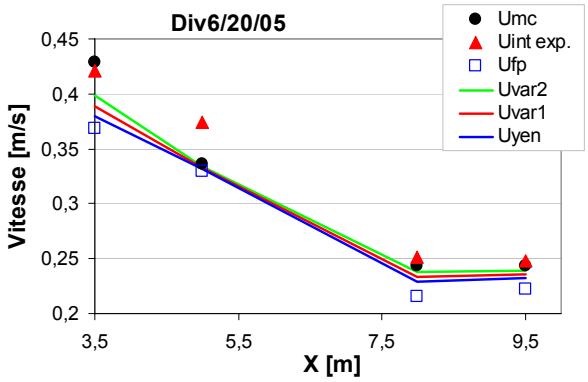


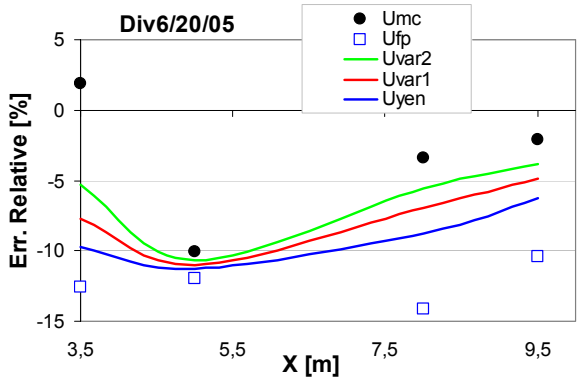

Div6/20/03
Vitesse [m/s]
X [m]
Umc
Uint exp.
Ufp
Uvar2
Uvar1
Uyen


Div6/20/03
Err. Relative [%]
X [m]
Umc
Ufp
Uvar2
Uvar1
Uyen

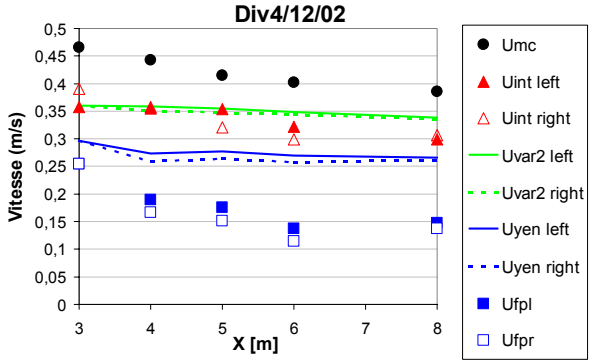

Div6/16/05
Vitesse [m/s]
X [m]
Umc
Uint exp.
Ufp
Uvar2
Uvar1
Uyen

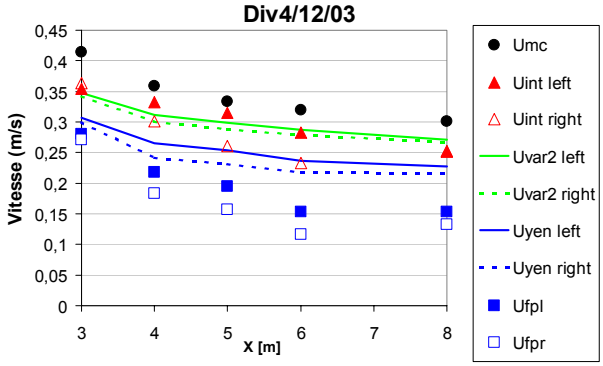

Div6/16/05
Err. Relative [%]
X [m]
Umc
Ufp
Uvar2
Uvar1
Uyen

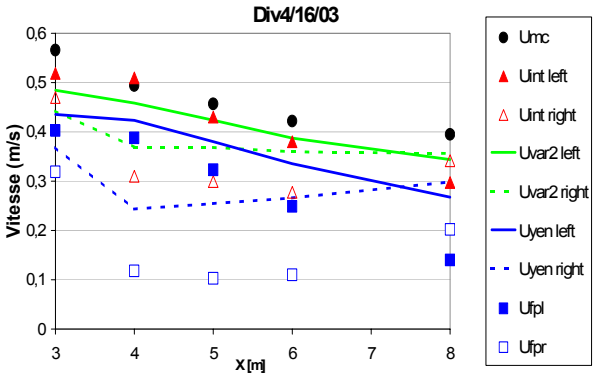

Div6/20/05
Vitesse [m/s]
X [m]
Umc
Uint exp.
Ufp
Uvar2
Uvar1
Uyen

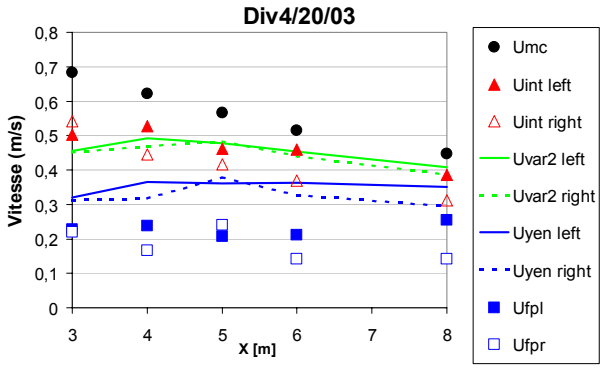

Div6/20/05
Err. Relative [%]
X [m]
Umc
Ufp
Uvar2
Uvar1
Uyen

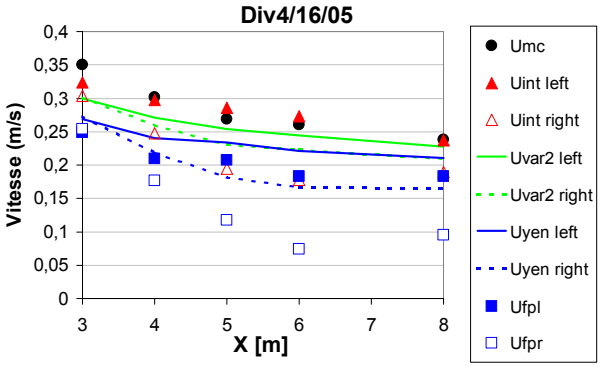
Divergent 4 m

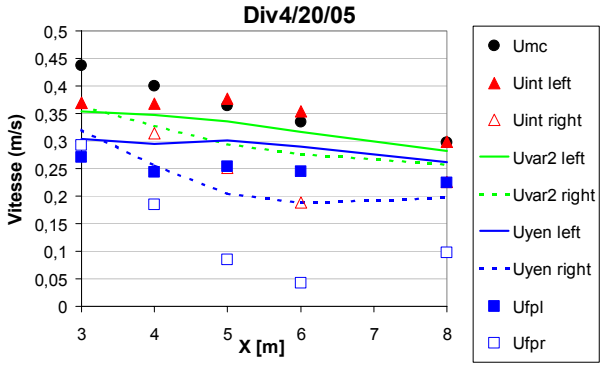






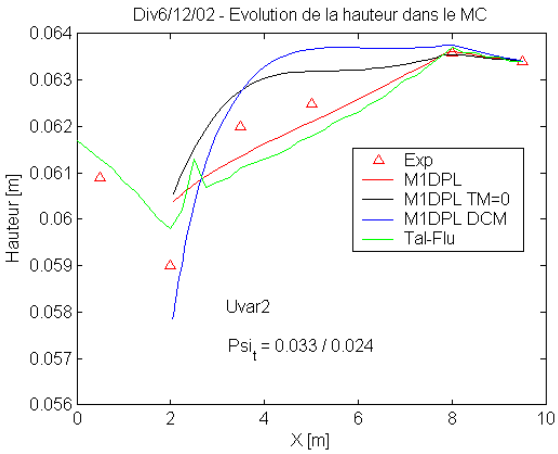


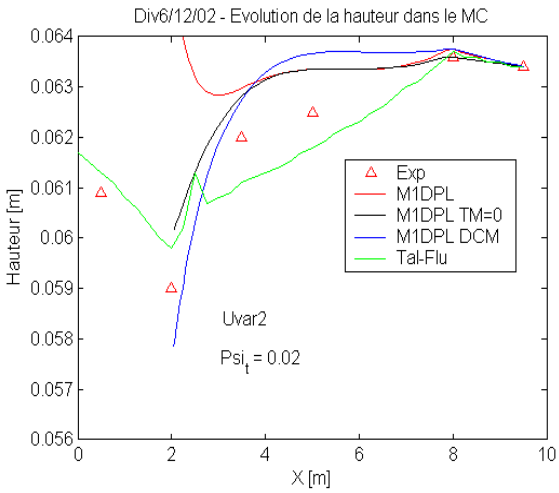


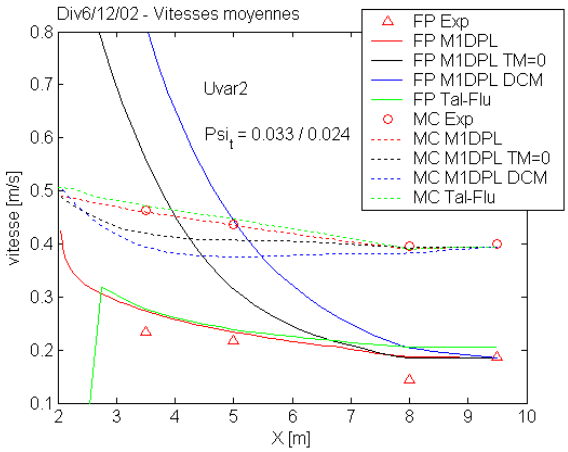


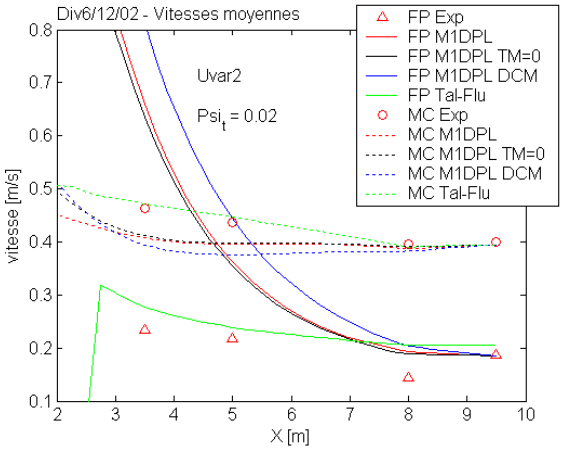
A.7.6. Simulations dans le Div6

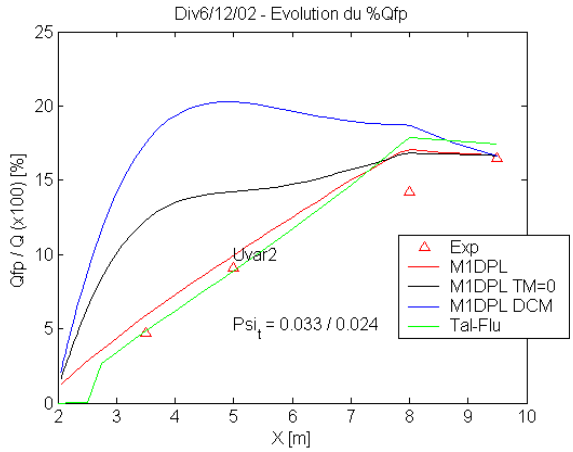
Div6/12/02 ; influence de la turbulence

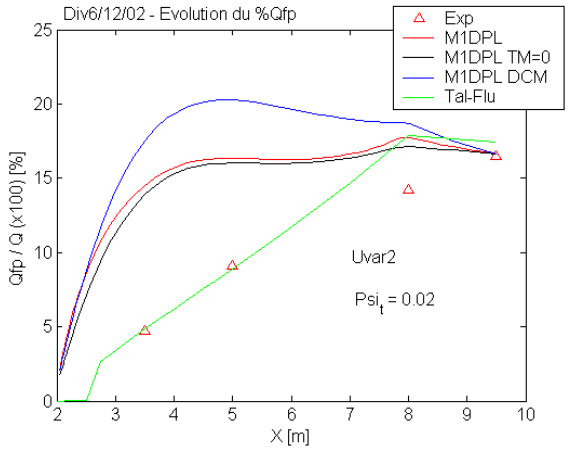




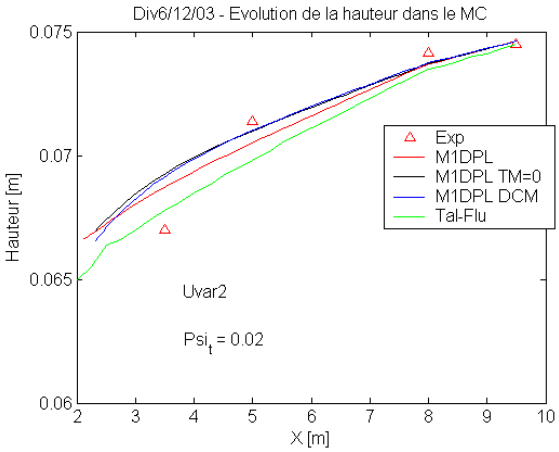


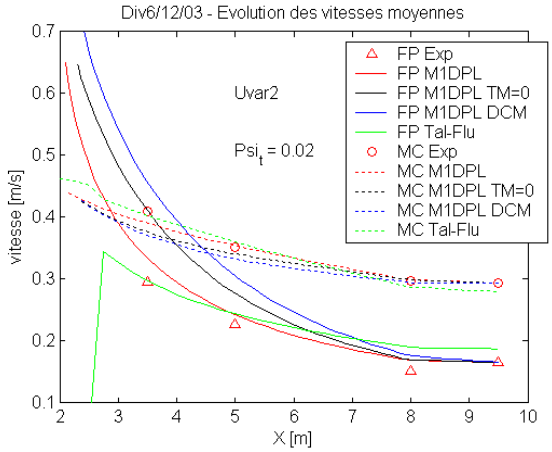


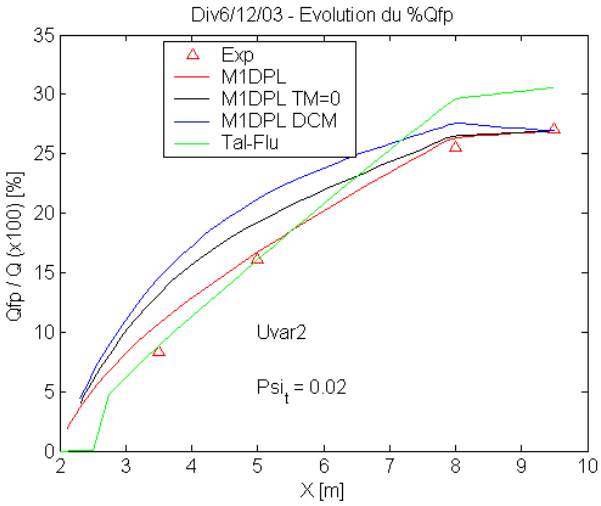




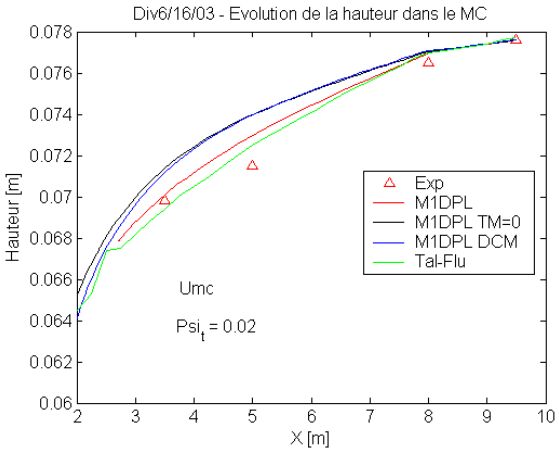
Div6/12/03

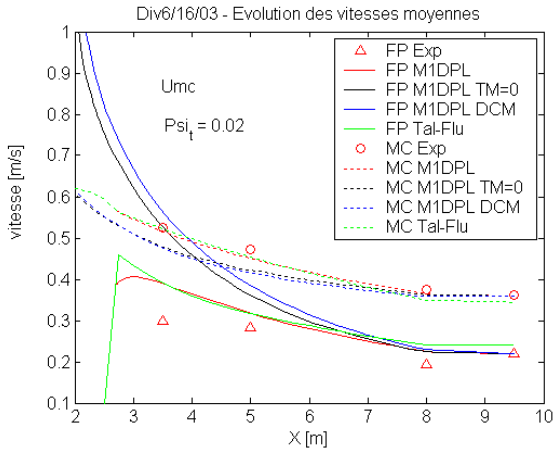

Div6/12/03 - Evolution de la hauteur dans le MC
Hauteur [m]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02

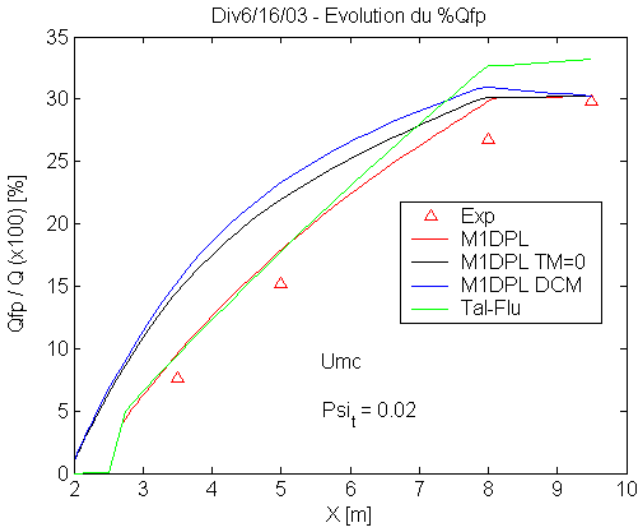

Div6/12/03 - Evolution des vitesses moyennes
vitesse [m/s]
X [m]
FP Exp
FP M1DPL
FP M1DPL TM=0
FP M1DPL DCM
FP Tal-Flu
MC Exp
MC M1DPL
MC M1DPL TM=0
MC M1DPL DCM
MC Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02


Div6/12/03 - Evolution du %Qfp
Qfp / Q (x100) [%]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02

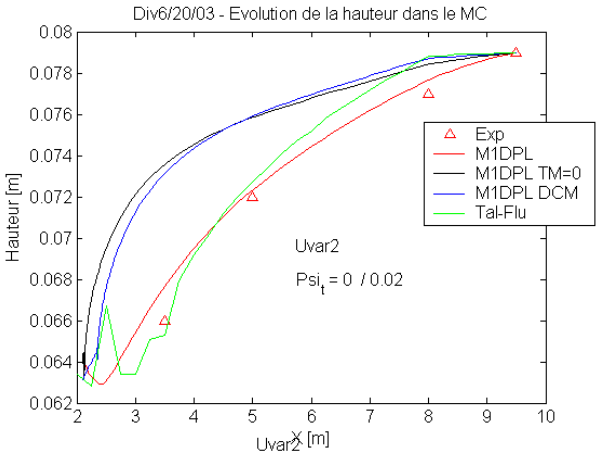
Div6/16/03

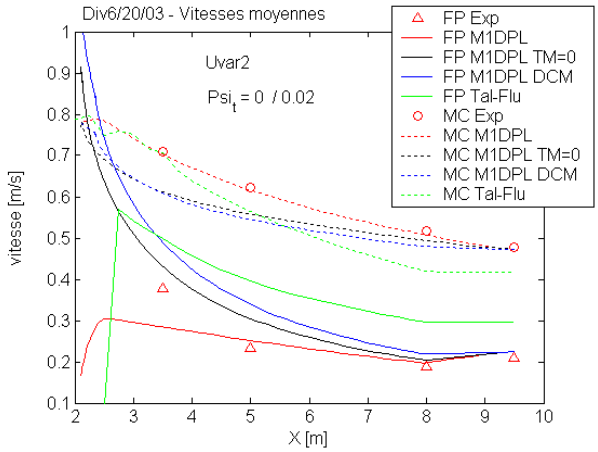

Div6/16/03 - Evolution de la hauteur dans le MC
Hauteur [m]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Umc
Psi$_t$ = 0.02

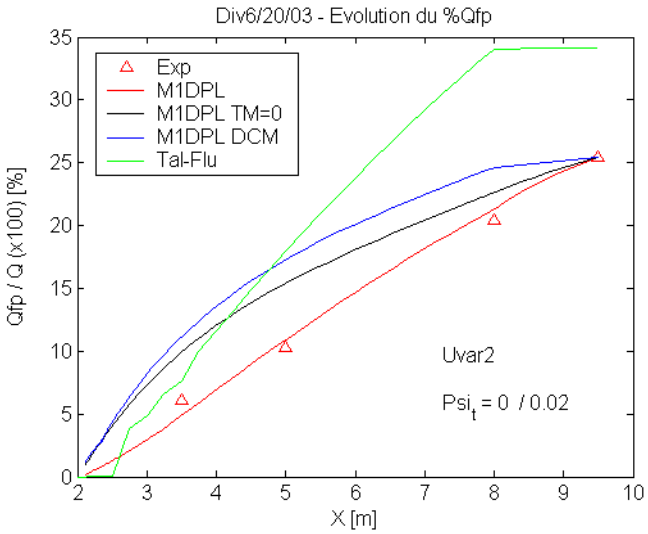

Div6/16/03 - Evolution des vitesses moyennes
vitesse [m/s]
X [m]
FP Exp
FP M1DPL
FP M1DPL TM=0
FP M1DPL DCM
FP Tal-Flu
MC Exp
MC M1DPL
MC M1DPL TM=0
MC M1DPL DCM
MC Tal-Flu
Umc
Psi$_t$ = 0.02


Div6/16/03 - Evolution du %Qfp
Qfp / Q (x100) [%]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Umc
Psi$_t$ = 0.02

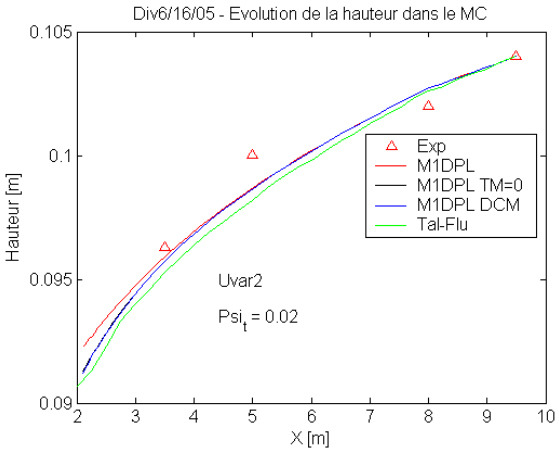
Div6/20/03

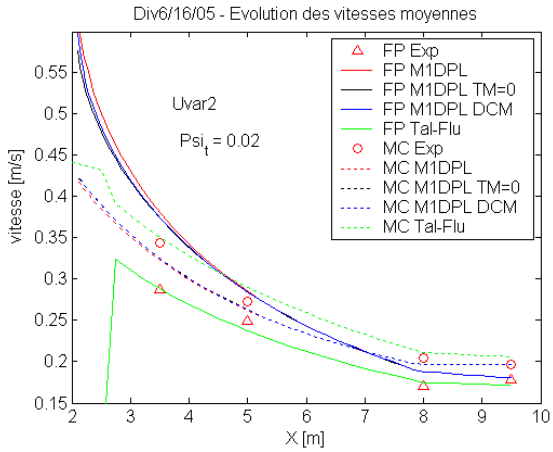

Div6/20/03 - Evolution de la hauteur dans le MC
Hauteur [m]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi_t = 0 / 0.02

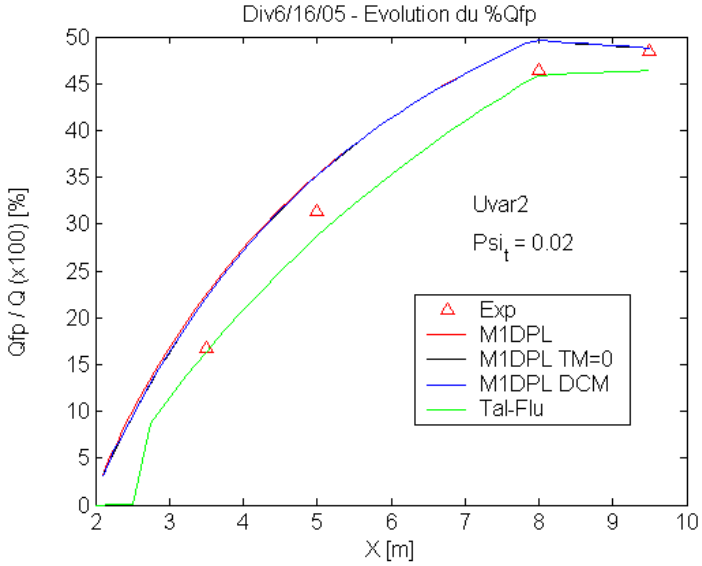

Div6/20/03 - Vitesses moyennes
vitesse [m/s]
X [m]
FP Exp
FP M1DPL
FP M1DPL TM=0
FP M1DPL DCM
FP Tal-Flu
MC Exp
MC M1DPL
MC M1DPL TM=0
MC M1DPL DCM
MC Tal-Flu
Uvar2
Psi_t = 0 / 0.02


Div6/20/03 - Evolution du %Qfp
Qfp / Q (x100) [%]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi_t = 0 / 0.02

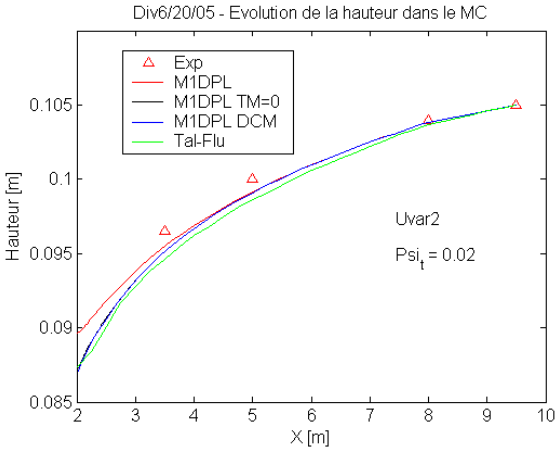
Div6/16/05

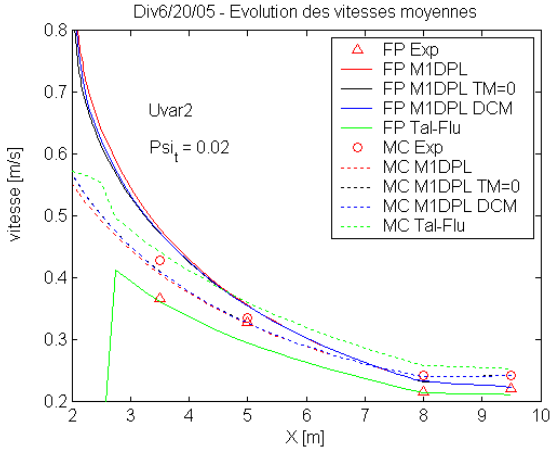

Div6/16/05 - Evolution de la hauteur dans le MC
Hauteur [m]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02

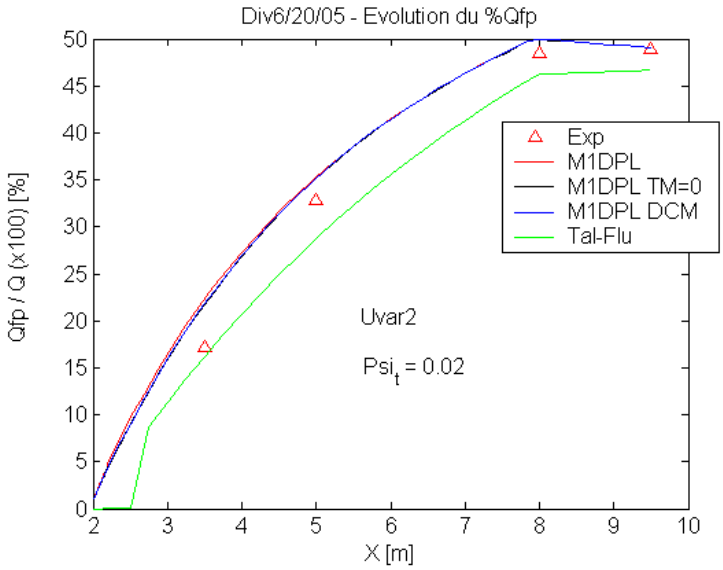

Div6/16/05 - Evolution des vitesses moyennes
vitesse [m/s]
X [m]
FP Exp
FP M1DPL
FP M1DPL TM=0
FP M1DPL DCM
FP Tal-Flu
MC Exp
MC M1DPL
MC M1DPL TM=0
MC M1DPL DCM
MC Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02


Div6/16/05 - Evolution du %Qfp
Qfp / Q (x100) [%]
X [m]
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu

Div6/20/05

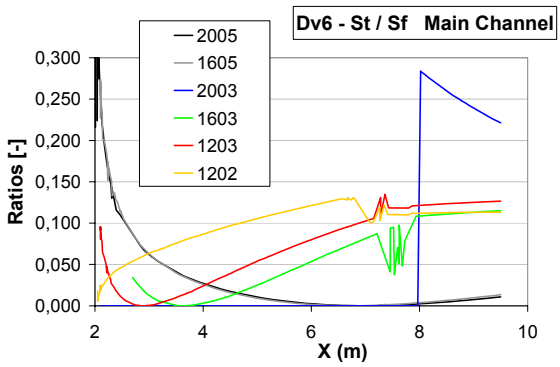

Div6/20/05 - Evolution de la hauteur dans le MC
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02
Hauteur [m]
X [m]

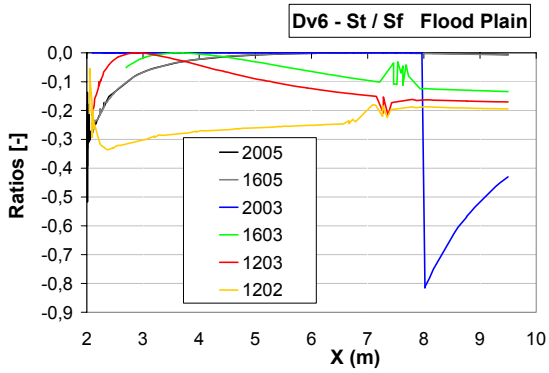

Div6/20/05 - Evolution des vitesses moyennes
FP Exp
FP M1DPL
FP M1DPL TM=0
FP M1DPL DCM
FP Tal-Flu
MC Exp
MC M1DPL
MC M1DPL TM=0
MC M1DPL DCM
MC Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02
vitesse [m/s]
X [m]


Div6/20/05 - Evolution du %Qfp
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02
Qfp / Q (x100) [%]
X [m]

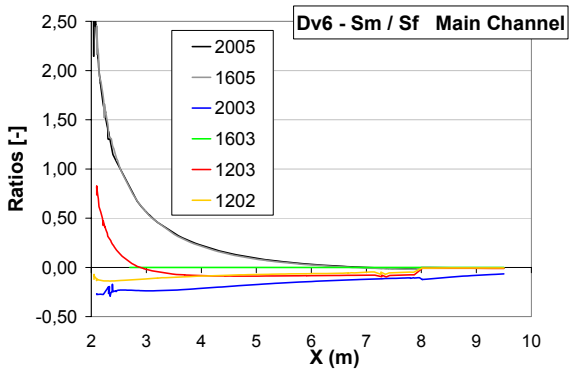
A.7.7. Ratios adimensionnels dans le Div6

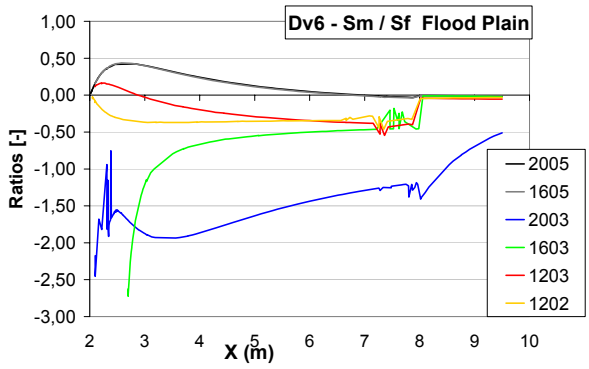
Ratios pertes par échanges turbulents (S^t) / frottement au fond (S_f)



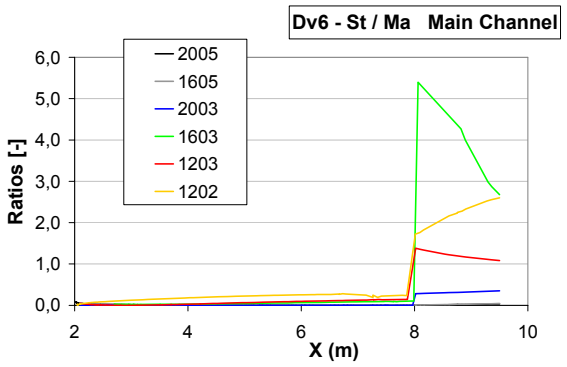


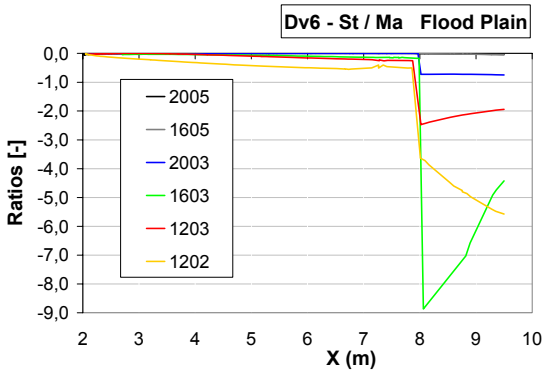
Ratios pertes par échange de masse (S^m) / frottement au fond (S_f)



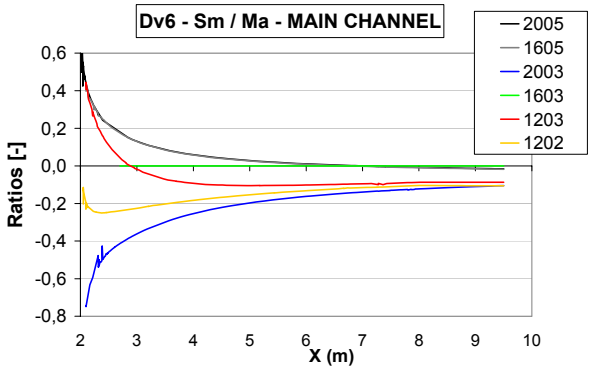


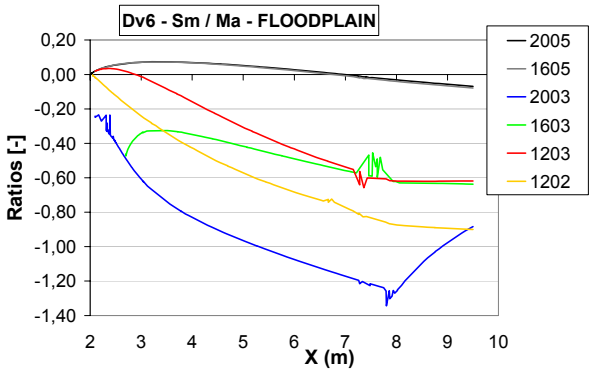
Ratios pertes par échange turbulent (S^t) / terme de l'équation de continuité (Ma)





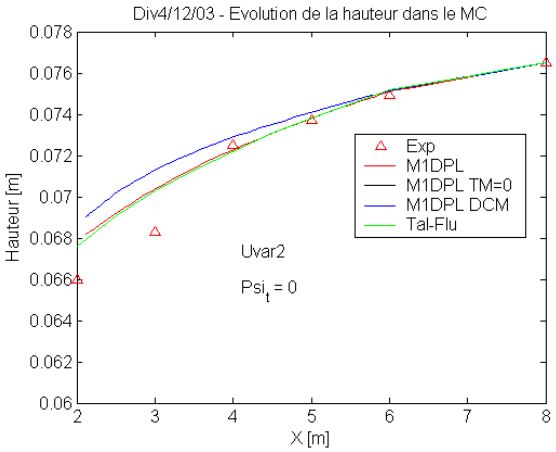
Ratios pertes par échange de masse (S^m) / terme de l'équation de continuité (Ma)

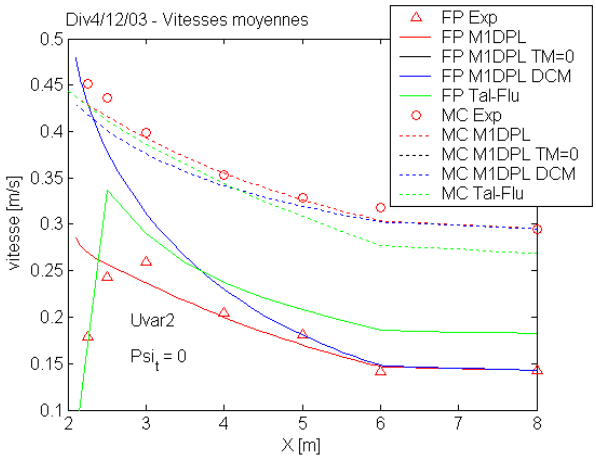


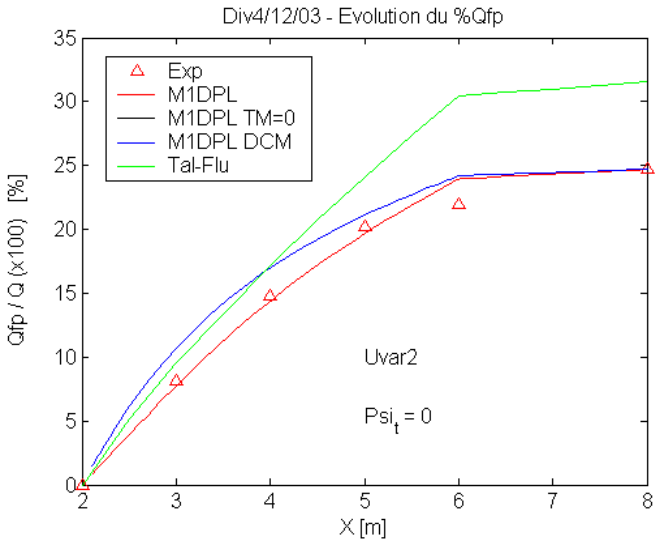


A.7.8. Simulations dans le Div4

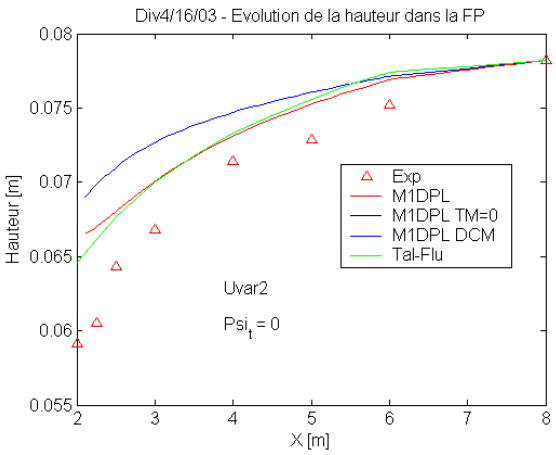
Div4/12/03

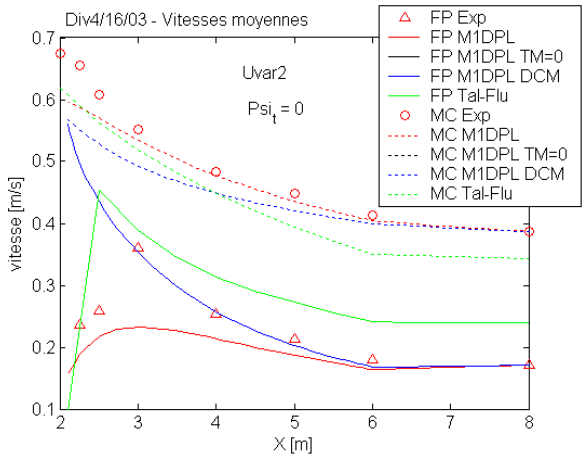


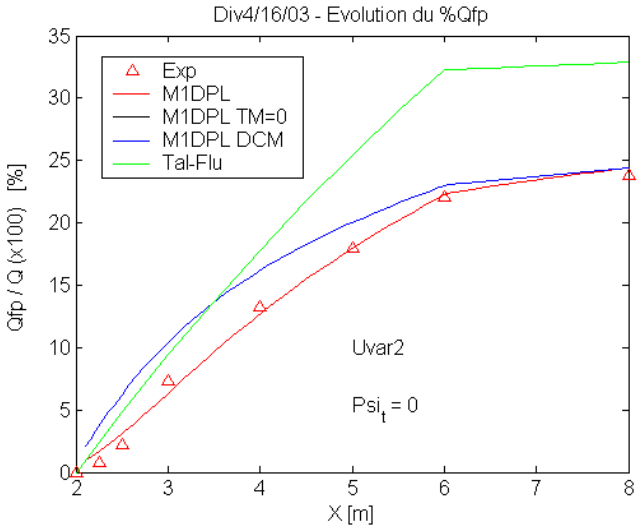




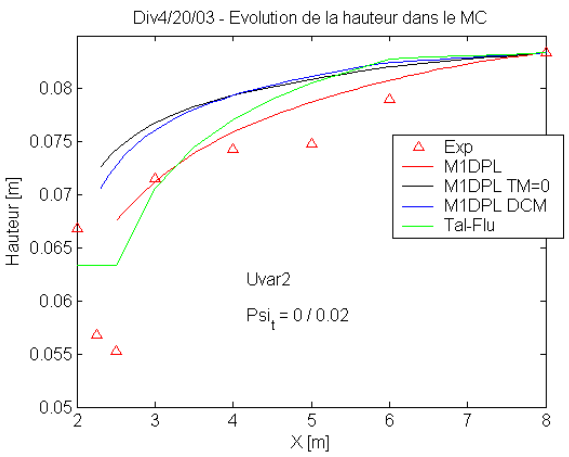
Div4/16/03

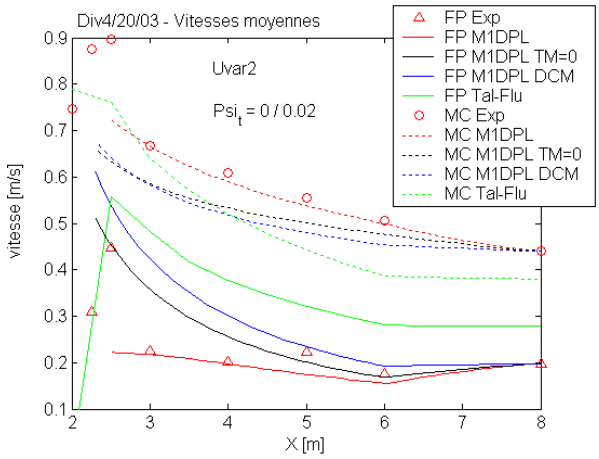

Div4/16/03 - Evolution de la hauteur dans la FP
Hauteur [m]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0

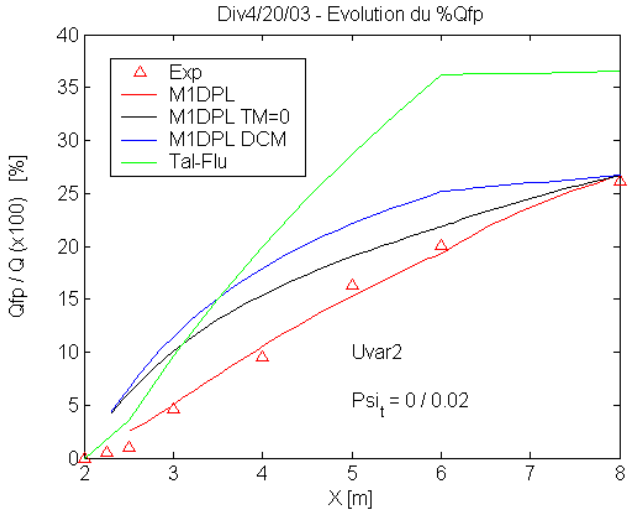

Div4/16/03 - Vitesses moyennes
vitesse [m/s]
X [m]
FP Exp
FP M1DPL
FP M1DPL TM=0
FP M1DPL DCM
FP Tal-Flu
MC Exp
MC M1DPL
MC M1DPL TM=0
MC M1DPL DCM
MC Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0


Div4/16/03 - Evolution du %Qfp
Qfp / Q (x100) [%]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0

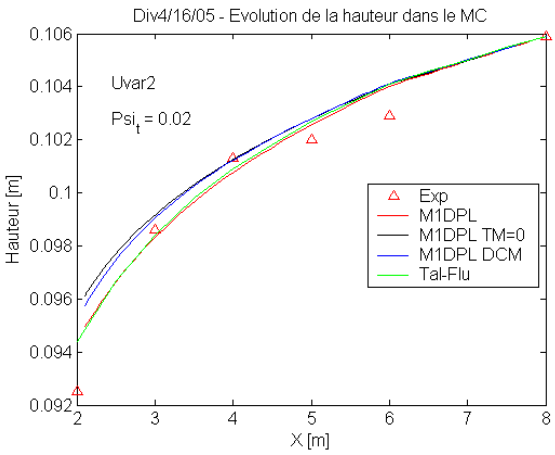
Div4/20/03

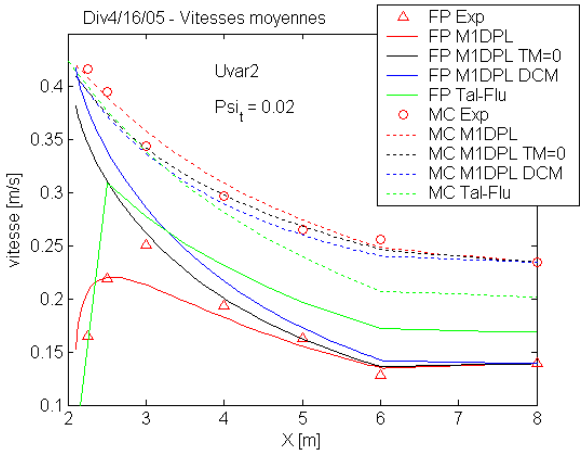

Div4/20/03 - Evolution de la hauteur dans le MC
Hauteur [m]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0 / 0.02

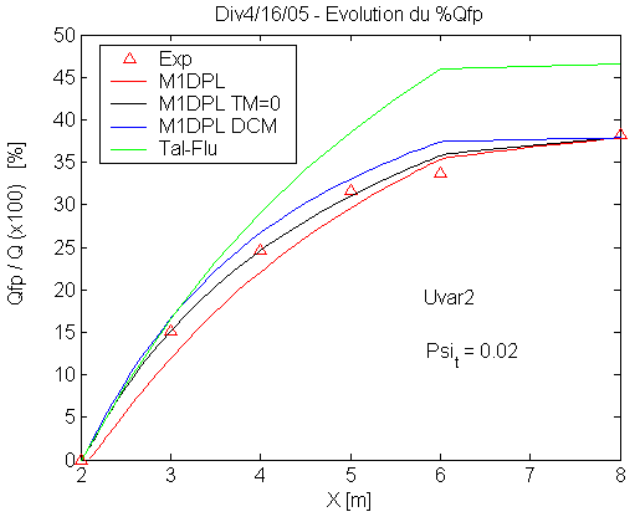

Div4/20/03 - Vitesses moyennes
vitesse [m/s]
X [m]
FP Exp
FP M1DPL
FP M1DPL TM=0
FP M1DPL DCM
FP Tal-Flu
MC Exp
MC M1DPL
MC M1DPL TM=0
MC M1DPL DCM
MC Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0 / 0.02


Div4/20/03 - Evolution du %Qfp
Qfp / Q (x100) [%]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0 / 0.02

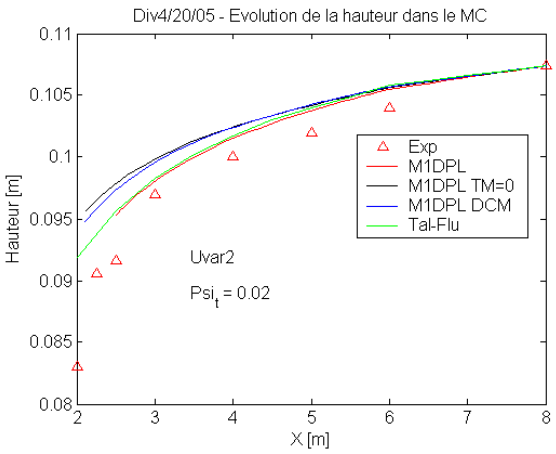
Div4/16/05

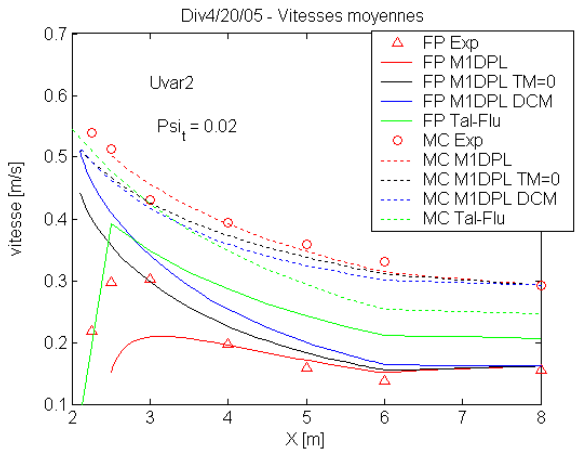

Div4/16/05 - Evolution de la hauteur dans le MC
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02
Hauteur [m]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu

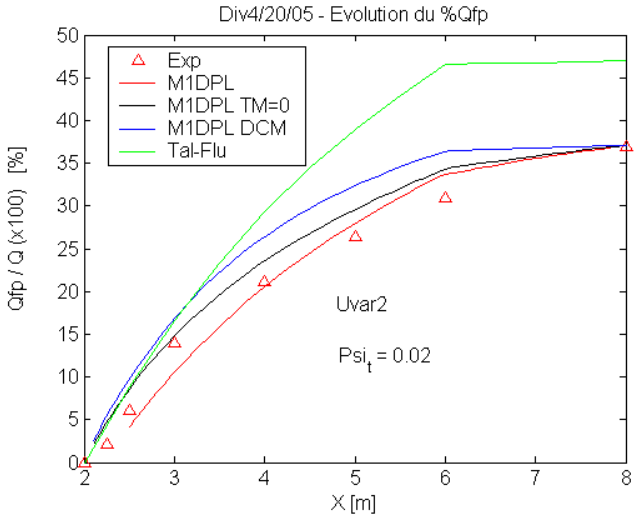

Div4/16/05 - Vitesses moyennes
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02
vitesse [m/s]
X [m]
FP Exp
FP M1DPL
FP M1DPL TM=0
FP M1DPL DCM
FP Tal-Flu
MC Exp
MC M1DPL
MC M1DPL TM=0
MC M1DPL DCM
MC Tal-Flu


Div4/16/05 - Evolution du %Qfp
Qfp / Q (x100) [%]
X [m]
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu

Div4/20/05

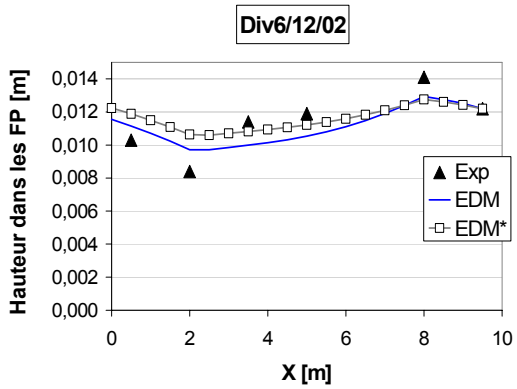

Div4/20/05 - Evolution de la hauteur dans le MC
Hauteur [m]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02

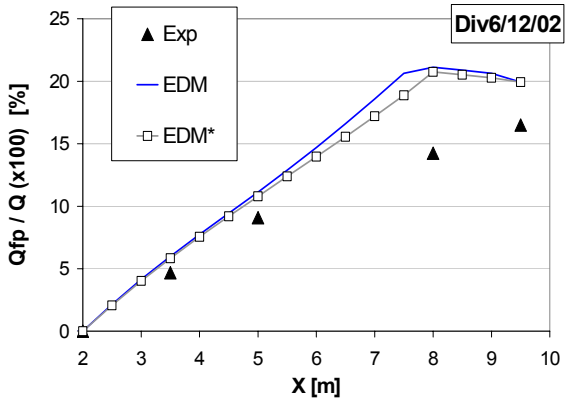

Div4/20/05 - Vitesses moyennes
vitesse [m/s]
X [m]
FP Exp
FP M1DPL
FP M1DPL TM=0
FP M1DPL DCM
FP Tal-Flu
MC Exp
MC M1DPL
MC M1DPL TM=0
MC M1DPL DCM
MC Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02

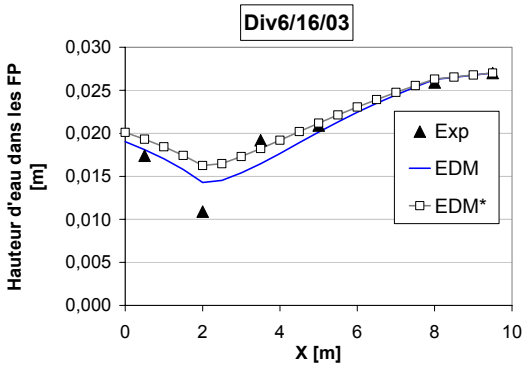

Div4/20/05 - Evolution du %Qfp
Qfp / Q (x100) [%]
X [m]
Exp
M1DPL
M1DPL TM=0
M1DPL DCM
Tal-Flu
Uvar2
Psi$_t$ = 0.02

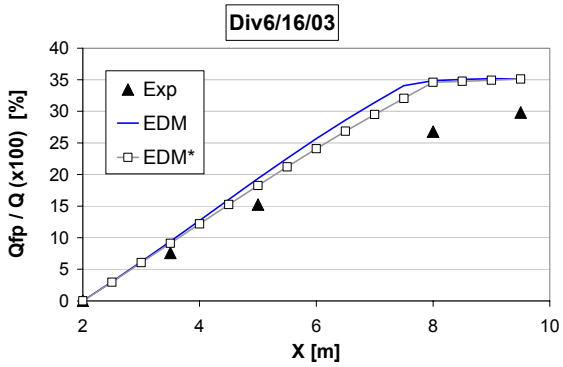
A.7.9. Simulations d'Axeriv(EDM et EDM)*

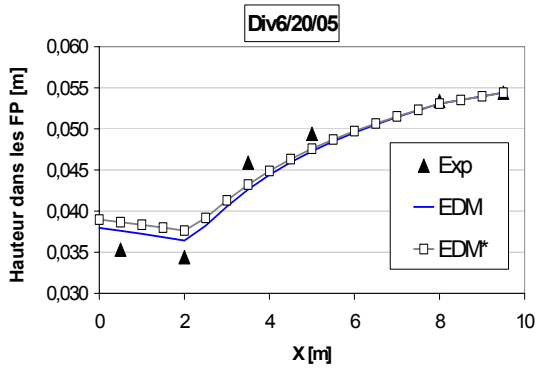
Divergent 6 m

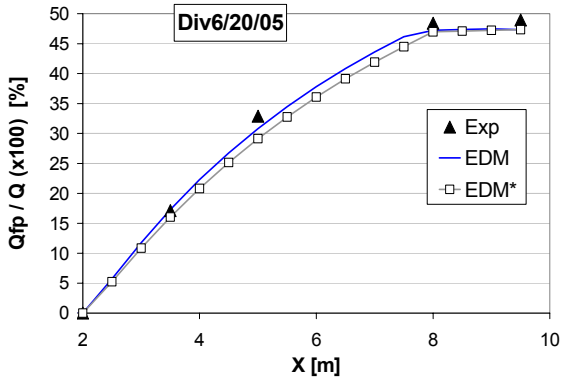




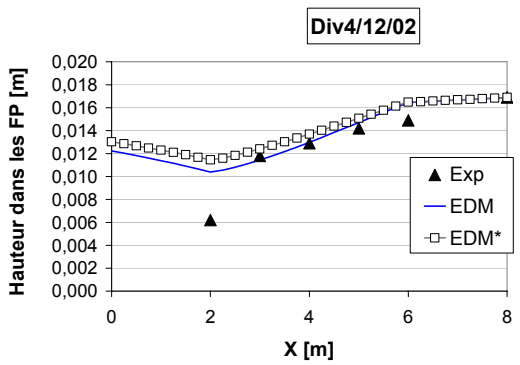


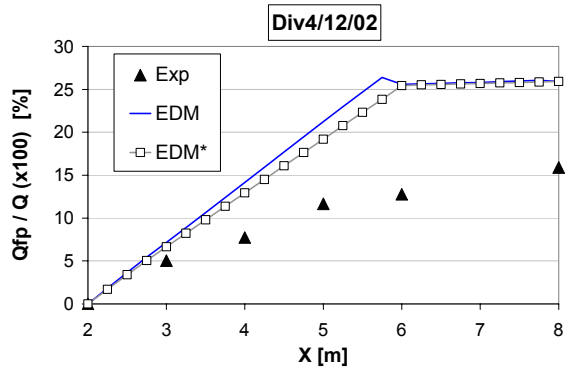


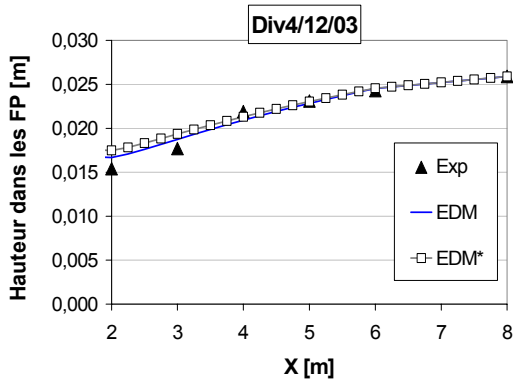


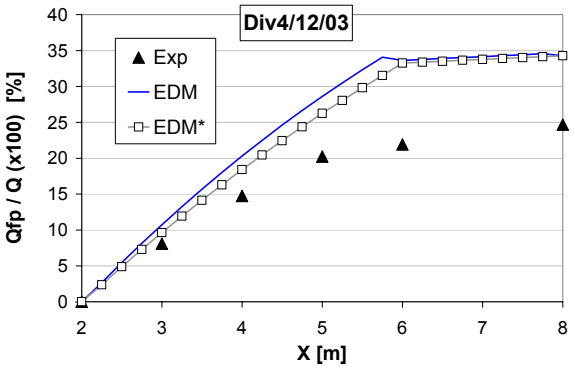


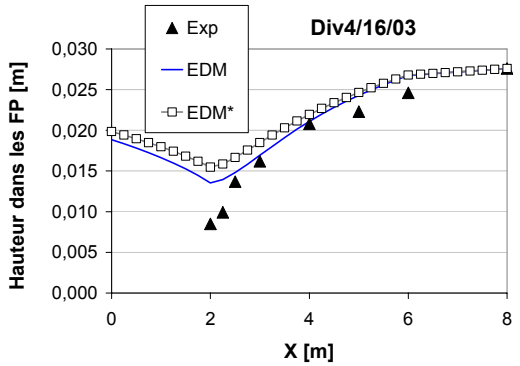
Divergent 4m

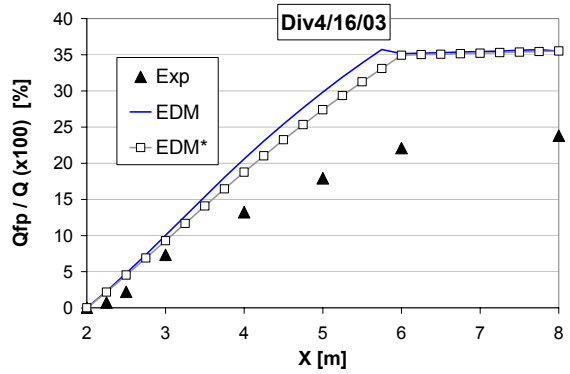


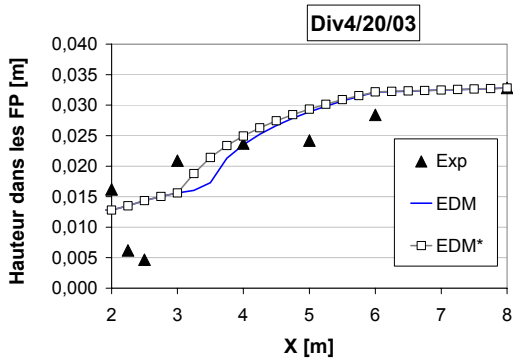


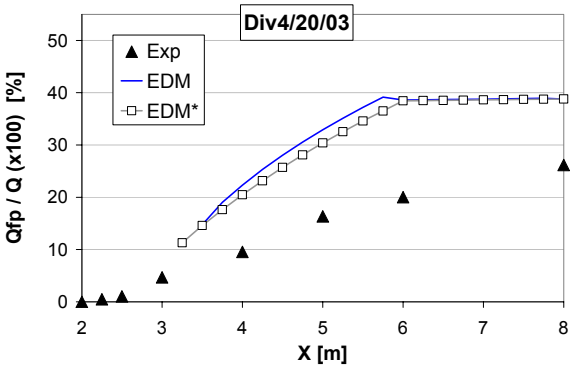


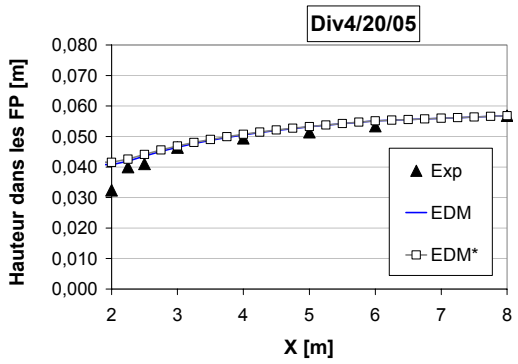


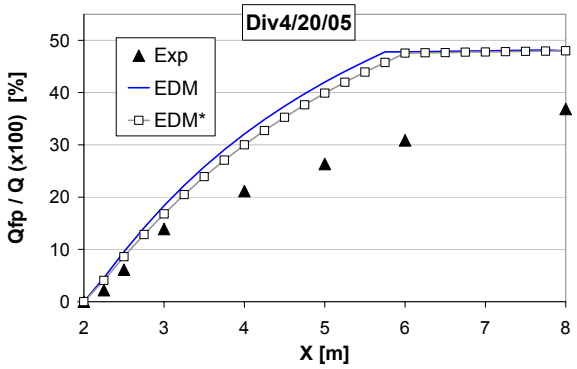









Div4/20/05
Hauteur dans les FP [m]
0,080
0,070
0,060
0,050
0,040
0,030
0,020
0,010
0,000
2
3
4
5
6
7
8
X [m]
Exp
EDM
EDM*


Div4/20/05
Qfp / Q (x100) [%]
50
40
30
20
10
0
2
3
4
5
6
7
8
X [m]
Exp
EDM
EDM*

A.8. ECOULEMENTS EN CONVERGENTS LINEAIRES ET EN LITS OBLIQUES

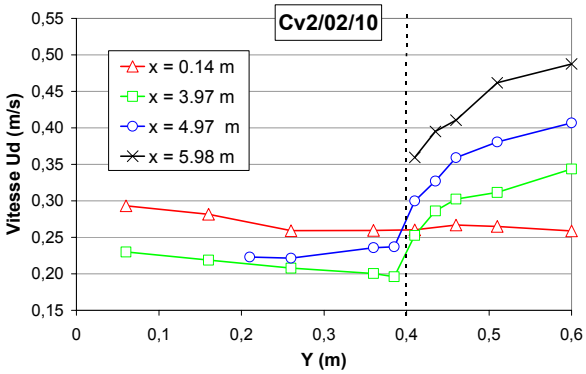
A.8.1. Convergents linéaires

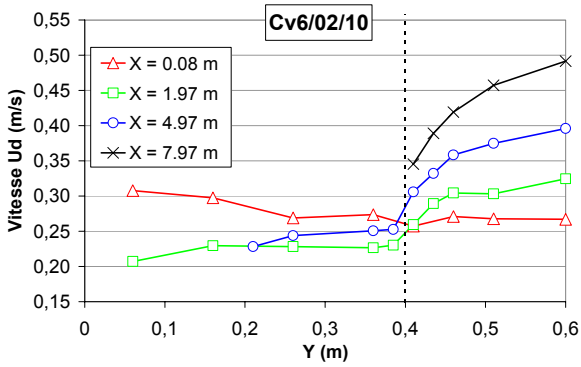
A.8.1.1. Demi-profils transversaux des vitesses longitudinales U_d

Convergent 2*m* [de *x* = 4 à 6 *m*]

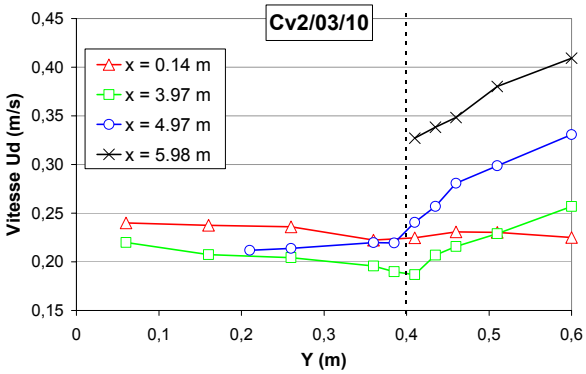
Convergent 6 *m* [de *x* = 2 à 8 *m*]

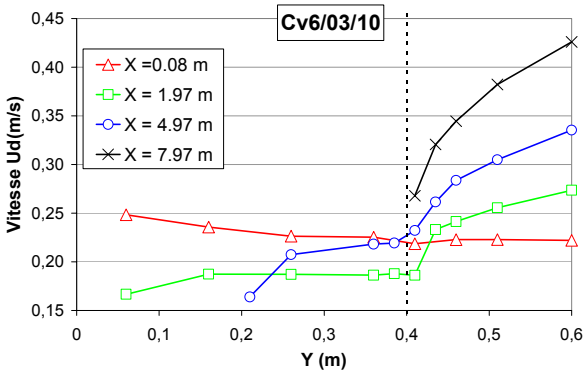
10/02



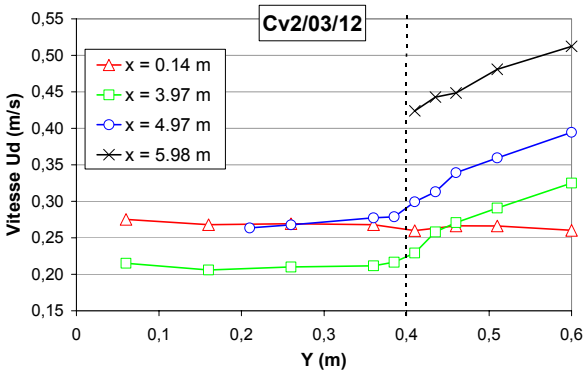


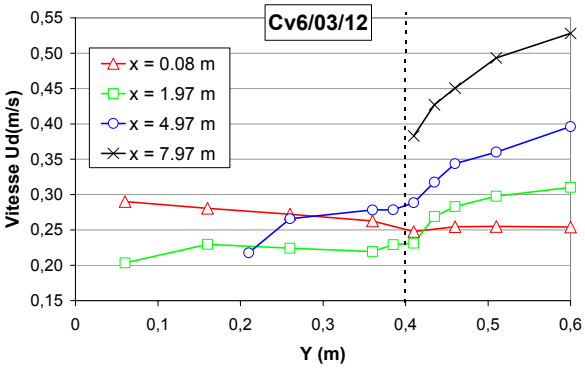
10/03



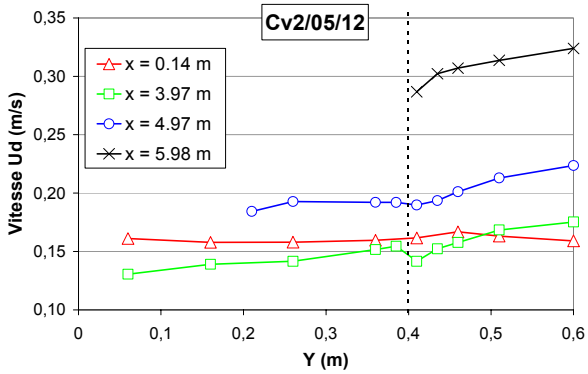


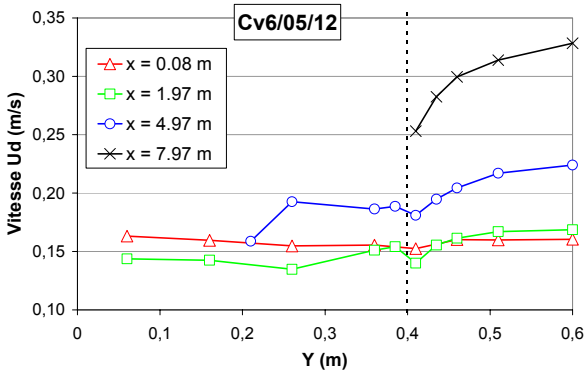
12/03



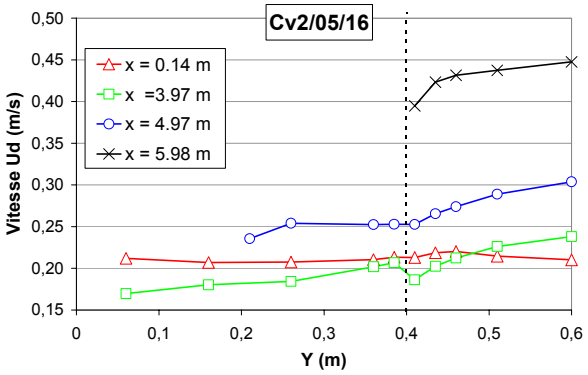


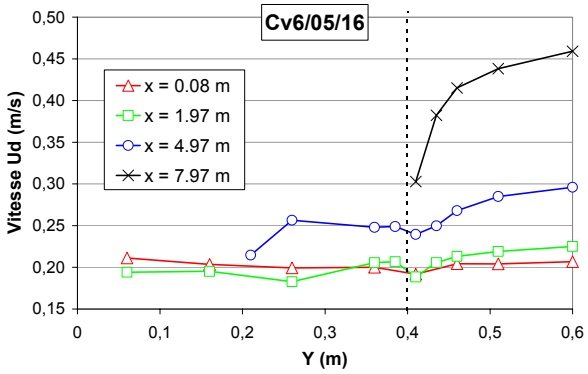
12/05



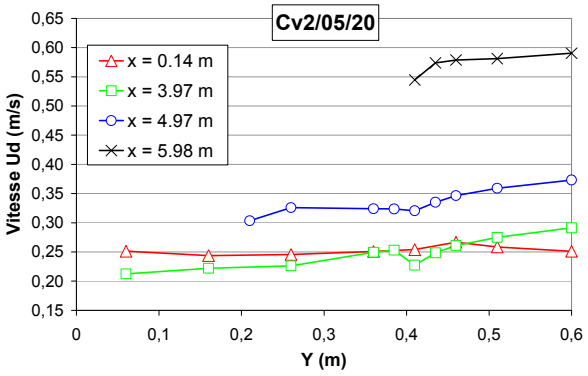


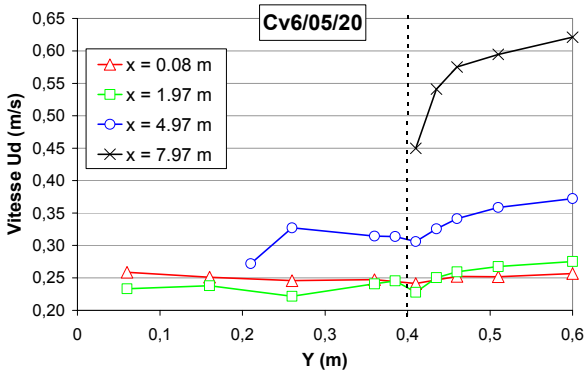
16/05





20/05

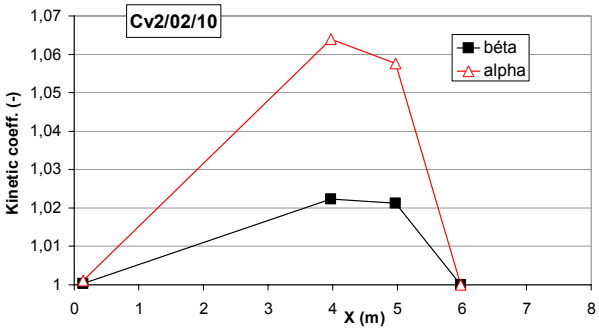




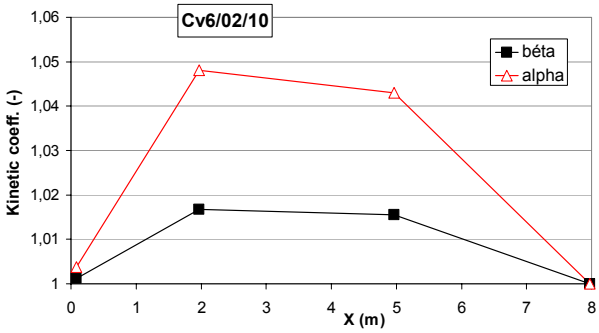
A.8.1.2. Coefficients cinétiques α et β sur la section totale

10/02

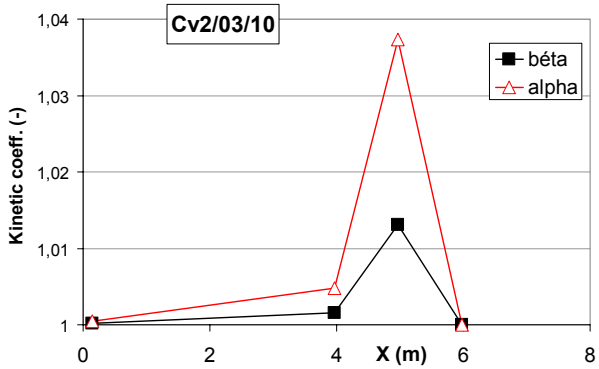
Convergent 2*m* [4 – 6 *m*]

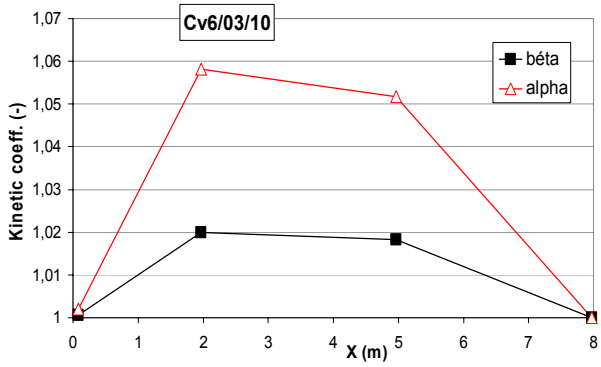


Convergent 6 *m* [2 – 8 *m*]

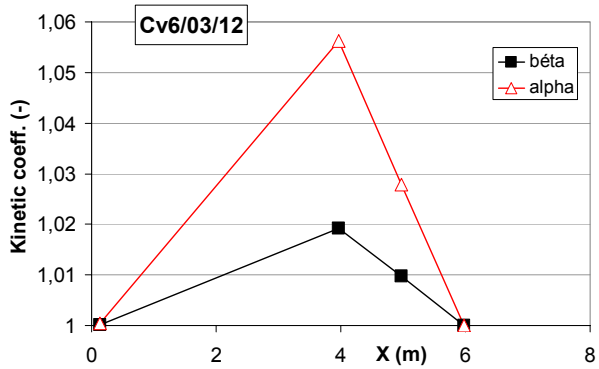


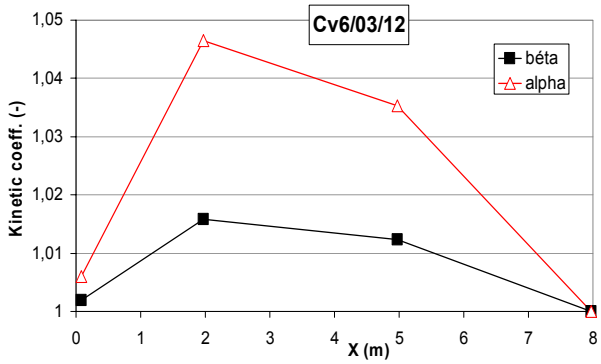
10/03



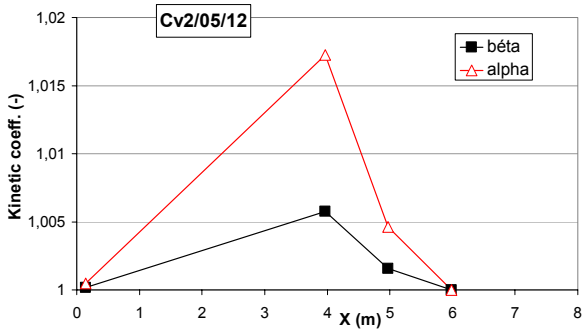


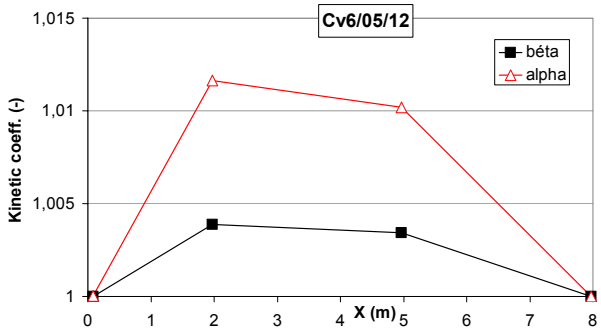
12/03



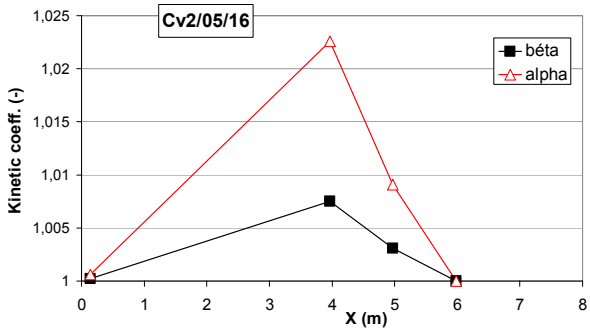


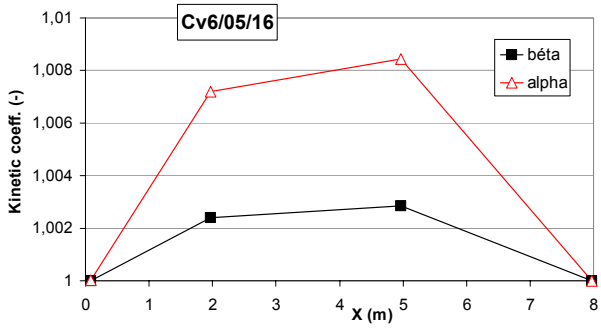
12/05



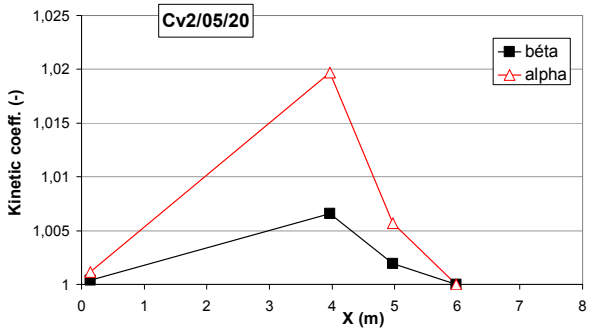


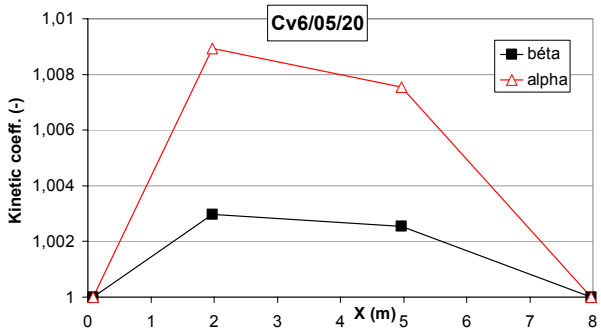
16/05





20/05





A.8.1.3. Vitesses interfacielles modélisées : écarts à l'expérimental

On présente ici l'écart relatif entre les vitesses calculées à l'aide des formules $U_{int} = U_{fp}$, $U_{int} = U_{var2}$, $U_{int} = U_{yen}$, $U_{int} = U_{mc}$, et les valeurs expérimentales mesurées à l'interface $U_{int.exp}$.

Convergent 6 m

X (m)	0,08	1,97	4,97
Cv6/02/10			
%err Ufp	11,2	-10,4	-11,3
%err Uvar2	9,6	-4,1	-6,5
%err Uyen	7,1	5,4	3,2
%err Umc	3,1	21,3	32,0
Cv6/03/10			
%err Ufp	6,4	-3,7	-8,9
%err Uvar2	5,3	3,2	-4,5
%err Uyen	3,6	13,6	4,3
%err Umc	0,9	30,9	30,7
Cv6/03/12			
%err Ufp	10,8	-5,2	-7,1
%err Uvar2	8,9	0,7	-3,6
%err Uyen	6,0	9,5	3,4
%err Umc	1,2	24,2	24,4
Cv6/05/12			
%err Ufp	3,3	-2,7	-0,5
%err Uvar2	3,4	-0,1	1,0
%err Uyen	3,6	3,7	4,0
%err Umc	3,9	10,2	13,0
Cv6/16/05			
%err Ufp	5,7	0,0	0,4
%err Uvar2	5,6	2,1	1,8
%err Uyen	5,4	5,2	4,5
%err Umc	5,2	10,3	12,7
Cv6/20/05			
%err Ufp	2,4	-0,4	0,6
%err Uvar2	2,4	1,9	1,9
%err Uyen	2,4	5,3	4,5
%err Umc	2,4	11,1	12,3

Tab. A.1– Ecarts relatifs $(U_{int} – U_{int.exp})/U_{int.exp.}$ x 100 pour le convergent 6 *m*.

Convergent 2 m

X (m)	0,14	3,97	4,97
Cv2/02/10			
%err Ufp	5,4	-4,2	-15,1
%err Uvar2	4,6	4,0	-9,3
%err Uyen	3,3	16,3	2,2
%err Umc	1,2	36,8	36,7
Cv2/03/10			
%err Ufp	4,7	9,9	-6,1
%err Uvar2	4,2	11,8	-2,4
%err Uyen	3,4	14,7	4,8
%err Umc	2,0	19,5	26,5
Cv2/03/12			
%err Ufp	2,3	-5,3	-5,9
%err Uvar2	1,9	1,3	-2,9
%err Uyen	1,2	11,1	3,2
%err Umc	0,0	27,5	21,4
Cv2/05/12			
%err Ufp	-1,0	-5,4	0,1
%err Uvar2	-0,5	-2,3	1,0
%err Uyen	0,2	2,3	3,0
%err Umc	1,5	10,1	9,0
Cv2/16/05			
%err Ufp	-1,9	-6,4	-1,1
%err Uvar2	-1,4	-2,8	0,3
%err Uyen	-0,5	2,5	3,2
%err Umc	0,9	11,5	11,6
Cv2/20/05			
%err Ufp	-1,7	-5,5	-0,3
%err Uvar2	-1,0	-2,2	0,8
%err Uyen	0,2	2,8	3,0
%err Umc	2,2	11,2	9,6

Tab. A.2– Ecarts relatifs (U_{int} – $U_{int.exp}$)/$U_{int.exp.}$ x 100 pour le convergent 2 *m.*

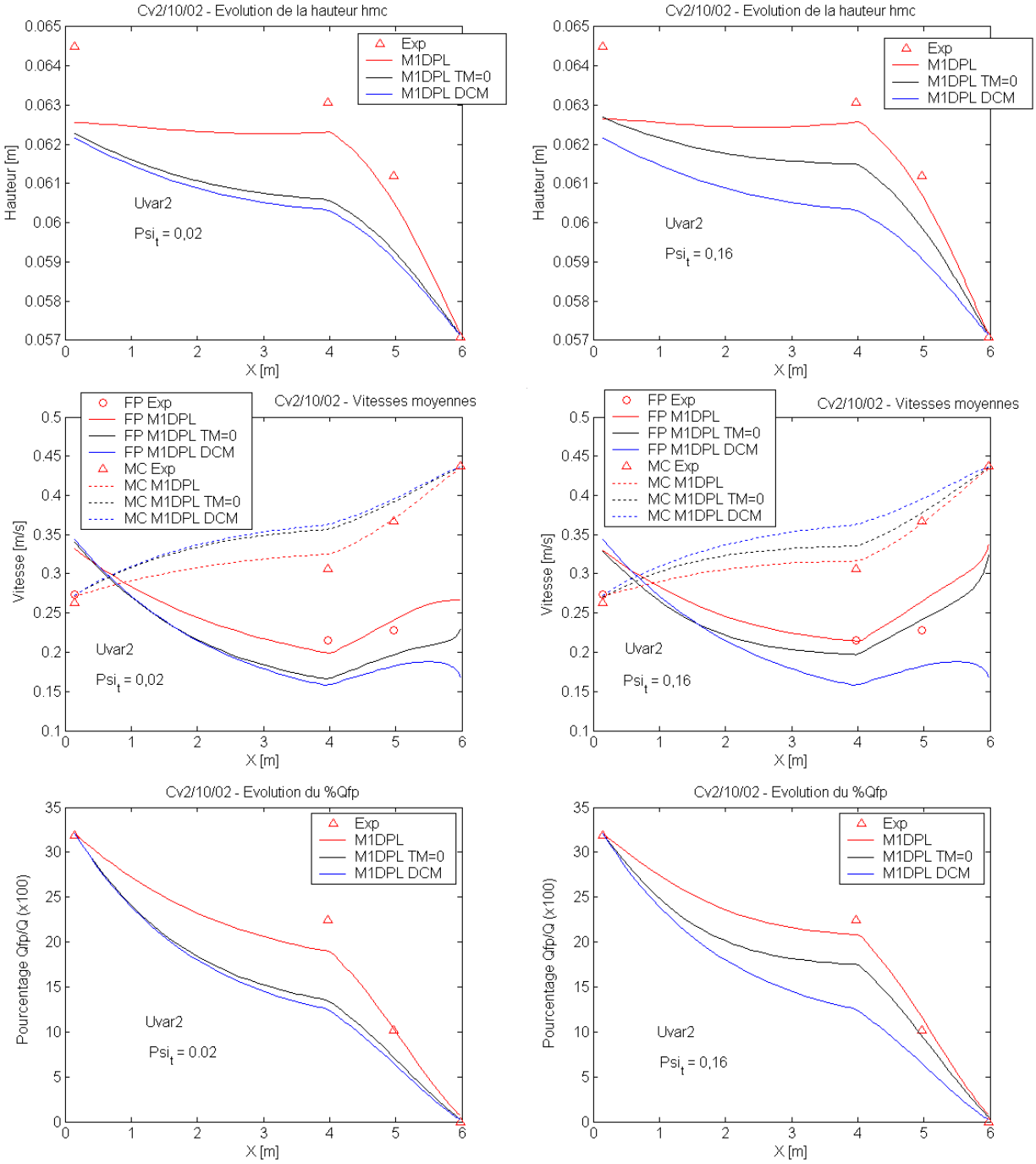
Pour les faibles débordements (de 0,2 à 0,3), U_{var2} reste la plus pertinente, comme pour les forts (0,5), même si U_{yen} et U_{fp} sont très proches.

A.8.1.4. Modélisations 1DPL dans les convergents linéaires

Pour mémoire, on rappelle les écarts relatifs entre la vitesse interfacielle modélisée par « $U_{int} = U_{var2}$ » et la vitesse expérimentale $U_{int.exp}$ dans chaque configuration.

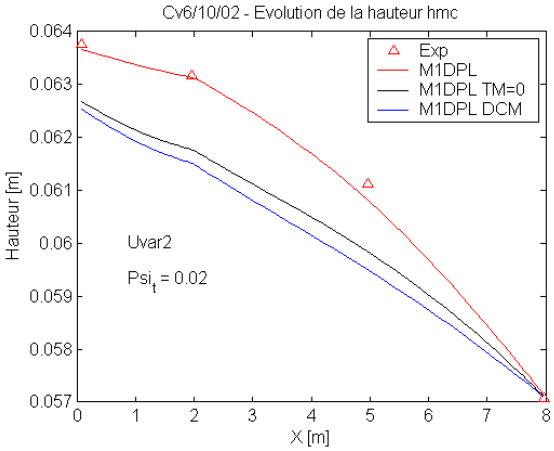
Cv2/10/02

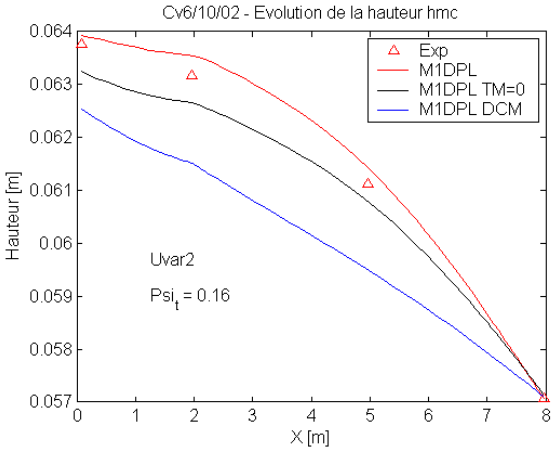
X [m]	0,14	3,97	4,97
% d'erreur deU_{var2}	4,6	4,0	-9,3

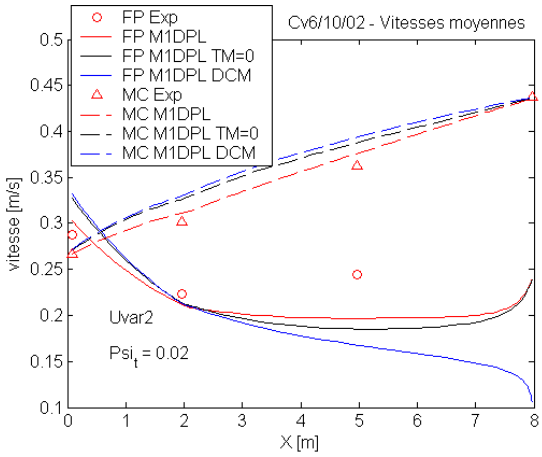


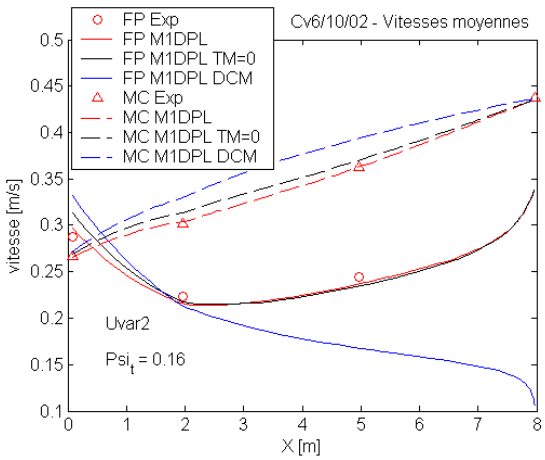
Cv6/10/02

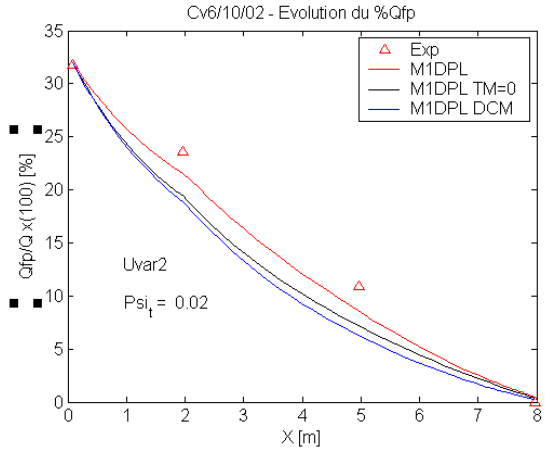
X [m]	0,08	1,97	4,97
% d'erreur de U_{var2}	9,6	-4,1	-6,5

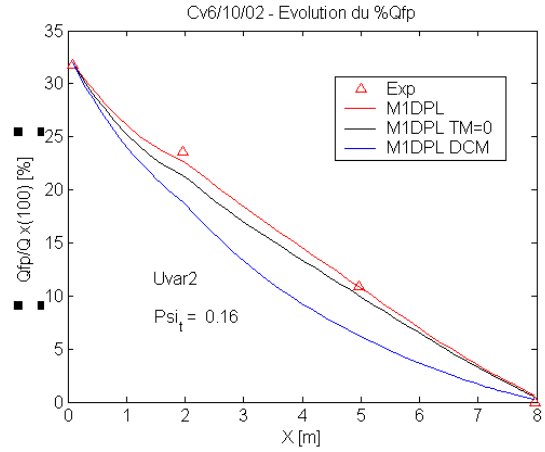






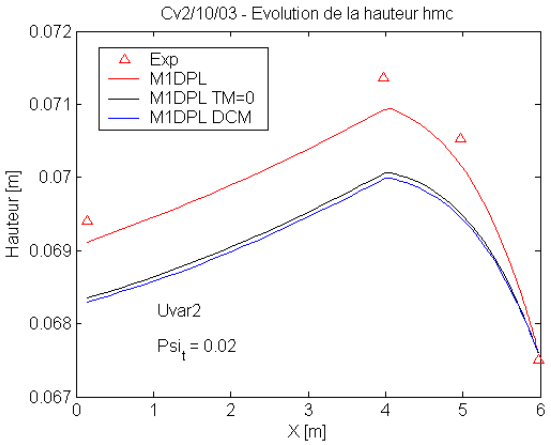


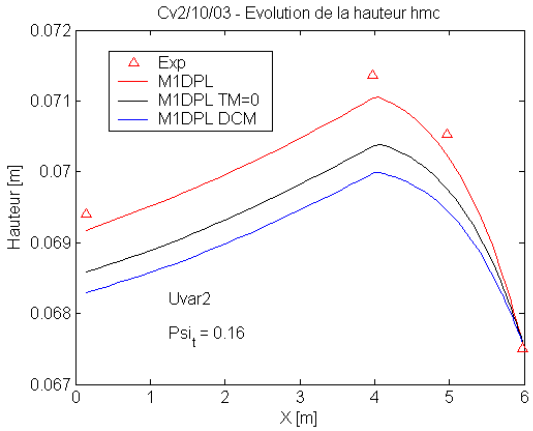


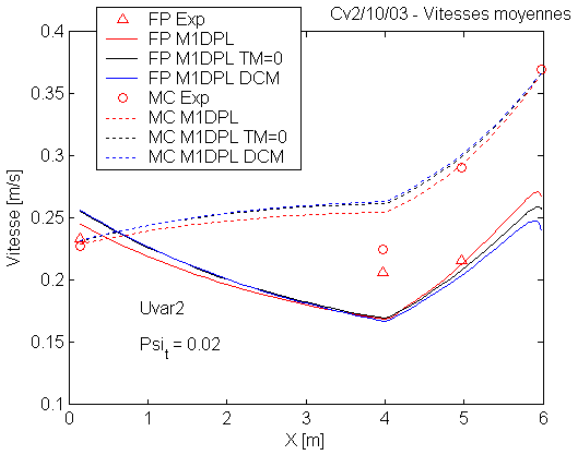


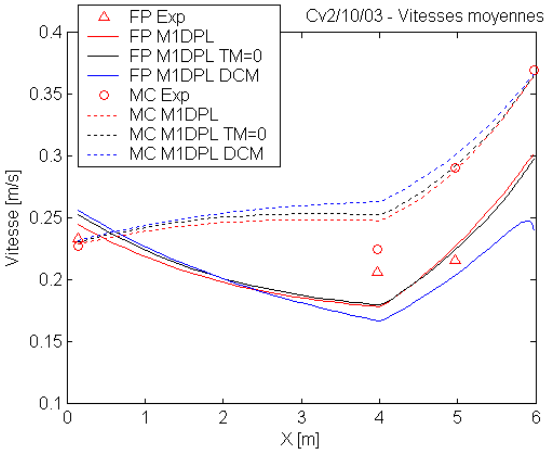
Cv2/10/03

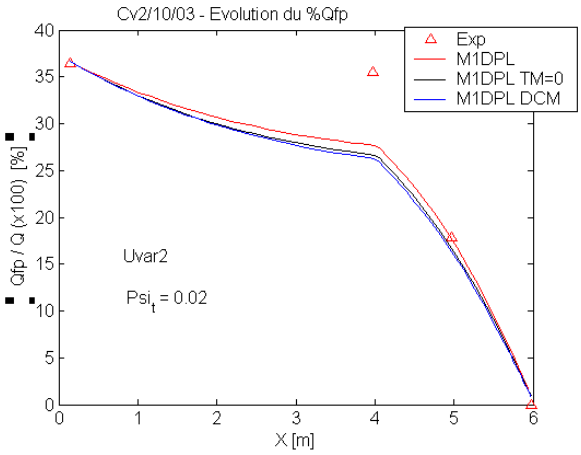
X [m]	0,14	3,97	4,97
% d'erreur deU_{var2}	4,2	11,8	-2,4

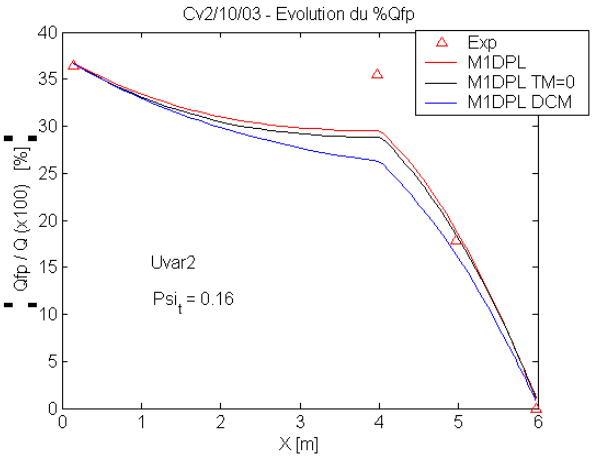






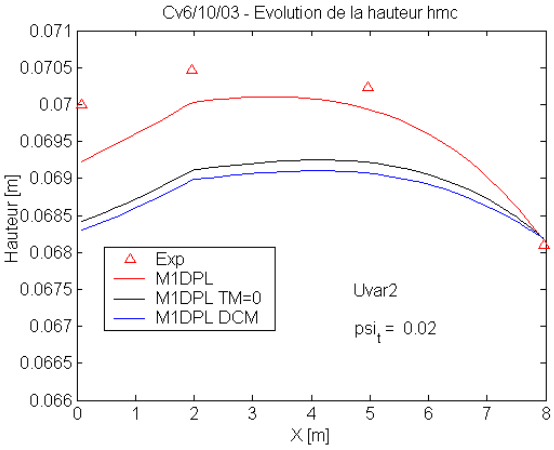


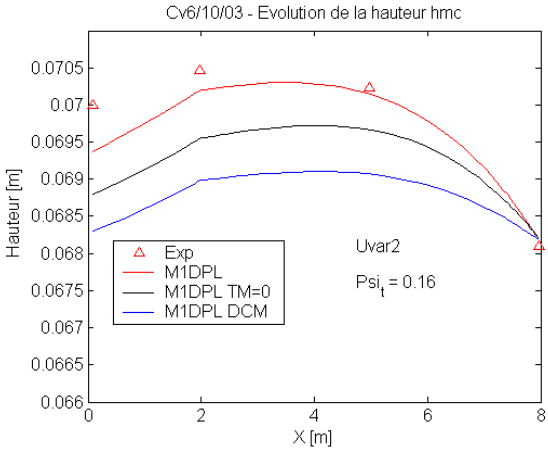


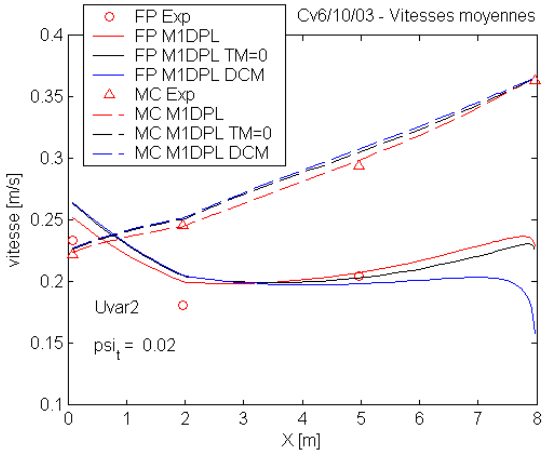


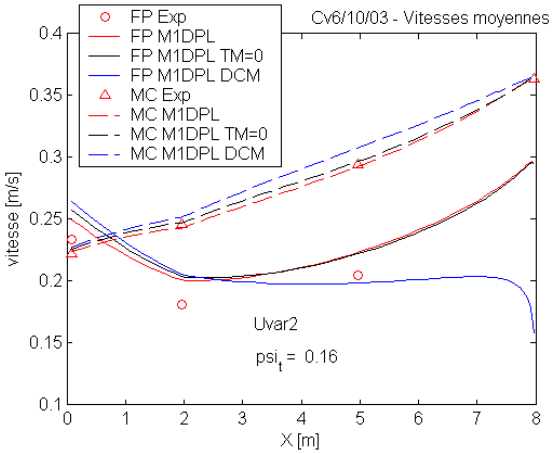
Cv6/10/03

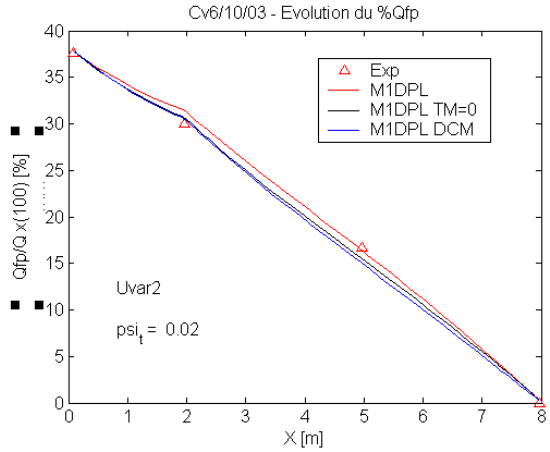
X [m]	0,08	1,97	4,97
% d'erreur deU_{var2}	5,3	3,2	-4,5

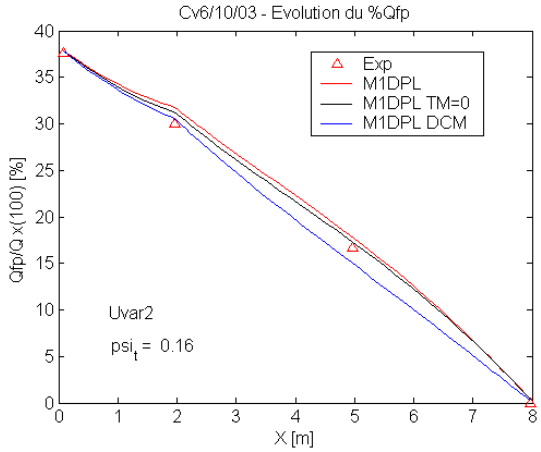






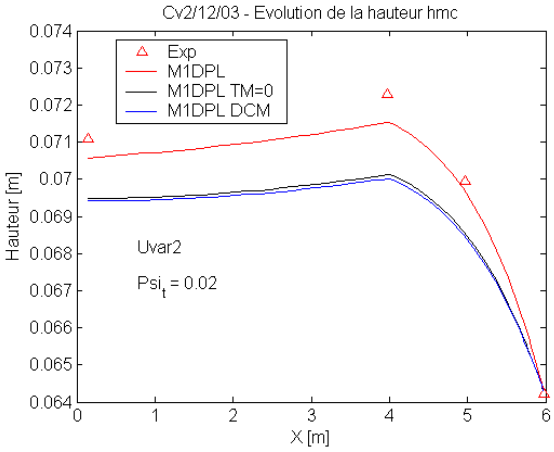


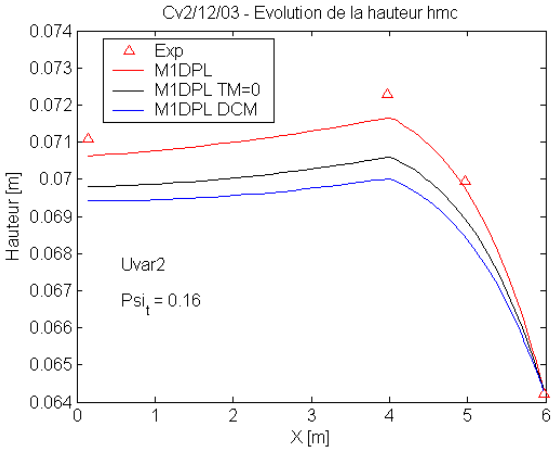


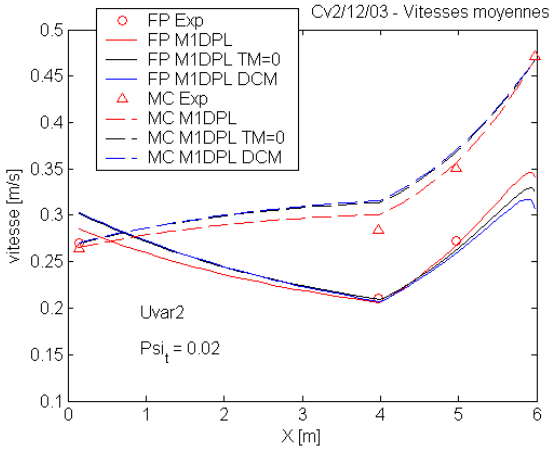


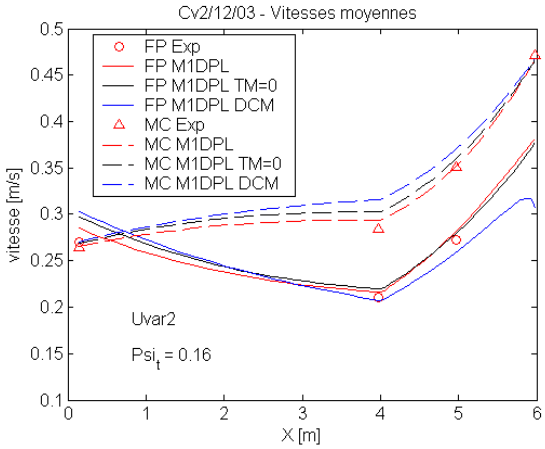
Cv2/12/03

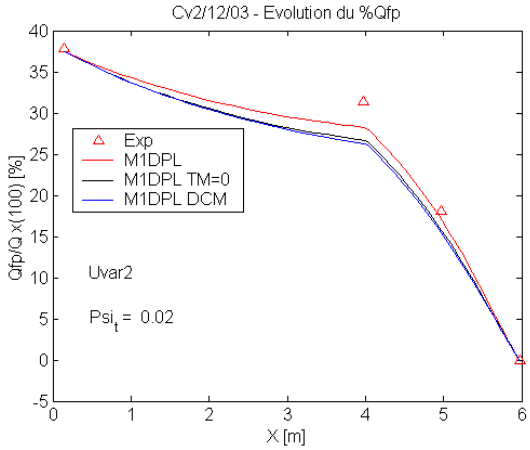
X [m]	0,14	3,97	4,97
% d'erreur deU_{var2}	1,9	1,3	-2,9

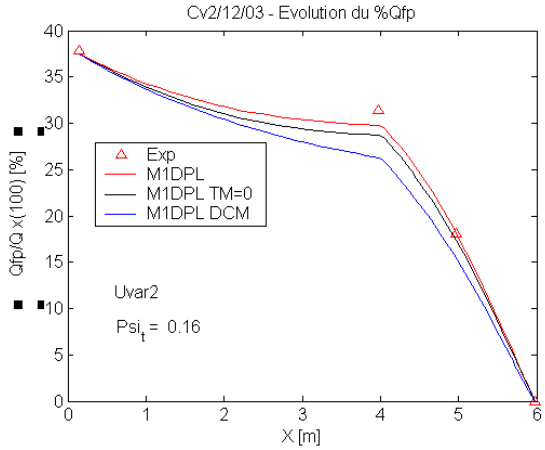






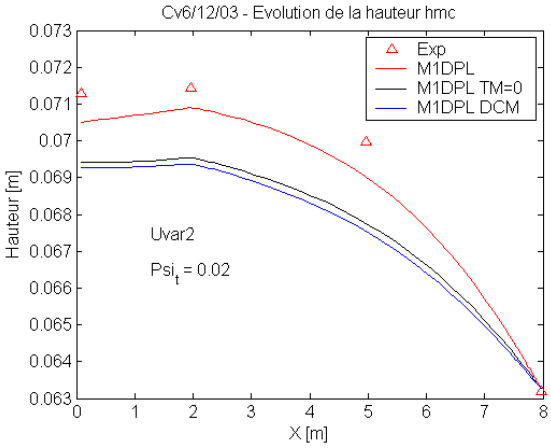


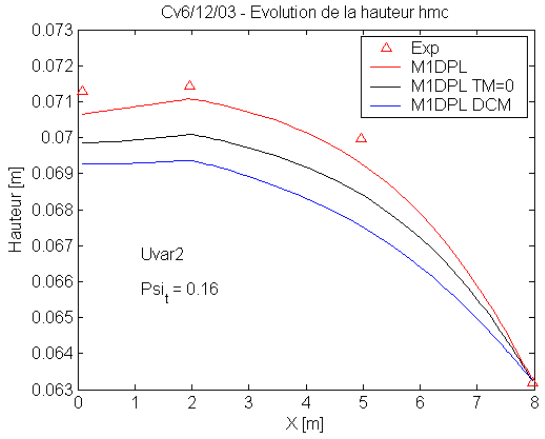


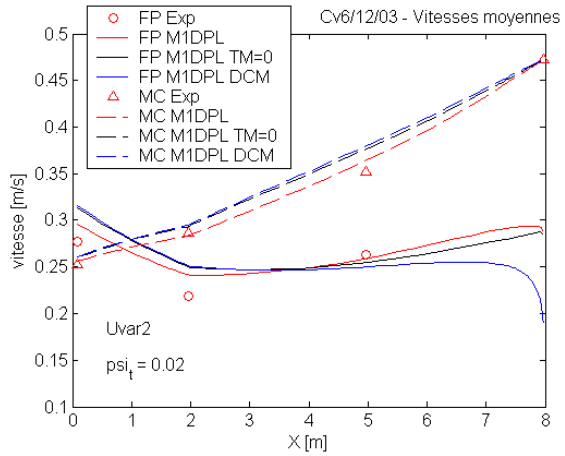


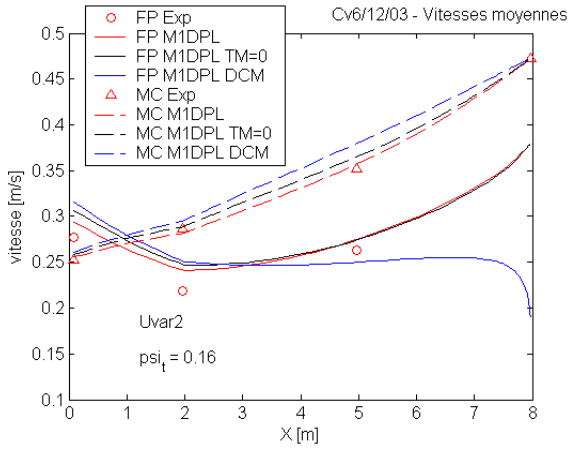
Cv6/12/03

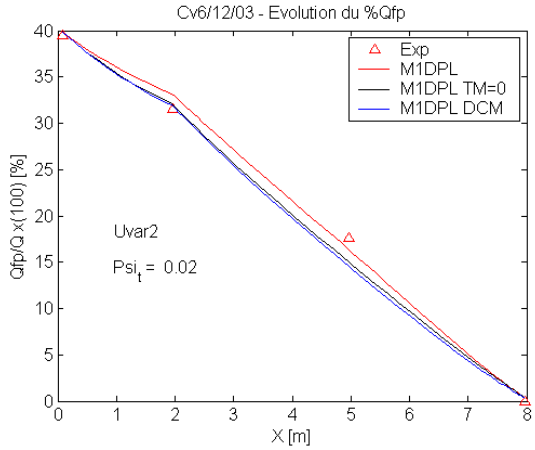
X [m]	0,08	1,97	4,97
% d'erreur deU_{var2}	8,9	0,7	-3,6

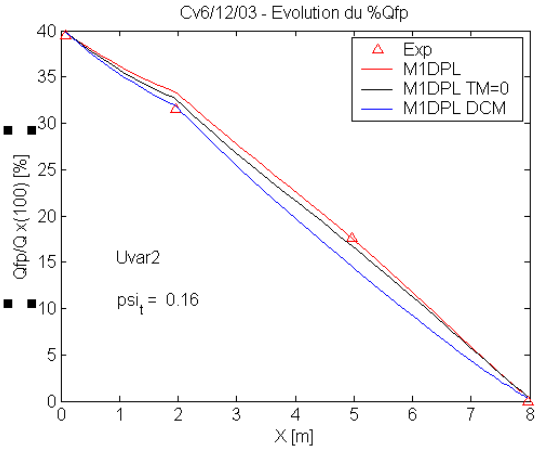






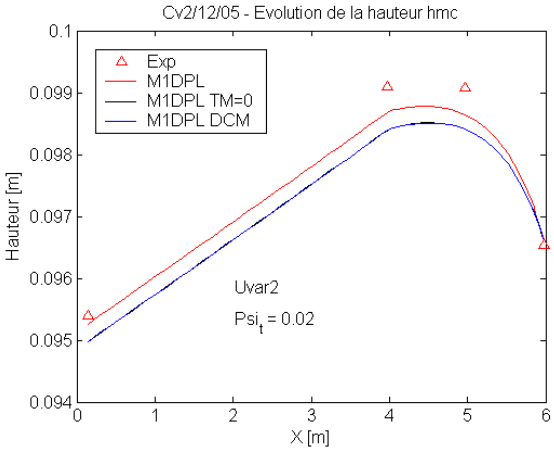


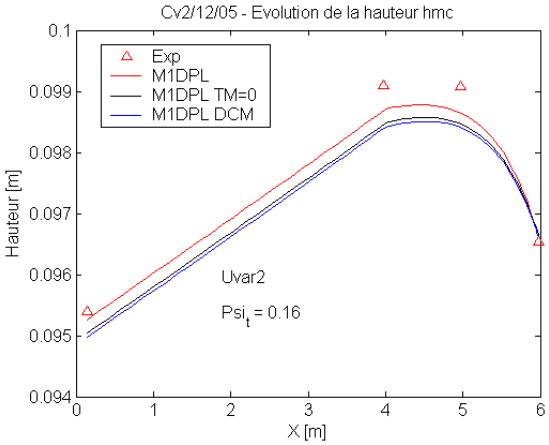


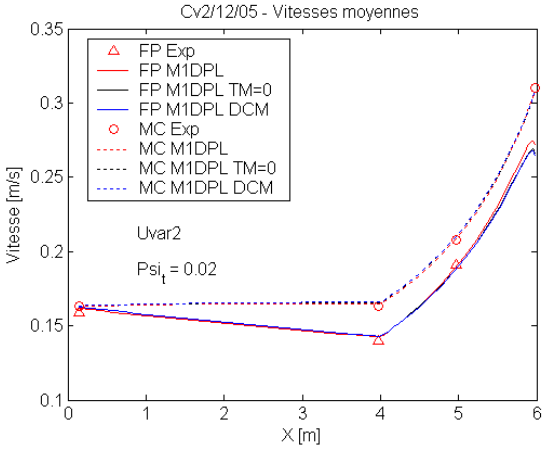


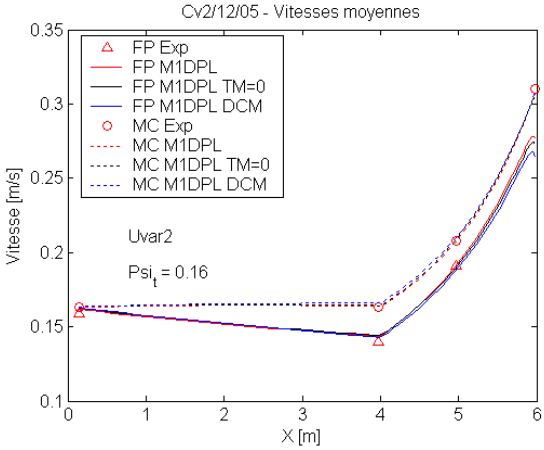
Cv2/12/05

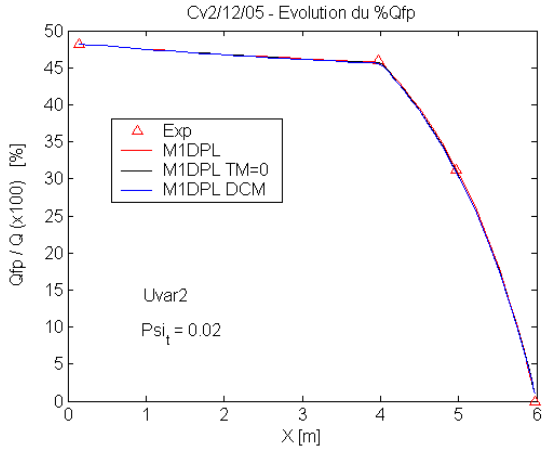
X [m]	0,14	3,97	4,97
% d'erreur deU_{var2}	-0,5	-2,3	1,0

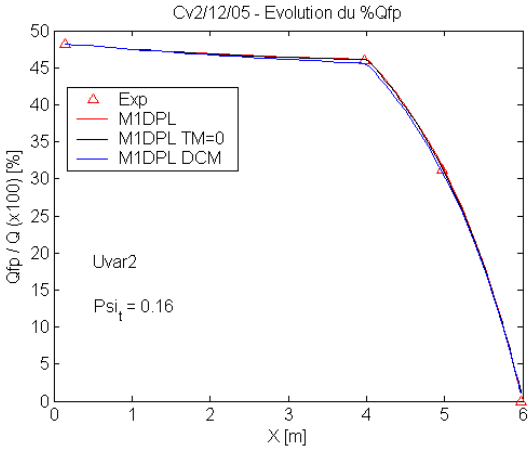






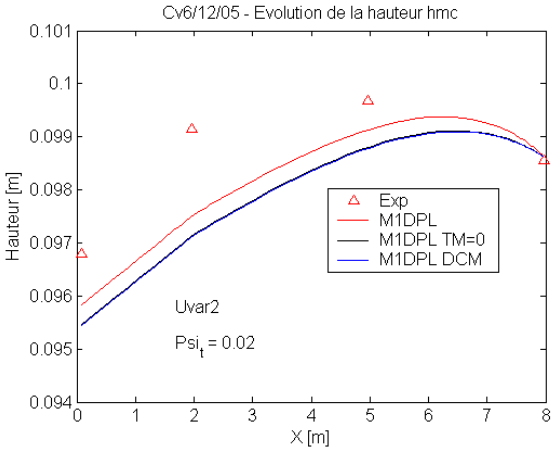


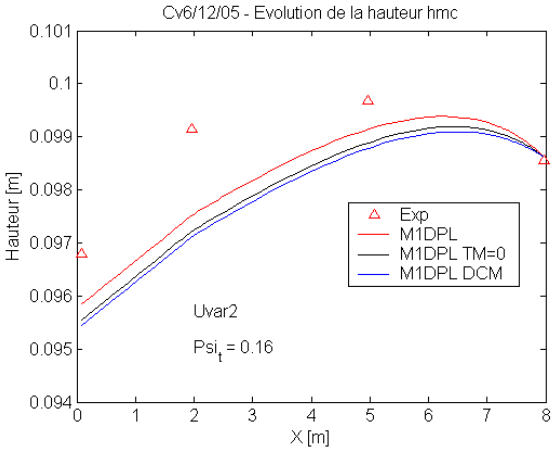


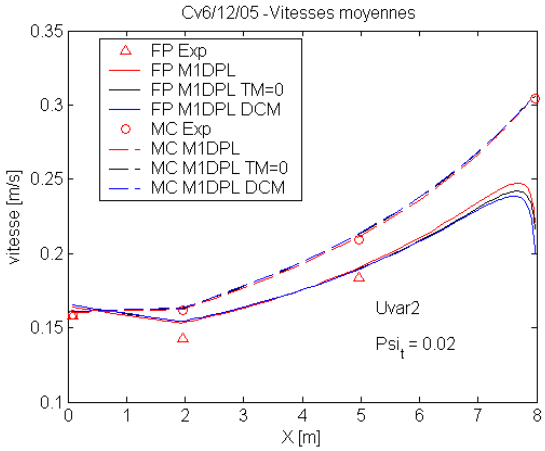


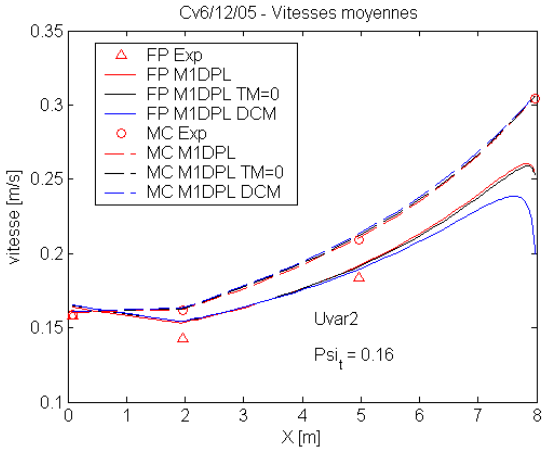
Cv6/12/05

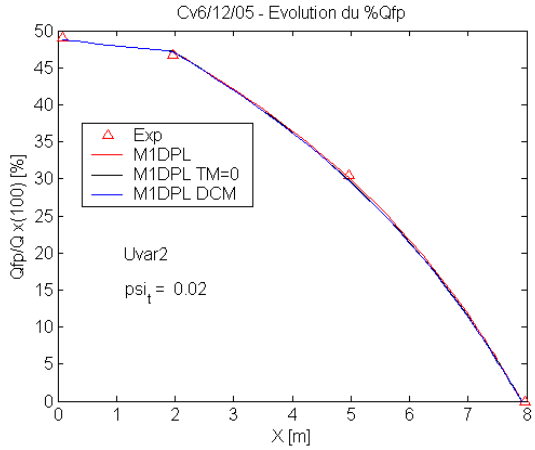
X [m]	0,08	1,97	4,97
% d'erreur deU_{var2}	3,4	-0,1	1,0

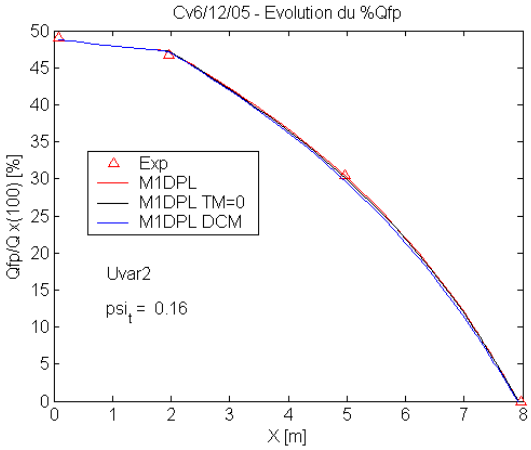






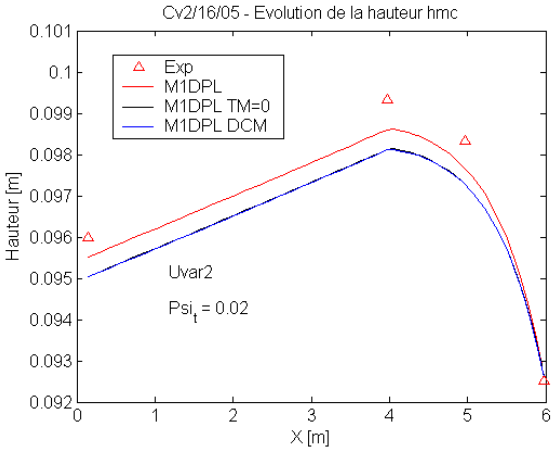


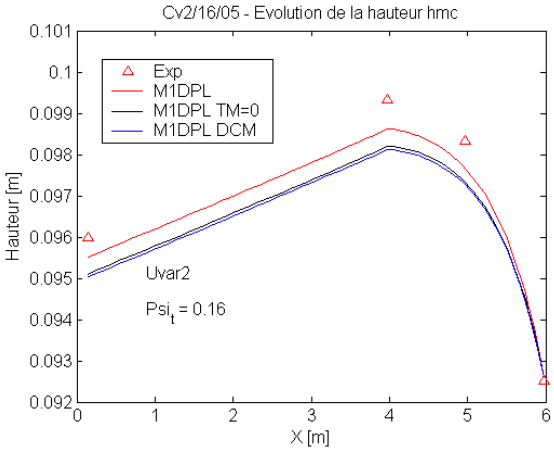


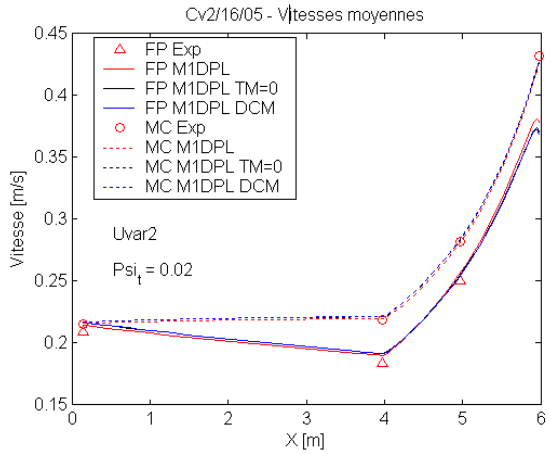


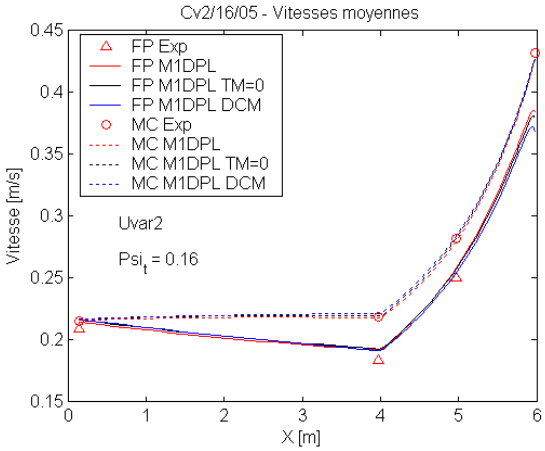
Cv2/16/05

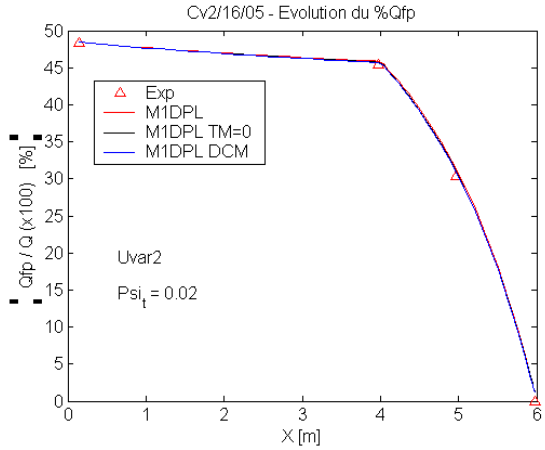
X [m]	0,14	3,97	4,97
% d'erreur de U_{var2}	-1,4	-2,8	0,3

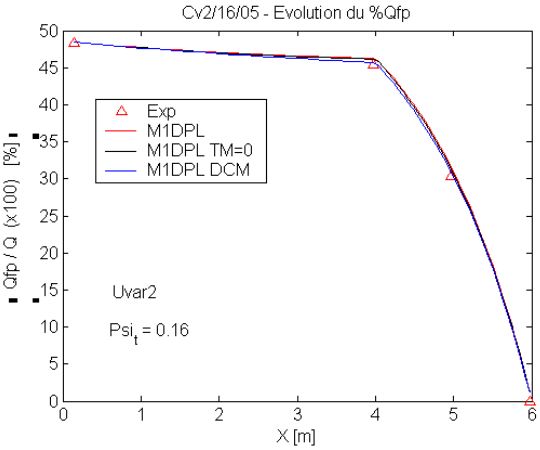






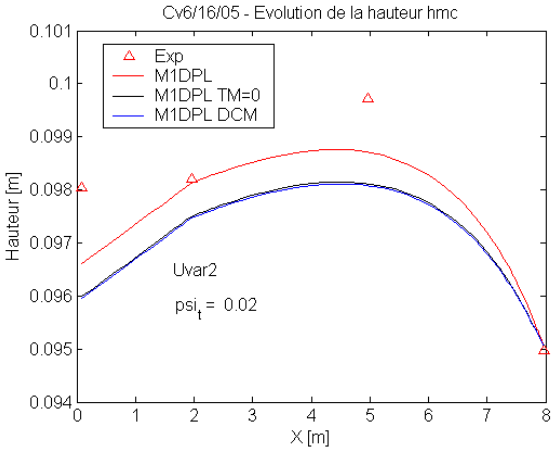


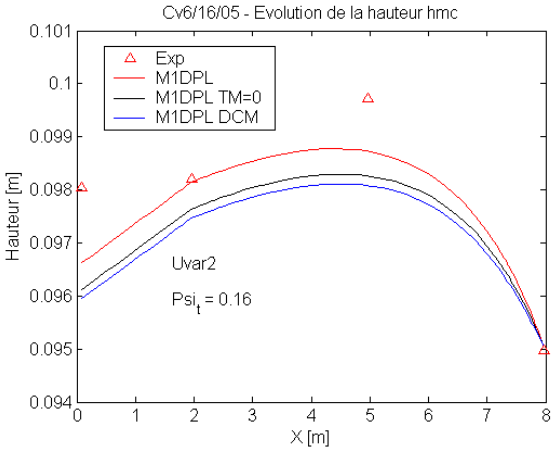


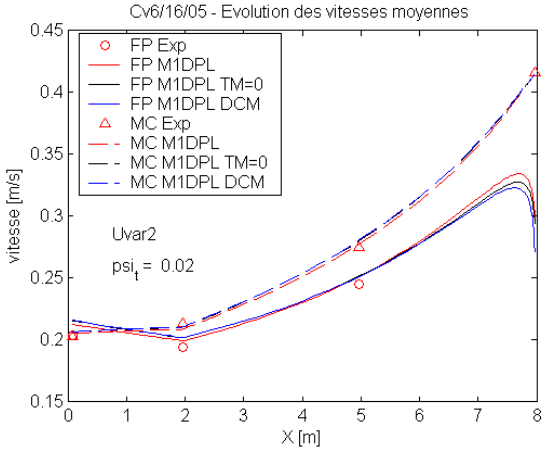


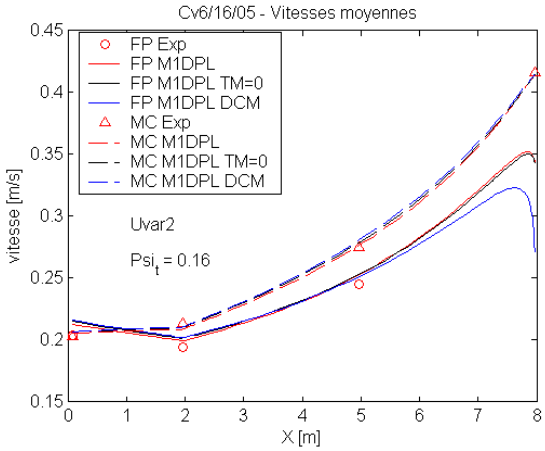
Cv6/16/05

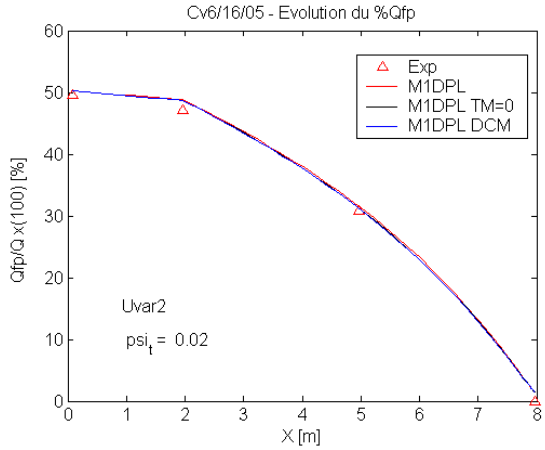
X [m]	0,08	1,97	4,97
% d'erreur de U_{var2}	5,6	2,1	1,8

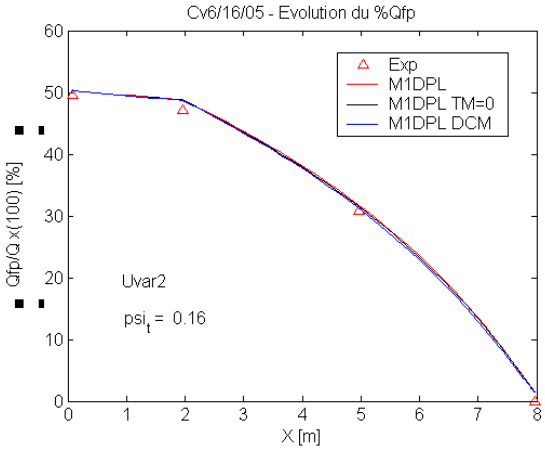






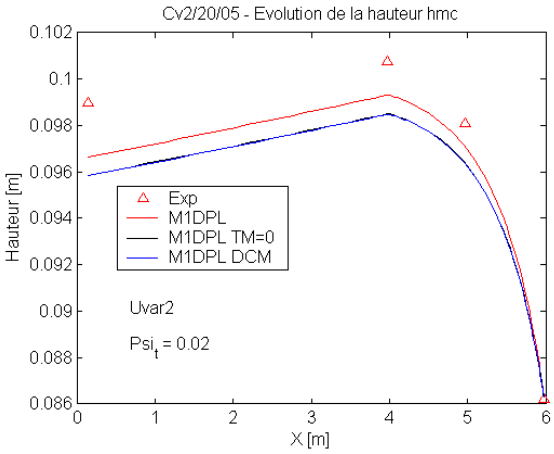


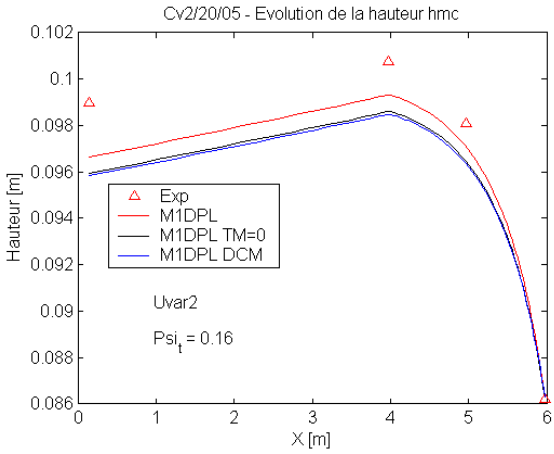


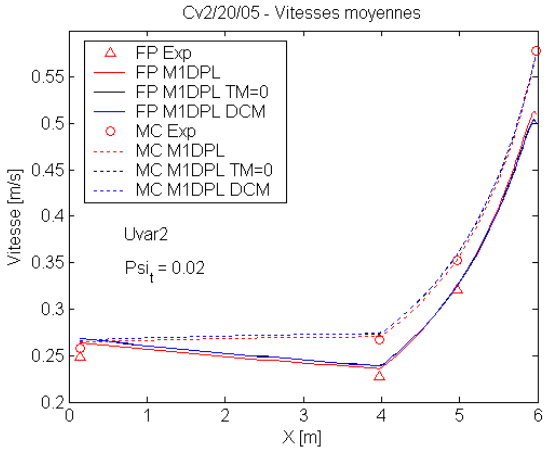


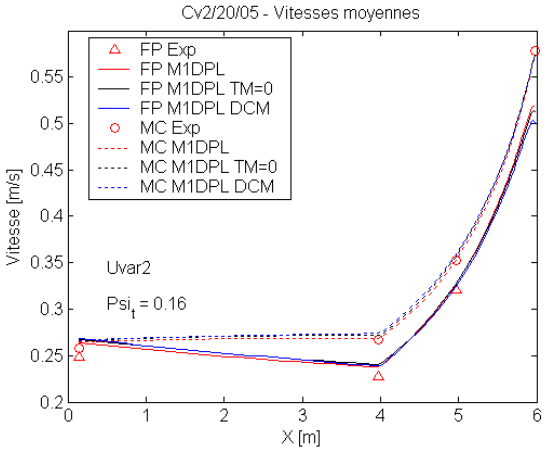
Cv2/20/05

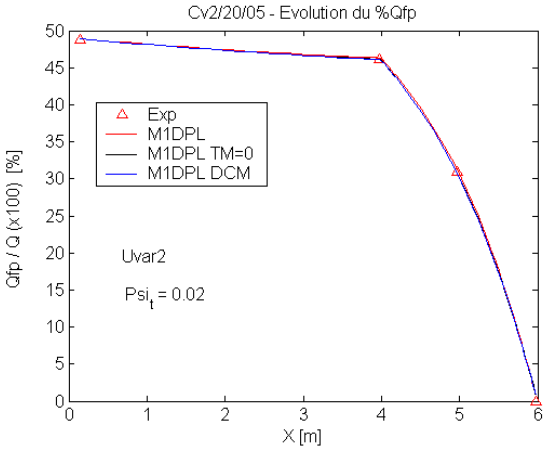
X [m]	0,14	3,97	4,97
% d'erreur de U_{var2}	-1,0	-2,2	0,8

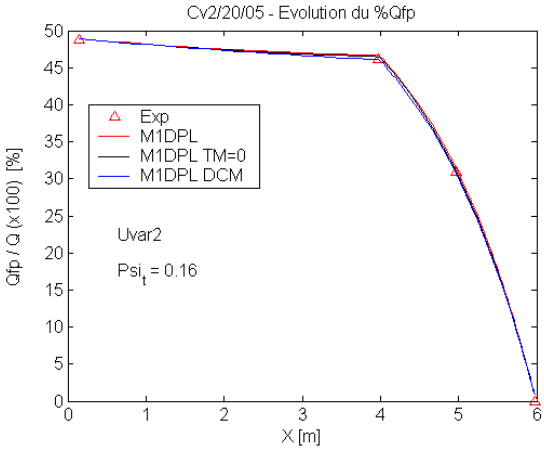






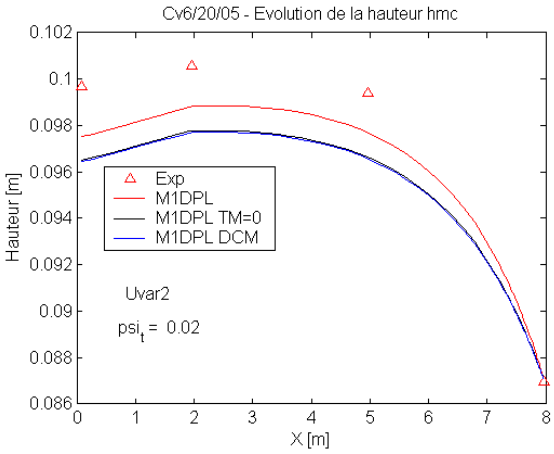


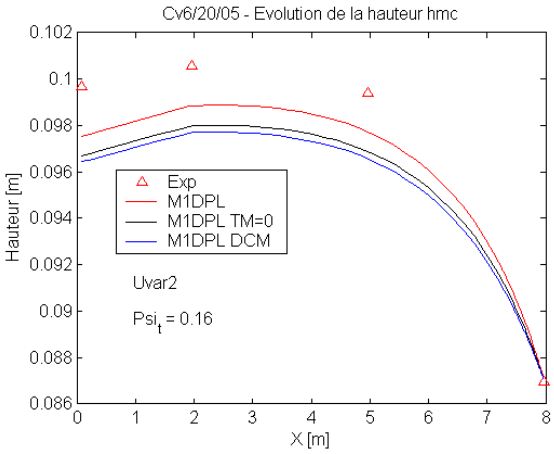


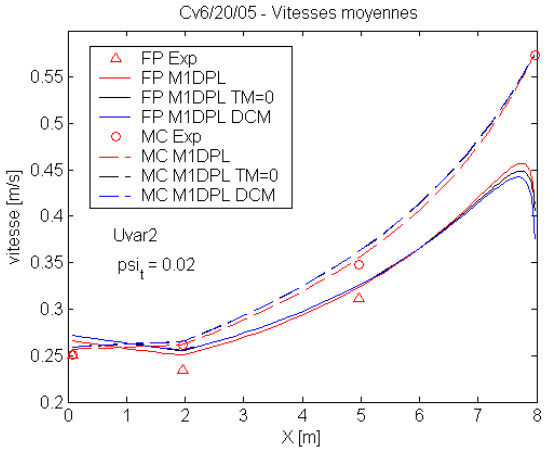


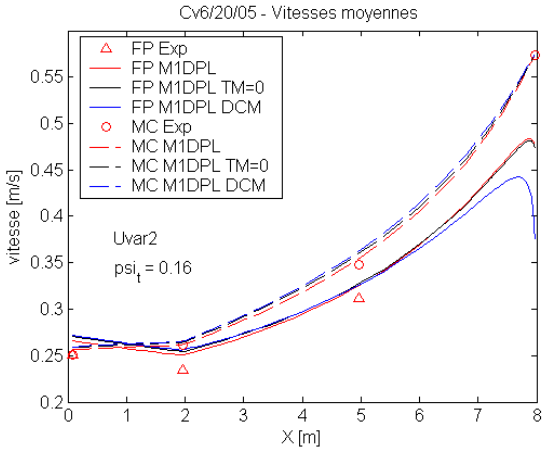
Cv6/20/05

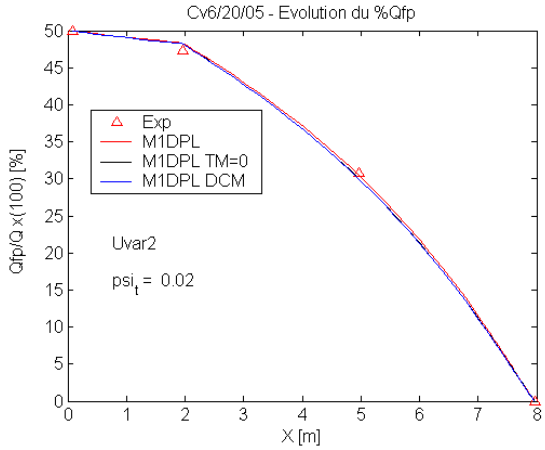
X [m]	0,08	1,97	4,97
% d'erreur de U_{var2}	2,4	1,9	1,9

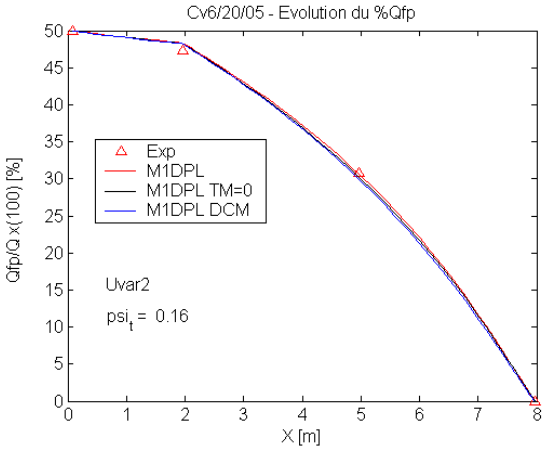






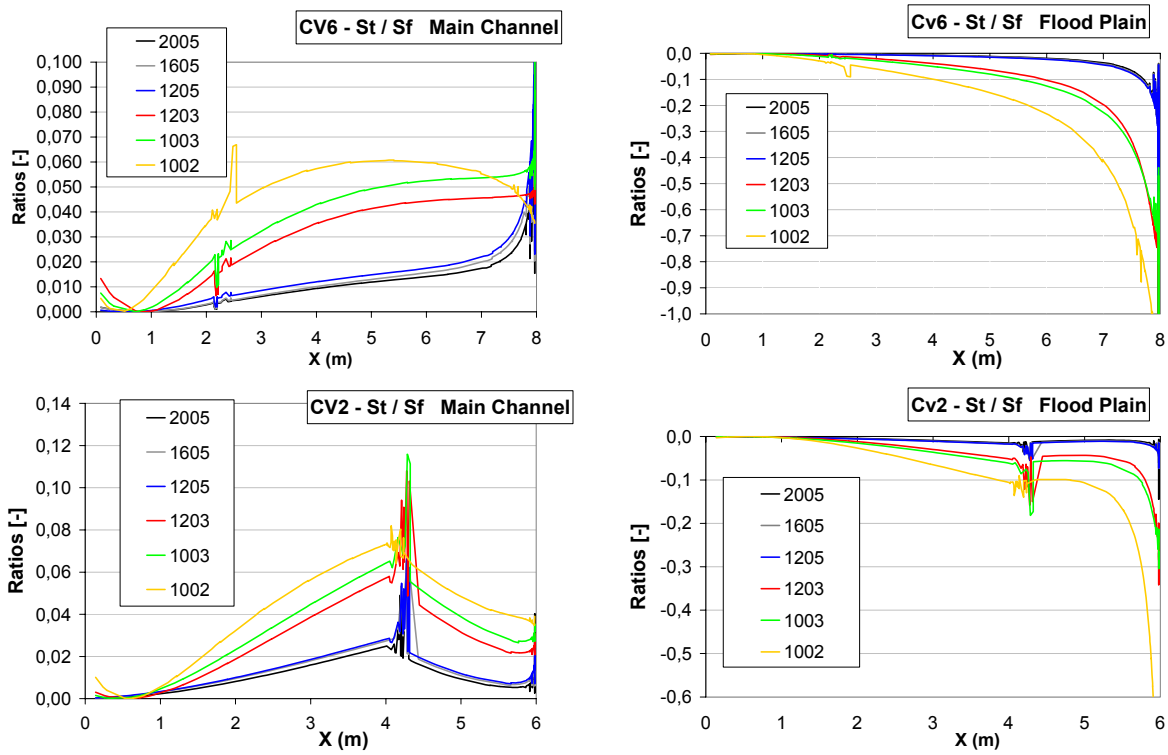




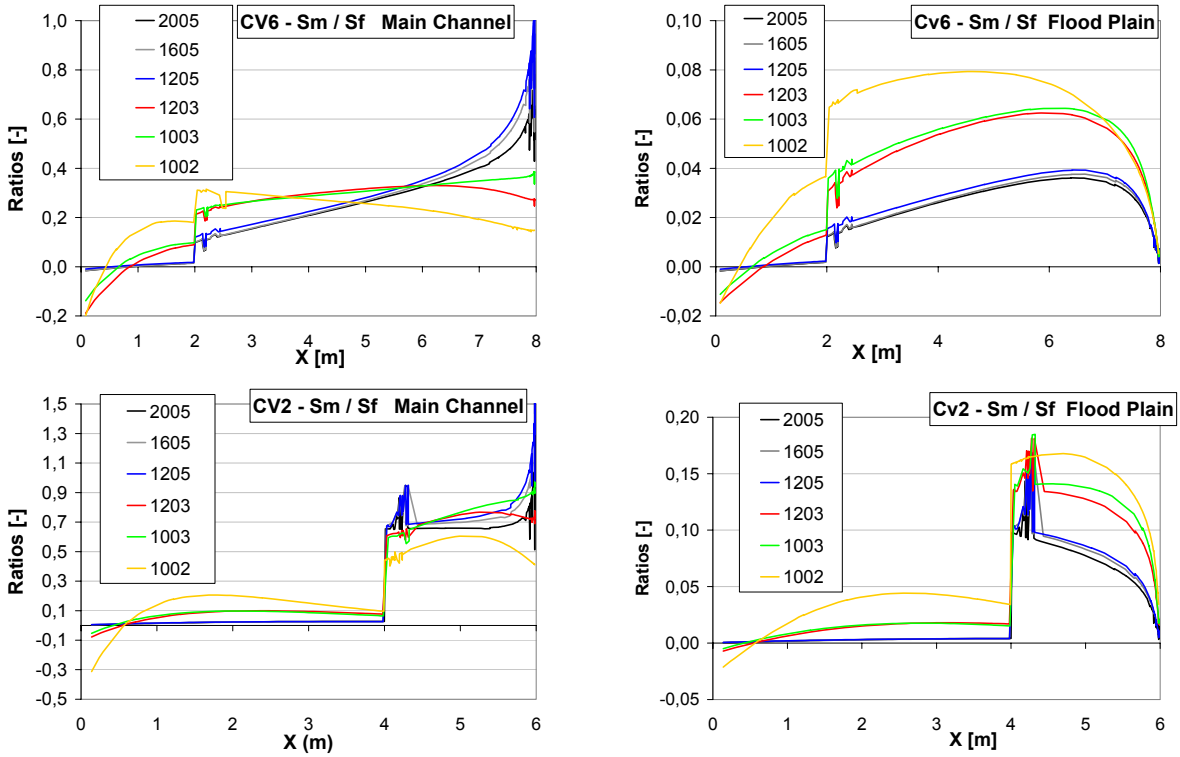


A.8.1.5. Ratios adimensionnels de la M1DPL

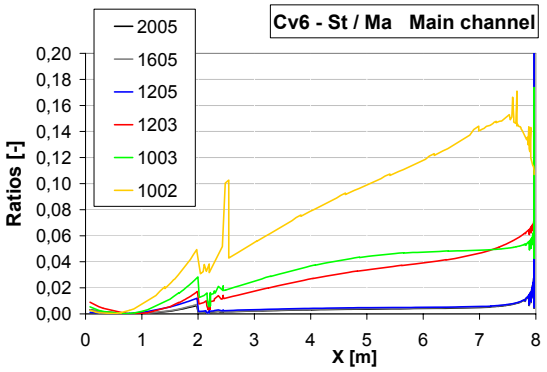
Ratios « S^t/S_f » : pertes par échange turbulent / pertes par frottement.

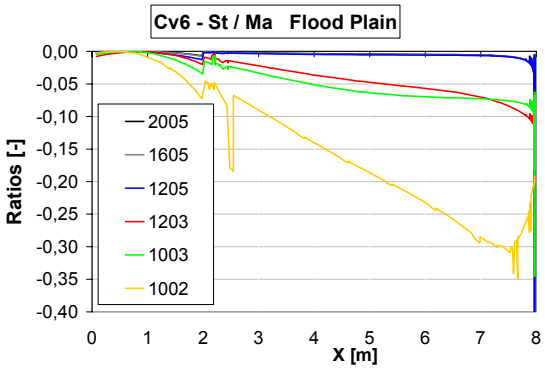


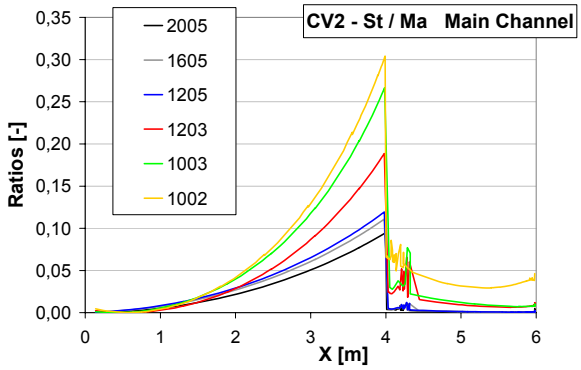
Ratios « S^m/S_f » : pertes par échanges de masse / frottement au fond

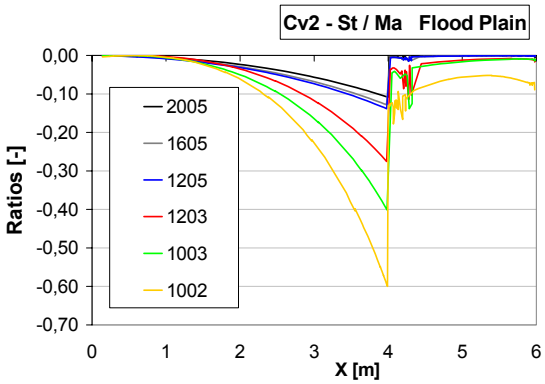


Ratios « S^t/Ma » : pertes par échage turbulent / terme de continuité de la masse

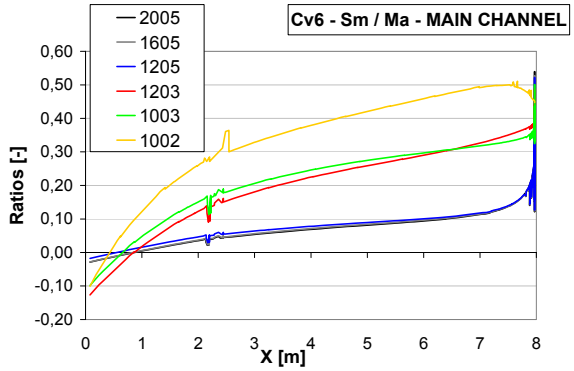


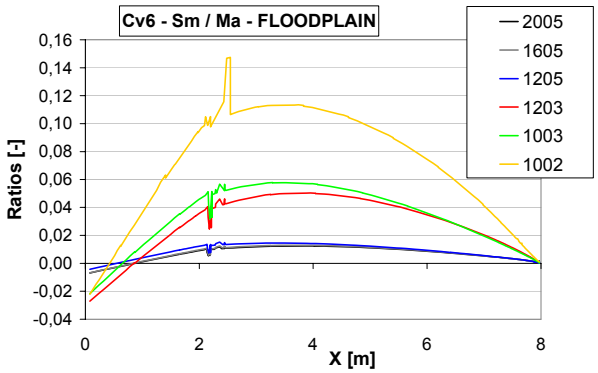


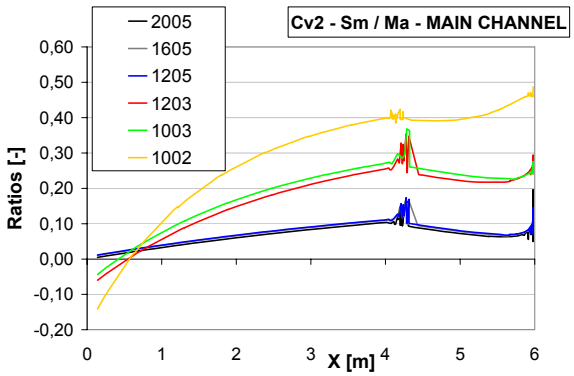


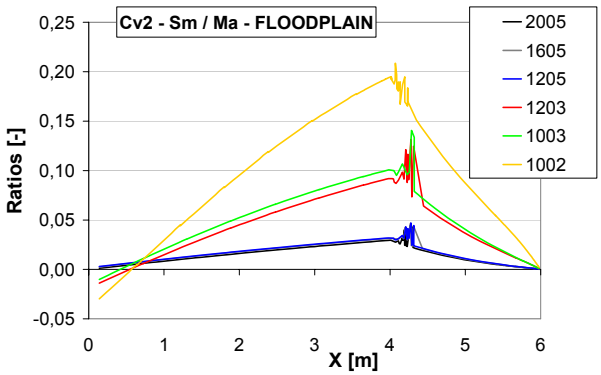


Ratios « S^m/Ma » : pertes par échange de masse / terme de continuité de la masse

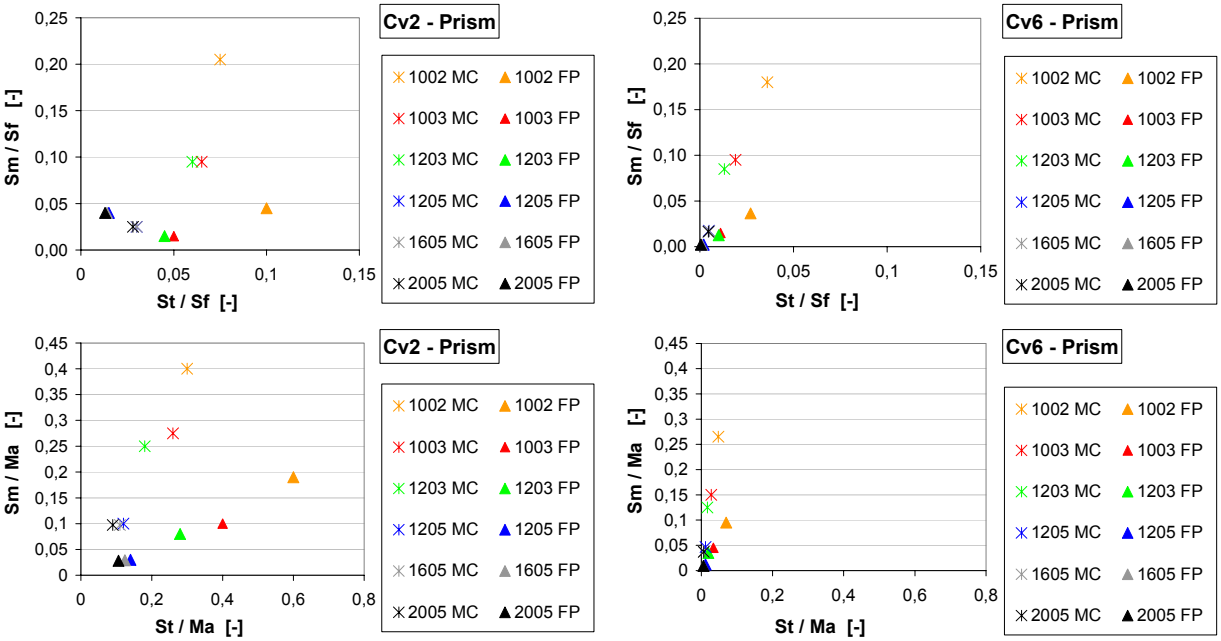




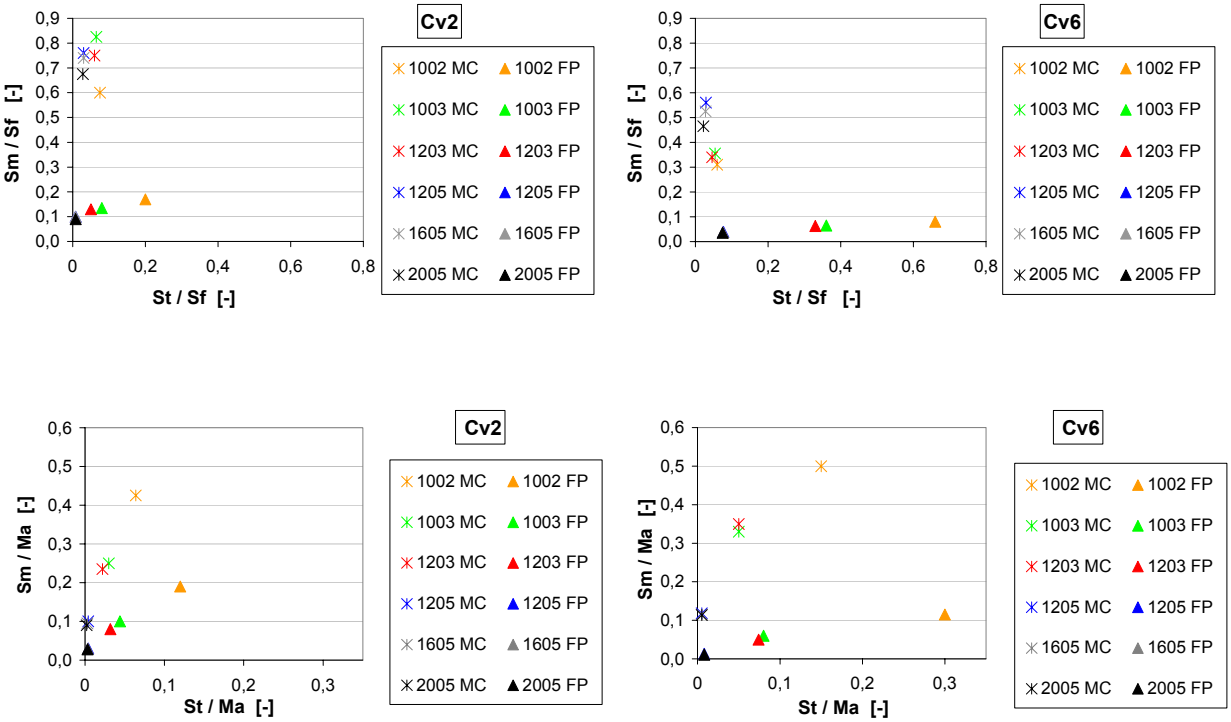




Ratios max. dans les parties prismatiques



Ratios max. dans les parties convergentes



A.8.1.6. Pertes de charges et pertes d'énergie par lit dans les convergents

Compte-tenu de la symétrie des écoulements dans la FPL et la FPR, le lien entre perte d'énergie et perte de charge s'écrit dans le MC :

$$Se_{mc} = S_{Hmc} - 2.\frac{|\tau_{xy}|.U_{\text{int}.fpl}h_{fpl}}{\rho g Q_{mc}} + \frac{1}{2gQ_{mc}}\left(2.q_{flm}\left(U_{\text{int}.fpl}^2 - U_{mc}{}^2\right)\right)$$

et dans le lit majeur gauche :

$$Se_{fpl} = S_{Hfpl} + \frac{|\tau_{xy}|.U_{\text{int}.fpl}h_{fpl.}}{\rho g Q_{fpl}} + \frac{1}{2gQ_{fpl}}\left(q_{flm}\left(U_{fpl}{}^2 - U_{\text{int}.fpl}^2\right)\right)$$

La Fig. A.9 permet de visualiser les différences entre pentes d'énergie et des pentes de charge pour les écoulements 10/02 et 20/05 des Cv2 et Cv6.

Pour h_r = 0.2, des différences apparaissent dès les parties prismatiques, les écarts s'accentuant dans les parties convergentes. Pour h_r = 0.5, Se_{mc} = Sh_{mc} et Se_{fp} = Sh_{fp} dans les parties prismatiques ; on conserve ensuite l'égalité dans les FP, mais pas dans le MC.

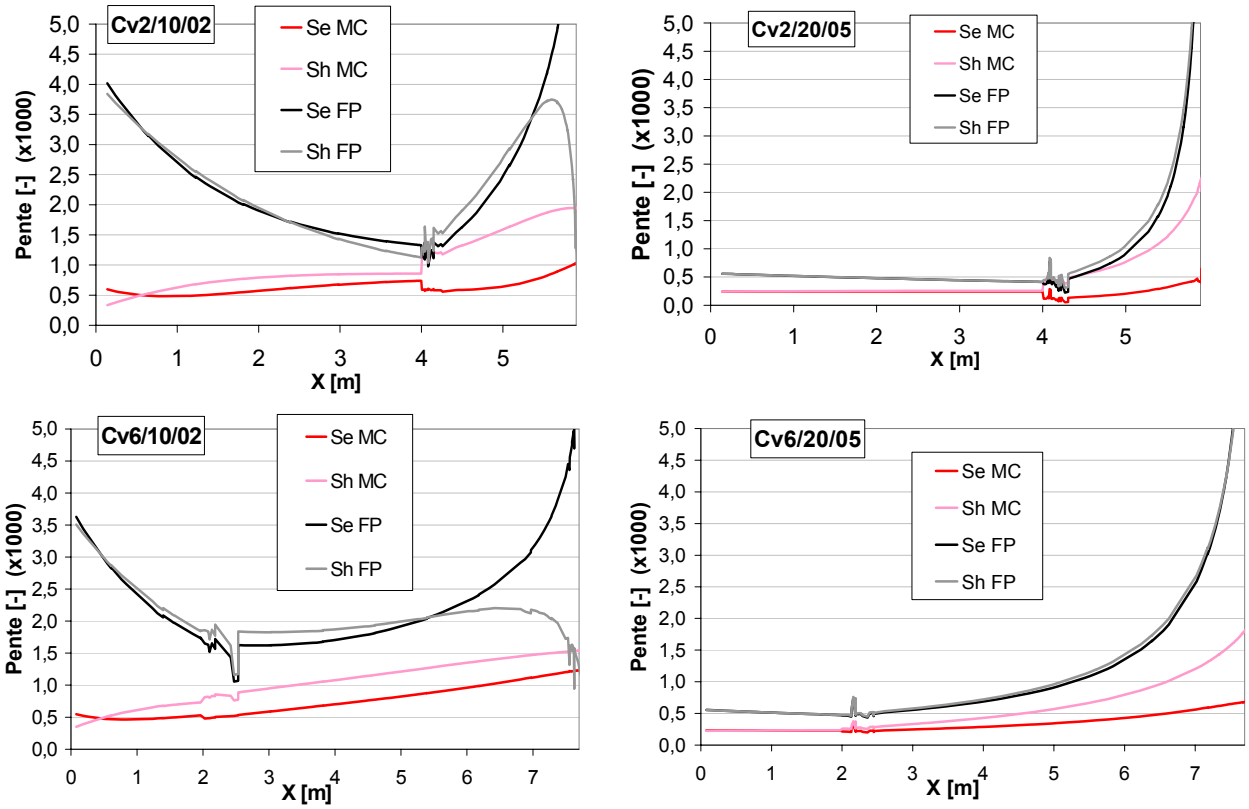
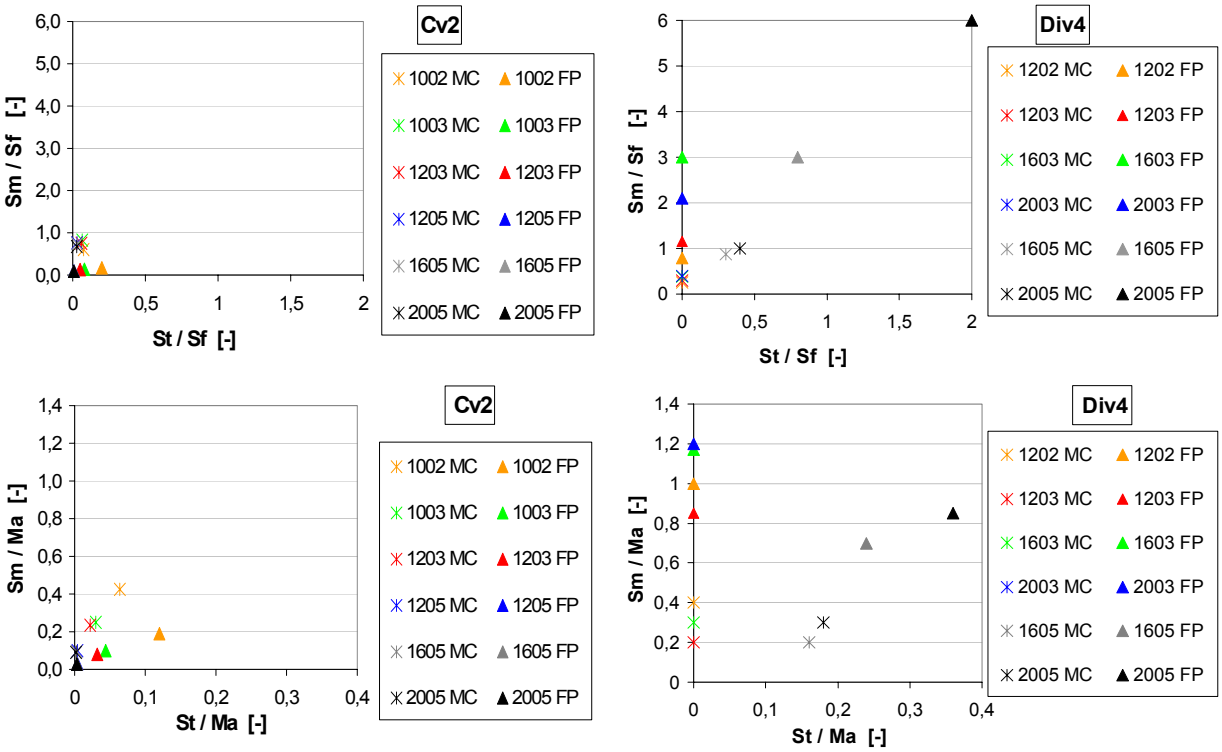


Fig. A.9 – Pertes de charge et pertes d'énergie dans les sous-sections, pour les Cv2/10/02, Cv6/10/02, Cv2/20/05 et Cv6/20/05 (A l'interface, U_{int} = U_{var2} et psi_t = 0.02)

Les écarts entre perte d'énergie et perte de charge par lit sont là-encore un témoin de la force des échanges interfaciaux.

A.8.1.7. Comparaison des rapports adimensionnels dans le Div4 et le Cv2

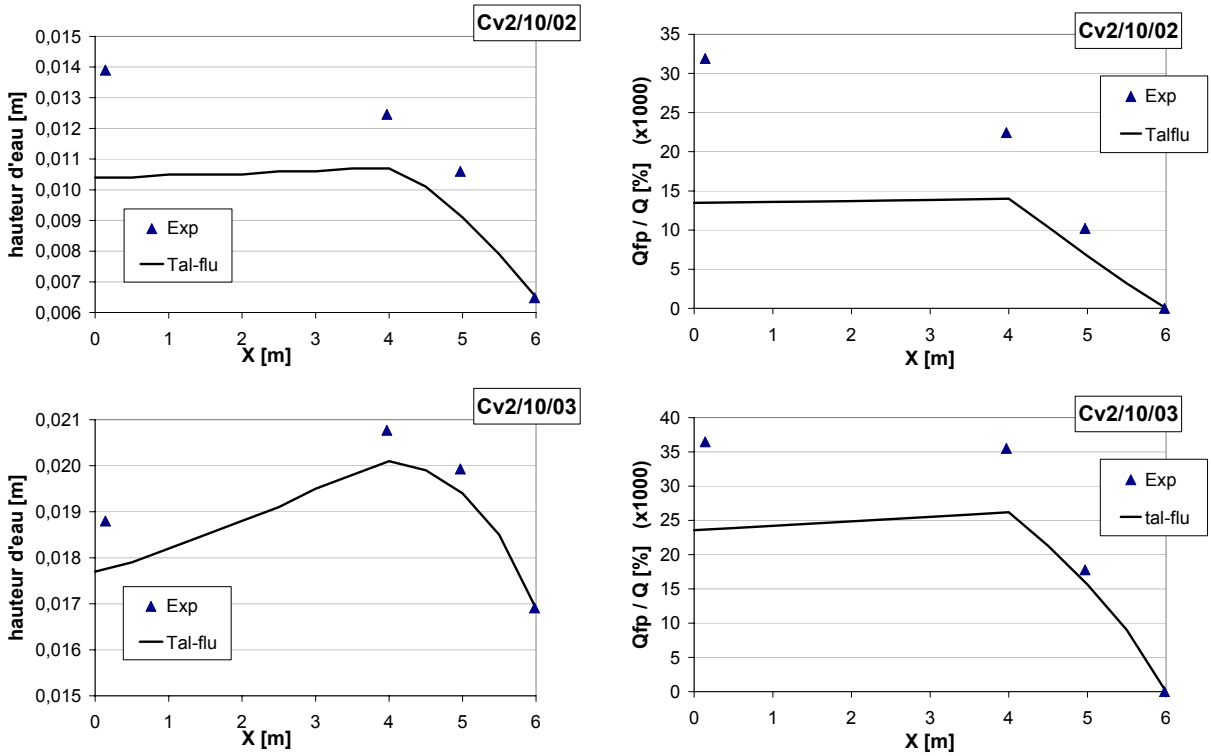


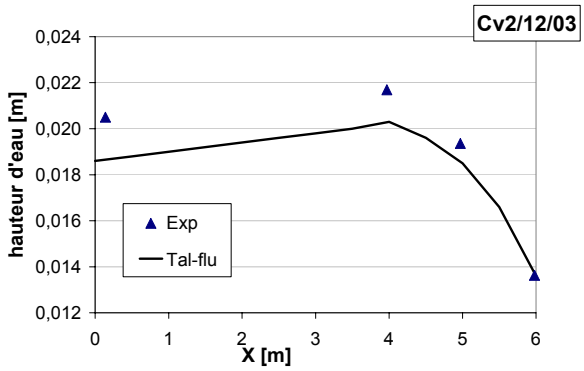
A.8.1.8. Modélisations Talweg-Fluvia

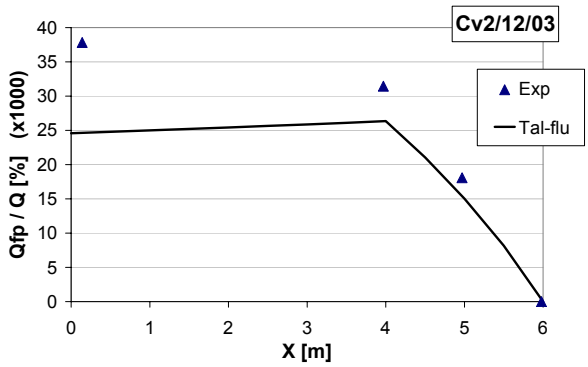
Convergent 2 m

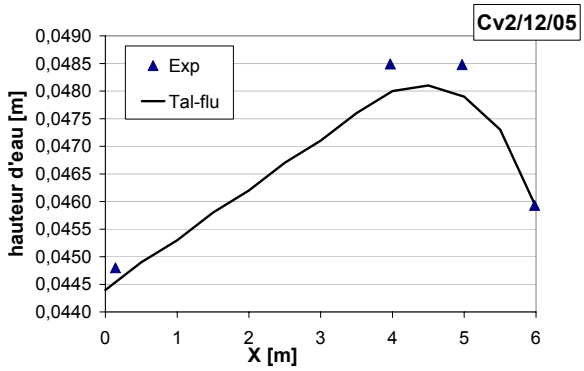
Hauteur d'eau dans le lit majeur

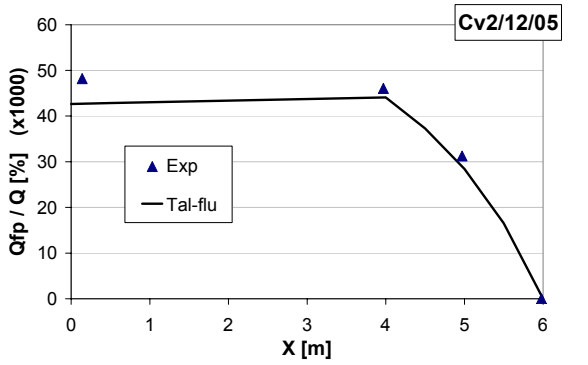
Proportion de débit dans le lit majeur

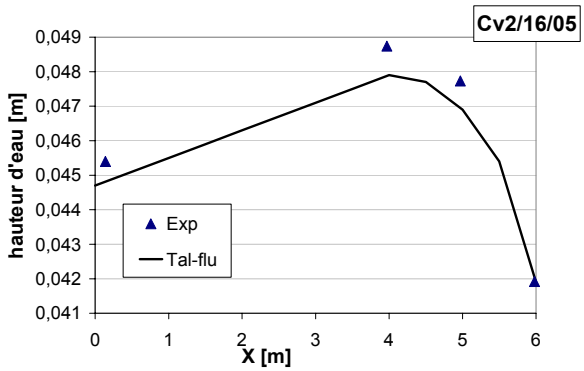


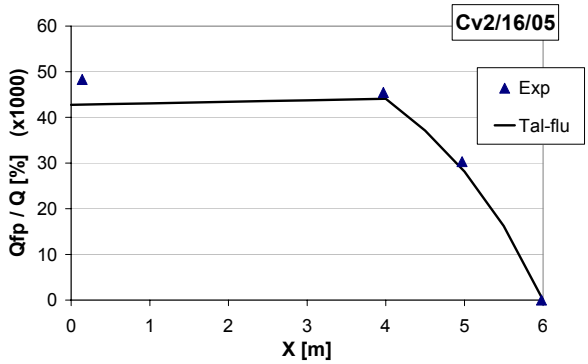

Cv2/12/03
hauteur d'eau [m]
X [m]
Exp
Tal-flu

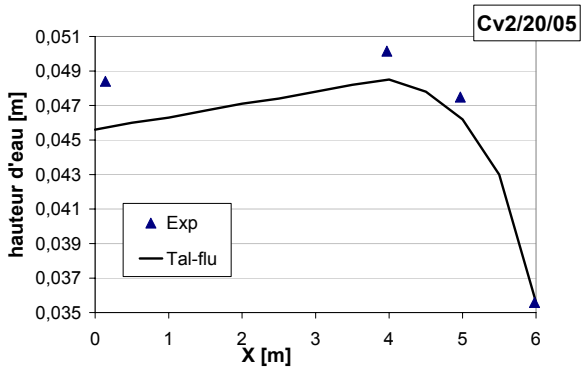

Cv2/12/03
Qfp / Q [%] (x1000)
X [m]
Exp
Tal-flu

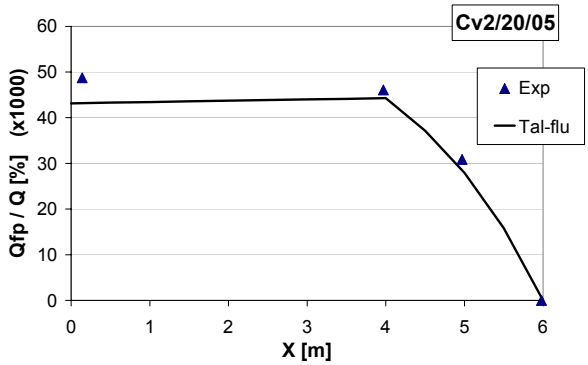

Cv2/12/05
hauteur d'eau [m]
X [m]
Exp
Tal-flu


Cv2/12/05
Qfp / Q [%] (x1000)
X [m]
Exp
Tal-flu


Cv2/16/05
hauteur d'eau [m]
X [m]
Exp
Tal-flu

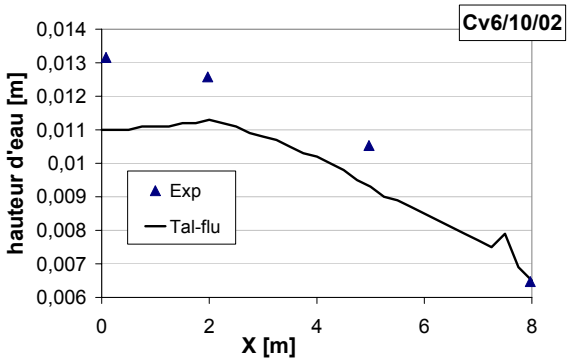

Cv2/16/05
Qfp / Q [%] (x1000)
X [m]
Exp
Tal-flu

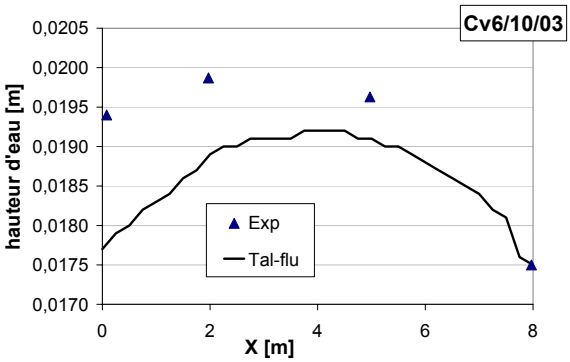

Cv2/20/05
hauteur d'eau [m]
X [m]
Exp
Tal-flu

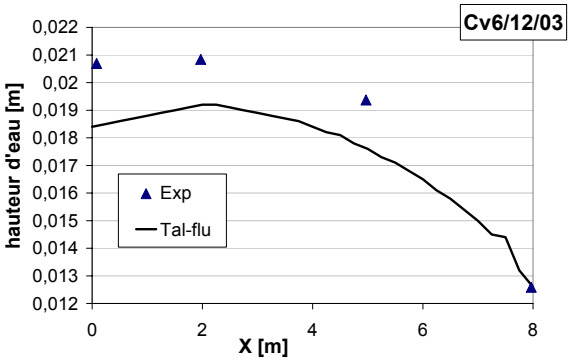

Cv2/20/05
Qfp / Q [%] (x1000)
X [m]
Exp
Tal-flu

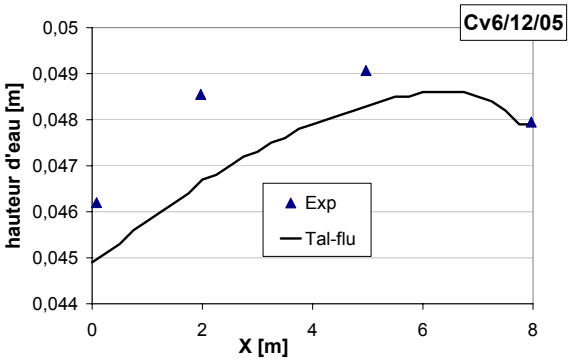
Convergent 6 m

Hauteur d'eau dans le lit majeur

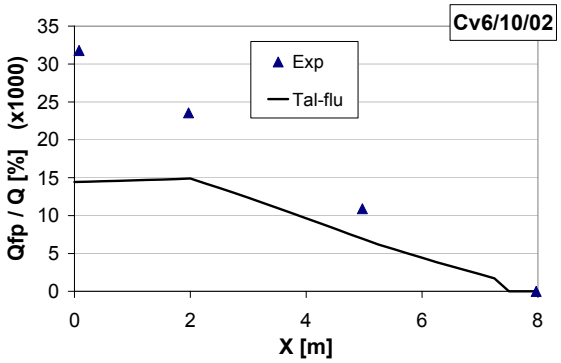


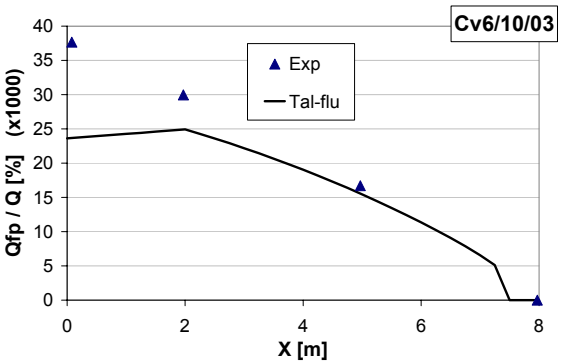


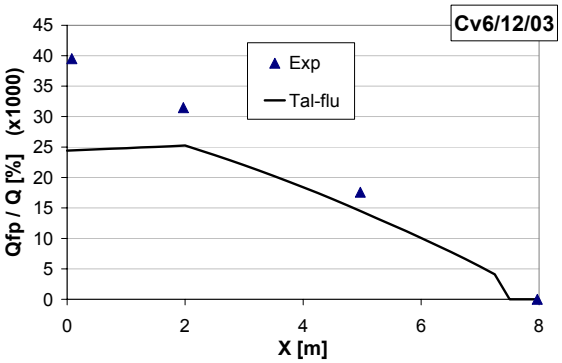


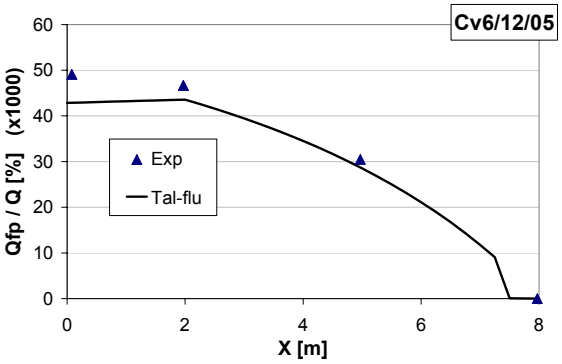


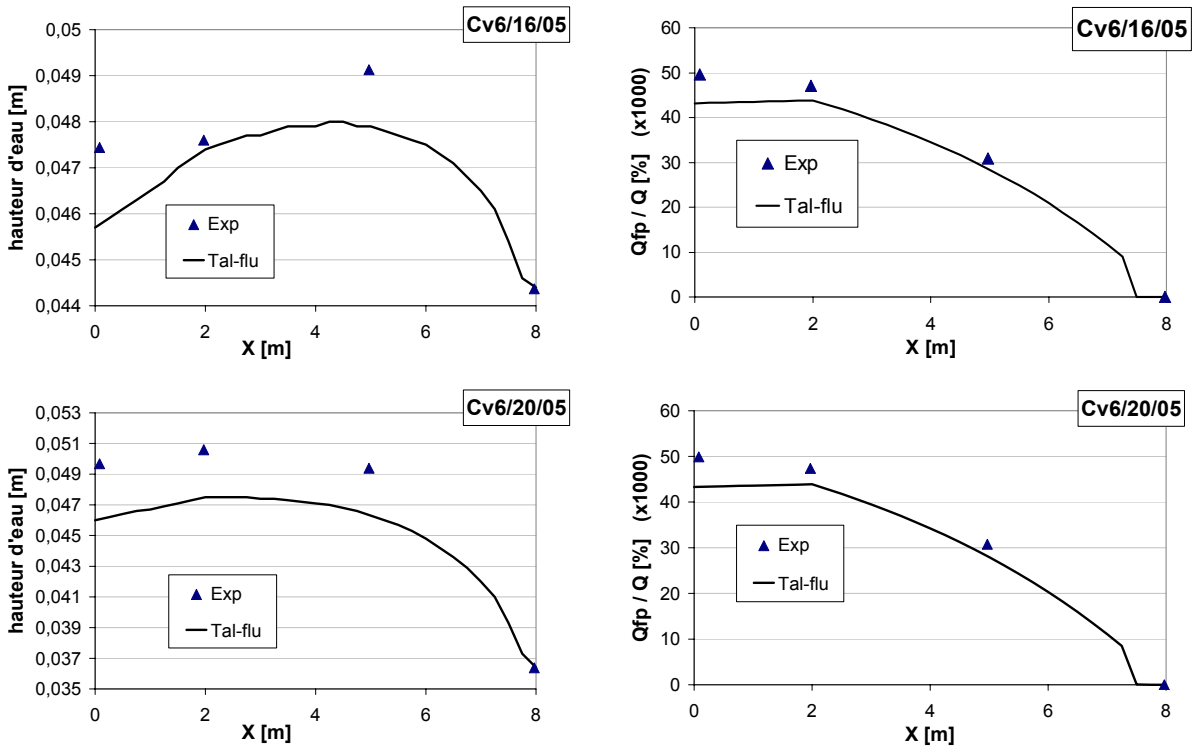
Proportion de débit dans le lit majeur










Cv6/16/05
hauteur d'eau [m]
X [m]
Exp
Tal-flu
Cv6/16/05
Qfp / Q [%] (x1000)
X [m]
Exp
Tal-flu
Cv6/20/05
hauteur d'eau [m]
X [m]
Exp
Tal-flu
Cv6/20/05
Qfp / Q [%] (x1000)
X [m]
Exp
Tal-flu

A.8.1.9. Calcul du S_f, du β, et du $d\beta/dx$ par Talweg-Fluvia

L'équation de Saint-Venant sur la section totale s'écrit :

$$\frac{U^2}{g}\frac{d\beta}{dx} + \beta\frac{d}{dx}\left(\frac{U^2}{2g}\right) + \frac{dZ}{dx} + S_f = 0$$

Les erreurs de calcul de répartition de débit ont de fait, une influence sur les valeurs de β et sur celles de $d\beta/dx$ (Fig. A.10).

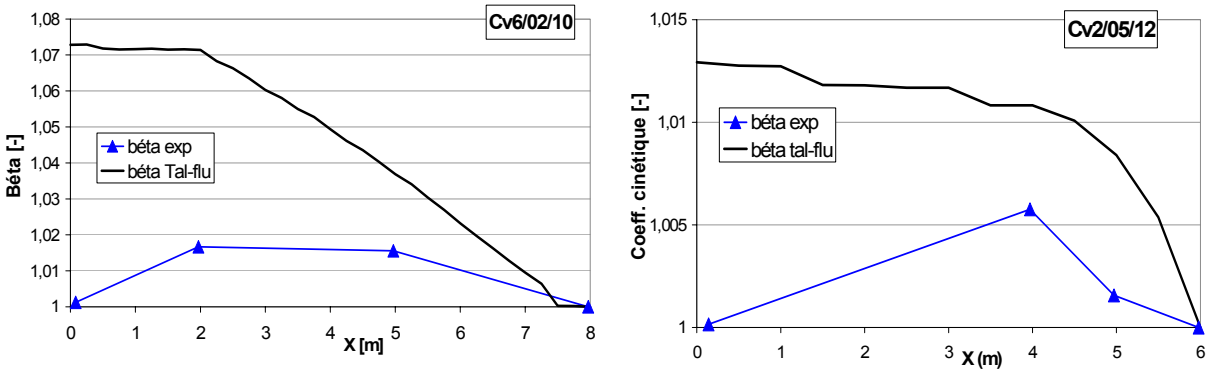


Fig. A.10 – Coefficient de Boussinesq sur la section totale, calculé par Tal-Flu dans les Cv6/10/02 et Cv2/12/05.

Pour évaluer l'influence des valeurs erronées de β et de $d\beta/dx$ sur la ligne d'eau, observons l'évolution des termes « $U^2/g.d\beta/dx$ » et « $\beta d(U^2/2g)/dx$ » de l'équation de Saint-Venant (Fig. A.11).

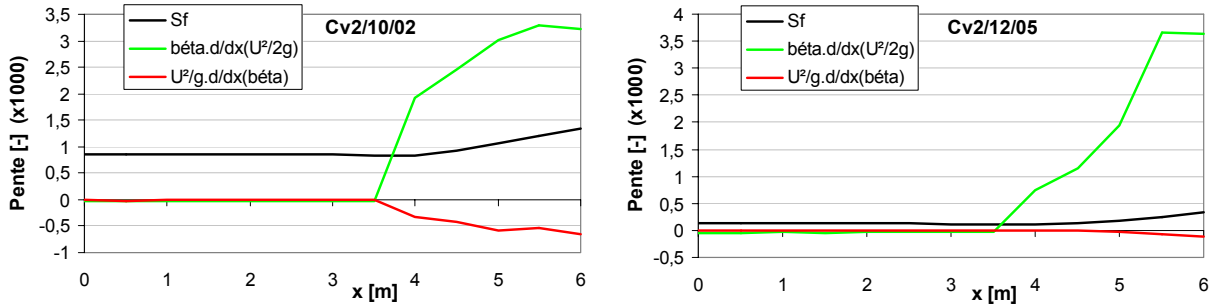


Fig. A.11 – Evolution du S_f, des termes « $U^2/g.d\beta/dx$ » et « $\beta.d(U^2/2g)/dx$ » pour Cv2/10/02 et Cv2/16/05 – calcul Talweg-Fluvia.

Ces deux graphes sont représentatifs de l'ensemble des douze simulations : dans la partie prismatique, le S_f gouverne l'écoulement ; dans la partie convergente, le poids du terme en béta est toujours prépondérant, mais celui du $U^2/g.d\beta/dx$, n'est à prendre en considération, essentiellement, que pour les faibles h_r.

En outre, les écarts relatifs entre $d\beta_{exp}/dx$ et $d\beta_{calc}/dx$ sont nettement supérieurs aux écarts entre β_{exp} et β_{calc} (au maximum de 7%). On en déduit donc que la répartition de débit influe sur le calcul de la ligne d'eau par le biais du terme en $d\beta/dx$, et ce, uniquement pour les faibles débordements dans les parties convergentes.

Enfin, concernant le calcul du frottement sur la section totale, à mesure que h_r diminue, des écarts entre le S_f calculé par Talweg-Fluvia et celui évalué à partir des Q_{mc} et Q_{fp} expérimentaux, apparaissent, et notamment dans les parties prismatiques (Fig. A.12).

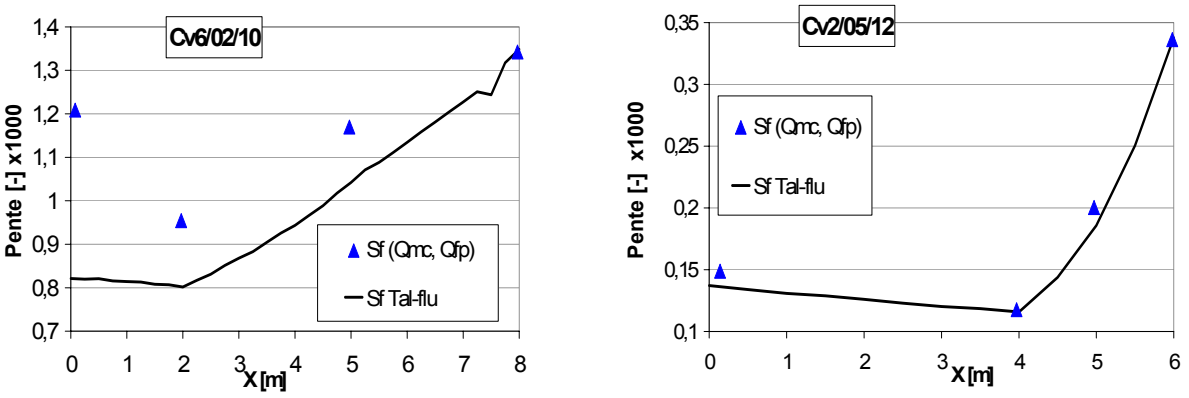


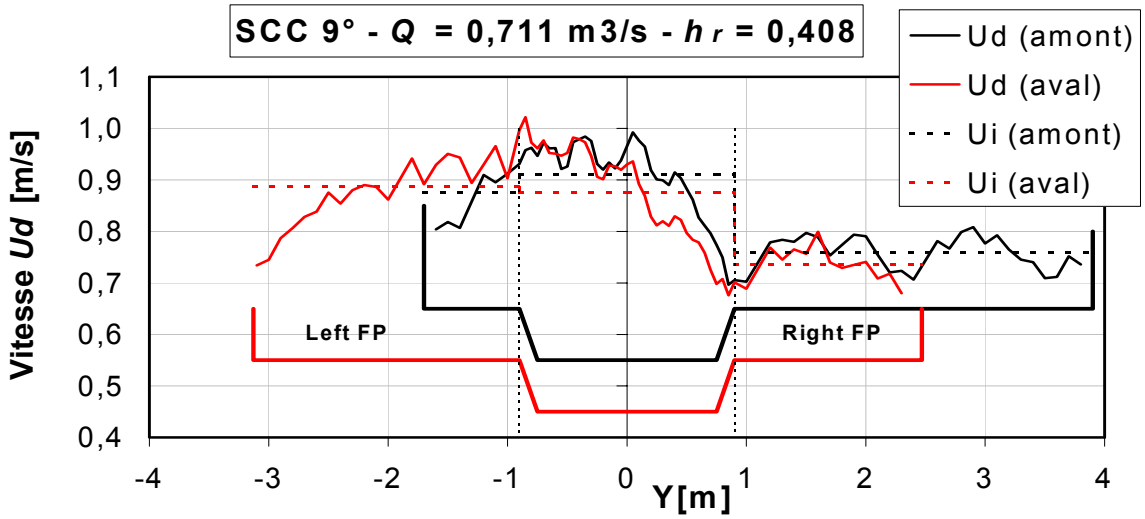
Fig. A.12 – Pentes de frottement calculé par Talweg-Fluvia et calculé à partir des Q_{mc} et Q_{fp} expérimentaux.

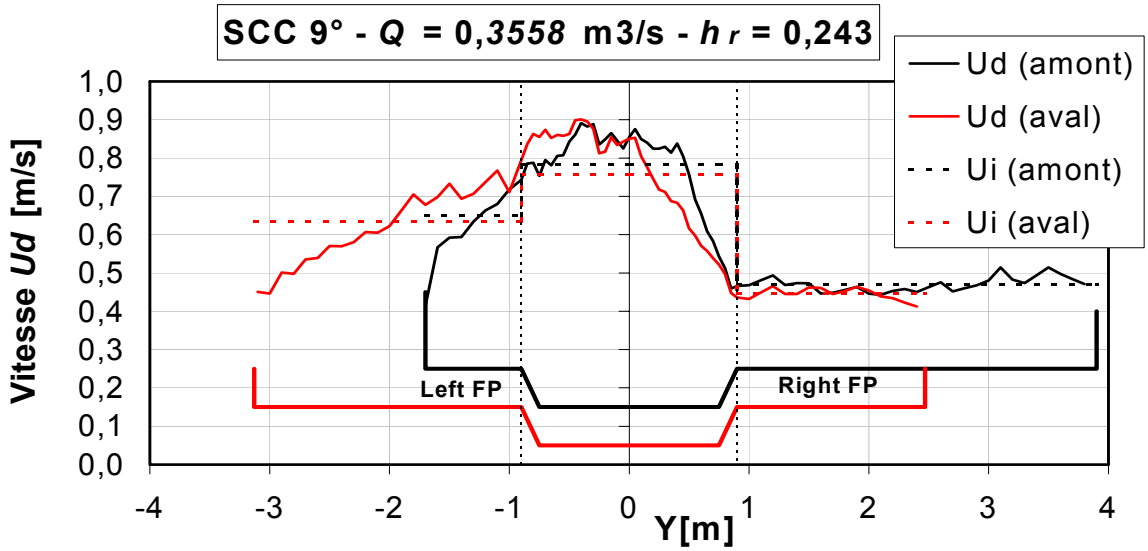
Au final, on comprend que les erreurs de répartition de débit influent de manière notable, uniquement sur les faibles débordements, en raison d'une sous-évaluation du frottement au fond dans les parties prismatiques, et de gradients erronés de $d\beta/dx$ dans les parties convergentes.

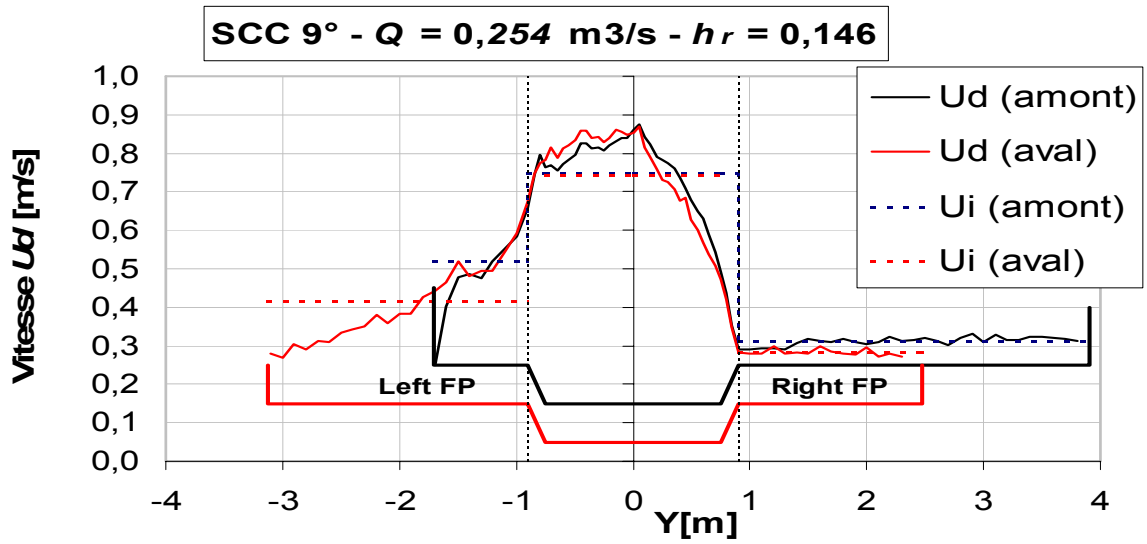
A.8.2. Lits composés obliques (skewed compound channels)

A.8.2.1. Profils transversaux Ud

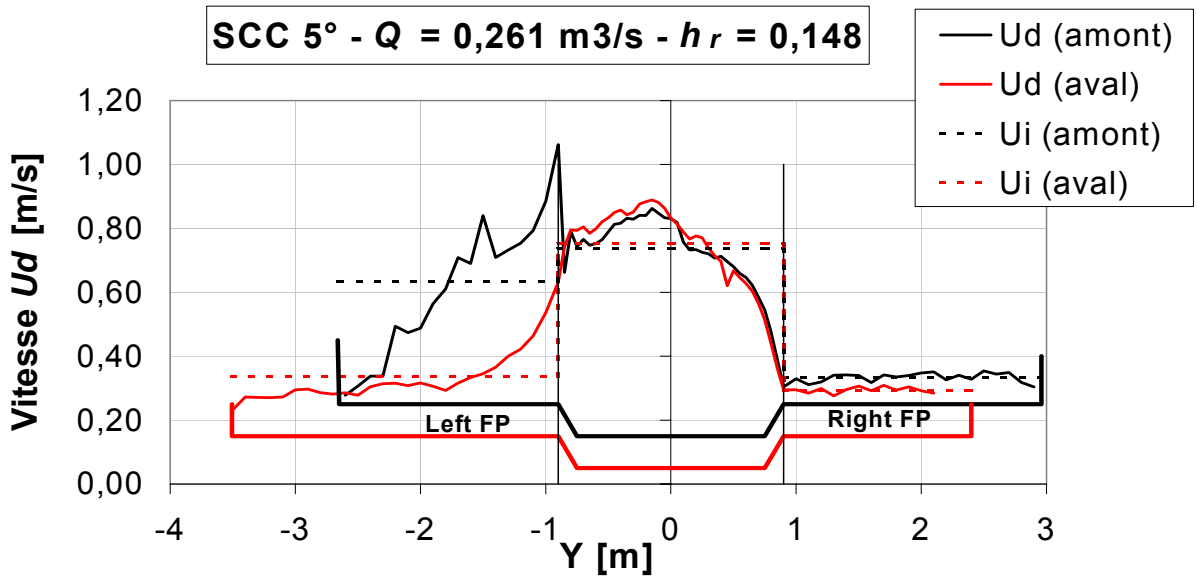
Skewed Compound Channel "9,2°"

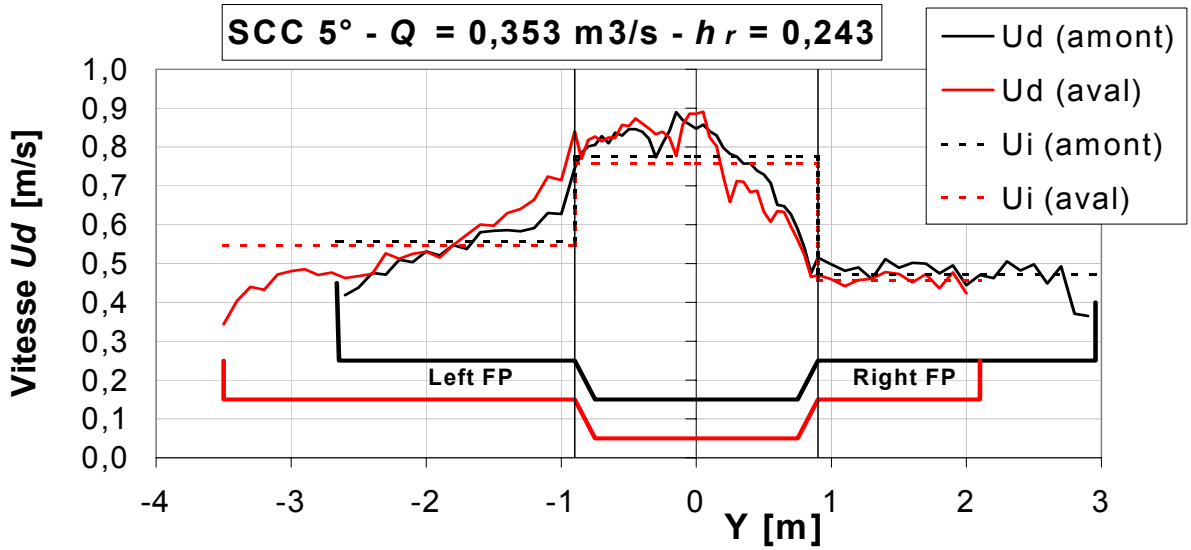


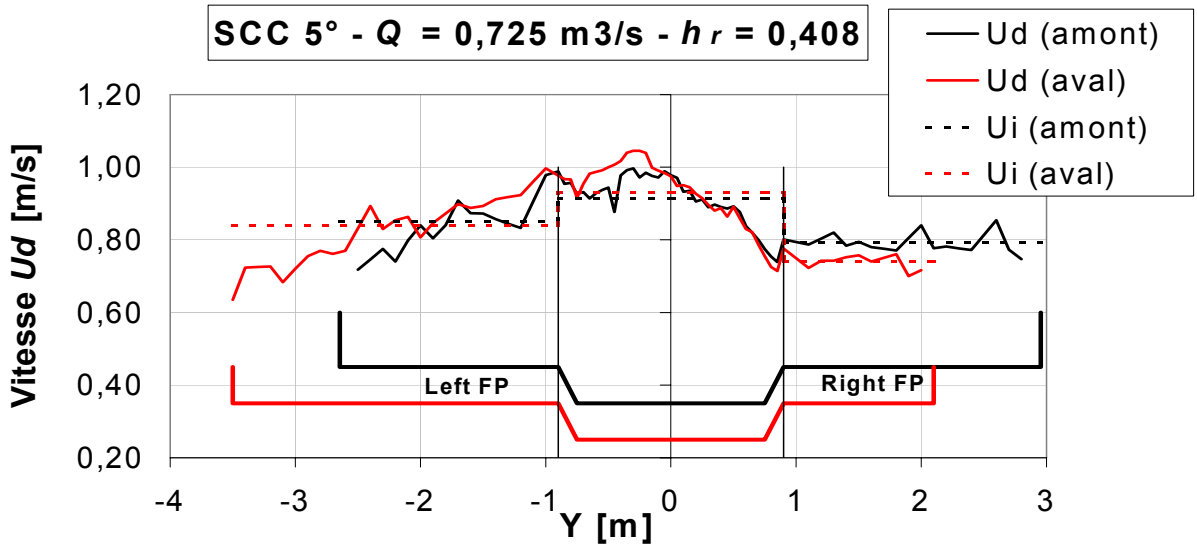




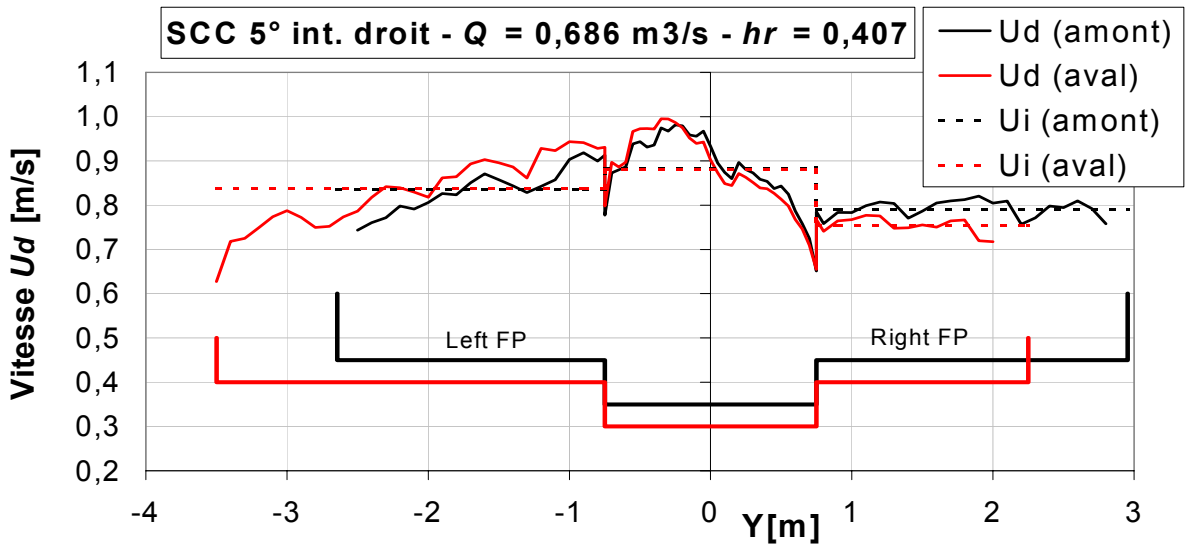
Skewed Compound Channel « 5,1° »

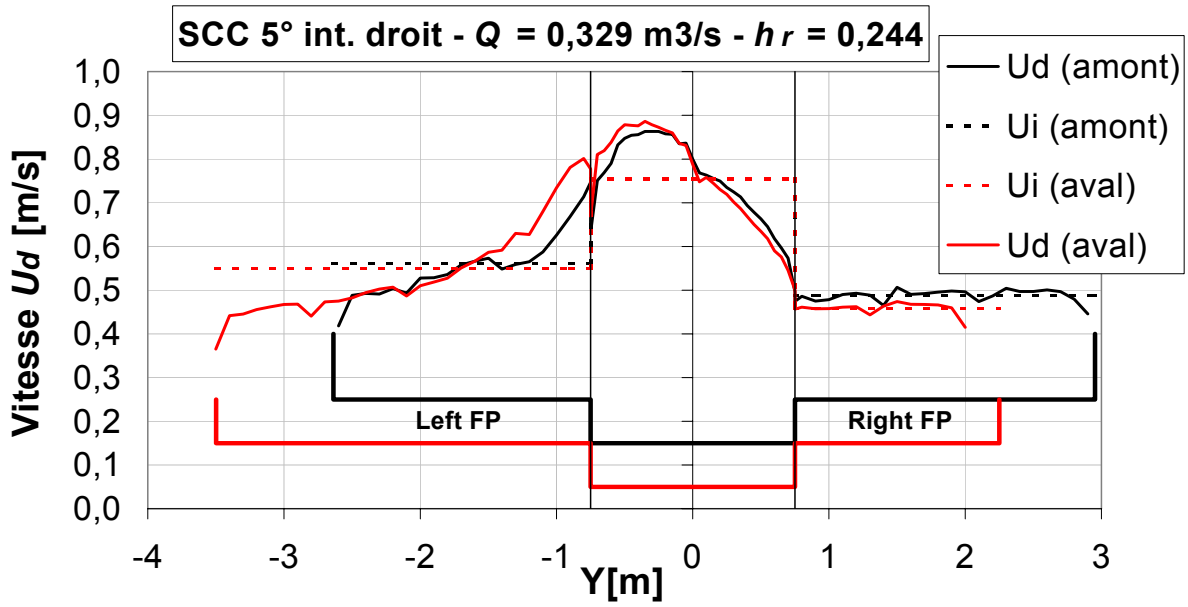


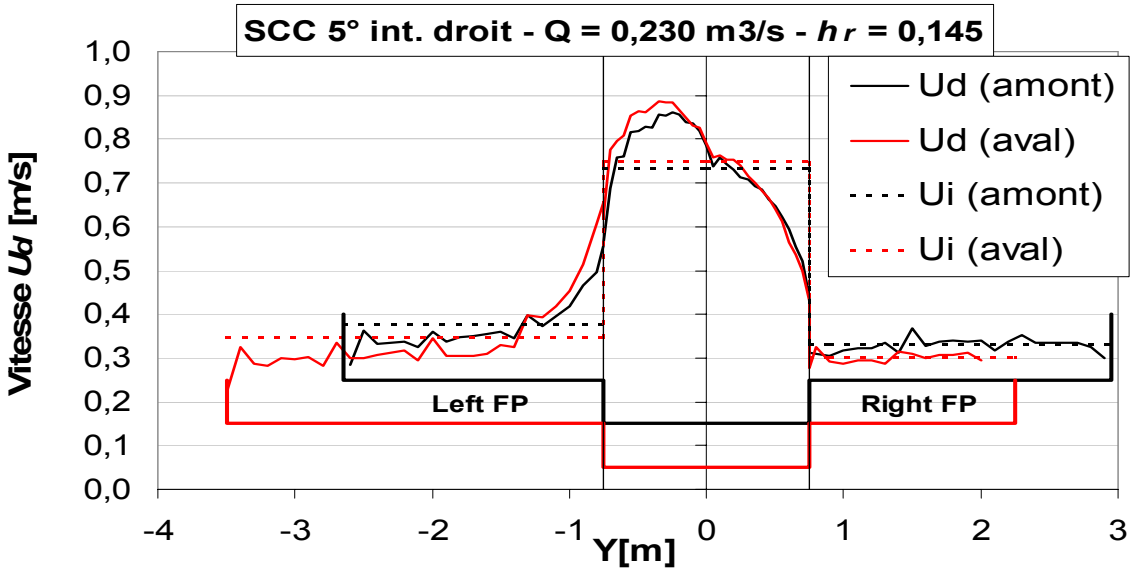




Skewed compound channel « 5,2° », berges MC/FP droites

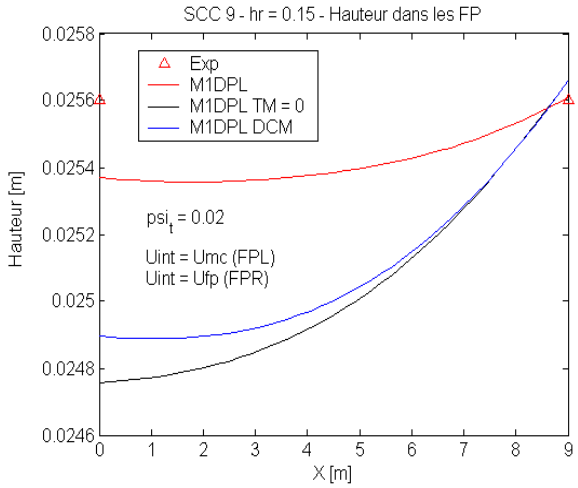


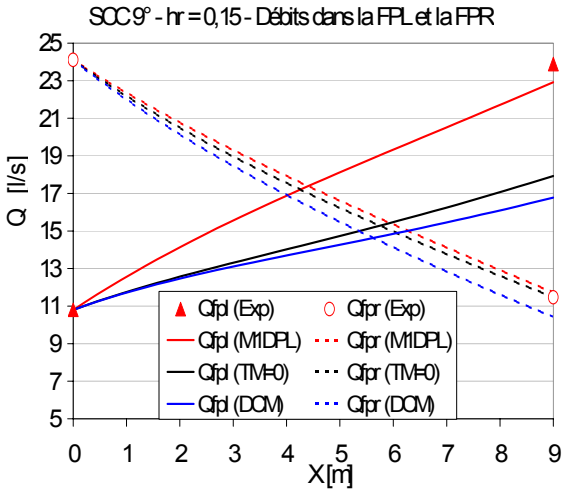


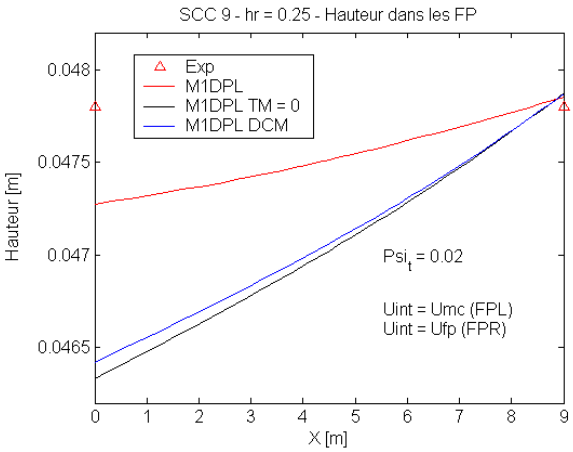


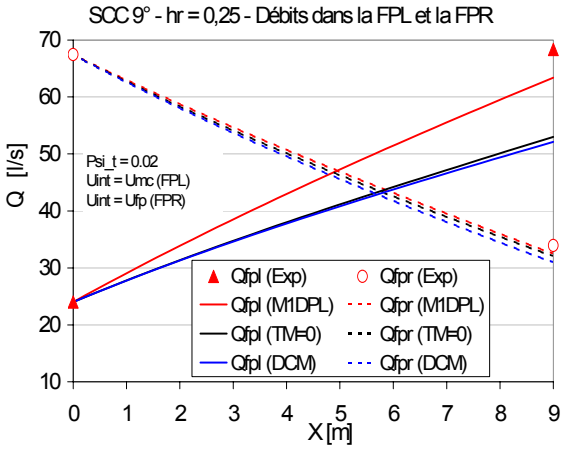
A.8.2.2. *Simulations M1DPL dans les lits obliques*

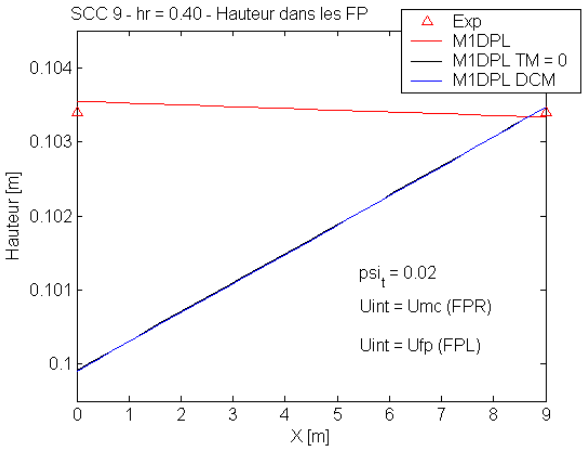
SCC 9,2°

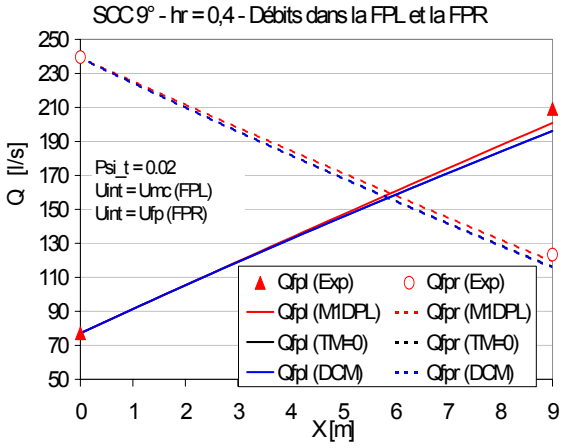


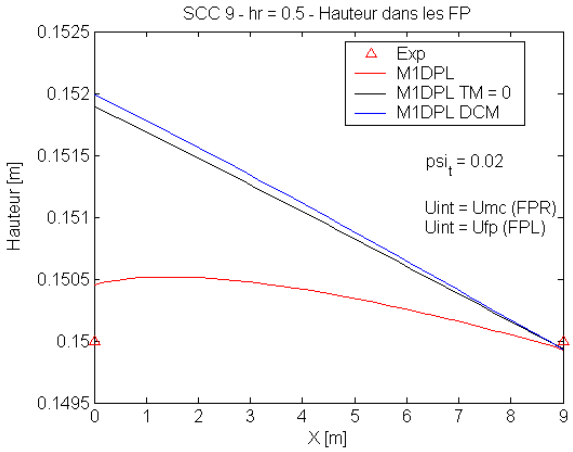


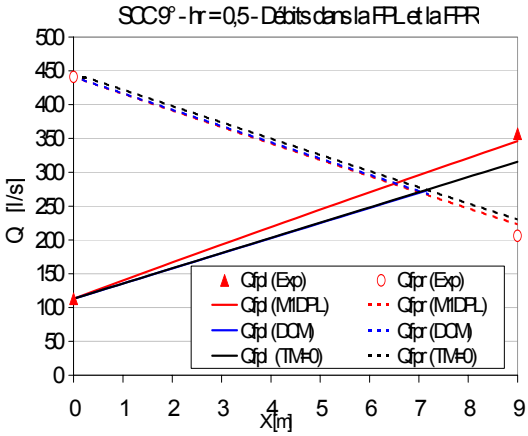




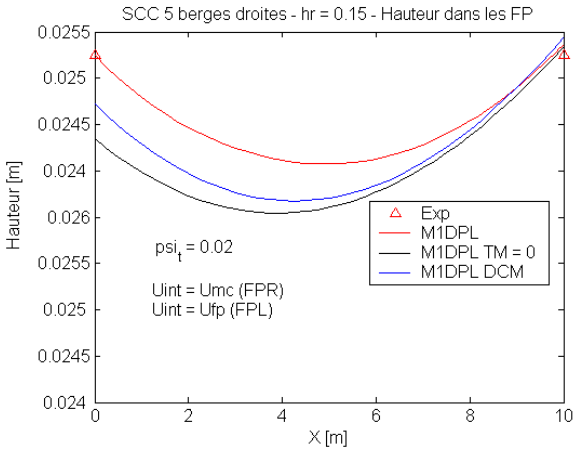


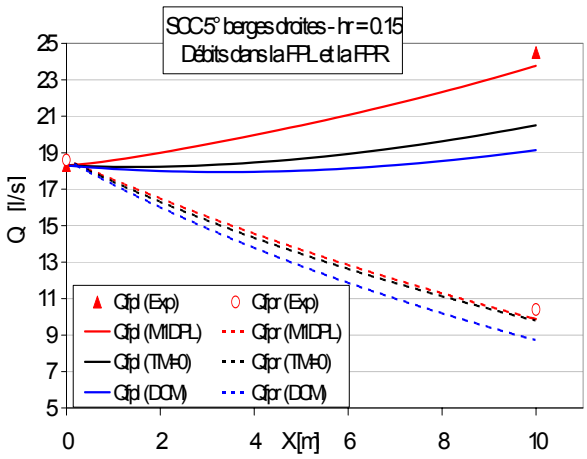


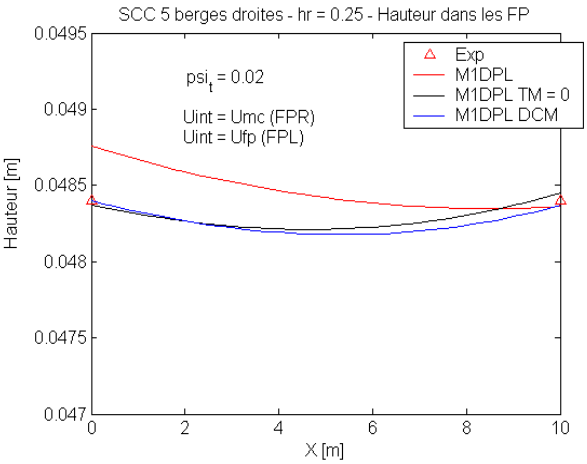


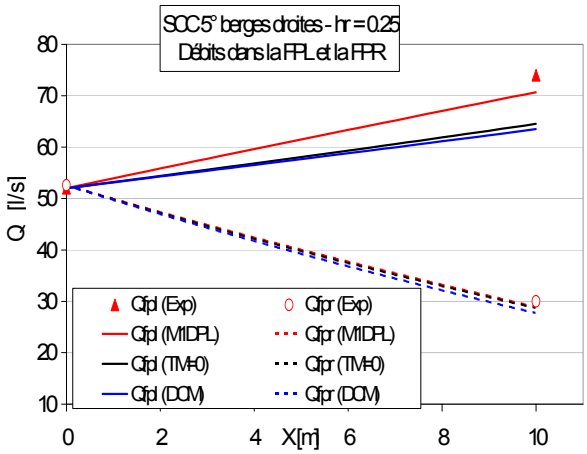


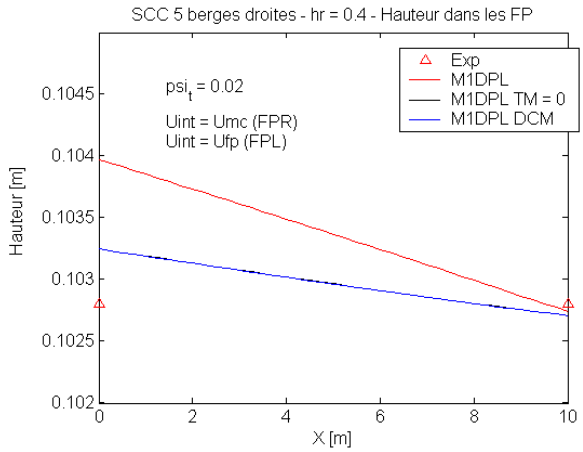
SCC 5,1° (berges droites)

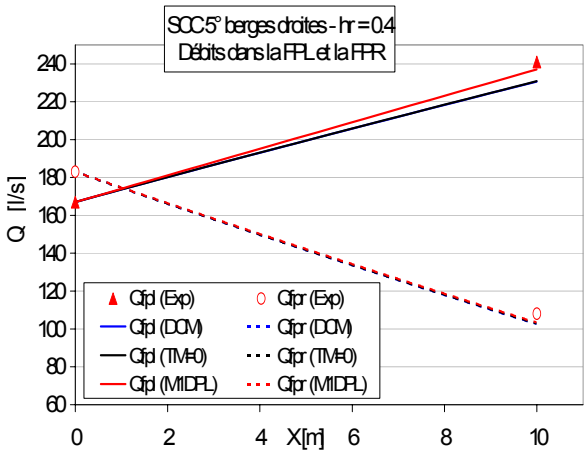






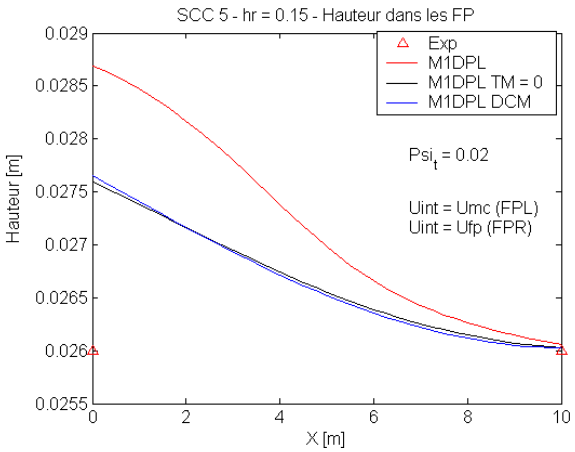


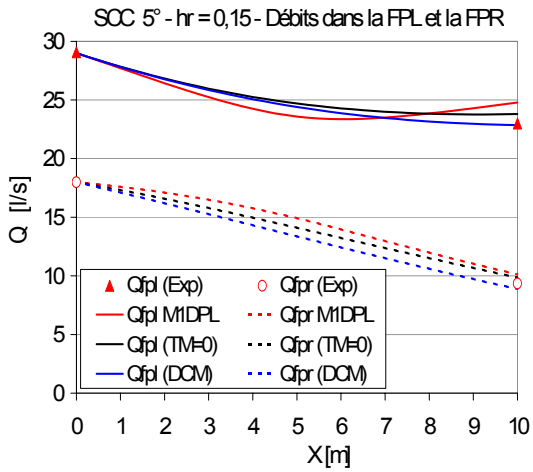


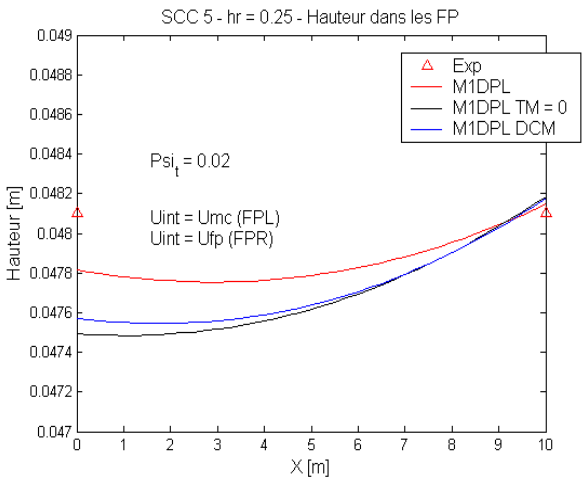


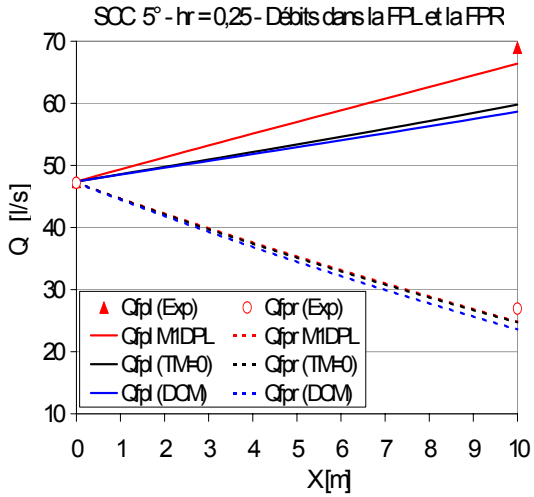
SCC 5,1° (berges inclinées)

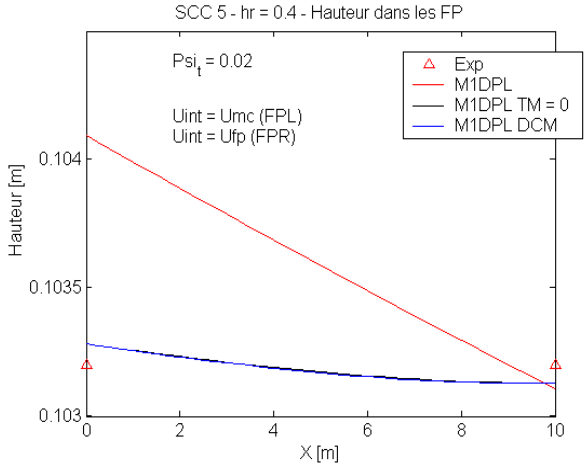
L'écoulement à h_r = 0,15 est singulier : il présente une suralimentation de la FPL (divergente) à l'amont

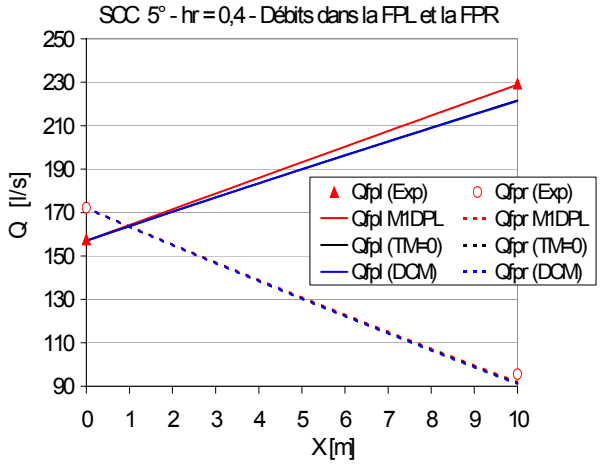





SCC 5 - hr = 0.25 - Hauteur dans les FP
Exp
M1DPL
M1DPL TM = 0
M1DPL DCM
Psi$_t$ = 0.02
Uint = Umc (FPL)
Uint = Ufp (FPR)
Hauteur [m]
X [m]

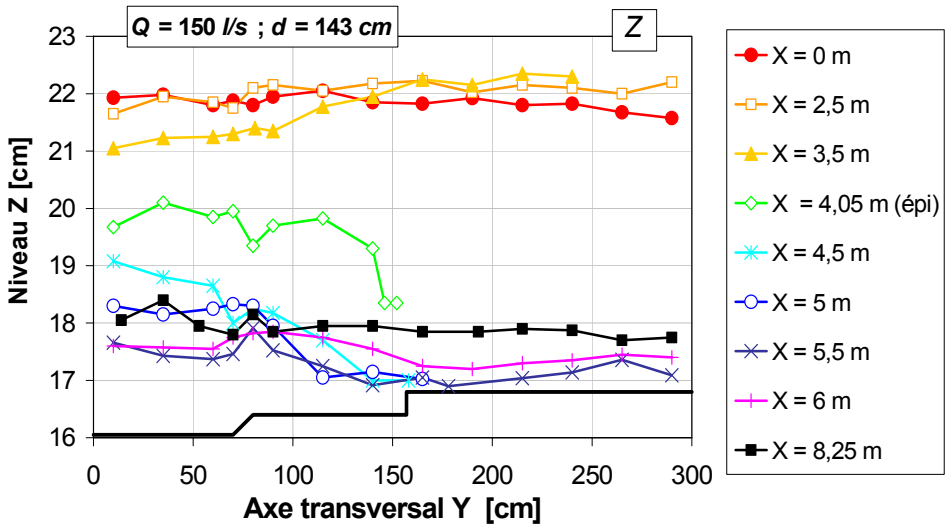

SCC 5° - hr = 0,25 - Débits dans la FPL et la FPR
Qfpl (Exp)
Qfpr (Exp)
Qfpl M1DPL
Qfpr M1DPL
Qfpl (TM=0)
Qfpr (TM=0)
Qfpl (DCM)
Qfpr (DCM)
Q [l/s]
X [m]

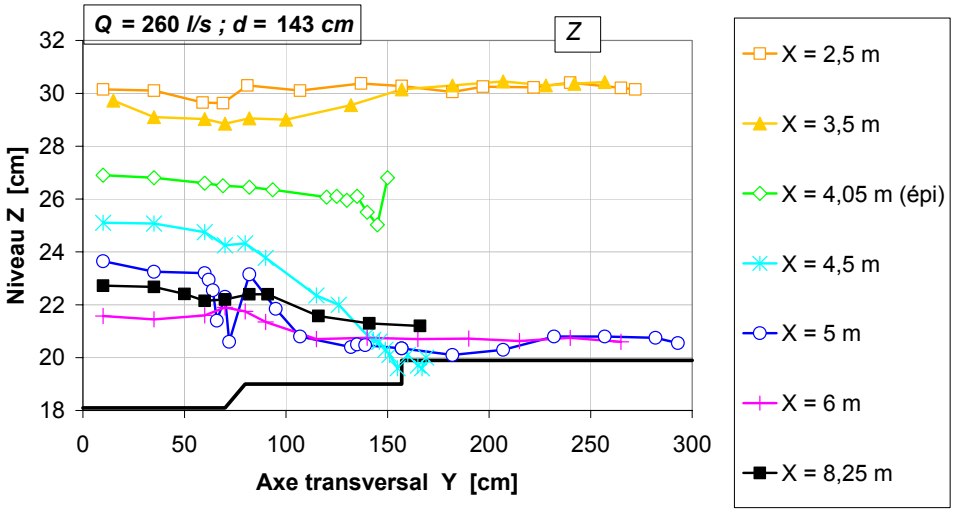

SCC 5 - hr = 0.4 - Hauteur dans les FP
Psi$_t$ = 0.02
Uint = Umc (FPL)
Uint = Ufp (FPR)
Exp
M1DPL
M1DPL TM = 0
M1DPL DCM
Hauteur [m]
X [m]

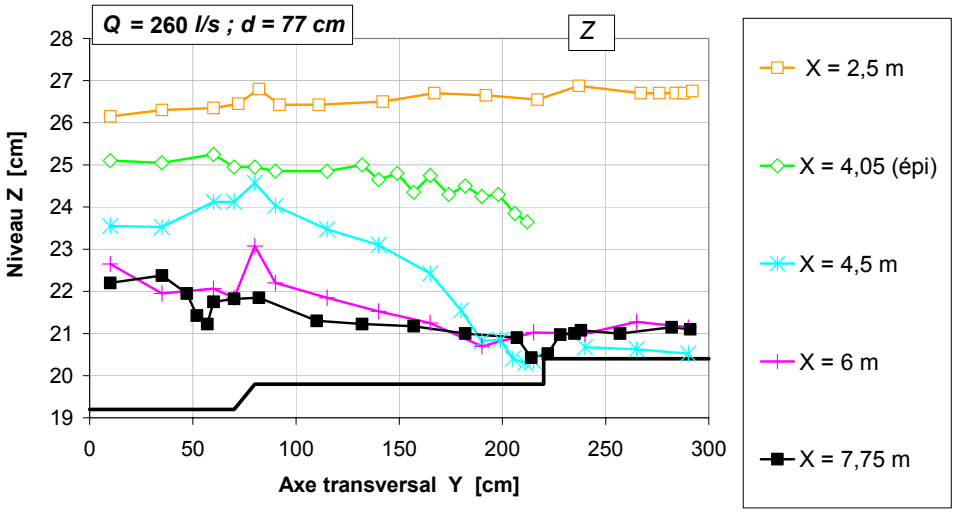

SCC 5° - hr = 0,4 - Débits dans la FPL et la FPR
Qfpl (Exp)
Qfpr (Exp)
Qfpl M1DPL
Qfpr M1DPL
Qfpl (TM=0)
Qfpr (TM=0)
Qfpl (DCM)
Qfpr (DCM)
Q [l/s]
X [m]

A.9. ECOULEMENTS SUR EPI DE LA CNR

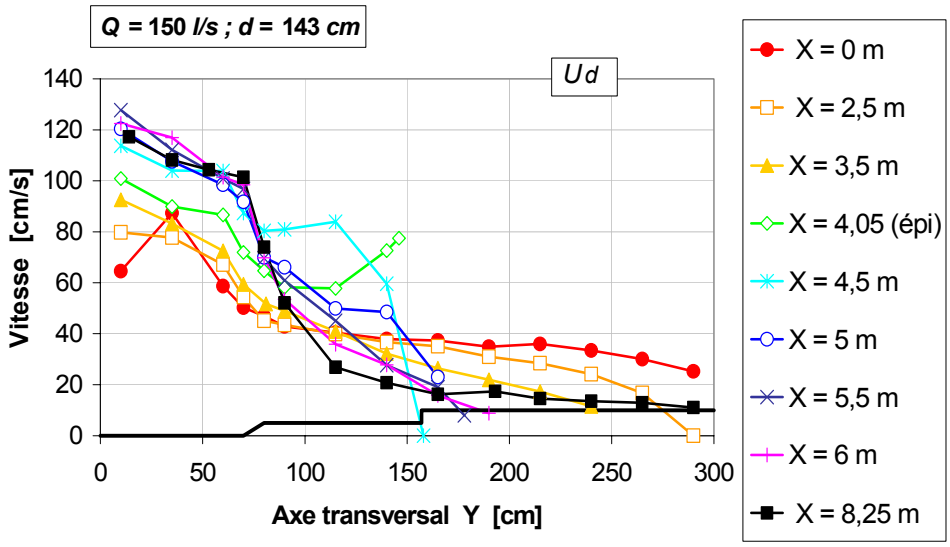
A.9.1. Niveaux d'eau Z expérimentaux

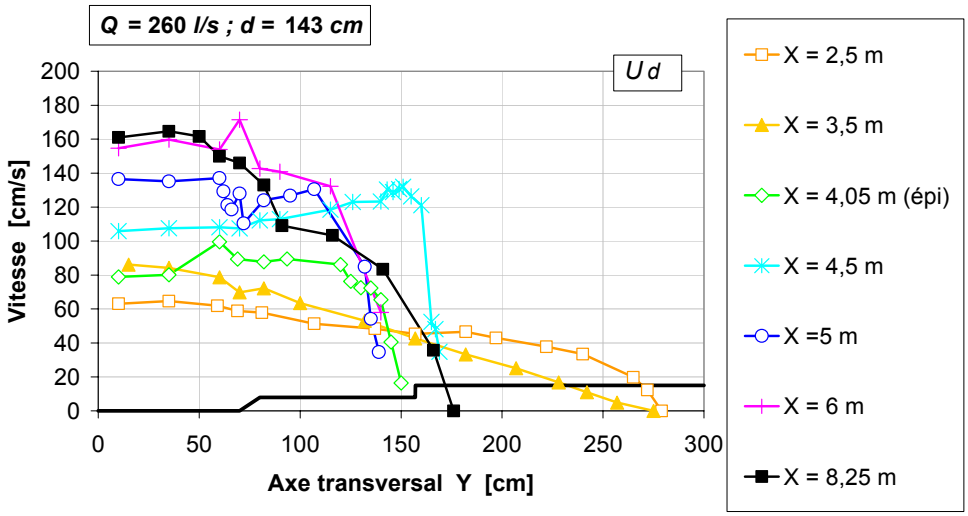


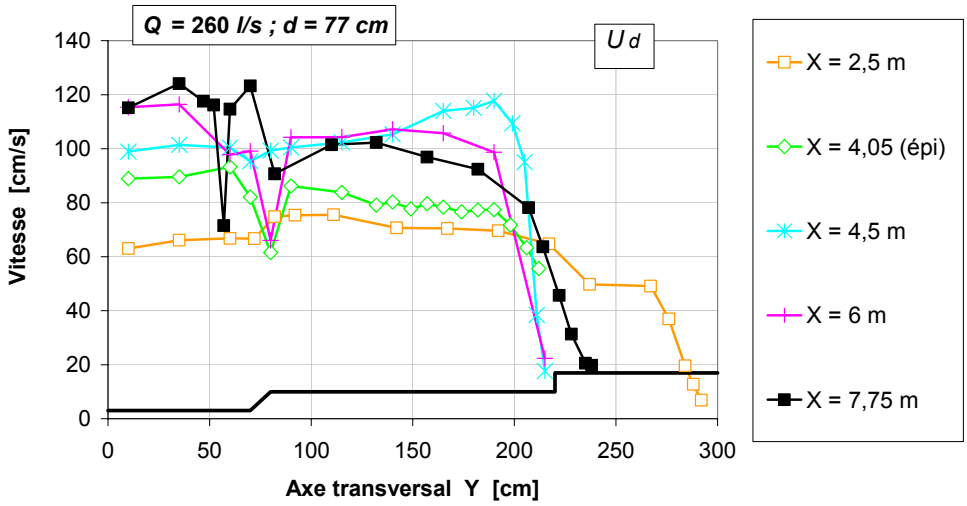




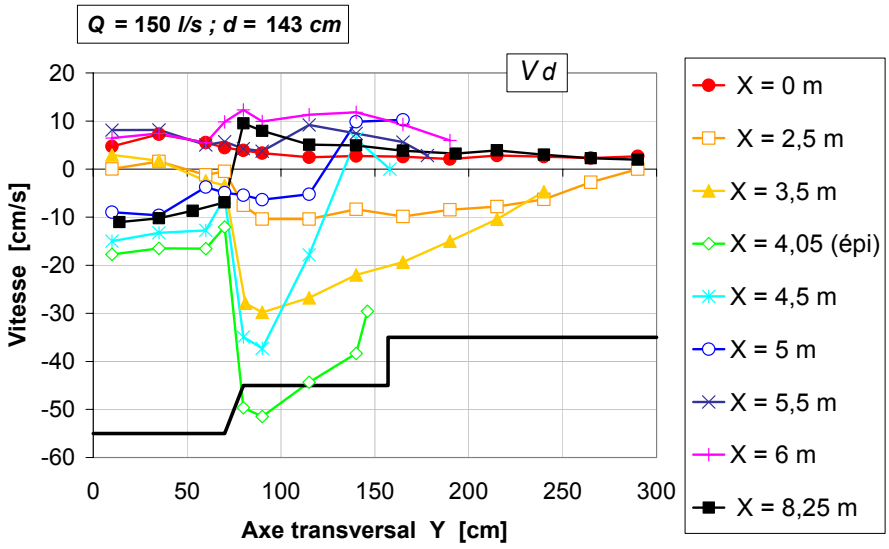
A.9.2. Composantes U_d expérimentales

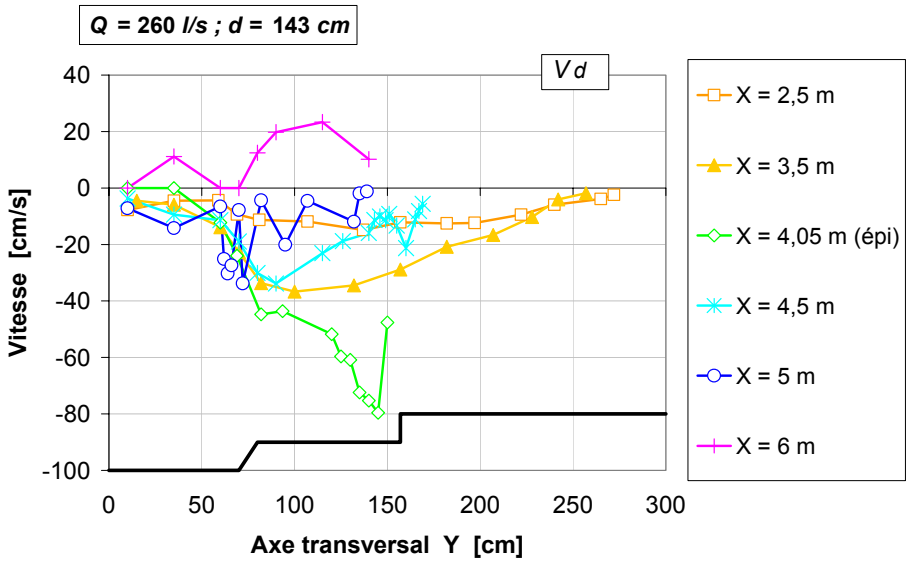


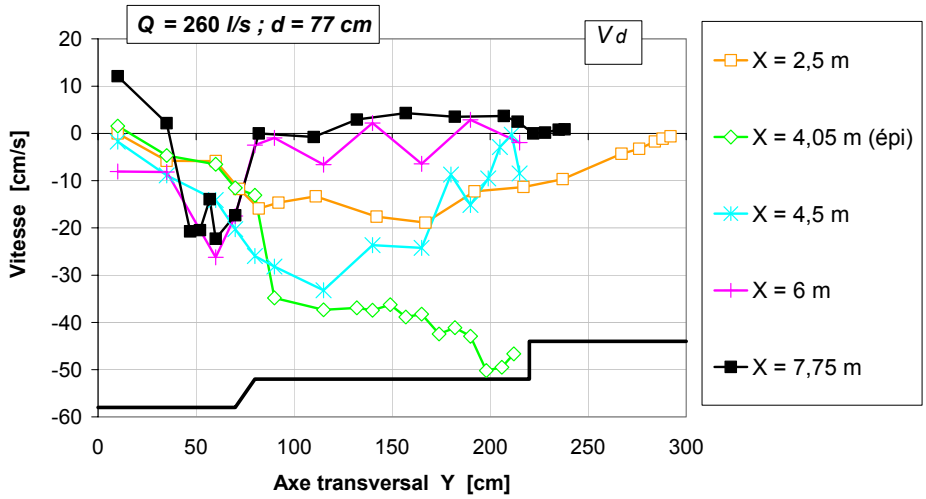




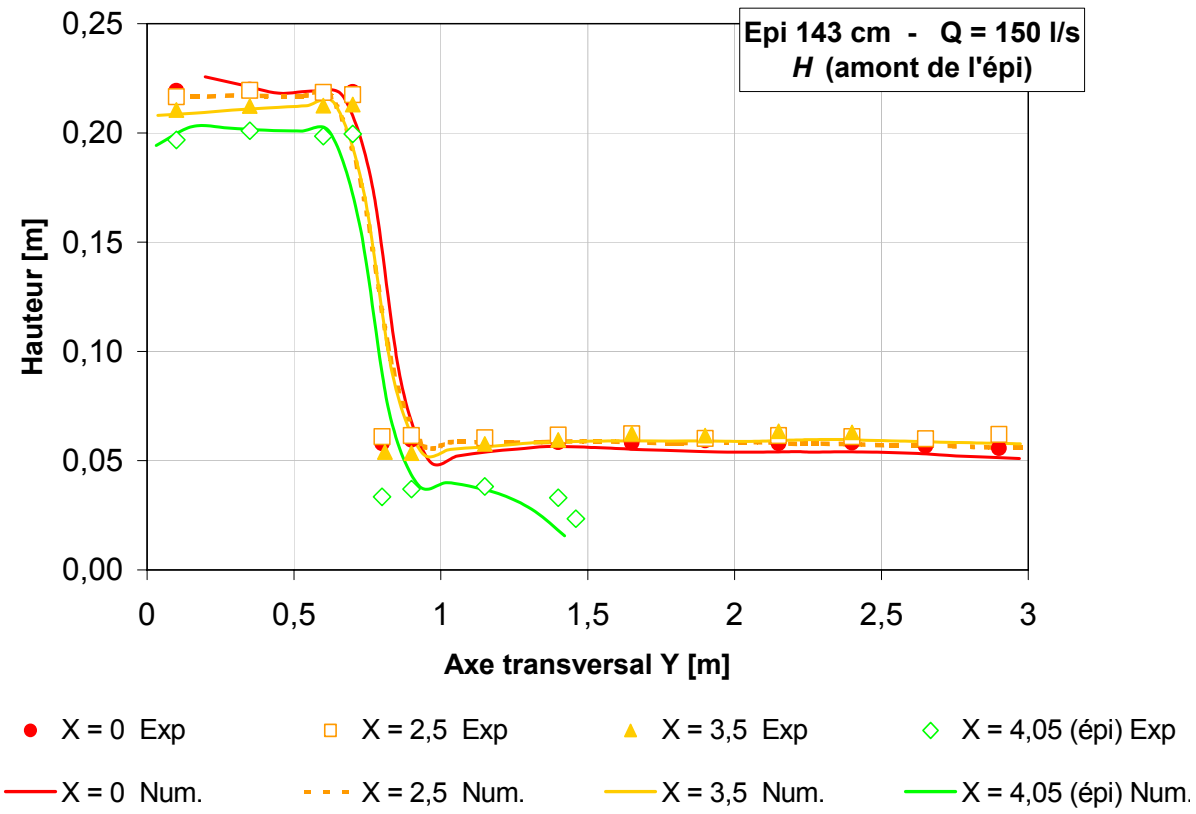
A.9.3. Composantes V_d expérimentales

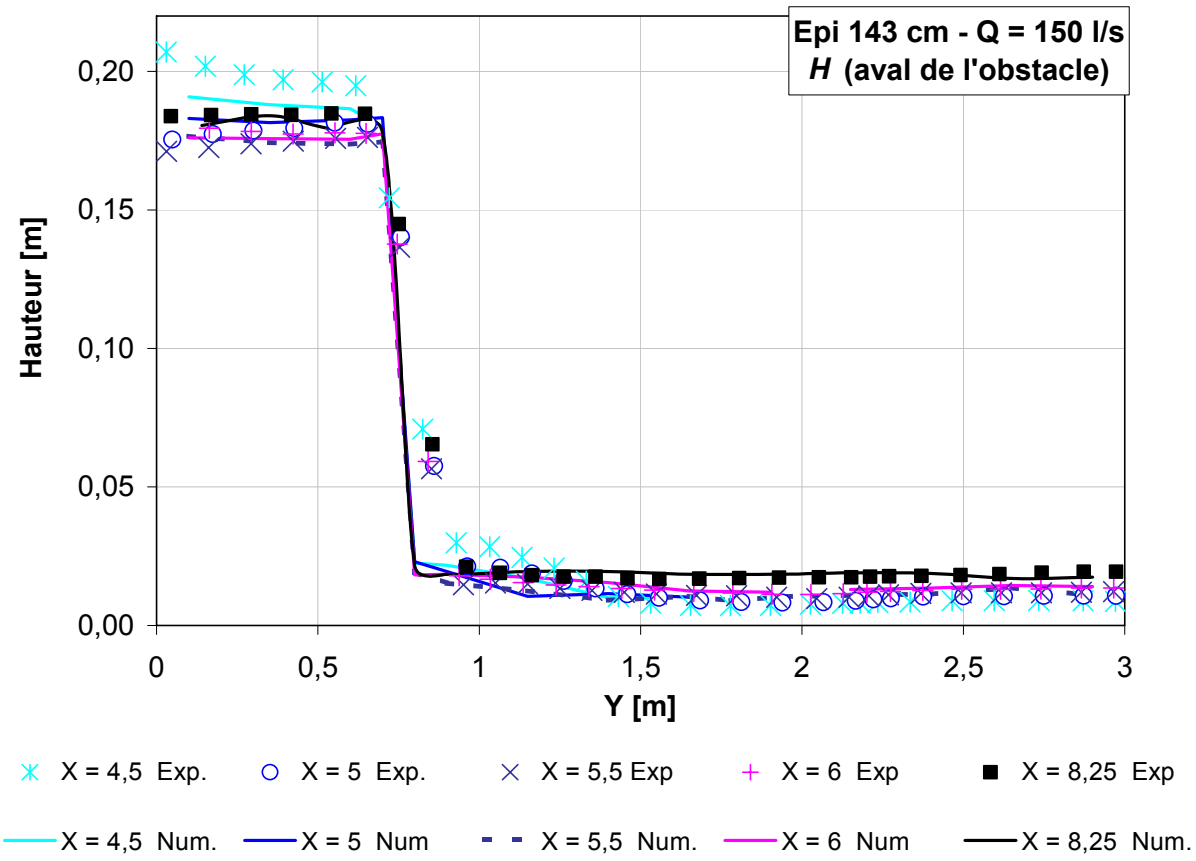






A.9.4. Hauteurs d'eau simulées





Références bibliographiques

Abril, J. B., and Knight, D. W. (2004). "Stage-discharge prediction for rivers in flood applying a depth-averaged model." *Journal of Hydraulic Research*, 42(6), 616-629.

Ackers, P. (1991). "Hydraulic design of straight compound channels." *SR281*, HR Wallingford, Wallingford, U.K.

Ackers, P. (1992). "Hydraulic design of two-stage channels." *Proc., I.C.E.,Water, Maritime and energy*, 96(4), 247-257.

Ackers, P. (1993). "Flow formulae for straight two-stage channels." *Journal of Hydraulic Research*, 31(4), 504-531.

Anonymous. (1963). "Report of the American Society of Civil Engineers' Task Force on Friction Factors in Open Channels." *Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Journal of the Hydraulics Division*, 89(HY2), 97-143.

Asano, T., Hashimoto, H., and Fujita, K. (1985) "Characteristics of variation of Manning's roughness coefficient in a compound cross section." *21st IAHR Congress*, Melbourne, Australia, 19-23 August 1985.

ASCE. (1988). "Turbulence modelling of surface water flow and transport: Part I." *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(9), 970-991.

ASCE. (1988). "Turbulence modelling of surface water flow and transport: Part II." *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(9), 992-1014.

ASCE. (1988). "Turbulence modelling of surface water flow and transport: Part III." *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(9), 1015-1033.

ASCE. (1988). "Turbulence modelling of surface water flow and transport: Part IV." *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(9), 1034-1071.

Babarutsi, S., Ganoulis, J., and Chu, V. H. (1989). "Experimental investigation of shallow recirculating flows." *Journal of Hydraulic Engineering*, 115(7), 906-924.

Babarutsi, S., Nassiri, M., and Chu, V. H. (1996). "Computation of shallow recirculating flow dominated by friction." *Journal of Hydraulic Engineering*, 122(7), 367-372.

Bergez, A., Pontal, L., and Vion, F. (2003). "Influence de digues ou de remblais routiers sur des écoulements de crue." *Projet de fin d'études,* INSA de Lyon, LMFA, Lyon, 52 p.

Biglari, B., and Sturm, T. W. (1998). "Numerical modeling of flow around bridge abutments in compound channel." *Journal of Hydraulic Engineering*, 124(2), 156-164.

Bousmar, D., and Zech, Y. (1999). "Momentum transfer for practical flow computation." *Journal of Hydraulic Engineering*, 125(7), 696-706.

Bousmar, D. (2002). "Flow modelling in compound channels / Momentum transfer between main channel and prismatic or non-prismatic floodplains," *Ph-D thesis*, Université catholique de Louvain, Faculté des Sciences Appliquées, Louvain, 306 p.

Bousmar, D., Wilkin, N., Jacquemart, J. H., and Zech, Y. (2004). "Overbank flow in symmetricaly narrowing floodplains." *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(4), 305-312.

Bousmar, D., Rivière, N., Proust, S., Paquier, A., Morel, R., and Zech, Y. (2005). "Upstream discharge distribution in compound-channel flumes." *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 131(5), 408-412.

Brunner, G. W. (2001). "Hec-Ras, River Analysis system - Hydraulic Reference Manual." *USACE, Inst. for Water Resources, Hydrologic Engineering Center, Davis CA*, CPD-69.

Candel, S. (1990). *Mécanique des fluides*, Dunod Université, Bordas, Paris, 451 p.

Chow, V. T. (1959). *Open Channel Hydraulics*, MacGraw-Hill, New-York, 680 p.

Cruff, R. W. (1965). "Cross channel transfer of linear momentum in smooth rectangular channels." *Water supply paper, U.S. Geological Survey*, 1592-b.

Einstein, H. A., and Li, H. (1958). "Secondary currents in straight channels." *Americ. Geophys. Union Trans.*, 39, 1085-1088.

Elliot, S. C. A., and Sellin, R. H. J. (1990). "SERC Flood channel facility : skewed flow experiments." *Journal of Hydraulic Research*, 28(2), 197-214.

Engelund, F. (1964). "Flow resistance and hydraulic radius." *Basic Research Report*, Tech. Univ. Denmark, 6, 3-4.

Ervine, D. A., and Baird, J. I. (1982). "Rating curves for rivers with overbank flow." *Proc., I.C.E., Part II*, 73, 465-472.

Ervine, D. A., Willets, B. B., Sellin, R. H. J., and Lorena, M. (1993). "Factors affecting conveyance in meandering compound flows." *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 119(12), 1383-1399.

Ervine, D. A., Babaeyan-Koopaei, K., and Sellin, R. H. J. (2000). "Two-dimensional solution for straight and meandering overbank flows." *Journal of Hydraulic Engineering*, 126(9), 653-669.

Field, W. G., Lambert, M. F., and Williams, B. J. (1998). "Energy and momentum in one dimensional open channel flow." *Journal of Hydraulic Research*, 36, 29-42.

Formica, G. (1955). *L'energica electrica*, Vol 32, n°7, juillet 1955.

Francis, J. R. D., Pattanaik, A. B., and Wearne, S. H. (1969). "Observations of flow patterns around some simplified groyne structures in channels." *Technical note n°8*, *Proc. Inst. Civil Engrs.*, December, v 41, 829-837.

French, R. H. (1985). *Open Channel Hydraulics*, McGraw-Hill, New –York, 680 p.

Fukuoka, S., and Fujita, K. (1989). "Prediction of flow resistance in compound channels and its application to design of river courses." *Proc. JSCE*, 411/II-12, 63-72.

Gence, J. N. (2001). "Bases physiques de la turbulence." Cours de DEA, Ecole Centrale de Lyon, Lyon.

Ghosh, S. N., and Jena, S. B. (1971) "Boundary shear distribution in open compound channel." *Proc. Instn Civ. Engrs*, 417-430.

Guichard, M., Lihrmann, H., and Malbrunot, A. (2001). "Ecoulements en lit composé en présence de singularités topographiques dans le lit majeur." *Rapport de projet d'étude,* Ecole Centrale de Lyon, LMFA, 23 p.

Henderson, F. M. (1966). *Open Channel Flow*, Macmillian, New-York, 522 p.

Hervouet, J. M. (2002). "Les équations de Navier-Stokes à surface libre et leurs formes simplifiées en eau peu profonde." *Ecoles CEA-EDF-INRIA, Support de cours, Problèmes non-linéaires appliqués, Ecoulements peu profonds à surface libre*, 7-10 Oct 2002, INRIA Rocquencourt, France.

Holden, A. P. (1986). "Shear stresses and discharges in compound channels," Master, University of the Witwatersrand, Johannesburg, South Africa.

Holden, A. P., and James, C. S. (1989). "Boundary shear distribution on floodplains." *Journal of Hydraulic Research*, 27(1), 75-89.

Hollinrake, P. G. (1987). "The structure of flow in open channels, a litterature survey. Vol. I." *Report SR96*, HR Wallingford, UK.

Hollinrake, P. G. (1988). "the structure of flow in open channels, a literature survey. Vol. II." *Report SR153*, HR Wallingford, UK.

Hollinrake, P. G. (1989). "The structure of flow in open channels, a literature survey. Vol. III." *Report SR209*, HR Wallingford, UK.

Hollinrake, P. G. (1990). "The structure of flow in open channels, a literature survey. Vol. IV." *Report SR227*, HR Wallingford, UK.

Hollinrake, P. G. (1992). "The structure of flow in open channels, a literature survey. Vol. V." *Report SR301*, HR Wallingford, UK.

Ida, Y. (1960). "Steady flow in wide open channel - On the effect of shape of its cross section -." Transactions of JSCE, 69(extra 3-2), 1-18 (in Japanese).

Jasem, H. K. (1990). "Flow in two-stage channels with the main channel skewed to the floodplain direction," PhD-Thesis, University of Glasgow, U.K.

Kerswell. (2005). "Non-linear waves in diverging channels." *Séminaire de l'école doctorale MEGA, Centrale Lyon, Lyon*.

Kiely, G. (1990). "Overbank flow in meandering channels the important mechanisms." *Proc., Int. Conf. On River Flood Hydr.*, Wiley, Chichester, U.K., 207-217.

Knight, D. W., and Demetriou, J. D. (1983). "Floodplain and main channel flow interaction." *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 109(8), 1073-1092.

Knight, D. W., and Hamed, M. E. (1984). "Boundary shear in symmetrical compound channels." *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 110(10), 1412-1430.

Knight, D. W., and Sellin, R. H. J. (1987). "The SERC flood channel facility." *J. Inst. of Water and Envir. Mgmt*, 1(2), 198-204.

Knight, D. W., and Shiono, K. (1990). "Turbulence measurements in a shear layer region of a compound channel." *Journal of Hydraulic Research*, 28(2), 175-194.

Knight, D. W. (1992). "SERC Flood Channel Facility Experimental Data-Phase A." *Report SR314*, HR Wallingford, UK.

Knight, D. W., and Cao, S. (1994). "Boundary shear in the vicinity of river banks." *Proc, ASCE National Conf. on Hydraulic Engineering*, Buffalo, New York, August, Vol. 2, 954-958.

Knight, D. W., and Abril, J. B. (1996). "Refined calibration of a depth-averaged model for turbulent flow in a compound channel." *Proceedings of the Institution of Civil Engineers-Water Maritime and Energy*, 118(3), 151-159.

Knight, D. W., and Shiono, K. (1996). "River and floodplain hydraulics." Floodplain processes, M. G. Anderson, D. E. Walling, and P. D. Bates, eds., Wiley, Chichester, U.K., 139-181.

Lambert, M. F., and Sellin, R. H. J. (1996). "Discharge prediction in straight compound channels using the mixing length concept." *Journal of Hydraulic Research*, 34(3), 381-394.

Lencastre, A. (1999). *Hydraulique générale*, Eyrolles, Paris, 633 p.

Launder, B. E., and Spalding, D. B. (1974). "The numerical computation of turbulent flows." *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 3, 269-289.

Launder, B. E., Reece, G. J., and Rodi, W. (1975). "Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure." *Journal of Fluid Mechanics*, 68(537).

Lipscomb, E. B. (1956). "Hydraulic capacity of meandering channels in straight floodplains." Report T.M. No. 2-2429, Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss., U.S.A.

Lotter, G. K. (1933). "Considerations on hydraulic design of channels with different roughness of walls." *Transactions, All-Union Scientific Research Institute of Hydraulic Engineering*, 9(in Russian), 238-241.

Martinez Monclus, J. (2005). "Etude des longueurs des recirculations en lit simple et lit composé en utilisant la technique de velocimétrie par intercorrélation d'images de particules." *Projet de fin d'études, INSA de Lyon, LMFA*.

Mayerle, R., Toro, F. M., and Wang, S. S. Y. (1995). "Verification of a three-dimensional numerical model simulation of the flow in the vicinity of spur dikes." *Journal of Hydraulic Research*, 33(2), 243-256.

Molinas, A., Kheireldin, K., and Baosheng, W. U. (1998). "Shear stress around vertical wall abutments." *Journal of Hydraulic Engineering*, 124(8), 822-830.

Molinas, A., and Hafez, Y. (2000). "Finite element surface model for flow around vertical wall abutments." *Journal of Fluids and Structures*, 14(5), 711-733.

Morvan, H., Pender, G., Wright, N. G., and Ervine, D. A. (2002). "Three-Dimensional hydrodynamics of meandering compound channels." *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(N°7), 674-682.

Muto, Y., Shiono, K., Imamoto, H., and Ishigati, T. (1998). "Three-dimensional structure flow in meandering channels for overbank flow." *J. Hydroscience and Hydr. Engrg.*

Myers, W. R. C., and Elsawy, J. D. (1975). "Boundary shear in channel with floodplain." *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 101, 933-946.

Myers, W. R. C. (1978). "Momentum transfer in a compound channel." *Journal of Hydraulic Research*, 16(2), 139-150.

Myers, W.R.C (1987). "Velocity and discharge in compound channels." *J. Hydr. Div.*, ASCE, 113(6), 753-766.

Myers, W.R.C., Brennan, E.K., Wormleaton, P.R., Merrett, D.J., Knight, D.W., Shiono, K., Elliott, S.C.A. and Sellin, R.H.J. (1991). "Reply by the authors to the discussion on four companion papers". *J. Hydr. Res.*, 29(2), 272-276.

Naot, D., Nezu, I., and Nakagawa, H. (1993). "Calculation of Compound-Open-Channel Flow." *Journal of Hydraulic Engineering-Asce*, 119(12), 1418-1426.

Nezu, I., and Nakayama, T. (1997). "Space-time correlation structures of horizontal coherent vortices in compound open-channel flows by using particle- tracking velocimetry." *Journal of Hydraulic Research*, 35(2), 191-208.

Nicollet, G., and Uan, M. (1979). "Ecoulements permanents à surface libre en lit composés." *La Houille Blanche*(1), 21-30.

Ouillon, S., and Dartus, D. (1997). "Three-dimensional computation of flow around groyne." *Journal of Hydraulic Engineering*, 123(11), 962-970.

Paquier, A. (1995). “Modélisation et simulation de la propagation de l’onde de rupture de barrage”. Thèse de l’Université Jean Monnet, Saint Etienne, 193 p.

Paquier, A., Cetina, M., Krzyk, M., Proust, S., and Rivière, N. (2001). "Comparison of Slovenian and French 2-D codes on river flow situations." *Lyon Fleuves 2001,* Agence de l'Eau Rhône Méditerranée Corse, Lyon (France), 8 p.

Paquier, A., Bristeau, M. O., Proust, S., Rivière, N., and Champagne, J. Y. (2003) "Comparison of 2D flow modelling around a groyne." *XXX IAHR Congress*, Thessaloniki, Greece, 393-400.

Perez, J. P., and Romulus, A. M. (1993). *Thermodynamique, fondements et applications*, Masson, Paris, 664 p.

Prinos, P., and Townsend, R. D. (1984). "Comparison of methods for predicting discharge in compound open channels." *Advances in Water Resources*, 7, 180-187.

Proust, S., Rivière, N., Bousmar, D., Paquier, A., and Morel, R. (2002). "Velocity measurements in a concrete experimental channel representing a floodplain." *Hydraulic Measurements and Experimental Methods 2002, Proceedings of the Speciality Conference, 28 july-1 August 2002*, Eastes Park, Colorado, ASCE, CD-Rom proceedings.

Proust, S., Rivière, N., Bousmar, D., Paquier, A., Zech, Y., and Morel, R. (2006). ""Flow in compound channel with abrupt floodplain contraction"." *Journal of Hydraulic Engineering, (in press)*.

Radojkovic, M., and Djordjevic, S. (1985). "Computation of discharge distribution in compound channels." *Proc§. 21st Congress of IAHR*, Melbourne, Australia, Vol.3, 367-371.

Rajaratnam, N., and Ahmadi, R. M. (1981). "Hydraulics of channels with flood plains." *Journal of Hydraulic Research*, 19(1), 43-60.

Rajaratnam, N., and Ahmadi, R. M. (1983). "Meandering Channels with floodplains." *personal communication*.

Rajaratnam, N., and Nwachukwu, B. (1983). "Flow near groyne-like structures." *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 109(HY3), 463-480.

Rameshwaran, P., and Naden, P. S. (2004). "Three-dimensional modelling of free surface variation in a meandering channel." *Journal of Hydraulic Research*, 42(6), 603-615.

Rastogi, A. K., and Rodi, W. (1978). "Predictions of heat and mass transfer in open channels." *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 104(HY3), 397-420.

Rhodes, D. G., and Knight, D. W. (1994). "Velocity and boundary shear in a wide compound duct." *Journal of Hydraulic Research*, 32(5), 743-764.

Rivière, N., Proust, S., Bousmar, D., Paquier, A., Morel, R., and Zech, Y. (2002). "Relevance of 1D flow modelling for compound channels with a converging floodplain." *River Flow 2002, Proceedings of the International Conference on Fluvail Hydraulics, 4-6 Septembre 2002, Louvain-la-Neuve, Belgium*, 1, 187-195.

Rivière, N., Proust, S., and Paquier, A. (2004). "Recirculating flow behind groynes for compound channel geometries." *Proc. of the 2nd int. conf. on fluvial hydraulics, River flow 2004, 23-25 june,*, Napoly, Italy, Greco, Carravetta & Della Morte (eds.), 6 p.

Rodi, W. (1980). *Turbulence models and their application in hydraulics : a state of the art review*, IAHR book publication, Delft.

Rodi, W. (1984). "Examples of turbulence-model applications." Turbulence models and their application, Vol.2, éditions Eyrolles, Paris, France. (Collection de la Direction des études et de la recherche d'Electricité de France)

Rouse, H. (1962). "On the Bernouilli theorem for turbulent flow." Tollmein Festschrift-Miszellaneen der Angewandten Mechanik, Akademie-Verlag, Berlin.

Rouse, H. (1965). "Critical analysis of open-channel resistance." *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 91(HY4), 1-25.

Sellin, R. H. J. (1964). "A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over its flood plain." *La Houille Blanche*(7), 793-802.

Sellin, R. H. J. (1993). "SERC Flood Channel Facility : experimental data - Phase A - Skewed Floodplain Boundaries." *Bristol BS8 1TR*, Department of Civil Engineering, University of Bristol.

Sellin, R. H. J., Ervine, D. A., and Willets, B. B. (1993). "Behaviour of meandering two-stage channels." *Proc. Institution of Civil Engineers, Water, Maritime and Energy*, 101, 99-111.

Shiono, K., and Knight, D. W. (1989). "Two dimensional analytical solution for a compound channel." *Proc., 3rd Int. Symp. on refined flow modeling and turbulence measurements*, Tokyo, Japan, 591-599.

Shiono, K., and Knight, D. W. (1991). "Turbulent open channel flows with variable depth across the channel." *Journal of Fluid Mechanics*, 222, 617-646.

Shiono, K., and Muto, Y. (1998). "Complex flow mechanisms in compound meandering channels with overbank flow." *Journal of Fluid Mechanics*, 376, 221-226.

Ranga Raju, K.G., Asawa, G.L. and Mishra, H.K. (2000). "Flow-establishment length in rectangular channels and ducts." *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 126(7), 533-539.

Schlichting, H. (1968). *Boundary-layer theory*, 6th Ed., McGraw-Hill, New-York, 747 p.

Thomas, T. G., and Williams, J. J. R. (1995). "Large-Eddy Simulation of Turbulent-Flow in an Asymmetric Compound Open-Channel." *Journal of Hydraulic Research*, 33(1), 27-41.

Tingsanchali, T., and Maheswaran, S. (1990). "2D-Depth-averaged flow computation near groyne." *Journal of Hydraulic Engineering*, 116(1).

Toebes, G. H., and Sooky, A. A. (1967). "Hydraulics of meandering rivers with floodplains." *J.Wtrwy.and Harb. Div., ASCE*, 93, 213-226.

Tominaga, A., Nezu, I., Ezaki, K., and Nakagawa, H. (1989). "Three-dimensional turbulent structure in straight open channel flows." *Journal of Hydraulic Research*, 27(1).

Tominaga, A., and Nezu, I. (1991). "Turbulent Structure in Compound Open-Channel Flows." *Journal of Hydraulic Engineering-Asce*, 117(1), 21-41.

Van Leer, B. (1979). "Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov's method." *Journal of Computational Physics*, 32, 101-136.

Vila, J. P. (1986). "Sur la théorie et l'approximation numérique de problèmes hyperboliques non linéaires. Applications aux équations de Saint-Venant ét à la modélisation des avalanches de neige dense." *Thèse de l'université Paris VI*, Paris, 495 p.

Wark, J. B., Samuels, P. G., and Ervine, D. A. (1990) "A practical method of estimating velocity and discharge in compound channels. "*International Conference on River Flood*

Hydraulics, W.R.White,ed.*, Wallingford, England : 17-20 September 1990,* John Wiley & Sons Ltd, Chichester.

Wilson, C., Bates, P. D., and Hervouet, J. M. (2002). "Comparison of turbulence models for stage-discharge rating curve prediction in reach-scale compound channel flows using two-dimensional finite element methods." *Journal of Hydrology*, 257(1-4), 42-58.

Wormleaton, P. R., Allen, J., and Hadjipanos, P. (1982). "Discharge assessment in compound channel flow." *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 108(9), 975-994.

Wormleaton, P. R. (1988). "Determination of discharge in compound channels using the dynamic equation for lateral velocity distribution." *Proc. Int. Conf. on Fluvial Hydraulics, IAHR,*, Budapest, Hungary.

Wormleaton, P. R., and Merrett, D. J. (1990). "An improved method of the calculation for steady uniform flow in prismatic main channel/flood plain sections." *Journal of Hydraulic Research*, 28(2), 157-174.

Yen, B. C., Wenzel, H. G., Jr., and Yoon, Y. N. (1972). "Resistance coefficients for steady spatially varied flow." *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 98(HY8), 1395-1410.

Yen, C. L., and Overton, D. E. (1973). "Shape effects on resistance in flood-plain channels." *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 99(HY1), 219-239.

Yen, B. C. (1973). "Open-channel flow equations revisited." *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, 99(EM5), 979-1009.

Yen, B. C. (1984). "Hydraulics of flood plains : methodology for backwater computation." *Wissenschaftlicher Bericht Nr. 84/5*, Institut für wasserbau / Universität Stuttgart.

Yen, B. C., Camacho, R., Kohane, R., and Westrich, B. (1985). "Significance of flood plains in backwater computation." *Proc. 21st Congress of IAHR*, 3, 439-445.

Yen, B. C. (1991). "Hydraulic resistance in open channels." Channel flow resistance : Centennial of Manning's Formula, B. C. Yen, ed., Water Resource Publications, Highlands ranch, Colo., 1-135.

Yen, B. C. (1992). "Dimensionally homogeneous Manning's formula." *Journal of Hydraulic Engineering*, 118(9), 1326-1332.

Yen, B. C. (2002). "Open Channel Flow Resistance." *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(1), 20-39.

ÉCOULEMENTS NON-UNIFORMES EN LITS COMPOSÉS : EFFETS DE VARIATIONS DE LARGEUR DU LIT MAJEUR

RÉSUMÉ : La modélisation des inondations se heurte à plusieurs difficultés dès lors qu'interviennent des débordements de l'écoulement du lit mineur dans les lits majeurs contigus. Les écoulements « en lit composé » sont alors caractérisés par une interaction turbulente entre l'écoulement du lit mineur et celui du lit majeur, mais aussi par des transferts de masse entre lits lorsque la largeur du lit majeur varie. La thèse s'intéresse aux modélisations expérimentale et numérique de ces écoulements non-uniformes. De nouvelles configurations sont explorées : convergence brusque ou divergence linéaire de la plaine d'inondation, épi de type « remblai routier » dans le lit majeur. En plus de simulations numériques 1D et 2D conventionnelles, une nouvelle modélisation est présentée : nommée « Méthode 1D par lit », elle individualise la dynamique de l'écoulement dans chacun des lits et donne des résultats satisfaisants en terme de niveau d'eau et de débit dans le lit majeur, dans huit géométries différentes.

Mots-clés : crue, inondation, lit majeur, lit composé, écoulement non-uniforme, modélisation, 1D, 2D, turbulence, transfert de masse, quantité de mouvement.

NON-UNIFORM FLOWS IN COMPOUND CHANNELS : EFFECT OF FLOW-WIDTH VARIATIONS IN THE FLOODPLAIN

ABSTRACT: Flooding rivers usually present transition reaches where the floodplain width can significantly vary. The present work focuses on both physical and numerical modeling of over bank flows in such configurations. A particular attention is paid to flows in the flood plain. These flows are characterized by turbulent exchanges due to the velocity gradient between flows in the main channel and the floodplain, and by severe mass transfer and associated momentum exchange between the subsections. New experiments are carried out in non-prismatic compound channel flumes : flows in abrupt contraction of the flood plain, enlarging flood plains, flow in the vicinity of groynes. In addition to conventional 1D and 2D simulations, a new 1D modeling is presented : it is called "Independent Subsections Method" and separates the dynamic equations in each bed. The simulation of both water depth and discharge rate in the floodplain are in good agreement with experimental data, for eight different geometries.

Keywords: flood**,** over bank flow, floodplain, compound channel, non-uniform flow, modeling, 1D, 2D, turbulence, mass transfer, momentum.