



HAL
open science

Simulations des écoulements en milieu urbain lors d'un évènement pluvieux extrême

Quentin Araud

► **To cite this version:**

Quentin Araud. Simulations des écoulements en milieu urbain lors d'un évènement pluvieux extrême. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Strasbourg, 2012. Français. NNT : 2012STRAD040 . tel-00814408

HAL Id: tel-00814408

<https://theses.hal.science/tel-00814408v1>

Submitted on 17 Apr 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITE DE STRASBOURG

Thèse

présentée pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de
Strasbourg

Ecole Doctorale : Mathématiques, Sciences de l' Information et de
l'ingénieur

présentée et soutenue publiquement le

30 novembre 2012

par

Quentin ARAUD

Simulations des écoulements en milieu urbain lors
d'un évènement pluvieux extrême

Membres du jury :

Robert MOSE	ENGEEES / UdS	Directeur de thèse
José VAZQUEZ	ENGEEES / UdS	Co-directeur de thèse
Nicolas RIVIERE	INSA de Lyon	Rapporteur et président du jury
Sandra SOARES-FRAZAO	Université Catholique de Louvain	Rapporteur
Vincent GUINOT	Université de Montpellier II	Examineur

Table des matières

1	Introduction générale	11
1.1	Contexte général	11
1.2	Problématiques	16
1.3	Objectifs et démarches	17
2	Etude bibliographique	19
2.1	Description des écoulements dans les carrefours	22
2.1.1	Confluences à 3 branches	22
2.1.2	Division de l'écoulement dans une divergence à 3 branches	25
2.1.3	Carrefour à quatre branches	29
2.1.4	Bilan sur les écoulements dans les carrefours	33
2.2	Modèles réduits de zones urbaines	34
2.3	Méthodes numériques de modélisation des inondations urbaines	38
2.3.1	Code de calcul 3D : Ansys-Fluent ®	39
2.3.2	Les codes de calcul 2D	45
2.3.3	Bilan sur les modèles numériques utilisés	61
2.4	Comparaison de l'expérimental avec le numérique	61
2.4.1	Code de calcul tridimensionnel	61
2.4.2	Codes de calcul bidimensionnels	66
2.4.3	Codes de calcul 1D	70
2.4.4	Bilan sur la comparaison entre le numérique et l'expérimental	70
2.5	Conclusion	71
3	Améliorations du code 2D	75
3.1	Résolution des équations de BSV 2D avec un schéma RKDG	78
3.1.1	Les équations de Barré de Saint-Venant 2D	78
3.1.2	Discrétisation spatiale Discontinuous Galerkin des équations	79
3.1.3	Discrétisation temporelle de Runge Kutta des équations	81
3.1.4	Condition initiale et conditions aux limites	82

3.1.5	Limiteur de pente	82
3.1.6	Bilan du schéma RKDG	83
3.2	Amélioration du code de calcul	85
3.2.1	Changement de langage de programmation	85
3.2.2	Limiteur de pente	85
3.2.3	Intégration analytique des flux	91
3.2.4	Méthode “Eigenvector Reconstruction”	102
3.2.5	Methode well-balanced	115
3.3	Application du nouveau code à un cas réel de la vallée de Toce	129
3.4	Conclusion	131
4	Etude expérimentale	135
4.1	Dispositif expérimental	138
4.1.1	Cadre de l’étude	138
4.1.2	Similitudes	140
4.1.3	Construction du pilote inondation	144
4.1.4	Instrumentation et incertitudes	149
4.1.5	Présentation des conditions expérimentales	158
4.2	Reproductibilité des expériences	161
4.2.1	Reproductibilité des hauteurs d’eau	161
4.2.2	Reproductibilité de la répartition des débits	161
4.3	Description du régime hydraulique observé	164
4.3.1	Nombre de Froude indépendant des débits injectés	164
4.3.2	Répartition des débits indépendante des débits injectés	165
4.3.3	Champ de hauteur fonction des débits injectés	170
4.3.4	Pertes de charge singulières	180
4.3.5	Résumé sur les caractéristiques du régime d’écoulement pour une injection symétrique	182
4.4	Influence des conditions à l’amont sur les écoulements	184
4.5	Perspectives	188
4.6	Conclusion	191
5	Validation des codes de calcul	193
5.1	Ansys-Fluent®	194
5.1.1	Choix du maillage	194
5.1.2	Choix du modèle de turbulence	197
5.1.3	Validation du code	201
5.2	Neptune 2D	211

5.2.1	Choix du maillage	212
5.2.2	Choix du coefficient de Strickler	214
5.2.3	Validation du code	215
5.3	Comparaison de Neptune 2D et de Ansys-Fluent®	226
5.3.1	Comparaison aux différentes échelles	226
5.3.2	Discussion	228
5.4	Conclusion	236
6	Conclusion	239
7	Annexes	255
7.1	Annexe 1 : Description de la méthode aux éléments DG	256
7.2	Annexe 2 : Conditions aux limites	261
7.2.1	Introduction du problème	261
7.2.2	Condition hauteur d'eau imposée	263
7.2.3	Condition débit imposé	264
7.2.4	Condition Froude imposé	265
7.2.5	Condition de sortie libre	265
7.3	Annexe 3 : Calcul des incertitudes sur les débits	266
7.3.1	Mesures de hauteur d'eau et incertitudes lors d'une vidange d'un canal .	266
7.3.2	Courbe de tarage théorique	267
7.3.3	Calage du paramètre α	268
7.3.4	Bilan	271
7.4	Annexe 4 : Hauteurs expérimentales	272
7.4.1	Champs de hauteurs	272
7.4.2	Profils de hauteur normalisée dans les rues	274
7.5	Annexe 5 : Plan et coordonnées du quartier urbain	276
7.6	Annexe 6 : Charge générées par Ansys-Fluent®	279
7.7	Annexe 7 : Comparaison entre le numérique et l'expérimental	282
7.7.1	Comparaison de Ansys-Fluent® avec l'expérimental	282
7.7.2	Comparaison de Neptune 2D avec l'expérimental	286
7.7.3	Pression hydrostatique dans le quartier	289

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier José VAZQUEZ et Robert MOSE pour m'avoir accueilli au sein de l'IMFS et accompagné durant ce projet de thèse, particulièrement formateur. Ce fut une réelle opportunité de voir la construction, de contribuer au développement et d'utiliser un dispositif expérimental aussi novateur et élaboré que le pilote inondation.

Je tiens aussi à remercier la Région ALSACE et REALISE pour leur financement du pilote inondation.

Merci à tous les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mes travaux de thèse. Merci à Nicolas RIVIERE et Sandra SOARES-FRAZAO qui ont accepté d'être les rapporteurs du mémoire. Merci à Vincent GUINOT ainsi qu'aux membres invités, Benjamin DEWALS et Pascal FINAUD-GUYOT, pour avoir participé à la soutenance orale. Merci à tous pour leur regard critique et pour les discussions riches en enseignements qui ont suivi la présentation.

Un grand merci à Pascal FINAUD-GUYOT pour son encadrement au quotidien et pour sa rigueur qui ont largement contribué à la réalisation de ce travail.

Merci à Vincent GUINOT pour l'aide précieuse qu'il m'a apporté sur la programmation et pour toutes ses idées de développement.

Merci à Pierre FRANCOIS pour les nombreuses discussions sur la physique des écoulements dans le pilote et qui fut la source des nombreuses idées sur l'exploitation et la présentation des résultats expérimentaux.

Merci à Fabrice LAWNICAK et Matthieu DUFRESNE pour leurs conseils et leurs avis qui m'ont bien aidé.

Merci à toutes les personnes qui ont permis au pilote inondation de voir le jour et qui ont contribué à sa mise en place : il y a bien évidemment José VAZQUEZ mais aussi Martin FISHER, Robert MOSE, Fabrice LAWNICAK, Pascal FINAUD-GUYOT, Michael ESSA, Christian ARBOGAST, Laurent MACLER, Abdel AZIZI et Johary RASAMIMANANA. Sans oublier les doctorants qui ont beaucoup participé à l'assemblage final : merci à Hakim BENS-LIMANE, Vivien SCHMITT, Noelle DUCLOS, Alain PETITJEAN et Sandra ISEL.

Merci à tous les stagiaires avec qui nous avons travaillé. Merci à Nicolas HEMMERLE et Joel JEST pour leur modélisation numérique 1D et 2D des écoulements dans le pilote inondation. Merci à Laurent MACLER pour sa contribution au programme Labview qui

permet la gestion de l'automate du pilote via un ordinateur.

Merci à Matthieu TRAUTMANN et Thierry LEPELLETIER d'Hydratec pour m'avoir conseillé ce projet et l'avoir suivi jusqu'à sa fin.

Merci à tous les collègues doctorants avec qui nous avons passé de si bons moments : merci pour la fameuse pose café or coffee, l'apéro du jeudi midi, les soirées foot ou bowling, sans oublier les tournois de baby foot. Merci notamment à Hakim BENSLIMANE, Iliès BALOULI, Vivien SCHMITT, Florent LOCATELLI, Noelle DUCLOS, Alain PETITJEAN, Sandra ISEL, Fanny THENAULT, Charlotte TINGAUD, Marie EVRARD et Daniel DURRENBERGE.

Enfin merci à ma famille pour sa venue à la soutenance de thèse et pour avoir éclairé mes choix professionnels. Merci à mes amis pour leur soutien lors de la soutenance et pour la belle fête qui a suivi. Merci à ma femme Laure qui aura vécu cette thèse au quotidien avec moi pendant trois ans, et qui m'a épaulé dans les moments difficiles. Merci d'avoir attendu la fin de la rédaction de cette thèse pour donner naissance (à quelques heures près) à notre petite Adèle.

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Contexte général

Cette thèse traite des inondations en milieu urbain qui occupent à l'heure actuelle une place croissante, aussi bien dans la gestion des risques que pour la protection de l'environnement. En urbanisant les lits majeurs des cours d'eau, les villes sont devenues des zones vulnérables, particulièrement exposées aux risques inondations. Tous les pays rencontrent ce risque, qui serait responsable, d'après les données du ministère du développement durable¹, de 20 000 morts par an dans le monde. En France comme ailleurs le risque est bien présent : 13300 des 30 000 communes françaises sont exposées au risque inondation et 10% de la population vit en zone inondable d'après le site du développement durable. Toujours d'après cette source, la moitié des catastrophes naturelles en France sont des inondations. Les données sur les principales crues majeures en France sont présentées dans le Tableau 1.1. Notre société, basée sur le progrès technique et la science, refuse la notion d'aléa et souhaite maîtriser les risques et leurs conséquences. Ces statistiques accablantes, amplifiées par une peur du réchauffement climatique et de ses conséquences, nous ont conduit à une prise de conscience et à une volonté d'agir. Nous n'avons pourtant que peu de marge de manoeuvre. Ne pouvant pas lutter contre la nature et la puissance de ces phénomènes, nous ne pouvons qu'essayer de comprendre, de prévoir et de nous adapter. L'approche que nous adoptons à l'heure actuelle est parfaitement résumée dans cette phrase, issue du magazine grand public "Science et Vie" publié en mars 2011 intitulé *La Terre, planète à haut risque* : "Face à ces risques, la société française a évolué en quelques décennies, passant d'un certain fatalisme à la demande d'une prévision presque "sur mesure", à l'échelle du quartier, pour les risques d'inondation par exemple".

Cette demande de la société civile a conduit l'Etat à agir dans ce sens, en témoignent les ré-

1. <http://www.developpement-durable.gouv.fr/Le-risque-inondation.html>

Année	Localisation	Dégâts (euros)	Victimes
Inondation majeures en France			
1910	Paris	1,4 milliards	200 000 personnes touchées
1930	Montauban et Moissac	-	> 200 morts
1940	Pyrénées-Orientales	-	50 morts
1987	Grand-Bornand	-	23 morts
1988	Nîmes	0,5 milliards	10 morts
1992	Vaucluse	> 0,5 milliards	47 morts
1995	43 départements dans les régions Basse-Normandie, Champagne-Ardenne, Bretagne, Pays de la Loire et île-de-France	0,61 milliards	15 morts
Inondations récentes les plus graves			
1999	Audes, Tarn, Hérault, Pyrénées-Orientales et l'Averon	0,533 milliards	15 morts
2001	Somme, Oise et Eure	0,1 milliards	
2002	Gard	1,2 milliards	23 morts
2003	Centre Est et Sud Est de la France	1,5 milliards	7 morts

TABLEAU 1.1 – Tableaux directement issues du ministère de l'environnement sur les inondations les plus graves ainsi que les plus récentes en France

centes mises en place des bulletins d'alerte météo publiés par Météofrance², du site vigicrue³ ou de la mise en place de Plan de Prévention des Risques (PPR). Les PPR Inondation étudient ainsi le risque inondation pour les communes et définissent les zones considérées comme inondables. Ces zones sont définies à l'aide d'outils techniques, des logiciels de modélisation des écoulements de rivières lors de crues. Ils sont supposés objectifs et non influençables par des autorités politiques et économiques. Généralement, on utilise des codes de calcul hydrauliques, qui évaluent en tout point de l'espace modélisé les caractéristiques de l'écoulement comme les vitesses et les hauteurs de l'eau. Les modèles sont le plus souvent dits *mécanistes* car ils résolvent des équations mathématiques classiques de la mécanique des fluides qui décrivent les écoulements d'eau (les équations de Barré de Saint Venant 2D [41, 73, 28] ou de Saint Venant 1D [66, 70]). Cependant, ils ont été développés à l'origine, il y a plus d'une vingtaine d'années, à d'autres fins pour modéliser les écoulements en rivière souvent unidirectionnels. Les phénomènes hydrauliques observés en milieu urbain sont pourtant différents et parfois beaucoup plus complexes.

En effet, des interactions vont se mettre en place entre les écoulements de surface dans la ville et les écoulements souterrains dans le réseau d'assainissement (Figure 1.1). Des parties de la ville, en surface, peuvent ainsi se retrouver inondées alors qu'elles sont éloignées des principaux écoulements de surface. La géométrie de ces deux zones d'écoulements sont complexes. Une ville peut s'apparenter à un réseau de carrefours, reliés entre eux par des rues et des boulevards dans laquelle l'eau va s'écouler à surface libre. La même approche peut s'appliquer au réseau pluvial, à la différence près que les écoulements peuvent être à surface libre ou en charge. La présence de carrefours est un réel problème pour la modélisation, car elle nécessite la prévision de la répartition des débits à leur sortie. Cette dernière a une influence importante, car elle conditionne les débits dans chacune des rues situées à l'aval et va interagir avec les carrefours voisins. Une mauvaise modélisation peut donc entraîner des erreurs conséquentes sur toutes les prévisions à l'échelle du quartier. Mais d'autres particularités sont observées : les écoulements en ville sont très perturbés, des ondes statiques peuvent apparaître et de nombreux changements de régime et des ressauts hydrauliques peuvent être observés (Figure 1.2). Ces phénomènes complexes vont interagir avec les écoulements dans les carrefours, modifiant les répartitions des débits en sortie (Figure 1.3). Enfin, même si l'on ne considère pas les obstacles fixes (trottoirs, arbres, cabines téléphoniques, abris bus etc.), qui vont pourtant modifier les écoulements aux moins de manière locale, il faut considérer les objets mobiles, notamment les voitures, qui vont être charriées par les écoulements. Ils vont former des embâcles qui vont perturber les écoulements, se mettre en travers des rues les plus étroites et vont jouer un rôle de barrage (Figure 1.4).

2. <http://france.meteofrance.com/vigilance/Accueil>

3. <http://www.vigicrues.gouv.fr/>



FIGURE 1.1 – Photo lors d’une crue à Fives (Nord) en 2008 qui met en évidence l’interaction entre les écoulements de surface et les écoulements dans le réseau d’assainissement. Photo issue du site internet de la voix du Nord (4/09/12)



FIGURE 1.2 – Photo d’inondation à Toowoomba durant les inondations qui ont touché le Queensland en Australie en 2010. Cette image est issue du site internet du Herald Sun <http://www.heraldsun.com.au/news/gallery-0-1225985189465?page=27> (connexion le 4/9/2012)



FIGURE 1.3 – Images des inondations à Nancy en mai 2012. Images issues de la vidéo <http://www.youtube.com/watch?v=unPF64ReNbs> (le 25/09/12).



FIGURE 1.4 – Photo de la crue de 1988 à Nîmes qui met en évidence le rôle d’embâcle joué par les voitures. L’image est issue du site internet <http://www.nemausensis.com/Nimes/inondations/analyse.htm> (4/9/12)

1.2 Problématiques

L’utilisation des codes de calcul classiques pour modéliser ces écoulements est donc loin d’être évidente et justifiée. Elle mérite une validation. Nous sommes alors confrontés à un nouveau problème : le manque de données expérimentales. En effet, les phénomènes présentés précédemment sont difficiles à mesurer dans la réalité : leurs apparitions sont imprévisibles et rares (le temps de retour de la crue de Nîmes en 1988 a été estimée à plus cent ans [73]). De plus, ils sont relativement courts, ce qui laisse peu de temps pour acheminer du matériel et prendre des mesures en temps réel. Enfin, la violence et la puissance des phénomènes, si elles n’arrachent pas les dispositifs de mesures, rendent les mesures in situ compliquées et périlleuses. Les modèles réduits sont donc les outils privilégiés pour reproduire et mesurer ces écoulements. Cependant ces derniers sont coûteux et volumineux, ce qui explique leur rareté.

Le manque de données expérimentales est un réel problème : il rend difficile toutes compréhensions des écoulements urbains et limite la validation des outils numériques existant ainsi que l’encadrement de leurs utilisations. De plus, la comparaison du numérique avec l’expérimental est nécessaire pour l’amélioration des outils numériques. En mettant en évidence des différences, des lacunes dans les modèles utilisés pourront, à terme, être comblées et conduire à la mise en place d’outils plus adaptés et plus performants.

1.3 Objectifs et démarches

Cette thèse propose donc différentes approches pour contribuer à l'amélioration de la modélisation des écoulements en milieux urbains et à leur compréhension. En se basant sur les travaux expérimentaux et numériques qui ont déjà été réalisés par le passé, différents objectifs ont été dégagés et ont structuré les travaux présentés dans ce document :

1. améliorer l'outil informatique 2D développé au laboratoire pour simuler les inondations en milieu urbain.
2. fournir des données expérimentales grâce à la mise en place au laboratoire d'un modèle réduit d'un quartier urbain.
3. valider les codes de calcul, notamment 2D et 3D, en comparant les résultats numériques avec l'expérimental. On pourra déduire de ces comparaisons la fiabilité de ces différents outils en fonction de l'échelle étudiée et des conditions hydrodynamiques imposées.

Ce document se décompose en quatre parties. Le Chapitre 2 fait une synthèse bibliographique des études expérimentales et numériques réalisées sur les écoulements en milieu urbain. Les écoulements dans les jonctions, les bifurcations et les carrefours y sont présentés. De plus, ce chapitre introduit les codes de calcul utilisés dans le cadre de cette thèse ainsi que leur schéma numérique.

Le Chapitre 3 présente Neptune 2D, le code de calcul qui a été développé au sein du laboratoire. Nous détaillerons son fonctionnement avant de présenter les développements numériques qui ont été réalisés dans le cadre de cette thèse pour accroître son efficacité en milieu urbain.

Le Chapitre 4 présente le modèle réduit d'un quartier urbain, baptisé *pilote inondation*, qui a été construit à l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides avec l'aide financière de la région Alsace, ainsi que les principaux résultats expérimentaux.

Le Chapitre 5 compare les résultats expérimentaux avec les simulations numériques réalisées à l'aide du code 3D Ansys-Fluent® et du code Neptune 2D présenté dans le chapitre 3. Les comparaisons sont conduites à différentes échelles (rue ou quartier) pour essayer de définir le domaine de validité des deux outils. De plus, nous tenterons de relier les différences observées à des phénomènes physiques non modélisés, et nous proposerons alors des idées de développement pour améliorer ces outils informatiques.

Chapitre 2

Etude bibliographique

Sommaire

2.1	Description des écoulements dans les carrefours	22
2.1.1	Confluences à 3 branches	22
2.1.2	Division de l'écoulement dans une divergence à 3 branches	25
2.1.3	Carrefour à quatre branches	29
2.1.4	Bilan sur les écoulements dans les carrefours	33
2.2	Modèles réduits de zones urbaines	34
2.3	Méthodes numériques de modélisation des inondations urbaines .	38
2.3.1	Code de calcul 3D : Ansys-Fluent®	39
2.3.2	Les codes de calcul 2D	45
2.3.3	Bilan sur les modèles numériques utilisés	61
2.4	Comparaison de l'expérimental avec le numérique	61
2.4.1	Code de calcul tridimensionnel	61
2.4.2	Codes de calcul bidimensionnels	66
2.4.3	Codes de calcul 1D	70
2.4.4	Bilan sur la comparaison entre le numérique et l'expérimental	70
2.5	Conclusion	71

Symbole	Description	Unité
A	Matrice Jacobienne dans la direction (Ox)	/
B	Matrice Jacobienne dans la direction (Oy)	/
b	Largeur totale du canal	m
C_c	Coefficient de contraction de l'écoulement	\emptyset
C_{CFL}	Coefficient CFL	\emptyset
C_{max}	Nombre maximum du coefficient CFL	\emptyset
c_x	Hauteur du seuil à l'aval dans la branche x	m
c_y	Hauteur du seuil à l'aval dans la branche y	m
Δt	Pas de temps	s
Δx	Pas d'espace	m
ε	Taux de dissipation par unité de masse	$m^2.s^{-3}$
F	Flux numérique dans la direction (Ox)	/
F*	Flux numérique dans l'état intermédiaire	/
F$_{\xi}$	Flux numérique dans la direction normal à l'interface	/
Fr_{aval}	Nombre de Froude à l'aval de la branche principal	\emptyset
F_w	Fraction volumique	\emptyset
g	Accélération gravitationnelle	$m.s^{-2}$
h	Hauteur d'eau	m
h_{amont}	Hauteur à l'amont dans la branche principale	m
h_{aval}	Hauteur à l'aval dans la branche principale	m
I	Intensité turbulente	%
k	Énergie cinétique turbulente	$J.K^{-1}$
$l_{contract}$	Largeur de la zone d'écoulement contracté	m
l_l	Largeur de l'écoulement correspondant à la branche latérale	m
l_p	Largeur de l'écoulement correspondant à la branche principale	m
λ	Célérité des ondes	m
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
μ_a	Viscosité dynamique de l'air	Pa.s
μ_w	Viscosité dynamique de l'eau	Pa.s
μ_t	Viscosité dynamique turbulente	Pa.s
n	Vecteur normal aux interfaces	/
n_M	Coefficient de Manning	$m^{-1/3}s$
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-2}$
p	Pression instantanée	Pa
P	Pression moyenne	Pa
p'	Fluctuation de pression	Pa
q	Débit unitaire dans la direction (Ox)	m^2/s
Q_{yo}	Débit en sortie dans la branche y	m^3/s
Q_{amont}	Débit à l'amont dans la branche principale	m^3/s

Symbole	Description	Unité
Q_{aval}	Débit à l'aval de la branche principale	m^3/s
$Q_{lateral}$	Débit dans la branche latérale	m^3/s
Q_{tot}	Somme de tous les débits entrants	m^3/s
Q_{xi}	Débit en entrée dans la branche x	m^3/s
Q_{xo}	Débit en entrée dans la branche x	m^3/s
Q_{yi}	Débit en entrée dans la branche y	m^3/s
r	Débit unitaire dans la direction (Oy)	m^2/s
$R_{lateral}$	Ratio du débit latéral sur le débit total	\emptyset
R_q	Ratio des débits dans les jonctions et bifurcation	\emptyset
R_{qc}	Répartition des débits dans les carrefours	\emptyset
Re	Nombre de Reynolds	\emptyset
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
ρ_a	Masse volumique de l'air	$kg.m^{-3}$
ρ_w	Masse volumique de l'eau	$kg.m^{-3}$
S	Terme source	/
$S_{0,x}$	Pente du fond dans la direction (Ox)	\emptyset
$S_{0,y}$	Pente du fond dans la direction (Oy)	\emptyset
$S_{f,x}$	Pente des frottements dans la direction (Ox)	\emptyset
$S_{f,y}$	Pente des frottements dans la direction (Oy)	\emptyset
τ	Contrainte de cisaillement à la paroi	Pa
\vec{u}	Vecteur vitesse instantanée	/
u	Vitesse dans la direction (Ox)	$m.s^{-1}$
U	Vitesse moyenne dans la direction (Ox)	$m.s^{-1}$
U	Variable conservée	/
\vec{u}'	Vecteur de fluctuation de vitesse	/
u'	Fluctuation de vitesse dans la direction (Ox)	$m.s^{-1}$
u_*	Vitesse de frottement	$m.s^{-1}$
U*	Variable conservée intermédiaire	/
U$_{\xi}$	Variable conservée projetée dans le repère de l'interface	/
$u_i u_j$	Tension de Reynolds	$m^2.s^{-2}$
u^+	Vitesse de paroi	\emptyset
v	Vitesse instantanée dans la direction (Oy)	$m.s^{-1}$
V	Vitesse moyenne dans la direction (Oy)	$m.s^{-1}$
v'	Fluctuation de vitesse dans la direction (Oy)	$m.s^{-1}$
w	Vitesse instantanée dans la direction (Oz)	$m.s^{-1}$
W	Vitesse moyenne dans la direction (Oz)	$m.s^{-1}$
w'	Fluctuation de vitesse dans la direction (Oz)	$m.s^{-1}$
ξ	Direction normal à l'interface	\emptyset
y^+	Distance adimensionnée à la paroi	\emptyset
ψ	Direction transversale à l'interface	\emptyset
z_b	Côte du fond	m

L'objectif de ce chapitre est de dresser un état actuel des connaissances sur les écoulements en milieu urbain. Ce problème complexe étant abordé dans cette thèse sous les deux approches expérimentale et numérique, nous présentons ici un état de l'art dans ces deux domaines.

Une ville ou un quartier urbain peut s'apparenter à un réseau de carrefours. Les écoulements dans ces derniers sont à l'heure actuelle assez basiquement connus. Nous présentons ainsi dans ce chapitre les différentes expériences en laboratoire qui ont été menées ces dernières décennies sur les jonctions, les bifurcations et les carrefours. Les structures hydrauliques qui s'y mettent en place sont décrites et leurs influences sur les écoulements sont mises en évidence. Ces descriptions nous permettent de comprendre ce qui se passe à l'échelle locale de la rue et nous permettront dans la suite de cette thèse d'expliquer et de comprendre les phénomènes observés et modélisés à l'échelle du quartier. Quelques lois empiriques sont présentées, mais l'absence d'une loi complète prenant en compte la géométrie et les conditions hydrodynamiques des carrefours rend l'outil numérique indispensable pour modéliser ces écoulements.

Les écoulements observés dans les carrefours sont tridimensionnels. Ils peuvent donc être modélisés par des codes 3D qui résolvent les équations de Navier-Stokes. Cette approche est toutefois complexe à mettre en œuvre : elle requiert un maillage volumineux tridimensionnel et la résolution de nombreuses équations, ce qui entraînent des temps de calcul souvent jugés prohibitifs pour des applications dans des études concrètes. Ainsi une approche bidimensionnelle a souvent été privilégiée par le passé. Elle repose sur l'hypothèse que les écoulements verticaux sont négligeables, et que par conséquent les profils de pression sont hydrostatiques. Ces outils numériques résolvent ainsi les équations de Barré de Saint-Venant 2D. Ce chapitre présente ces équations et les méthodes numériques qui leurs sont associées. Le second chapitre de cette thèse étant axé sur le développement d'un outil numérique 2D, les différentes qualités qu'il doit posséder pour être performant sont énumérées ainsi que les schémas numériques actuellement utilisés.

Un des objectifs de cette thèse est d'évaluer la validité de ces différents outils numériques. La dernière partie de ce chapitre présente donc les comparaisons qui ont été faites par le passé entre les codes de calcul 2D et 3D et l'expérimental.

2.1 Description des écoulements dans les carrefours

2.1.1 Confluences à 3 branches

La confluence de deux écoulements en fluvial est sûrement le cas de jonction le plus étudié. Des expériences en laboratoire ainsi que des simulations numériques ont permis de

conceptualiser les écoulements complexes qui ont été observés. Ils ont été décrit notamment par Best [10]. Différentes zones d'écoulement peuvent être observées (voir Figure 2.1) :

1. le **point d'arrêt** ;
2. la **zone de recirculation**, aussi appelée zone de séparation. Elle apparaît dans le canal principal. Elle est généralement caractérisée par sa longueur et sa largeur. Son indice de forme ("shape index" en anglais) défini par le ratio de la largeur par la longueur de la zone de recirculation est globalement constant et vaut 0,17 quels que soient les débits en jeu et l'angle de la jonction [44]. Cependant, sa taille évolue en fonction du ratio des débits $R_q = \frac{Q_{amont}}{Q_{tot}}$ (avec Q_{amont} le débit en entrée dans la branche principale et Q_{tot} le débit total en sortie) mais aussi en fonction de l'angle de la jonction. Cela s'explique par la notion d'inertie : plus la part du débit entrant par la branche latérale est importante, plus la quantité de mouvement latérale induite va dévier l'écoulement principal et générer ainsi une dépression directement à l'aval de la jonction. De même pour l'angle de la jonction : plus il est important, plus l'écoulement principal va être dévié par l'écoulement latéral. On notera enfin que la forme de la zone de recirculation est tridimensionnelle [113] : elle est plus étendue en surface qu'en profondeur ;
3. la **zone d'écoulement contracté**. L'eau issue des deux canaux s'écoule dans une section rendue étroite par la présence de la zone de recirculation. Cette diminution de la largeur d'écoulement provoque l'accélération de l'écoulement. Si la zone de recirculation est suffisamment large, l'écoulement peut même passer en régime torrentiel [40, 81]. La répartition des vitesses n'est pas uniforme sur la hauteur : les vitesses sont plus importantes au fond du canal qu'en surface ;
4. la **couche de cisaillement**. La couche de cisaillement est à la frontière entre les deux courants en provenance des canaux. Elle correspond donc à une zone de mélange.

Les tailles caractéristiques de ces différentes zones et leurs localisations sont contrôlées par l'angle de la confluence, le ratio des largeurs entre les deux canaux, le nombre de Froude de l'écoulement et le ratio des débits [11, 10, 83, 39, 43].

A l'amont de la jonction, les hauteurs dans les deux canaux sont quasiment identiques [113, 44] pour les différents débits testés et sont supérieures aux hauteurs mesurées dans ou à l'aval de la jonction. Ces hauteurs importantes sont liées à la diminution de la section de passage dans la branche principale. La présence de l'obstruction ralentit l'écoulement, qui transforme son énergie cinétique en énergie potentielle, ce qui se traduit par une diminution de la vitesse moyenne et une augmentation de la hauteur d'eau à l'amont. En d'autres termes, plus la zone de recirculation sera importante, plus la zone d'écoulement contracté sera étroite et plus la hauteur amont sera conséquente. Un certain nombre de modèles théoriques ont été développés [104, 101, 44, 40, 39, 94] pour relier les hauteurs d'eau à l'amont et à l'aval de

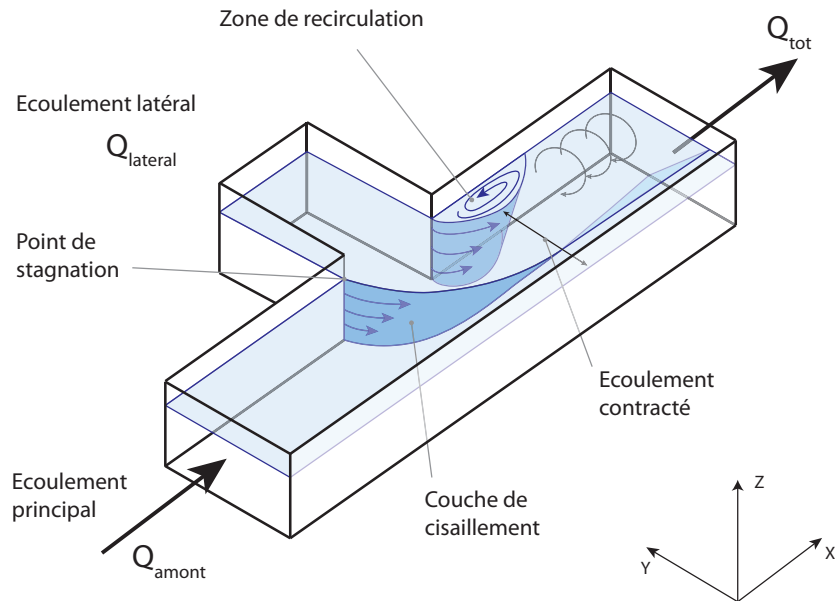


FIGURE 2.1 – Schéma général d'un écoulement dans une jonction à trois branches, inspiré par l'article de Weber [113].

la jonction avec les débits injectés. La Figure 2.2 présente ainsi l'évolution du ratio $\frac{h_{amont}}{h_{aval}}$, avec h_{amont} et h_{aval} respectivement les hauteurs à l'amont et à l'aval du canal principal en fonction du ratio des débits Q_r .

Weber et al. montrent que l'écoulement en jonction est **fortement tridimensionnel** [113]. La couche de cisaillement n'est pas plane et une zone de recirculation secondaire dans le plan (XZ) peut être observée. Les jonctions en régime torrentiel ont aussi été étudiées [18, 92], mais ne sont pas approfondies ici.

Bilan

Les écoulements observés dans les jonctions génèrent une zone de recirculation dans le canal principal. Cette dernière, qui conserve toujours la même forme, change cependant de taille en fonction des débits injectés et des angles de la jonction. Elle joue un rôle majeur, car elle limite le passage dans le canal principal, entraînant une zone d'écoulement contracté. La zone de recirculation contrôle les écoulements : elle ralentit l'écoulement à l'amont, ce qui explique que les hauteurs les plus importantes soient situées à l'amont de la jonction, et entraîne l'accélération de l'écoulement à l'aval. Les simulations numériques devront donc

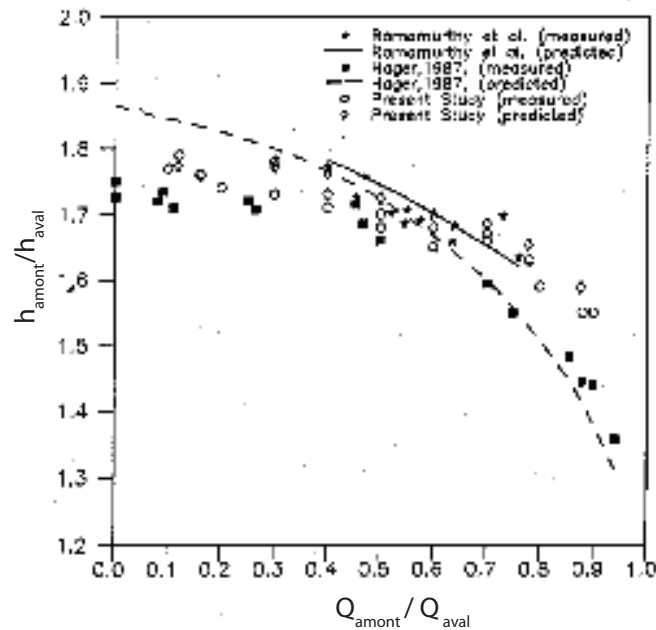


FIGURE 2.2 – Évolution du ratio $\frac{h_{amont}}{h_{aval}}$ en fonction du ratio $\frac{Q_{amont}}{Q_{aval}}$. Cette image est issue de l'article [44].

représenter correctement cette zone. On pourra noter que les structures observées (zone de recirculation, couche de cisaillement, écoulements secondaires, etc.) sont fortement tridimensionnelles. Nous pouvons donc nous interroger sur la capacité des codes 2D et des équations de Barré de Saint Venant bidimensionnelles (BSV 2D) à modéliser ces écoulements. On peut enfin noter que toutes les données expérimentales sont issues de l'étude de jonction unique en laboratoire. Les écoulements en entrée sont donc bien établis (les profils de vitesse en entrée sont homogénéisés sur la largeur et les structures importantes comme des tourbillons sont cassés par des nids d'abeilles). Cependant, les études expérimentales décrivent un écoulement en sortie fortement hélicoïdal. Le comportement d'une jonction avec en entrée un écoulement structuré (par exemple hélicoïdale à cause d'une autre jonction plus à l'amont) n'a pas encore été, à ma connaissance, étudié. Enfin, aucune information sur la distribution des pressions n'a été trouvée.

2.1.2 Division de l'écoulement dans une divergence à 3 branches

Les chercheurs se sont aussi intéressés aux écoulements dans des bifurcations entre deux canaux. Les études disponibles sont moins exhaustives : si, comme dans le cas précédent, il est montré que les écoulements dépendent des angles dans la jonction [79] et des largeurs des canaux [34, 83], la majorité des études expérimentales disponibles a été menée sur des canaux

à angle droit et avec les mêmes largeurs [104, 101, 84, 43]. Les caractéristiques principales de ces écoulements sont schématisées sur la Figure 2.3. Une inconnue nouvelle apparaît dans ce problème : la répartition des débits en sortie de la bifurcation, notée ici $R_{lateral} = \frac{Q_{latéral}}{Q_{tot}}$, avec $Q_{latéral}$ le débit dans la branche latérale et Q_{tot} le débit total dans la branche principale en entrée. Cette grandeur, dépend des conditions de hauteur en aval et du nombre de Froude amont (ratio entre la vitesse de l'écoulement u et les célérités d'onde, approchées en milieu peu profond par \sqrt{gh} avec h la hauteur d'eau et g la constante de gravité). $R_{lateral}$ est étroitement liée à la forme des écoulements et aux structures hydrauliques qui se mettent en place dans la bifurcation. Différentes zones sont ainsi observées :

1. un **plan de séparation**. Ce dernier partage les écoulements en deux, entre ceux qui vont continuer dans la branche principale et ceux qui vont finir leur parcours dans la branche latérale. Plus $R_{latéral}$ sera faible, plus la largeur l_p correspondant aux écoulements en entrée qui resteront dans la branche principale (Figure 2.3) après la jonction sera importante. Expérimentalement, Hsu et al. ont montré que $\frac{l_p}{b} = \frac{Q_{aval}}{Q_{tot}}$, avec Q_{aval} le débit en sortie dans la branche principale et b la largeur des canaux [43]. Ce "plan" est tridimensionnel : la zone de l'écoulement qui se dirige vers le canal latéral est plus importante au fond qu'à la surface [78, 82]. Cela se justifie par l'inertie du fluide qui est plus faible au fond à cause des frottements. Les lignes de courant dans le fond sont donc plus influencées par la dépression générée par la prise d'eau latérale.
2. la **zone de recirculation dans la branche latérale**. Sa taille est liée à $R_{latéral}$: plus cette dernière est importante, plus la largeur et la longueur de la zone de recirculation seront faibles, et inversement. En effet, si la part de débit sortant par la branche latérale est faible, c'est que l'écoulement dans la branche principale a beaucoup d'inertie. Il est difficile de changer la trajectoire des lignes de courant et leur rayon de courbure est très important. Dès lors, une zone morte d'écoulement, ou une zone de recirculation importante apparaît dans la branche latérale. De plus, cette zone est elle aussi tridimensionnelle : elle est moins large au fond qu'à la surface.
3. la **zone d'écoulement contracté**. Comme précédemment, la présence d'une zone de recirculation dans la branche latérale s'accompagne automatiquement d'une zone d'écoulement contracté, car elle diminue la largeur disponible pour l'écoulement. La zone d'écoulement contracté peut être définie à l'aide d'une intégration de la vitesse sur la largeur de la branche latérale, car par définition, la somme des débits de la zone de recirculation est nulle. On peut ainsi définir un coefficient de contraction C_c comme la part de la largeur de la branche latérale correspondant à l'écoulement contracté $l_{contract} = C_c b$, avec $l_{contract}$ la largeur de l'écoulement contracté et b la largeur de la branche latérale identique à la largeur du canal principal. Hsu a ainsi montré que C_c évolue de manière linéaire avec $R_{latéral}$ [43]. La zone d'écoulement contracté peut entraîner le passage de

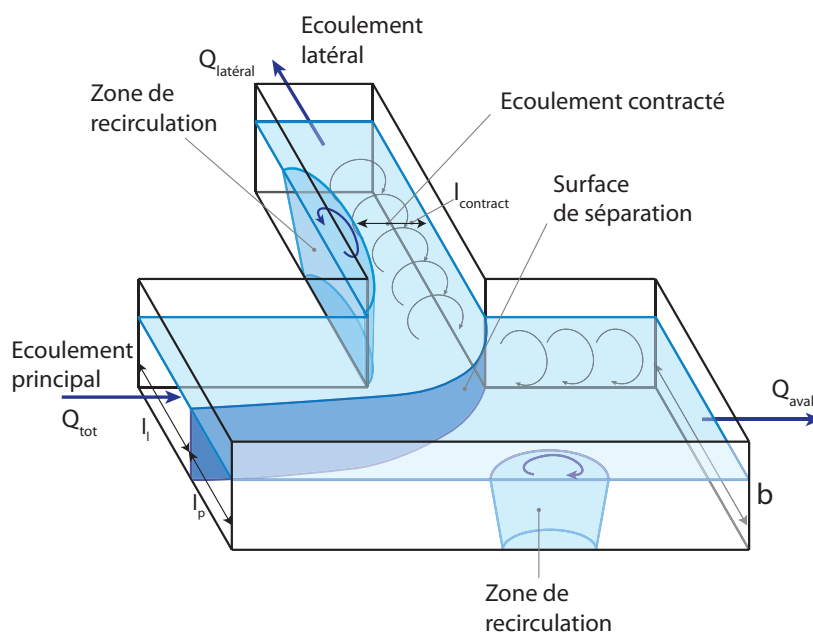


FIGURE 2.3 – Schéma général de la division d'un écoulement dans une divergence à 3 branches inspiré par l'article de Neary [78]

l'écoulement en régime torrentiel. L'étude des écoulements critiques en entrée dans une bifurcation, réalisée par [1], a montré que même si l'écoulement passe en régime torrentiel et que par conséquent l'information aval ne remonte plus vers l'amont, il existe encore une influence aval de la branche latérale sur la répartition des débits, car une interaction se crée entre la zone de recirculation et les conditions limites aval.

4. une **zone de recirculation dans la branche principale**. Cette dernière n'est pas systématiquement observée. Elle peut néanmoins se mettre en place lorsque $R_{latéral}$ est extrêmement important. Dès lors, une majorité des écoulements s'écoule par la branche latérale. Les lignes de courant dans la branche principale s'en retrouvent influencées et, là encore par effet d'inertie, peuvent se décrocher de la paroi extérieure du canal principal (Figure 2.3). Ce phénomène est décrit notamment par [78].

Comme pour l'étude des jonctions, on constate que les écoulements sont fortement tridimensionnels [78, 82], notamment pour le plan de séparation et les zones de recirculation. De plus, des écoulements hélicoïdaux en sortie du canal principal et du canal latéral sont observés.

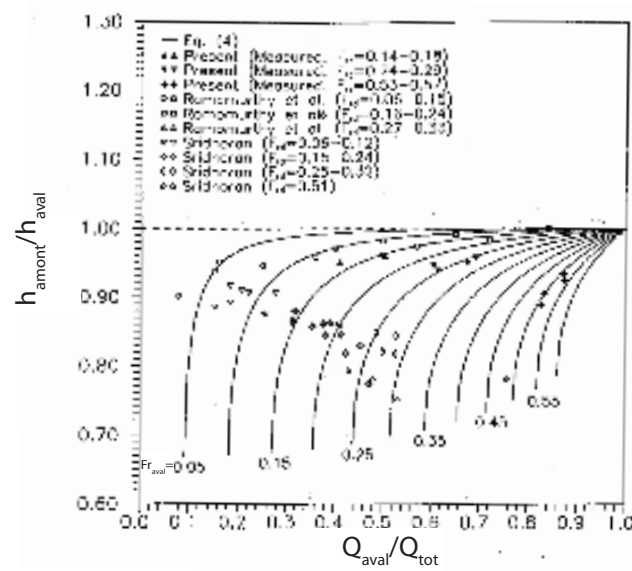


FIGURE 2.4 – Évolution du ratio $h_{\text{amont}}/h_{\text{aval}}$ en fonction du ratio des débits $Q_{\text{aval}}/Q_{\text{tot}}$ et du nombre de Froude à l'aval Fr_{aval} . Ce graphique est issu de [43].

La principale difficulté rencontrée dans l'étude des bifurcations est l'ajout supplémentaire de l'inconnue $R_{\text{latéral}}$. Certaines études théoriques ont été établies pour estimer la répartition des débits. Des liens entre les différentes grandeurs du problème ont ainsi pu être mis en évidence. Des lois ont été proposées pour relier par exemple le ratio des hauteurs à l'amont et à l'aval du canal principal en fonction du nombre de Froude de sortie dans la branche principale et de la répartition des débits. La Figure 2.4, issue de [43], illustre ce lien et permet un certain nombre de remarques :

- les hauteurs d'eau à l'aval du canal principal sont toujours supérieures à la hauteur d'eau à l'amont du canal principal ;
- h_{amont} tend vers h_{aval} quand $R_{\text{latéral}}$ décroît, où h_{amont} et h_{aval} sont respectivement les hauteurs amont et aval dans la branche principale ;
- la hauteur à l'aval de la branche latérale est inférieure à la hauteur amont et donc à la hauteur à l'aval du canal principal.

Pour information, on pourra noter que Hsu et al. ont proposé un coefficient K de perte de charge dans la bifurcation [43] et que l'étude de la bifurcation avec des conditions amont critiques a aussi été réalisée par Abderrezak et al. [1]. Différentes structures peuvent alors être observées, comme la présence de ressauts obliques dans la jonction, des ondes de chocs qui se réfléchissent sur les parois de la branche latérale et dans certains cas des ressauts droits dans la branche latérale.

Bilan

Les écoulements dans les bifurcations sont à l'heure actuelle mal connus. La majorité des expériences menées se sont intéressées aux canaux de même largeur avec un angle de 90° . Par rapport aux jonctions, une inconnue supplémentaire entre en jeu et complique la mise en place de modèles de bifurcations : la répartition des débits. Si le lien de cette grandeur avec les structures hydrauliques (taille des zones de recirculation, localisation du plan de séparation etc.) et les grandeurs hydrauliques (hauteur à l'amont, hauteurs à l'aval, nombres de Froude) a clairement été mis en évidence, aucun modèle n'a encore été proposé pour prédire la répartition des débits à partir des seules conditions aux limites de la bifurcation et de ses conditions géométriques. La capacité des codes de calcul à estimer cette inconnue mérite d'être évaluée. On notera alors comme précédemment qu'une attention particulière devra être apportée au maillage des zones directement à l'aval de la bifurcation, car il s'y développe les zones d'écoulement contracté et de recirculation, étroitement liées à la répartition des débits. De plus, on notera que le plan de séparation, les zones de recirculation, les écoulements hélicoïdaux en sortie sont autant de structures tridimensionnelles qui sont observées et qui ne pourront pas être modélisées par les équations de BSV2D classiques. L'effet de ces phénomènes pourrait probablement être modélisé en modifiant les équations classiques de Saint-Venant. Enfin, on peut constater que si la compréhension d'une unique bifurcation reste encore à approfondir, aucune étude sur des réseaux de bifurcations, en interaction les unes avec les autres, n'a encore été menée. En effet, la sensibilité de la répartition des débits aux conditions d'injections n'a pas encore été étudiée.

2.1.3 Carrefour à quatre branches

Les écoulements à surface libre dans les carrefours à quatre branches ont été très peu étudiés. Les seules études disponibles sur cette configuration, qui est la plus fréquemment rencontrée en milieu urbain, sont récentes. Elles résultent directement de l'enjeu scientifique que représente à l'heure actuelle la modélisation de l'inondation en ville. Aucune n'a étudié, à ma connaissance, l'influence de la largeur des canaux ou de l'angle formé entre les deux canaux. Nous présentons ci-dessous les résultats expérimentaux observés pour des carrefours formés par la rencontre de deux canaux de même largeur formant un angle de 90° .

Les écoulements dans un carrefour à quatre branches en régime fluvial

Les écoulements en régime fluvial ont principalement été étudiés expérimentalement par Rivière et al. [87, 88, 76] dans des carrefours à quatre branches avec deux entrées voisines et deux sorties. Quelques études numériques ont aussi été réalisées sur la même configuration [62]. Les autres configurations, trois entrées et une sortie, une entrée avec trois sorties ou deux entrées face à face avec deux sorties, n'ont à ma connaissance jamais été étudiées en régime

fluvial (les différentes configurations sont résumées sur la Figure 2.5). L'aspect général des écoulements est schématisé sur la Figure 2.6. Comme observé précédemment dans le cas de jonction ou de divergence à trois canaux, des zones de recirculation apparaissent dans les deux canaux à l'aval. Ces zones provoquent des rétrécissements des sections de passage qui peuvent conduire, dans certaines configurations, à un écoulement torrentiel en sortie. Le carrefour est à la fois une jonction de deux écoulements à l'amont et une bifurcation dans deux branches à l'aval. Les structures observées sont donc un mélange de ce qui a été décrit précédemment :

- les hauteurs sont identiques dans les deux branches amonts à $\pm 5\%$. Comme pour les confluences, elles dépendent directement de la taille de la zone de contraction : plus les sections de passage dans les deux branches à l'aval sont étroites, plus l'écoulement est ralenti et les hauteurs d'eau importantes à l'amont ;
- la répartition des débits est un paramètre clé de la compréhension des écoulements au carrefour, comme pour les bifurcations. Elle dépend *a priori* du nombre de Froude, de l'angle formé entre les branches, des conditions limites à l'aval et des ratios des largeurs des branches. Elle aura des conséquences directes sur la taille des zones de recirculation.

Expérimentalement, Rivière et al. observent [87] que les conditions limites à l'aval jouent un rôle majeur dans la répartition des débits dans le carrefour. Lorsque les conditions limites à l'aval sont identiques dans les deux branches, les débits se partagent presque de manière équitable entre les deux branches, quel que soit le ratio des débits à l'amont et indépendamment des conditions de hauteurs fluviales imposées à l'aval. Cependant, lorsque les conditions limites à l'aval ne sont pas identiques, la branche ayant la hauteur d'eau la plus faible va entraîner la majorité de l'écoulement.

Rivière et al. proposent un modèle empirique pour relier la répartition des débits en sortie de carrefour aux débits à l'amont dans chacune des branches et aux hauteurs de pelle des seuils dans les branches en sortie

$$R_q = [1 - A - B - AR_c]R_{qi} + B + D(R_c - 1)(R_b + E)(R_g^{-1} + F) \quad (2.1)$$

$$R_q = \frac{Q_{yo}}{Q_{xi}}, R_{qi} = \frac{Q_{yi}}{Q_{xi}}, R_c = \frac{c_y}{c_x}, R_b = \frac{c_x}{b}, R_g = \frac{Q_{xi}}{b^2\sqrt{gb}}$$

avec $A = -0,141$, $B = 0,456$, $D = -0,113$, $E = 0,030$, $F = 9.797$, avec c_x et c_y les hauteurs de pelle des seuils respectivement dans les branches x et y , b la largeur des canaux et g la constante de gravité. Le modèle proposé permettrait de calculer la répartition des débits en tous points d'un réseau de carrefour, en définissant des hauteurs de pelle c_x et c_y des seuils équivalents qui peuvent être calculés à partir des lois hauteurs/débits dans chacune des rues du réseau. Cette formule ne s'applique malheureusement que dans le cas où tous les carrefours ont un angle de 90° et surtout si les largeurs de toutes les rues sont identiques.

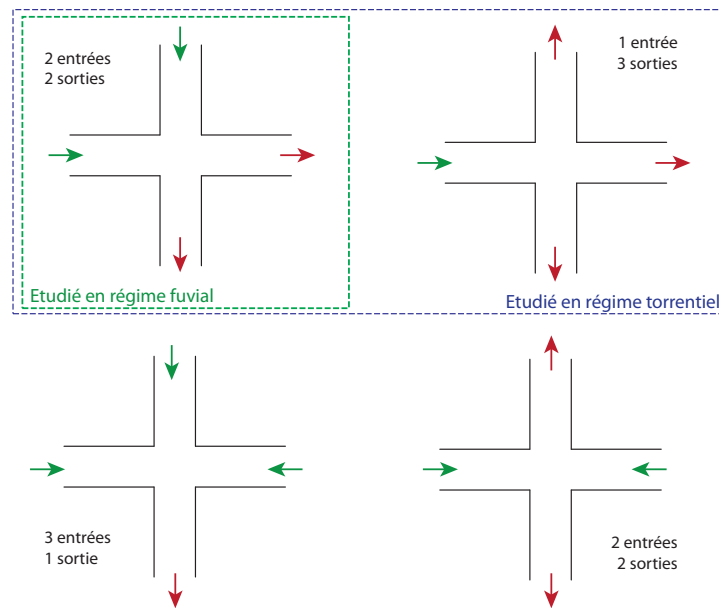


FIGURE 2.5 – Configurations envisageables dans un carrefour à quatre branches.

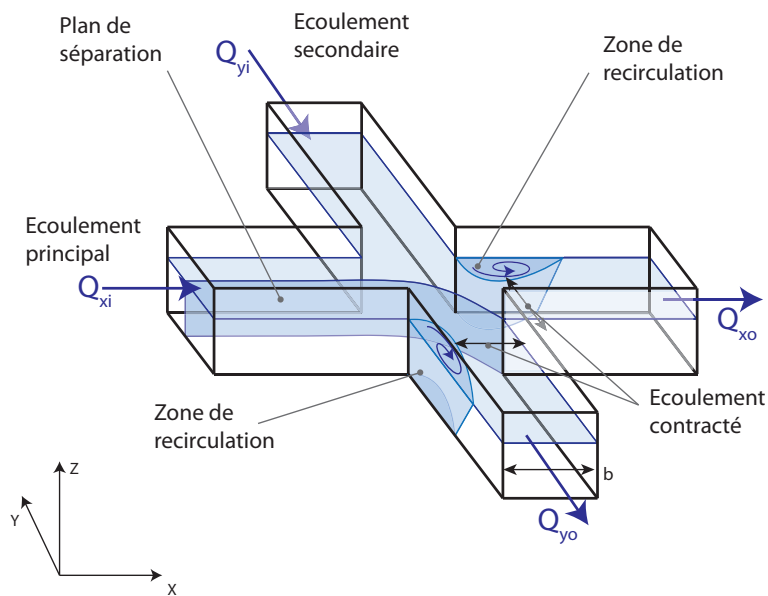


FIGURE 2.6 – Schéma général d'un écoulement dans un carrefour à 4 branches.

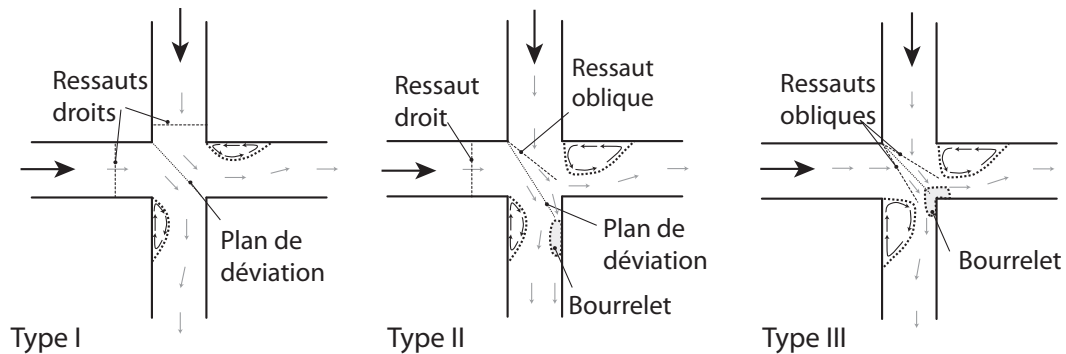


FIGURE 2.7 – Schéma général des différents type d'écoulements torrentiels observables dans un carrefour à 4 branches.

Les écoulements dans un carrefour à quatre branches en régime torrentiel

Dans certains cas, l'écoulement à l'amont d'un carrefour peut être torrentiel. Les structures observées dans le carrefour sont différentes et vont là aussi déterminer la répartition des débits en sortie du carrefour. Ce cas a été étudié expérimentalement par Nania et al. [77], puis par Mignot et al. [75] mais aussi numériquement par Ghostine et al. [32] et Mignot et al. [74] lorsque les deux entrées torrentielles sont dans des branches adjacentes. En fonction des débits d'entrée et des ratios des débits d'entrées, des hauteurs d'entrées et des pentes à l'amont du carrefour, différentes configurations peuvent être observées et sont schématisées sur la Figure 2.7. On notera la présence de ressauts hydrauliques droits dans les branches à l'amont pour le type I, et la présence de chocs obliques dans le carrefour pour les types II et III, qui auront une importance sur la répartition des débits en sortie du carrefour. Une loi reliant la distribution des débits aux conditions amonts a été proposée. On notera de plus que Rivière et al. ont aussi étudié les écoulements torrentiels dans un carrefour à quatre branches, constitué d'une entrée et de trois sorties [86].

Bilan

Ces travaux mettent en avant l'importance des conditions aux limites dans les répartitions des débits au niveau de chaque carrefour. Dans le cas de l'étude d'un quartier, nous avons affaire à un réseau de carrefours s'influençant mutuellement de manière complexe : un carrefour étudié va dépendre de la répartition des débits des carrefours à l'amont mais aussi des hauteurs d'eau dans les carrefours à l'aval. De plus, l'écoulement dans ce même carrefour va directement influencer les carrefours à l'amont et les carrefours à l'aval. Le système dans sa globalité devient alors complexe à étudier. De plus, même si aucune étude disponible ne décrit pour l'instant la structure tridimensionnelle des écoulements dans un carrefour, il semble plausible, compte

Phénomènes connus et observés	Ce qui reste à étudier
Description de structures hydrauliques (zone de recirculation, zone d'écoulement contracté, etc.)	Caractérisation de leur taille en fonction de la géométrie et des conditions aux limites
Description des écoulements dans un carrefour unique	Interaction entre les carrefours dans un réseau de carrefours
Présence d'écoulements hélicoïdaux	Influence des écoulements hélicoïdaux à l'amont sur la répartition des débits
Répartition empirique des débits pour un carrefour à 4 branches pour des canaux à 90° et de même largeur	Modèle de répartition des débits fonction de la géométrie et des conditions aux limites
Écoulements tridimensionnels	Effets sur la distribution des pressions et sur la répartition des débits

TABLEAU 2.1 – Résumé sur les points clés de l'étude des écoulements dans les carrefours.

tenu des précédentes observations réalisées dans le cadre de jonctions et de bifurcations, que les écoulements en sortie soient hélicoïdaux. Or les études présentées ici ne tiennent pas compte de la présence de structures tridimensionnelles à l'amont, ce qui pourrait modifier les structures dans le carrefour et donc la répartition des débits en sortie.

2.1.4 Bilan sur les écoulements dans les carrefours

Historiquement, les premières études expérimentales ont porté sur les jonctions, les bifurcations et les carrefours uniques. Elles ont permis de proposer des concepts pour représenter les écoulements qui se mettent en place dans un carrefour. Ces études décrivent ainsi l'observation et le rôle de différentes structures hydrauliques comme les zones de recirculation, les zones d'écoulement contracté, le plan de séparation etc... Les lois reliant la répartition des débits en fonction des paramètres du carrefour comme ses conditions aux limites et sa géométrie (angle de la jonction et largeurs des rues) ne sont pas encore connues, tout comme les interactions qui se mettent en place entre les différents carrefours d'un quartier. Cette étude montre en effet que la répartition des débits dans un carrefour va dépendre des débits à l'amont, et donc de la répartition des débits des carrefours qui le précèdent, et des hauteurs à l'aval, et donc des zones de recirculation qui vont ralentir l'écoulement dans les carrefours qui le suivent. De plus, seulement les carrefours individuels ont été étudiés jusqu'à présent. Les structures hélicoïdales qui ont été observées en sortie de jonction, et leurs conséquences sur les carrefours à l'aval sont donc encore inconnues. Les points clés de cette partie sont résumés dans le Tableau 2.1.

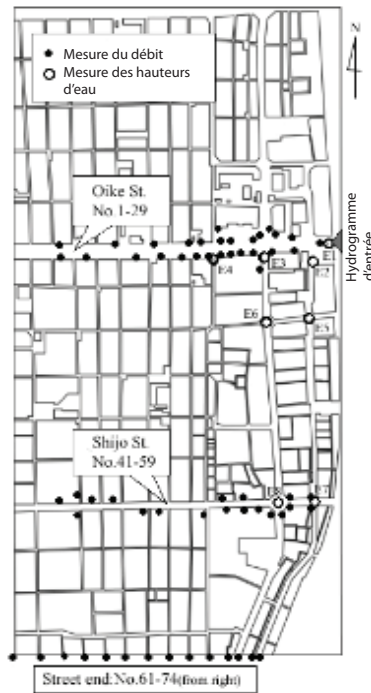


FIGURE 2.8 – Plan du modèle réduit de la ville de Kyoto, issu de [47].

2.2 Modèles réduits de zones urbaines

Des études expérimentales ont aussi été réalisées pour étudier les écoulements à une échelle plus globale du quartier urbain. Ces modèles réduits sont plus récents. Ils sont directement liés à la volonté de comprendre et de modéliser les inondations en ville, bien qu'ils aient souvent été développés pour modéliser les écoulements sur des géométries et des cas réels. Nous pouvons ainsi citer :

1. le **modèle réduit de Kyoto** [47]. Ce modèle réduit à l'échelle 1/100 avait surtout pour objectif de montrer l'importance des bouches et des tunnels de métro lors de l'inondation de la ville de Kyoto. Le quartier à l'échelle réel étudié est de 1km x 2km, ce qui conduit à des dimensions pour le modèle de laboratoire de 10m x 20m. Les hauteurs d'eau n'ont été mesurées que de manière ponctuelle à l'aide de capteur ultrasons (Figure 2.8). Le champ de vitesse a été mesuré localement à l'aide d'une approche *Particle Image Velocimetry* (PIV). Les débits ont été mesurés dans les 48 bouches de métro modélisées. Les mesures trop ponctuelles rendent difficiles une étude globale des écoulements ;
2. le modèle réduit de la **17ème rue de la Nouvelle Orleans** [91]. Ce modèle réduit à l'échelle 1/50 a pour objectif l'étude expérimentale de l'écoulement dans la 17ème rue de la Nouvelle Orleans, au niveau de la brèche de la digue qui s'est produite en

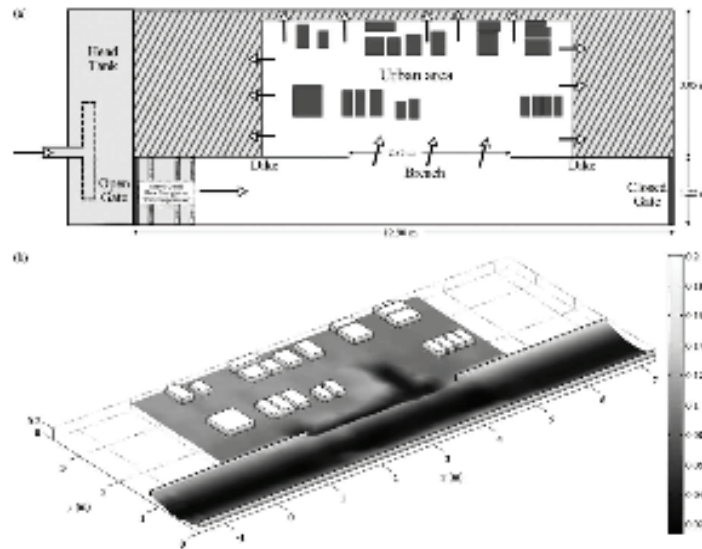


FIGURE 2.9 – Représentation du modèle réduit de la Nouvelle-Orléans, issue de [108].

2005 pendant l'ouragan Katrina. La Figure 2.9 représente un schéma de ce dispositif expérimental. L'étude se focalise ici sur l'écoulement dans la brèche. De nombreuses mesures de hauteurs d'eau ont été réalisées à l'aide d'une jauge mécanique, permettant une représentation complète du champ de hauteur d'eau. La vitesse a été mesurée en certains points à l'aide d'un capteur *Acoustic Doppler Velocimeter* (ADV) aux alentours de la brèche, mais pas dans la zone urbanisée. Des vitesses verticales importantes sont mesurées au niveau de la brèche, ce qui remet en cause l'hypothèse de pression hydrostatique utilisée dans les codes 2D. Le centre d'intérêt de cette étude étant la brèche, la zone urbaine étudiée est peu étendue. La mesure des débits en sortie des rues n'a pas été réalisée ;

- le projet **Impact**. Un des objectifs du projet Impact était de générer des données expérimentales sur des écoulements fortement transitoires, notamment dans le cas de rupture de barrage. Un modèle réduit de la vallée de Toce, représenté sur la Figure 2.10, a été mis en place au CESI en Italie [105]. Des blocs de béton de 15 cm par 15 cm représentant des immeubles imperméables ont été mis en place dans la vallée. Ils représentent une zone urbaine. Différents alignements des blocs ont été testés. Cette étude s'intéresse en particulier aux écoulements autour de la zone urbaine (seulement quelques points de mesure de la hauteur d'eau dans la zone urbaine sont disponibles). Les conditions aux limites de la ville sont ici difficilement gérables, les hydrogrammes injectés à l'amont de la zone urbaine variant très fortement, entraînant un régime très fortement transitoire. Cette approche rend impossible l'étude précise des écoulements dans un quartier en fonction des débits ou des hauteurs imposées à l'amont et à l'aval ;

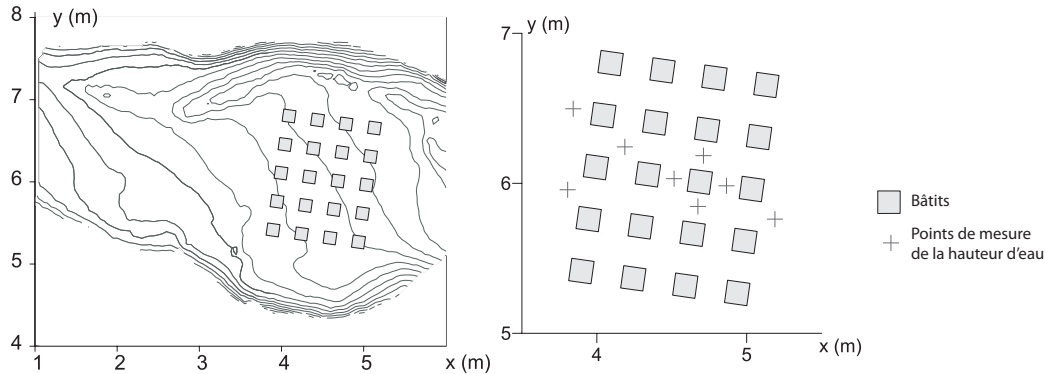


FIGURE 2.10 – Schéma du modèle réduit de la vallée de TOCE urbanisée étudié dans le projet Impact.

4. Soares et Zech ont également étudié les écoulements au travers d'une **ville idéalisée dans le cas d'une rupture de barrage** [99]. Ces séries d'expériences ressemblent fortement à la précédente, bien que plusieurs autres paramètres sur la configuration urbaine aient été testés. Les mesures réalisées sont plus complètes : (1) les mesures de hauteurs d'eau, réalisées avec des capteurs résistifs, sont effectuées sur une centaine de points de mesure (2) le champ de vitesse est mesuré par PIV. Cependant, comme pour l'étude précédente, l'étude est réalisée en régime fortement transitoire. Les conditions à la limite de la zone urbaine sont difficilement maîtrisables.
5. le projet **Rives**. Il a conduit à la mise en place d'un quartier virtuel imaginé dans le cadre du projet Hy²Ville (Hydrologie et Hydraulique en milieu urbanisé) [66, 67]. Ce quartier possède les caractéristiques des grandes villes européennes (Figure 2.11). Le quartier étudié est un carré de 1 km de côté avec une pente uniforme. Un modèle réduit a été construit à Clermont Ferrand à l'échelle 1/100. Il est alimenté par un bassin semi-cylindrique placé à l'amont (Figure 2.11). De même à l'aval, l'eau en sortie du quartier est recueillie par un bassin identique. La condition à la limite aval est une condition de hauteur critique. Seul l'écoulement du Nord vers le Sud est donc étudié. Ce choix permet d'imposer une charge à l'amont du modèle et d'observer les débits qui transitent pour estimer une perte de charge globale du quartier. Seulement en pratique, il est difficile d'imposer une hauteur unique à l'amont car un écoulement va avoir lieu dans le canal cylindrique d'alimentation, entraînant des écarts entre les hauteurs d'eau à l'amont et à l'aval du canal cylindrique. De plus, les conditions d'entrée en régime transitoire apparaissaient comme difficiles à mettre en oeuvre ainsi que les conditions de type "débits imposés". De nombreuses mesures de hauteur d'eau ont été réalisées avec un pied électronique. Des mesures des vitesses de surface ont été réalisées à l'aide de colorant dans chacune des rues [80].

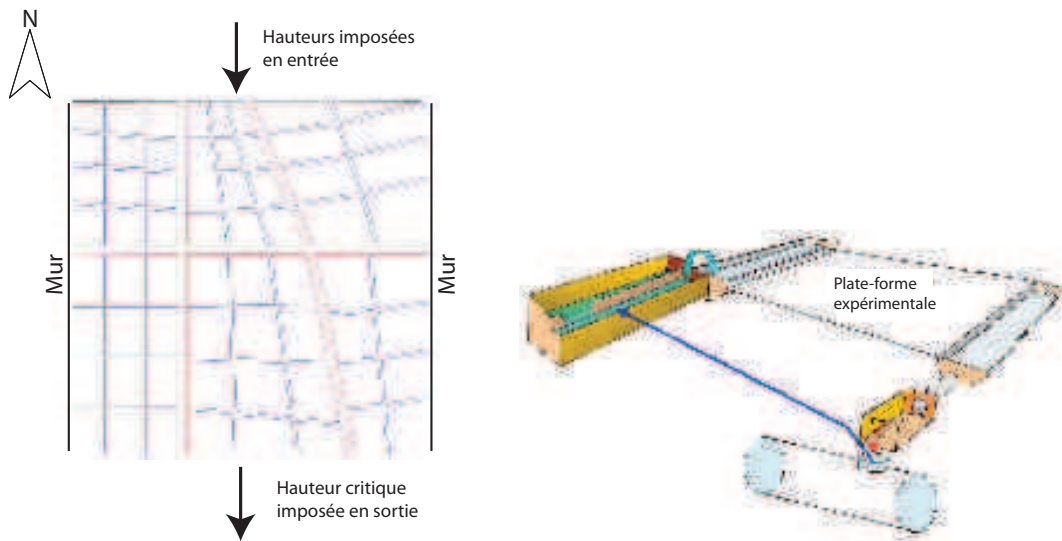


FIGURE 2.11 – Quartier virtuel étudié dans le projet Hy²ville. A gauche : schéma de quartier virtuel. A droite : visualisation du système d'alimentation en eau de la plate-forme expérimentale.

Globalement, peu d'études ont été réalisées sur des modèles réduits de quartier et leurs objectifs n'étaient pas nécessairement la mesure et la description des écoulements dans le milieu urbain. Ceci explique le manque de données sur les écoulements dans les rues et les carrefours disponibles. De plus, la gestion des conditions aux limites dans ces dispositifs apparaît comme problématique : il est difficile de gérer le débit rentrant réellement dans le quartier étudié. Généralement, les hauteurs d'eau sont mesurées ponctuellement, ainsi que les champs de vitesses. Les enseignements de cette étude sont résumés dans le Tableau 2.2.

A l'heure actuelle et à cause de l'absence de modèles de carrefour, les écoulements dans un quartier urbain ne peuvent être calculés qu'à l'aide d'outils numériques. Les données expérimentales présentées dans cette section ont ainsi pu servir de référence lors de la comparaison avec des résultats numériques. La prochaine partie décrit ainsi le principe de fonctionnement des différents outils numériques qui peuvent être utilisés pour modéliser les écoulements en milieu urbain.

Cas étudiés	Objectif	Analyse critique
Kyoto	Étude du rôle du métro dans une inondation urbaine	Mesures trop ponctuelles des hauteurs et de débits
Nouvelle Orleans	Écoulement dans la brèche d'une digue	Zone urbaine peu représentative Pas de mesure de débits dans les rues
Impact	Écoulement dans et autour d'une zone urbaine lors d'une rupture de barrage	Gestion difficile des conditions à l'amont de la ville Peu de mesures dans la zone urbaine
Ville idéalisée	Écoulement dans et autour d'une zone urbaine lors d'une rupture de barrage	Gestion et mesure difficiles des conditions à l'amont de la ville
Rives	Influence de l'aménagement urbain	Gestion et mesure difficiles des conditions à l'amont

TABLEAU 2.2 – Résumé des points clés de l'étude des modèles réduits des zones urbaines.

2.3 Méthodes numériques de modélisation des inondations urbaines

Tous les phénomènes observés dans la partie précédente peuvent être décrits par des équations mathématiques déduites d'approches physiques. Les équations, connues depuis longtemps, de Navier-Stokes ou celle simplifiées de Barré de Saint Venant 2D (BSV 2D), sont ainsi obtenues à l'aide des principes physiques de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Toute la physique observée et décrite précédemment est *a priori* prise en compte dans la formulation de Navier Stokes. La résolution mathématique de cette dernière devrait donc conduire à une solution numérique conforme à la réalité observée. Cependant, ces équations complexes ne peuvent pas encore être résolues de manière analytique. La seule approche disponible pour le moment est l'approximation numérique de la solution. Des hypothèses et des choix doivent alors être réalisés afin de calculer la solution en un temps raisonnable, ce qui nécessairement induit des erreurs sur la solution finale. Deux approches ont été retenues et étudiées dans le cadre de cette thèse et seront détaillées dans cette section :

1. l'utilisation du code de calcul d'**Ansys-Fluent**®. Il résout les équations moyennées dans le temps de **Navier Stokes**, associées à un modèle de turbulence. Cet outil informatique est très fréquemment utilisé dans l'industrie aéronautique et automobile. Il est utilisé au sein de l'équipe depuis longtemps pour modéliser des écoulement à surface libre [32, 68]. Nous présentons les équations résolues ainsi qu'un aperçu rapide du schéma numérique utilisé. Plus d'informations sur ce logiciel sont disponibles dans la notice d'utilisateur [2].

2. les équations de **Barré de Saint-Venant 2D** (BSV 2D) résolues à l'aide d'un schéma aux éléments finis **Discontinuous Galerkin**. Cette approche, développée au laboratoire durant la thèse de Ghostine [30], a donné des résultats encourageants. Les équations de BSV 2D sont issues d'une simplification des équations de Navier Stokes, sous l'hypothèse d'une distribution hydrostatique des pressions. Les équations de BSV 2D sont rappelées par la suite. Nous nous intéresserons dans le cadre de cette thèse aux méthodes numériques. Ces dernières se basent sur des approximations mathématiques, ce qui induit des erreurs dans la résolution numérique. Les différentes qualités nécessaires pour que le code 2D soit efficace en milieux urbains sont présentées ci-dessous. Différentes approches numériques sont présentées.

2.3.1 Code de calcul 3D : Ansys-Fluent ®

Il est possible de modéliser les écoulements dans le pilote inondation à l'aide de logiciels de modélisation numérique de la dynamique des fluides. Ces approches sont gourmandes en temps de calcul, mais les progrès en terme de puissance informatique sont tels que l'utilisation de tels logiciels apparaît aujourd'hui comme envisageable pour l'étude. Ainsi Ansys-Fluent®, utilisé depuis longtemps au sein de l'équipe, permet de résoudre les équations de Navier Stokes. Il modélise notamment la turbulence et l'écoulement diphasique d'air et d'eau. Cette partie rappelle brièvement les équations résolues par le logiciel ainsi que les aspects principaux de la résolution numérique des équations.

Équations aux contraintes de Reynolds

Les équations de Navier Stokes sont très classiquement utilisées pour modéliser les écoulements en mécanique des fluides. Elles sont issues des lois classiques de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Elles s'écrivent

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.2a)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \vec{u}) = \frac{\partial p}{\partial x} + \operatorname{div}[\mu \overrightarrow{\operatorname{grad}}(u)] \quad (2.2b)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \vec{u}) = \frac{\partial p}{\partial y} + \operatorname{div}[\mu \overrightarrow{\operatorname{grad}}(v)] \quad (2.2c)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w \vec{u}) = \frac{\partial p}{\partial z} + \operatorname{div}[\mu \overrightarrow{\operatorname{grad}}(w)] + g \quad (2.2d)$$

avec ρ la masse volumique du fluide, $\vec{u} = (u, v, w)$ le vecteur de vitesse instantanée, p la pression, et μ la viscosité dynamique. Ces équations décrivent le comportement de n'importe

quel fluide.

Les écoulements dans les quartiers se font à des nombres de Reynolds très importants (environ 10^5). Ils sont donc turbulents. La résolution directe des équations de Navier Stokes (*Direct Numerical Simulations*) permettrait de calculer précisément l'écoulement, en calculant les fluctuations aléatoires des vitesses liées à la turbulence. Cette approche nécessite cependant des mailles de calcul extrêmement petites, suffisamment pour modéliser les plus petits tourbillons générés par la turbulence. Ainsi, Ansys-Fluent® utilise une autre approche en résolvant les équations de Navier Stokes moyennées dans le temps au sens de Reynolds, appelées en anglais *Reynolds Averaged Navier Stokes* (RANS). Les variables résolues ne sont plus les variables instantanées, mais les variables moyennes. Ainsi pour la vitesse instantanée u , on peut écrire

$$u = U + u' \quad (2.3)$$

avec U la vitesse moyenne et u' la vitesse fluctuante. Ceci conduit au système de Reynolds

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.4a)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \text{div}(\rho U \vec{U}) = \frac{\partial P}{\partial x} + \text{div}[\mu \overrightarrow{\text{grad}}(U)] - \frac{\partial(\rho \overline{u'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\rho \overline{u'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\rho \overline{u'w'})}{\partial z} \quad (2.4b)$$

$$\frac{\partial \rho V}{\partial t} + \text{div}(\rho V \vec{U}) = \frac{\partial P}{\partial y} + \text{div}[\mu \overrightarrow{\text{grad}}(V)] - \frac{\partial(\rho \overline{v'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\rho \overline{v'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\rho \overline{v'w'})}{\partial z} \quad (2.4c)$$

$$\frac{\partial \rho W}{\partial t} + \text{div}(\rho W \vec{U}) = \frac{\partial P}{\partial z} + \text{div}[\mu \overrightarrow{\text{grad}}(W)] - \frac{\partial(\rho \overline{w'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\rho \overline{w'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\rho \overline{w'w'})}{\partial z} + g \quad (2.4d)$$

avec $\vec{U} = (U, V, W)$ le vecteur de vitesse moyen, P la pression moyenne, $\vec{u}' = (u', v', w')$ le vecteur de vitesse fluctuante. Les termes en $\rho \overline{u'_i u'_j}$, avec u'_i et u'_j les i ème et j ème composantes du vecteur \mathbf{u}' , sont appelés les contraintes de Reynolds. Ces dernières sont des inconnues.

Le système de Reynolds implique donc quatre équations et quatorze inconnues. Il convient donc d'ajouter des équations pour fermer le système.

Modèle de turbulence

Il faut, pour résoudre les équations présentées ci-dessus, utiliser un modèle pour calculer les contraintes de Reynolds. Classiquement, elles sont modélisées par l'hypothèse de Boussinesq

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.5)$$

2.3. MÉTHODES NUMÉRIQUES DE MODÉLISATION DES INONDATIONS URBAINES 41

$C_\mu(-)$	$\sigma_k(-)$	$\sigma_\varepsilon(-)$	$C_{1\varepsilon}(-)$	$C_{2\varepsilon}(-)$
0,09	1,00	1,30	1,44	1,92

TABLEAU 2.3 – Principales constantes utilisées dans le modèle de turbulence $k - \varepsilon$.

$C_\mu(-)$	$C_{1\varepsilon}(-)$	$C_{2\varepsilon}(-)$
0,0845	1,42	1,68

TABLEAU 2.4 – Principales constantes utilisées dans le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ RNG.

où μ_t représente la viscosité turbulente, x_i et x_j les i ème et j ème composantes du système de coordonnées $\mathbf{x} = (x, y, z)$.

Dans le cadre de cette thèse, nous utilisons le modèle $k - \varepsilon$ pour modéliser le coefficient de viscosité turbulente, qui sera défini comme

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.6)$$

avec C_μ une constante du modèle. Ce modèle introduit deux nouvelles variables : k l'énergie cinétique turbulente par unité de masse et ε le taux de dissipation par unité de masse. k représente l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}) \quad (2.7)$$

ε exprime la dissipation de l'énergie turbulente cinétique k par les petites structures. Elle est définie par de nouvelles équations qui viennent s'ajouter au système global. Comme pour les autres variables, les évolutions de ces grandeurs dans l'espace et dans le temps peuvent être approché par des équations de conservation. Par soucis de clarté, ces équations complexes ne sont pas présentées dans cette partie. Elles sont toutefois disponibles dans [2, 112]. Le Tableau 2.3 résume les constantes utilisées pour les calculs et leurs valeurs par défaut, le plus souvent empiriques (qui ont ici été utilisées).

Le modèle $k - \varepsilon$ Re-Normalisation Group (RNG) est aussi utilisé dans cette thèse. Il est théoriquement plus adapté pour modéliser les écoulements rotationnels que l'on peut rencontrer dans les zones de recirculation par exemple. Comme précédemment pour le modèle $k - \varepsilon$, toutes les équations du modèles ne sont pas présentés ici mais sont disponibles dans [2, 112]. Les principales constantes utilisées sont présentées dans le Tableau 2.4. D'autres modèles, plus complexes, sont particulièrement adaptés aux écoulements rotationnels, comme le modèle de turbulence Reynold Stress Model (RSM). Ce dernier est un modèle de turbulence anisotrope. Il est plus complexe car il n'utilise pas les équations de Boussinesq pour modéliser les contraintes de Reynolds, mais transporte ces dernières comme des variables classiques,

qu'il faut donc résoudre. Étant donné que ce modèle est gourmand en temps de calcul, il n'a pas été utilisé dans le cadre de cette thèse. Plus d'information sont disponibles dans [112]. Si l'intérêt de l'approche 3D pour la modélisation des inondations urbaines est avéré, on pourra envisager de réaliser une comparaison des différentes méthodologie de résolution des équations, y compris celles demandant des temps de calcul prohibitifs.

Modélisation de la surface libre

Durant cette thèse, les écoulements simulés par le logiciel sont diphasiques. En effet, les écoulements de l'air au dessus de la surface libre sont aussi modélisés. Nous utilisons alors le modèle *Volume of Fluid* (VOF), qui introduit une nouvelle inconnue dans le problème : la fraction volumique en eau F_w . Elle est régie par

$$\frac{\partial F_w}{\partial t} + U \frac{\partial F_w}{\partial x} + V \frac{\partial F_w}{\partial y} + W \frac{\partial F_w}{\partial z} = 0 \quad (2.8)$$

Dès lors, les propriétés du fluide sont calculées en pondérant les propriétés de chaque phase par leur fraction volumique. Ainsi

$$\rho = F_w \rho_w + (1 - F_w) \rho_a \quad (2.9a)$$

$$\mu = F_w \mu_w + (1 - F_w) \mu_a \quad (2.9b)$$

La surface libre est définie par l'iso-surface $F_w = 0,5$.

Schéma numérique

Le logiciel Ansys-Fluent® résout les équations présentées ci-dessus avec un schéma aux volumes finis. De nombreuses autres méthodes sont cependant disponibles. Nous présentons ici les options retenues lors des simulations numériques réalisées :

- discrétisation spatiale du second-ordre. Les termes convectifs de l'équation sont discrétisés par un schéma amont, les termes diffusifs de l'équation sont discrétisés par un schéma centré ;
- schéma SIMPLE est utilisé pour résoudre l'équation de la conservation de la masse. En effet, il est constaté que les pressions calculées à l'aide des équations de conservation de la quantité de mouvement doivent être corrigées pour que la masse soit bien conservée dans le domaine étudié. Le schéma SIMPLE introduit une équation supplémentaire qui relie la pression avec la vitesse de l'écoulement et corrige ainsi le champ de pression pour que la conservation de la masse soit toujours vérifiée. Une description plus complète est disponible sur le guide utilisateur [2] ;
- schéma Body-Force-Weighted est utilisé dans le cas d'un modèle diphasique VOF. Ce schéma est nécessaire dans le cas de forts gradients de pression souvent rencontrés dans

des écoulements gravitaires. Il suppose alors que le gradient de la différence entre les forces volumiques et la pression est constant ;

- schéma PRESTO (PREssure STaggering Option) doit être utilisé avec le schéma body-force-weighted. Il calcule la pression sur un maillage décalé ce qui évite une reconstruction à l'interface et permet de mieux prendre en compte son influence physique.

Régime permanent

Compte tenu du grand nombre d'inconnues, nous effectuerons les modélisations en régime permanent. Cela permet de simplifier la dépendance en temps des équations présentées précédemment. Le calcul de la solution se fait alors par une méthode itérative. En effet, le schéma général n'est pas conservatif. Les différences entre deux pas itératifs pour chaque équation, appelées résidus, décroissent *a priori*. Si les résidus augmentent de manière significative entre deux itérations, c'est que la simulation numérique est en train de diverger. Lorsque les résidus calculés sont suffisamment faibles et constants (dans notre cas inférieurs à 10^{-3}), on pourra considérer que la solution numérique a convergé.

Conditions aux limites

Comme dans tous les cas de modélisations numériques d'écoulement, des conditions numériques doivent être imposées sur les frontières du domaine modélisé. Les différents types de conditions aux limites utilisés dans le cadre de la thèse sont présentées ci-dessous :

- condition de *velocity inlet*. La vitesse sur les mailles situées aux bords sont ainsi renseignées. La vitesse est alors répartie de manière uniforme sur la section de la canalisation, ce qui est généralement observé en régime turbulent. Si la superficie sur laquelle est imposée la vitesse est connue, cela revient à imposer une condition de débit. Cette condition sera imposée à l'amont du domaine lors de la modélisation des écoulements dans le pilote inondation. De plus, il faut donner des informations sur la turbulence sur cette frontière. Nous utilisons l'approche *Intensité turbulente et diamètre hydraulique* [2], l'intensité turbulente I étant définie dans une direction comme

$$I = \frac{\sqrt{u^2}}{U} \quad (2.10)$$

Elle décrit donc l'état de l'agitation turbulente dans une direction relativement au champ cinématique moyen. L'intensité turbulente globale sur la frontière est estimée à l'aide de la formulation suivante

$$I = 0.16 * (Re)^{-1/8} \quad (2.11)$$

avec Re le nombre de Reynolds de l'écoulement.

- condition de *pressure outlet*. Cette condition permet d'imposer une pression sur la frontière. Dans la pratique, on imposera une pression atmosphérique pour modéliser les chutes libres en sortie du pilote expérimental. De même, ce type de condition sera utilisé pour modéliser le “toit” du domaine modélisé. Cette approche nous permet d'imposer une pression atmosphérique dans la phase air.
- condition de *wall function approach*. Les modèles de turbulence ne sont plus valides dans les zones proches des parois, caractérisées par de fortes contraintes et un gradient de vitesse très important et où le moteur de la diffusion de quantité de mouvement n'est plus associée à la turbulence mais à la diffusion moléculaire. L'adhérence sur les murs impose une vitesse nulle à la paroi. Un écoulement dans la couche limite classiquement observé est présenté sur la Figure 2.12. On notera que dans ce graphique, les notations usuelles sont utilisées

$$y^+ = \frac{yu_*}{\nu} \quad (2.12a)$$

$$u^+ = \frac{\bar{U}}{u_*} \quad (2.12b)$$

avec ρ la masse volumique de l'eau et y distance à la paroi, \bar{U} la vitesse moyenne dans la direction (Ox), ν la viscosité dynamique, u_* la vitesse de frottement et τ la contrainte de cisaillement à la paroi définies par

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (2.13a)$$

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (2.13b)$$

La couche limite est divisée en plusieurs zones : la zone interne et la zone externe. Plusieurs approches sont disponibles avec Ansys-Fluent® pour modéliser la sous-couche visqueuse et la zone tampon de la zone interne :

1. mailler finement cette zone et calculer exactement les écoulements dans la sous couche visqueuse et dans la région de recouvrement avec la *Near-Wall Model Approach*. Cette technique, plus précise, nécessite un affinement du maillage en proche paroi, ce qui requiert un grand nombre de mailles.
2. utiliser une *Wall Function Approach*. Cette dernière utilise une loi de paroi semi-empirique en régime turbulent lisse pour modéliser l'effet de la couche limite turbulente sur l'écoulement. Il suffit alors d'une seule maille associée à cette loi pour modéliser la couche limite de proche paroi. Cette approche, moins précise, nécessite beaucoup moins de mailles de calcul. Elle impose cependant une contrainte sur la dimension des mailles situées sur les bords qui doivent correspondre à peu près à

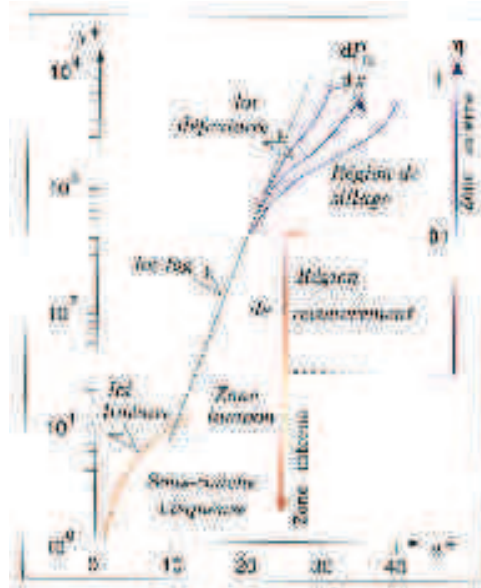


FIGURE 2.12 – Représentation de la vitesse u^+ dans la couche limite. Cette image est issue de [17].

la couche modélisée. Il faut ainsi que

$$30 < y^+ < 300 \quad (2.14)$$

En supposant que la taille caractéristique des premières mailles est de l'ordre du centimètre, il faut vérifier que la vitesse caractéristique moyenne de l'écoulement \bar{U} soit bien comprise entre

$$0.1 \text{ m.s}^{-1} < \bar{U} < 100 \text{ m.s}^{-1} \quad (2.15)$$

2.3.2 Les codes de calcul 2D

Une autre classe de logiciel peut être utilisée pour modéliser les écoulements en milieu urbain : les codes dits 2D. Ces derniers résolvent les équations hyperboliques de Barré de Saint-Venant 2D (BSV 2D), démontrées notamment dans [61, 36, 24]. Ces équations sont connues depuis longtemps et ne requièrent *a priori* aucun travail de recherche et d'approfondissement. Cependant, comme pour la majorité des systèmes d'équations aux dérivées partielles, leur résolution analytique (sauf cas très particulier) n'est pas réalisable. La solution ne peut être qu'approchée par une approche numérique. Le choix du schéma numérique a donc un rôle majeur pour la qualité de la modélisation.

L'étude bibliographique a permis de mettre en avant un certain nombre de critères et de caractéristiques que doit posséder un schéma numérique pour modéliser correctement les écoulements urbains. Les différents moyens d'obtenir ces qualités sont présentés ci-dessous. Plus d'informations sont disponibles dans [107, 36].

Aspects mathématique des équations de Barré de Saint Venant 2D

Les équations généralement utilisées pour décrire les écoulements à surface libre en eaux peu profondes sont appelées les équations de Barré de Saint-Venant (BSV 2D), ou *shallow water equations* en anglais. Ces équations sont souvent utilisées pour décrire des écoulements hydrauliques dans des canaux et des rivières. Elles découlent des équations de Navier Stokes, simplifiées à l'aide des hypothèses suivantes :

1. l'eau est considérée comme un fluide incompressible. Cette hypothèse est complètement vérifiée dans le cadre d'inondations.
2. les pressions dans le fluide sont hydrostatiques. Cela revient à négliger les accélérations verticales devant l'effet de la gravité. Les vitesses longitudinales sont considérées constantes sur la hauteur. Cette hypothèse permet l'intégration des équations selon l'axe (Oz). C'est cependant l'hypothèse la plus discutable lors de l'utilisation de BSV 2D pour décrire les écoulements en milieu urbain, car la partie précédente met en évidence la présence de tourbillons verticaux.
3. le régime d'écoulement est turbulent.
4. les effets de Coriolis et les effets du vent sont négligés ici.

Les équations sont basées sur le principe de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans les deux directions (Ox) et (Oy). Les équations de Barré de Saint-Venant 2D s'écrivent

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial r}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^2}{h} + \frac{1}{2}gh^2 \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{qr}{h} \right) &= gh(S_{0,x} - S_{f,x}) \\ \frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{qr}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{r^2}{h} + \frac{1}{2}gh^2 \right) &= gh(S_{0,y} - S_{f,y}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

où h représente la hauteur d'eau, q le débit unitaire dans la direction (Ox) qui est défini par $q = hu$, r le débit unitaire dans la direction (Oy) qui est défini par $r = hv$, avec u et v respectivement les vitesses d'écoulement dans les directions (Ox) et (Oy), $S_{0,x} = \frac{-\partial z_b}{\partial x}$ et $S_{0,y} = \frac{-\partial z_b}{\partial y}$ les pentes dans les directions (Ox) et (Oy) où z_b représente la côte du fond.

2.3. MÉTHODES NUMÉRIQUES DE MODÉLISATION DES INONDATIONS URBAINES 47

Les termes $S_{f,x}$ et $S_{f,y}$ représentent la pente des frottements dans les directions (Ox) et (Oy) . Dans une approche classiquement utilisée [36], les frottements sont modélisés par une extension de la loi de Manning-Strickler. Initialement, ce modèle avait été proposé pour modéliser les pertes de charge générées par un écoulement unidirectionnel dans un canal quelconque. En supposant que l'écoulement est turbulent et que les pertes d'énergie sont uniformément réparties sur la section du canal, les frottements peuvent être modélisés par

$$S_f = \frac{u^2}{R_h^{4/3}} n_M^2 \quad (2.17)$$

avec n_M le coefficient de Manning-Strickler et R_h le rayon hydraulique défini par

$$R_h = \frac{A}{\chi} \quad (2.18)$$

avec A la section mouillée de l'écoulement et χ le périmètre mouillé. Le modèle utilisé est donc une extension de la formule originelle en deux dimensions

$$S_{f,x} = \frac{u\sqrt{u^2+v^2}}{R_h^{4/3}} n_{M,x}^2, \quad S_{f,y} = \frac{v\sqrt{u^2+v^2}}{R_h^{4/3}} n_{M,y}^2 \quad (2.19)$$

avec $n_{M,x}$ et $n_{M,y}$ les coefficients de Manning-Strickler dans les deux directions (Ox) et (Oy) . Enfin, nous considérons dans notre étude que nous sommes en milieu peu profond, ce qui revient à dire que la hauteur est négligeable par rapport à la largeur. Cette hypothèse implique que le rayon hydraulique peut être approché par $R_h \simeq h$, ce qui conduit à

$$S_{f,x} = n_{M,x}^2 u \sqrt{u^2+v^2} h^{-\frac{4}{3}}, \quad S_{f,y} = n_{M,y}^2 v \sqrt{u^2+v^2} h^{-\frac{4}{3}} \quad (2.20)$$

Le système (2.16) peut être ré-écrit sous sa forme dite conservative

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (2.21)$$

avec

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} h \\ q \\ r \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} q \\ \frac{q^2}{h} + \frac{g}{2} h^2 \\ \frac{qr^2}{h} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} r \\ \frac{qr}{h} \\ \frac{r^2}{h} + \frac{g}{2} h^2 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ gh(S_{0,x} - S_{f,x}) \\ gh(S_{0,y} - S_{f,y}) \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

\mathbf{U} est alors appelée la variable conservée, \mathbf{F} le flux de \mathbf{U} dans la direction (Ox) , \mathbf{G} le flux de \mathbf{U} dans la direction (Oy) et \mathbf{S} le terme source. La variable conservée contient toutes les variables caractéristiques de l'écoulement. La résolution de cette équation permet de caractériser un

écoulement à surface libre. Mathématiquement, ce système est appelé hyperbolique, car il possède trois valeurs propres réelles et distinctes, ce qui nécessite une approche de résolution particulière.

On notera que le système peut aussi s'écrire sous sa forme non-conservative

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (2.23)$$

avec \mathbf{A} et \mathbf{B} les matrices jacobiennes dans les directions (Ox) et (Oy) définies par

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ c^2 - u^2 & 2u & 0 \\ -uv & v & u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -uv & v & u \\ c^2 - v^2 & 0 & 2v \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Un schéma est dit conservatif si la somme de tous les flux numériques à l'intérieur du domaine est bien égale à 0 *i.e.* le schéma numérique ne crée ni ne consomme ni masse ni quantité de mouvement. La non conservation peut provenir de la forme de l'équation résolue. En effet, comme présenté précédemment, le système peut être résolu à partir de sa forme conservative ou à partir de sa forme non conservative. Compte tenu de l'application qui va être faite du code de calcul, il est préférable d'utiliser ou de mettre en place un schéma conservatif.

Gestion des discontinuités

La première partie de ce chapitre a souligné la présence de nombreuses discontinuités dans les écoulements en milieux urbains et leurs rôles importants dans la distribution des débits au niveau des carrefours et des bifurcations en régime torrentiel. Numériquement, ce sont des zones à très forts gradients, les variables d'écoulement y variant très rapidement. La présence de chocs, typique des équations hyperboliques, nécessite une attention toute particulière. Certains schémas en effet peuvent introduire une diffusion numérique importante qui vont lisser les chocs et entraîner des résultats numériques non-physiques. Le schéma numérique choisi doit donc capturer les chocs et limiter la diffusion numérique. Ces contraintes imposent des choix sur le schéma numérique :

- certaines discrétisations spatiales se basent sur des **méthodes discontinues**, *c.a.d* que la solution numérique présente une discontinuité au niveau de l'interface entre deux mailles de calcul. C'est le cas notamment des schémas de type volumes finis ou des schémas aux éléments finis discontinus. Ces méthodes, introduites par Godunov [33], se basent sur l'intégration des équations sur le volume d'une maille de calcul. Les solutions sur chaque maille sont donc indépendantes, seuls les flux numériques calculés

aux interfaces permettent de prendre en compte les échanges entre deux mailles voisines. La solution étant par définition discontinue entre chaque maille de calcul, le code gère facilement les discontinuités physiques réelles. On notera qu’il existe des schémas continus comme les schémas aux éléments finis continus. Dans ce cas, les équations sont intégrées sur tout le domaine, rendant chaque maille de calcul directement dépendante, de manière continue, des solutions sur les mailles voisines. Cela a pour effet de lisser les discontinuités. Les techniques discontinues doivent cependant faire face à un problème mathématique complexe, appelé problème de Riemann : il faut calculer le flux numérique échangé entre deux mailles voisines au niveau de chaque discontinuité de la solution.

- la discrétisation temporelle choisie est **explicite**. Les dérivées temporelles d’un vecteur quelconque \mathbf{U} sont alors approchées par

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \simeq \frac{\mathbf{U}^{n+1} - \mathbf{U}^n}{\Delta t} = \mathcal{L}(\mathbf{U}^n) \quad (2.25)$$

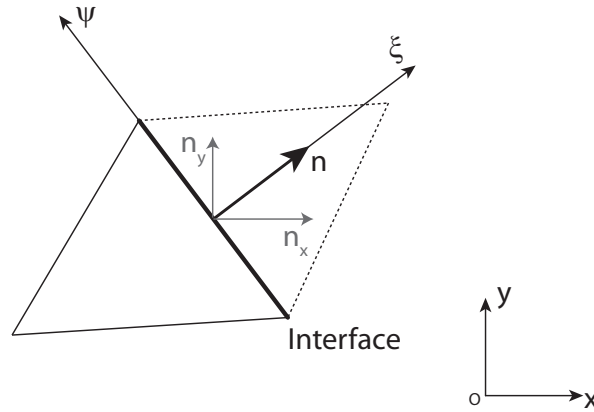
avec \mathbf{U}^{n+1} la solution à l’instant $n + 1$, \mathbf{U}^n la solution à un instant antérieur n et \mathcal{L} la discrétisation spatiale des équations. Cette approche permet donc le calcul de manière explicite de la solution à l’instant $n + 1$ en fonction de la solution antérieure connue à l’instant n . Elle n’est cependant pas inconditionnellement stable : le pas de temps Δt entre deux solutions ne peut pas être choisi de manière arbitraire. Il va dépendre notamment du maillage sur lequel est calculée la solution. Le pas de temps doit vérifier la condition de stabilité de Courant-Friedrich-Lewy (CFL) [36]

$$\frac{\lambda \Delta t}{\Delta x} = C_{CFL} \quad (2.26)$$

avec λ la célérité des ondes, Δx le pas d’espace et C_{CFL} le coefficient de CFL encadré par

$$0 < C_{CFL} \leq C_{max} \quad (2.27)$$

avec C_{max} un réel qui limite la valeur du C_{CFL} en fonction du schéma numérique utilisé. Ce dernier vaut par exemple 1 pour les schémas de type volumes finis et 1/3 pour les schémas aux éléments finis de type Discontinuous Galerkin. Cette condition a un sens physique : l’information se propage physiquement sur chaque maille à une vitesse λ . Pendant un pas de temps Δt , elle aura donc parcouru une distance $\Delta x_\lambda = \lambda \cdot \Delta t$. Or mathématiquement, le maillage induit une “vitesse maximale de maillage” définie par $C_{max} \cdot \Delta x / \Delta t$: en une itération à un pas de temps Δt l’information transportée numériquement ne peut pas aller plus loin que $C_{max} \cdot \Delta x$. Pour que l’information soit

FIGURE 2.13 – Définition du repère (ξ, ψ) lié à l'interface entre deux mailles de calcul.

correctement propagée, il faut donc que le ratio

$$\Delta x_\lambda \leq C_{max} \cdot \Delta x \quad (2.28a)$$

$$\Rightarrow \frac{\lambda \cdot \Delta t}{\Delta x} = C_{CFL} \leq C_{max}. \quad (2.28b)$$

Cette condition doit être vérifiée pour toutes les mailles de calcul. Ainsi, le pas de temps Δt est choisi pour être maximal et pour que la condition (2.28b) soit vérifiée sur chaque maille de calcul. Une discrétisation temporelle implicite pourrait aussi fonctionner, mais elle nécessite elle aussi des conditions sur le pas de temps pour la précision des résultats qui ne la rend pas intéressante d'un point de vue du temps de calcul.

Solveur de Riemann

Le problème de Riemann consiste à résoudre une équation aux dérivées partielles (EDP) au niveau d'une discontinuité. On se ramènera toujours à un problème de Riemann 1D, en projetant les équations de BSV 2D dans le repère (ξ, ψ) de l'interface étudiée présenté sur la Figure 2.13. On pourra mathématiquement poser le problème général

$$\frac{\partial \mathbf{U}_\xi}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_\xi}{\partial \xi} = \mathbf{0} \quad (2.29a)$$

$$\mathbf{U}_\xi(\xi, 0) = \begin{cases} \mathbf{U}_{\xi,L} & \text{pour } \xi < \xi_0 \\ \mathbf{U}_{\xi,R} & \text{pour } \xi > \xi_0 \end{cases} \quad (2.29b)$$

avec \mathbf{U}_ξ le vecteur projetée sur l'interface, ξ_0 la position initiale de la discontinuité, $\mathbf{U}_{\xi,L}$ et $\mathbf{U}_{\xi,R}$ respectivement l'état gauche (Left) et l'état droit (Right) du problème de Riemann

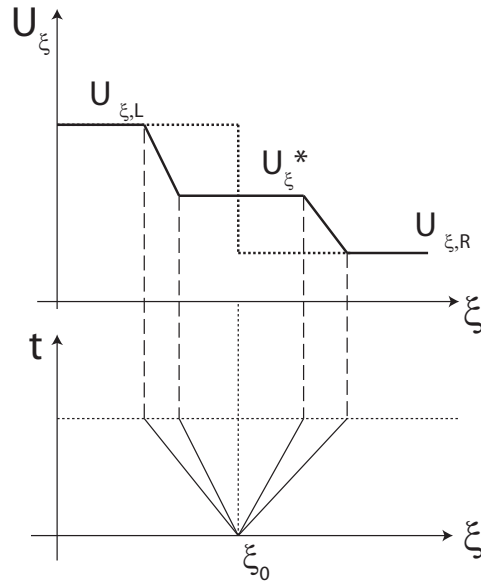


FIGURE 2.14 – Aspect schématique de la solution d’un problème de Riemann d’un système hyperbolique à 2 équations.

et \mathbf{F}_ξ la projection des flux numériques sur l’interface, définie par

$$\mathbf{F}_\xi = \mathbf{F}.n_x + \mathbf{G}.n_y \quad (2.30)$$

avec n_x et n_y la projection du vecteur normal de l’interface dans le repère de base (Ox) et (Oy) . On dira que le Problème de Riemann est Généralisé (PRG) quand les états gauche et droit sont continus mais non constants, et Problème de Riemann lorsque les deux états sont constants. Il est possible de ramener un PRG à un Problème de Riemann Equivalent (PRE) qui admet au niveau de la discontinuité la même solution que le problème d’origine pendant un laps de temps donné. La solution d’un problème de Riemann ou d’un PRE peut être calculée à l’aide d’un solveur de Riemann. Lax [58] démontre la forme des solutions d’un tel problème : “la solution du problème de Riemann pour un problème hyperbolique de m lois de conservations consiste en m ondes séparant $m+1$ zones d’états constants” (Figure 2.14). Des ondes séparent donc les différents états constants. Il est possible de déterminer la valeur de \mathbf{U}_ξ dans les ondes à l’aide des relations de saut de Rankine Hugoniot [36] ou de la conservation des invariants de Riemann. Cependant, la nature de l’onde (onde de détente, onde de contact, choc) séparant deux états intermédiaires et schématisée sur la Figure 2.15 n’est *a priori* pas connue. Différents types de solveurs ont été mis au point ces dernières décennies :

1. Solveur exact. Il est possible de résoudre le PRE exactement. Cependant, cette technique nécessite des informations sur les types d’onde reliant les différents états stationnaires

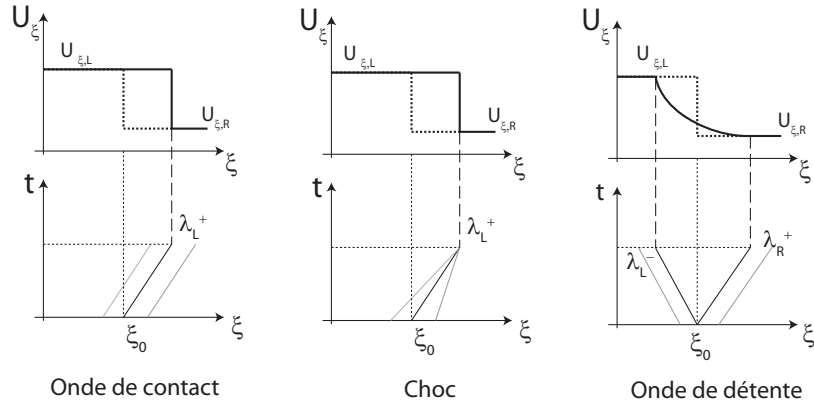


FIGURE 2.15 – Présentation des différents aspects des ondes dans l'espace réel (en haut) et dans le diagramme des phase (en bas)

(chocs, détente, contact). Cette information n'est pas connue, car les états intermédiaires ne sont pas encore calculés. Le solveur est alors contraint de faire des hypothèses sur la forme de l'onde qui doivent être vérifiées a posteriori. L'aspect itératif de cette technique sous entendant de nombreux calculs qui la rend peu utilisée, hormis pour le calcul de solutions analytiques ;

2. Solveur calculant la solution exacte d'un problème de Riemann simplifié. Le solveur de Roe [89, 90, 106], l'un des plus répandus, s'inscrit dans cette catégorie. Il repose sur la forme non conservative de l'équation

$$\frac{\partial \mathbf{U}_\xi}{\partial t} + \mathbf{A}(\mathbf{U}_\xi) \frac{\partial \mathbf{U}_\xi}{\partial x} = 0 \quad (2.31)$$

avec $\mathbf{A}(\mathbf{U})$ la matrice jacobienne de l'EDP. Le solveur de Roe repose sur l'hypothèse que la jacobienne \mathbf{A} est constante et que les ondes séparant les différents états constants sont des ondes de contact. Chaque état intermédiaire peut ensuite être calculé à l'aide des relations de sauts aux travers de l'onde de contact, les célérités des ondes étant alors connues. Cependant, la considération de l'onde de raréfaction comme une onde de contact entraîne une violation de la condition d'entropie *i.e.* les célérités d'onde n'ont plus de sens physique. En effet, la condition d'entropie impose des contraintes sur les célérités de part et d'autre d'une onde de contact ou d'un choc qui se déplace de la gauche vers la droite : $\lambda_L^+ > \lambda_R^-$. Dans le cadre du solveur de Roe, cette condition n'est plus vérifiée. Diverses méthodes ont été proposées pour corriger ce défaut [90, 106] ;

3. Solveur calculant la solution approchée d'un problème de Riemann exact. De nombreux solveurs, parmi les plus simples à mettre en œuvre, appartiennent à cette catégorie de solveur. C'est notamment le cas des solveurs de Lax-Friedrich (LF) ou des solveurs de

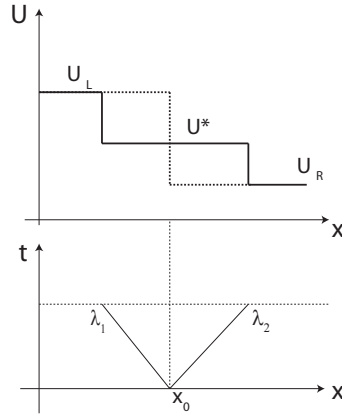


FIGURE 2.16 – Schéma de la solution approchée calculée par les solveurs de type LF ou HLL dans l'espace réel (en haut) et dans le diagramme des phases (en bas).

Harten, Lax et Van Leer (HLL) [42] utilisés dans le cadre de cette thèse. En considérant un système hyperbolique de 2 équations (comme pour les équations de Barré de Saint-Venant 1D), la méthode consiste à calculer le flux numérique \mathbf{F}_ξ^* de la solution approchée \mathbf{U}_ξ^* à l'interface. La zone intermédiaire est encadrée par deux ondes se déplaçant aux célérités λ_1 et λ_2 (Figure 2.16). En écrivant les relations de saut de Rankine-Hugoniot au travers des deux ondes, on obtient le système suivant

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{F}_L - \mathbf{F}^* &= (\mathbf{U}_L - \mathbf{U}^*)\lambda_1 \\ \mathbf{F}^* - \mathbf{F}_R &= (\mathbf{U}^* - \mathbf{U}_R)\lambda_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.32)$$

En résolvant ce système, on obtient donc le flux de Riemann dans la zone intermédiaire \mathbf{F}^*

$$\mathbf{F}^* = \frac{\lambda_1 \mathbf{F}_R - \lambda_2 \mathbf{F}_L + (\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L)\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (2.33)$$

Pour le solveur HLL, les conditions de Davis [20] sont souvent utilisées

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= \min(\lambda_L^{(1)}, \lambda_R^{(1)}) \\ \lambda_2 &= \max(\lambda_L^{(2)}, \lambda_R^{(2)}) \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

avec $\lambda_L^{(p)}$ célérités des ondes dans l'état gauche avec $\lambda_L^{(1)} \leq \lambda_L^{(2)}$. La même convention est utilisé pour les célérités d'onde dans l'état droit. Cette approche prend en compte le cas fluvial et torrentiel.

On remarquera cependant que les solveurs sont utilisés dans notre cas pour résoudre un système à 3 dimensions. Il faut alors calculer la troisième composante du flux numérique.

On peut utiliser alors le solveur de HLLC (le C vient du mot Contact). Pour les équations de Barré de Saint-Venant, une onde de contact de célérité $\lambda^{(2)}$ se développe dans la zone intermédiaire. Dans ce cas, l'approche présentée précédemment est appliquée pour calculer les deux premières composantes du flux numérique de l'équation (2.33), en imposant

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= \min(\lambda_L^{(1)}, \lambda_R^{(1)}) \\ \lambda_2 &= \max(\lambda_L^{(3)}, \lambda_R^{(3)}) \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

$\lambda^{(2)}$ étant maintenant la vitesse de l'onde de contact intermédiaire. On pourra alors calculer la troisième composante du flux numérique en se servant de la conservation de U_3/U_1 le long de l'onde de contact intermédiaire dans le cas des équations de BSV 2D (la démonstration détaillée est disponible dans [36]). La troisième composante du flux est donc définie par

$$F_3^* = \frac{F_1^* + |F_1^*| U_{L,3}}{2 U_{L,1}} + \frac{F_1^* - |F_1^*| U_{R,3}}{2 U_{R,1}} \quad (2.36)$$

avec F_3^* la troisième composante du flux numérique, F_1^* la première composante du flux numérique calculée à l'aide de l'équation (2.33), $U_{L,1}$ et $U_{L,3}$ respectivement la première et troisième composante de l'état gauche et $U_{R,1}$ et $U_{R,3}$ la première et troisième composante de l'état droit.

Enfin, on pourra noter que le solveur de Lax-Friedrich est un cas particulier du solveur HLL, lorsque l'on suppose que $\lambda = \lambda_1 = -\lambda_2 = -\max(|\lambda_L^-|, |\lambda_L^+|, |\lambda_R^-|, |\lambda_R^+|)$. Le solveur s'écrit alors

$$\mathbf{F}^* = \frac{1}{2}(\mathbf{F}_R + \mathbf{F}_L - \lambda(\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L)) \quad (2.37)$$

Schéma d'ordre élevé

L'ordre d'un schéma correspond au degré des fonctions polynomiales utilisées pour représenter les variables sur une maille de calcul. Ainsi pour un schéma d'ordre 1, comme le schéma classique de Godunov, les variables sont considérées comme constantes sur la maille. Cela induit une erreur de troncature, lorsqu'on calcule la différence entre la solution exacte et l'approximation numérique, faisant intervenir des dérivées spatiales et temporelles d'ordre 2. Le schéma résolu n'est donc pas exactement le système hyperbolique de BSV 2D, mais le même système auquel a été ajouté un terme de diffusion numérique issu de la troncature. Les schémas du premier ordre sont donc caractérisés par la présence de diffusion numérique.

Pour augmenter la précision d'un schéma, il est possible d'utiliser un schéma d'ordre plus élevé. La solution sur chaque maille n'est plus considérée comme constante, mais comme un polynôme de degré supérieur ou égal à 1. Ainsi, les variables d'un schéma du second ordre

sont donc définies par

$$\mathbf{U}(x, y) = \mathbf{a} + \mathbf{b}.x + \mathbf{c}.y \quad (2.38)$$

avec \mathbf{a} sa valeur moyenne, \mathbf{b} et \mathbf{c} les pentes de la solution respectivement dans les directions (Ox) et (Oy) .

Le schéma d'ordre élevé Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws (MUSCL) proposé par Van Leer [109, 110] est le plus fréquemment utilisé. Il est directement issu du schéma de premier ordre de Godunov. L'ordre élevé est généré par une approche de reconstruction des pentes sur chaque maille en considérant les valeurs de la solution sur les mailles voisines.

Plus récemment, une nouvelle classe de schémas d'ordre élevé a fait son apparition pour résoudre les équations aux dérivées partielles : les schémas aux éléments finis discontinus appelés Discontinuous Galerkin (DG). Développés à l'origine pour l'étude des neutrinos dans les années 1970 [85, 59], cette méthode a été adaptée pour résoudre les équations d'Euler [19] et de Barré de Saint-Venant 1D [55, 51]. Sa mise en place pour résoudre les équations de BSV 2D, réalisée et présentée notamment par [21, 22, 93, 32, 30], a révélé des résultats très encourageants. Contrairement au schéma MUSCL qui nécessite une phase de "reconstruction" des pentes, les schémas DG calculent directement la solution au milieu de chaque interface des mailles triangulaires, en considérant que la solution est un polynôme du premier degré sur chaque maille. On peut alors dans un second temps déduire des valeurs en ces trois points la valeur moyenne de la solution ainsi que ses gradients.

Les schémas du second ordre ont pourtant un défaut majeur. L'erreur de troncature est un polynôme contenant les dérivées d'ordre 3 dans l'espace et dans le temps. D'un point de vue de la forme mathématique, cela correspond à un terme de dispersion. La démonstration est disponible dans [36]. Le schéma résolu n'est donc pas exactement le système hyperbolique de BSV 2D, mais le même système auquel a été ajouté un terme de dispersion numérique issu de la troncature. Numériquement, la solution aura tendance à osciller de manière non physique ce qui peut dans certains cas faire diverger la solution numérique. Les calculs de ces schémas ne sont généralement pas stables. Van Leer et al. ont alors proposé d'introduire dans le schéma des limiteurs de pente, dont le rôle est de limiter l'apparition de ces oscillations numériques [109].

Limiteur de pente

Le limiteur de pente a pour fonction de limiter la dispersion numérique générée par les schémas du second ordre. Il permet de conserver le caractère de Variation Totale Décroissante (TVD) de la solution numérique. La Variation Totale (TV) est définie sur un maillage de N

mailles comme l'écart entre les solutions aux différents points de calcul du schéma numérique à l'instant n

$$\text{TV}(U)^n = \sum_{i=1}^{N-1} |U_{i+1}^n - U_i^n| \quad (2.39)$$

Cette grandeur est un indicateur des oscillations de la solution. Une augmentation de Variation Totale avec le temps traduit l'apparition d'oscillations de la solution. Le rôle du limiteur de pente est d'assurer que le schéma numérique est TVD, c'est à dire à Variation Totale Décroissante, obtenue lorsque

$$\text{TV}(U)^{n+1} \leq \text{TV}(U)^n \quad (2.40)$$

Il est montré qu'un schéma TVD préserve la monotonie, *i.e.* aucune oscillation numérique ne va apparaître dans la solution numérique. De plus, le limiteur de pente doit impérativement être conservatif *i.e.* son application ne doit pas créer ou consommer de quantité de mouvement ou de masse.

Le développement des limiteurs de pente a donc logiquement accompagné l'essor des schémas d'ordre élevé. Les plus connus sont les limiteurs MINMOD, SUPERBEE ou MINBEE [107].

Gestion des fronts de mouillage

Différentes expériences présentées dans la Partie 2.1 montrent la présence de front de mouillage sur un fond sec (lors d'une rupture de barrage) ou inversement, la présence de hauteurs d'eau extrêmement faibles dans des zones de recirculation. Les codes de calcul doivent donc être en mesure de gérer ces mailles particulières, très contraignantes pour la stabilité du code de calcul.

Deux sources d'erreurs peuvent apparaître dans un problème de Riemann faisant intervenir une hauteur d'eau nulle : la vitesse de propagation du front est beaucoup plus rapide (l'information se propage en effet dans ce cas très particulier à $\lambda = u + 2c$) ce qui doit être pris en compte par le code de calcul [107]. De plus, les schémas numériques résolvent en tous points les variables indépendantes h, q, r . Il est donc nécessaire, pour avoir accès à la grandeur u vitesse de l'écoulement, de réaliser une division $u = q/h$. Dans le cas de très petite hauteur d'eau voire de hauteur d'eau nulle, la vitesse numérique calculée devient extravagante, voire infinie. Différentes approches ont ainsi du être trouvées pour préserver la stabilité du calcul numérique, même en présence de mailles sèches.

Une approche consiste à mouiller artificiellement la maille d'une hauteur d'eau ϵ comme proposé par exemple par [16]. Dès lors, la présence d'eau des deux côtés du problèmes de

Riemann étudié permet de résoudre un problème de Riemann classique. Plus la hauteur d'eau ϵ est proche de zéro, plus la vitesse du choc dans la zone à faible hauteur est proche de la vitesse de propagation de l'information dans le cas d'une hauteur nulle. Cette technique a l'avantage d'être compatible avec les maillages non structurés et de conserver la masse. Elle induit cependant des erreurs qui peuvent être importantes sur le calcul de la vitesse de l'écoulement et ne garantit pas la conservation de la quantité de mouvement.

D'autres méthodes existent comme l'utilisation d'un maillage adaptatif : seule la partie mouillée du domaine est maillée. Cette technique présente l'avantage d'être précise car le front de mouillage est précisément localisé, mais peut être très coûteuse en temps de calcul et est peu adaptée aux géométries réelles qui peuvent être complexes. La méthode de réduction du maillage, plus simple à mettre en œuvre, "élimine" les cellules contenant moins d'une certaine hauteur d'eau. Cette technique, quant à elle, crée des oscillations non physiques qui peuvent faire diverger le schéma numérique et ne garantit ni la conservation de la masse, ni la conservation de la quantité de mouvement [111].

La méthode Eigenvector Reconstruction [97] permet de diminuer les conséquences de ces oscillations sur les simulations numériques, et de stabiliser le schéma. Elle est basée sur une reconstruction du problème de Riemann à l'interface. Les variables de l'écoulement ne sont alors plus indépendantes, ce qui avait comme effet néfaste le calcul de vitesses potentiellement trop importantes en divisant les débits unitaires par des hauteurs d'eau très faibles, voire nulles. La reconstruction EVR crée une dépendance entre les variables d'écoulements, les débits unitaires étant reconstruits à l'aide des hauteurs d'eau, ce qui limite la sur-évaluation des vitesses de l'écoulement.

Well-balanced

Le problème dit *well-balanced* est très fréquemment rencontré dans les schémas numériques utilisés pour résoudre les équations de BSV 2D. Des oscillations non physiques peuvent apparaître dans la modélisation d'un fluide au repos sur un fond non plat. La *C-property* [9] définie ci-dessous n'est alors plus vérifiée

$$\frac{d(h + z_b)}{dx} = 0 \quad (2.41)$$

Ces oscillations proviennent, en régime permanent, du déséquilibre mathématique entre les dérivées spatiales des flux numériques et la contribution des termes sources sur chaque maille.

En effet, dans le cas d'une équation hyperbolique classique

$$\frac{\partial \mathbf{U}_\xi}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_\xi}{\partial \xi} = \mathbf{S} \quad (2.42)$$

On obtiendra en régime permanent l'équation suivante

$$\frac{\partial \mathbf{F}_\xi}{\partial \xi} = \mathbf{S} \quad (2.43)$$

Cela implique qu'il faut que la prise en compte du terme source dans le schéma soit compatible avec la méthode de calcul des flux numériques. Le non-respect de cette condition induit un non équilibre des flux avec les termes sources, ce qui entraîne une sur-estimation ou une sous-estimation des flux numériques et ainsi l'apparition d'oscillations non physiques à la surface du domaine modélisé.

En général, l'approche la plus simple à mettre en oeuvre et la plus souvent utilisée pour prendre en compte le terme source est l'approche de *time splitting*. L'équation hyperbolique est décomposée en deux parties :

1. la partie advective correspondant au système sans terme source $\frac{\partial \mathbf{U}_\xi}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_\xi}{\partial \xi} = 0$ est résolu avec un schéma numérique quelconque \mathcal{L} (explicite dans notre cas)

$$\mathbf{U}_\xi^{(adv)} = \mathbf{U}_\xi^n + \Delta t \cdot \mathcal{L}(\mathbf{U}_\xi^n) \quad (2.44)$$

2. la prise en compte du terme source en résolvant l'équation à la dérivée ordinaire $\frac{d}{dt} \mathbf{U}_\xi = \mathbf{S}(\mathbf{U}_\xi)$ qui peut être approché par la méthode d'Euler explicite

$$\mathbf{U}_\xi^{n+1} = \mathbf{U}_\xi^{(adv)} + \Delta t \cdot \mathbf{S}(\mathbf{U}_\xi^n) \quad (2.45)$$

Cette approche dans sa forme standard est connue pour ne pas être **well balanced**.

De nombreux travaux ont ainsi été menés, notamment sur les schémas de type volumes finis [6, 29, 38, 46, 60] mais aussi plus récemment sur des schémas DG [23, 55]. Ils consistent la plupart du temps à adapter l'expression du terme source pour qu'il soit parfaitement à l'équilibre avec les flux numériques en régime permanent :

- en discrétisant la topographie avec une approche compatible avec la méthode DG [54, 114] ;
- en considérant que la maille est plate, et que la contribution du terme source se fait par palier à l'interface en passant d'une maille à l'autre. Il faut alors trouver la bonne manière de répartir l'effet du terme source sur la maille de gauche et sur la maille de

- droite. Le plus souvent on pondère le terme source en fonction des célérités d'ondes [8, 9];
- en modifiant les flux numériques à l'aide d'une reconstruction hydrostatique [5, 23]. Dans ce cas, le terme source à l'interface va être entièrement associé à la maille la plus basse;
 - en prenant en compte les termes sources dans le solveur de Riemann utilisé [37, 38].

Temps de calcul

Le temps de calcul est souvent un critère dans l'utilisation ou non d'un logiciel. Il appartient à l'ingénieur responsable d'une étude de définir le degré de précision qu'il souhaite obtenir pour choisir l'outil le plus adapté, sachant que logiquement plus le résultat souhaité doit être précis, plus le temps de calcul nécessaire va être important. Revient alors comme toujours la notion de compromis entre précision et temps de calcul. Cependant, au delà du choix du schéma et du système d'équations à résoudre, il existe aussi des méthodes mathématiques, le choix de langage de programmation *etc.* qui pour un même résultat réduisent significativement le temps de calcul. On pourra citer l'exemple de la méthode **EigenVector Reconstruction** [97] qui à l'aide de considérations mathématiques permet d'obtenir un schéma d'ordre élevé tout en divisant le temps de calcul par presque 2. Une autre approche en plein essor, grâce à la présence quasi systématique de plusieurs processeurs dans un ordinateur, est la **parallélisation**. L'approche aux éléments finis discontinus présente des propriétés qui permettent une parallélisation facilement implémentable et efficace [12].

Gestion de géométries complexes

Dans l'utilisation pratique pour modéliser des cas réels, le code de calcul doit être en mesure de s'adapter à des géométries complexes, faisant intervenir une topographie naturelle et la présence de bâtiments. Les schémas de type différences finies vont ainsi être difficilement utilisables, car ils ne peuvent être associés qu'à un *maillage structuré*. La technique des différences finies repose sur la transformation directe des dérivées continues en des différences de variables discrètes. On approche ainsi la dérivée $\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\Delta U}{\Delta x}$, avec $\Delta U = U_i - U_j$ la différence entre la solution au point i et au point j (spatialement proche) et $\Delta x = x_i - x_j$ la différence entre les coordonnées spatiales selon l'axe (Ox) aux points i et j . Les géométries complexes qui vont être fréquemment rencontrées dans l'étude de cas réels urbains pourraient être maillées avec un maillage structuré. Cependant, comme le montre la Figure 2.17 la géométrie résultante ne correspond plus tout à fait à la géométrie de base : elle a été pixélisée par les mailles de calcul. Ces approximations de forme peuvent avoir des conséquences sur les écoulements simulés et donc sur la précision du code de calcul. Il faudrait pour limiter ces conséquences avoir des pas d'espace suffisamment petits pour que la forme résultante ressemble à la forme

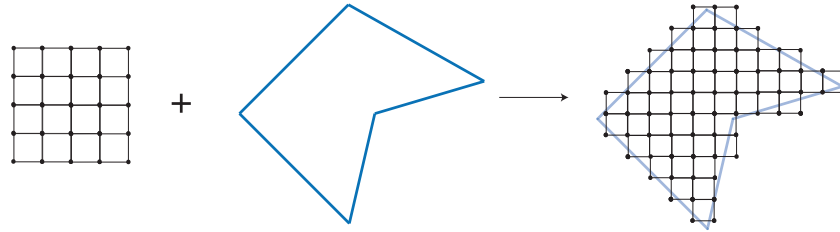


FIGURE 2.17 – Schéma du maillage d’une géométrie complexe avec un maillage cartésien

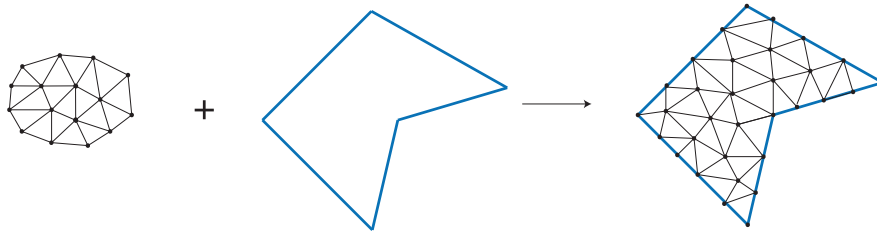


FIGURE 2.18 – Schéma du maillage non structuré d’une géométrie complexe

modélisée, ce qui entraîne l’augmentation du nombre de mailles et donc l’augmentation du temps de calcul.

Les schémas de type volumes finis et éléments finis discontinus discrétisent les équations au niveau de la maille de calcul et n’imposent pas de forme particulière à la maille. Les équations peuvent alors être résolues sur un maillage quelconque, et notamment un maillage de type *non-structuré*. Le maillage non structuré épouse parfaitement la forme à modéliser : les points à la limite sont choisis pour appartenir au bord du domaine à mailler (Figure 2.18). Ces schémas sont donc plus adaptés à notre domaine d’étude. Ils ajoutent cependant une légère difficulté d’ordre pratique : il faut connaître pour chaque maille quelles sont ses mailles voisines. En effet, il faut pouvoir relier chaque interface avec les deux mailles qu’elle sépare afin de gérer le calcul des flux numériques (à l’aide des solveurs de Riemann). Cette fonction est réalisée par les matrices de connectivité qui mémorisent et font le lien entre chaque maille et leurs voisines, leurs interfaces etc...

2.3.3 Bilan sur les modèles numériques utilisés

Cette section fait le point sur les différentes méthodes numériques utilisées par les codes 3D et 2D. Les différentes qualités d'un code 2D adapté pour modéliser des écoulements en milieux urbains ont été présentées et ont ainsi conditionné le choix de développements réalisés durant cette thèse (Chapitre 3). Des avancées significatives ont été réalisées par le passé sur ces codes de calcul 2D. Les schémas sont devenus plus précis avec l'apparition des schémas d'ordre élevé et moins diffusif avec le développement des schémas discontinus. Ces améliorations conduisent à des augmentations des temps de calcul, qui peuvent être amélioré par la parallélisation ou la méthode EVR. Enfin, le développement des méthodes compatibles avec les maillages non-structurés et les topographies réelles, associé à une gestion well-balanced des flux, permet la mise au point de schémas pratiquement utilisables.

2.4 Comparaison de l'expérimental avec le numérique

Les données expérimentales, présentées dans la première partie, ont servi de base de données pour la validation des codes de calculs numériques présentés précédemment. Différents codes de calcul ont été utilisés sur les mêmes configurations : des codes complexes 3D résolvant les équations moyennées de Navier Stokes, des codes 2D résolvant les équations de Barré de Saint-Venant 2D, et même des codes 1D associés avec des lois de perte de charge au carrefour. Des études de validation de ces outils ont déjà été effectuées aux différentes échelles d'un carrefour ou d'un quartier. Cette partie répertorie ces différentes comparaisons et fait le point sur l'état actuel de la validité des différents outils.

2.4.1 Code de calcul tridimensionnel

Un certain nombre d'études comparatives ont été réalisées entre les données numériques générées à l'aide de codes 3D et les résultats expérimentaux des cas présentés dans la partie précédente, notamment aux bifurcations [63, 78, 82, 62], aux confluences [13, 15, 14, 45, 72, 95] ou dans les carrefours à quatre branches [32, 63].

Différentes grandeurs de comparaison ont été utilisées pour valider les codes de calcul : la localisation de la zone de contraction, la largeur de la zone de recirculation, la hauteur d'eau, le champ de vitesse dans les plans horizontaux, les champs de vitesse dans les plans verticaux (qui mettent en avant les écoulements secondaires) et enfin la répartition des débits dans le cas des bifurcations ou des carrefours.

Globalement, les études numériques considèrent qu'il y a une bonne corrélation entre les hauteurs d'eau simulées et l'expérimental. Shakibainia et al observent des écarts inférieurs à

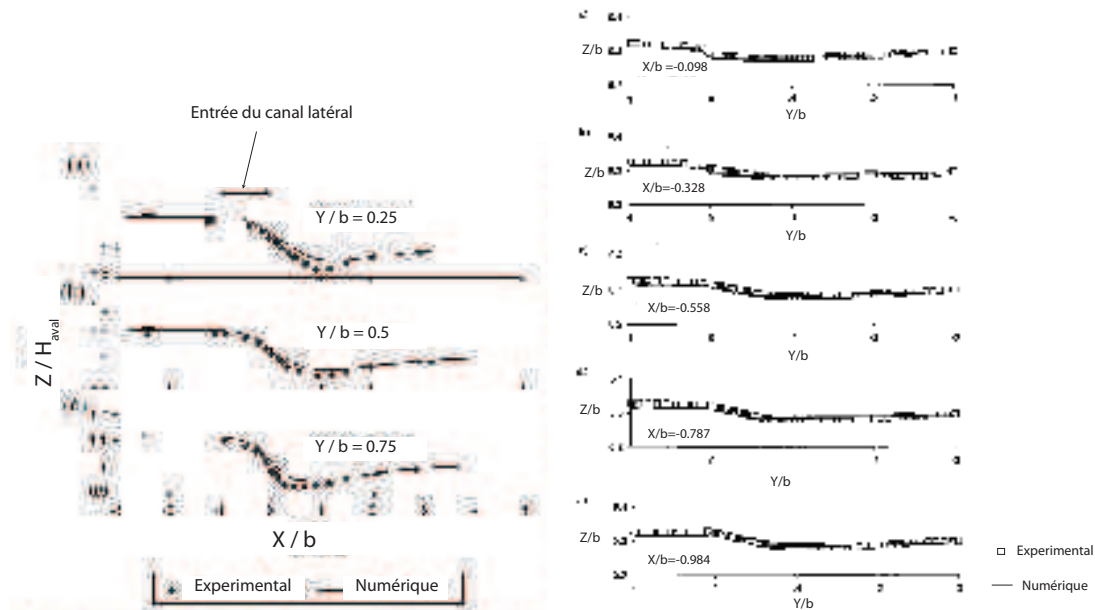


FIGURE 2.19 – Comparaison des hauteurs d’eau simulées avec un code 3D et expérimentalement mesurées. A gauche : dans une jonction en T, issue de [95]. A droite : dans une bifurcation en T, issue [82].

5% pour les confluences en T [95] (Figure 2.19). De même, Li et al. [63] ainsi que Ramamurthy et al. [82] observent des écarts inférieurs à 5% entre leurs résultats numériques et l’expérimental dans les bifurcations. On pourra noter que généralement, les écarts les plus importants sont observés dans la zone de recirculation.

En considérant les vitesses dans les plans horizontaux, les résultats sont qualitativement bien reproduits (Figure 2.20). Les écarts entre les simulations et les expériences apparaissent cependant moins satisfaisants que pour les hauteurs d’eau puisqu’ils peuvent atteindre jusqu’à 30 % dans les zones de recirculation pour [95].

Les écoulements secondaires sont bien calculés par les outils numériques (Figure 2.21). Cependant, leurs tailles sont inférieures à celles observées expérimentalement. Le choix d’un modèle de turbulence plus précis avec un ordre supérieur permettrait de mieux reproduire cette caractéristique de l’écoulement [45, 82].

Globalement, les zones de recirculation sont bien représentées. Leur forme tridimensionnelle, plus large à la surface libre que dans le fond, est bien reproduite par les différents logiciels (Figure 2.22). Leur largeur ainsi que le longueur sont bien calculées, même s’il semble que

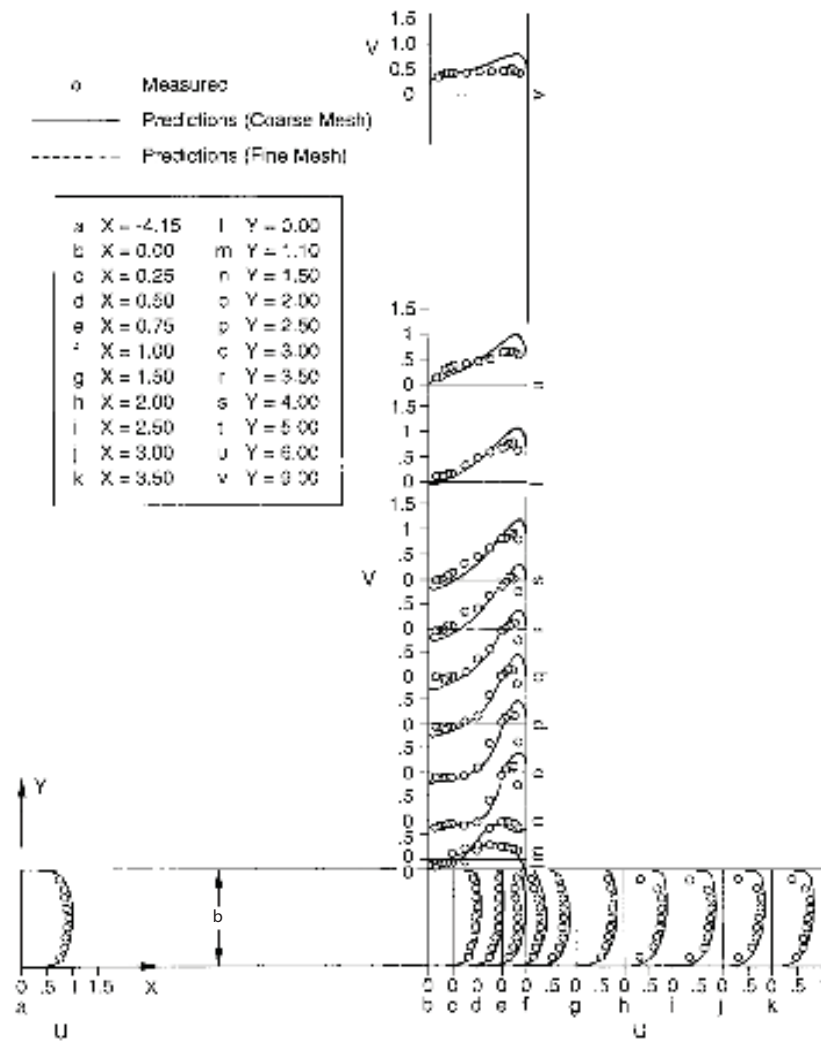


FIGURE 2.20 – Comparaison des champs de vitesses horizontales simulés et mesurés dans une divergence, issue de [78].

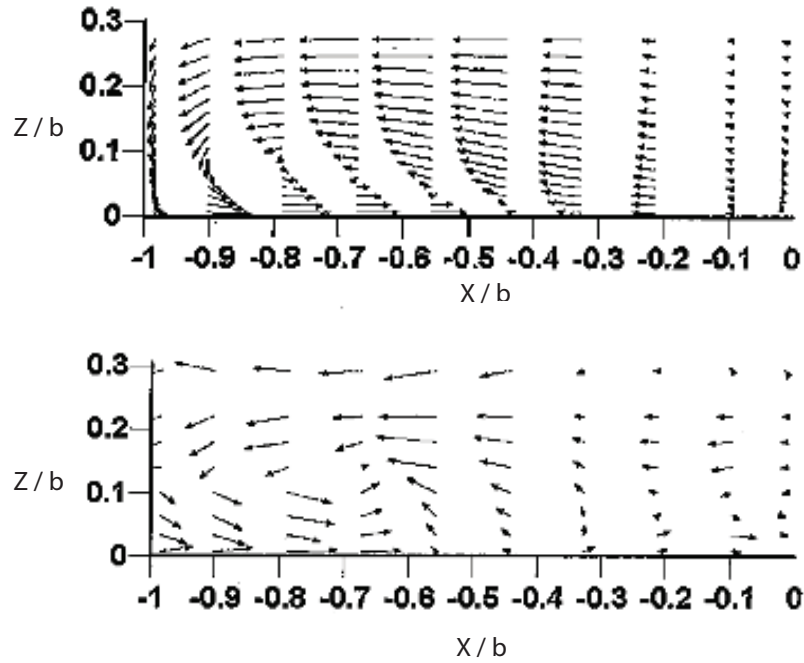


FIGURE 2.21 – Comparaison des champs de vitesses verticales simulés et mesurés dans la branche latérale d’une divergence, issue de [82]. En haut : numériquement simulé. En bas : mesuré.

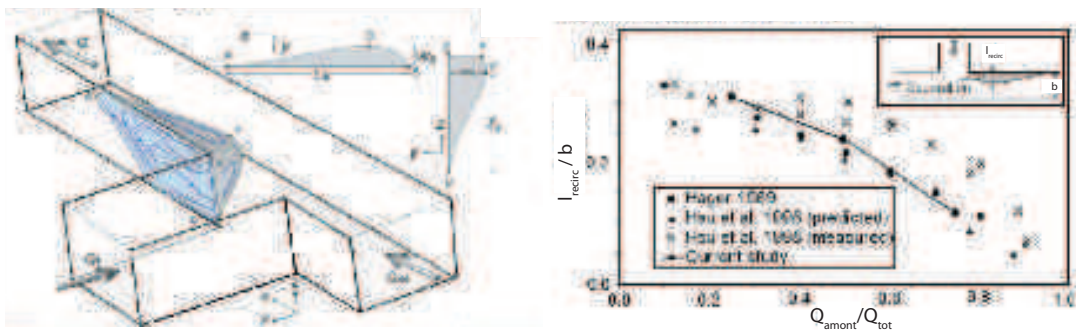


FIGURE 2.22 – Zone de recirculation numériquement calculée dans une jonction à trois branches par [95]. À gauche : représentation en trois dimensions de la zone de recirculation. À droite : comparaison des largeurs de la zone de recirculation calculée par un code 3D avec les résultats expérimentaux.

	Débit Mesuré (l/s)		Débit Fluent (l/s)	
	$Q_{o,x}$	$Q_{o,y}$	$Q_{o,x}$	$Q_{o,y}$
Type I	3.92	2.56	3.77	2.72
Type II.1	6.26	0.71	6.13	0.79
Type II.2	5.73	0.39	5.76	0.35
Type III	5.42	3.59	5.70	3.32

TABLEAU 2.5 – Comparaison des répartitions des débits calculées avec Fluent 3D avec l'expérimental dans différentes configurations de carrefours en régime torrentiel, issu de [32].

dans certains cas (notamment dans [62]) la zone de recirculation simulée numériquement soit plus longue que celle observée. La répartition des débits est correctement reproduite (Tableau 2.5), avec des écarts entre l'expérience et le numérique inférieurs à 5% [32, 64, 62].

Ces résultats, donnant une bonne corrélation avec l'expérimental, ont cependant été obtenus sur des maillages fins (30 000 mailles) à l'échelle d'un carrefour unique. Dans le cadre de la modélisation d'un quartier, plusieurs dizaines de carrefours doivent être maillés. Le même niveau de raffinement nécessiterait un nombre de mailles important pouvant entraîner des temps de calcul prohibitif. Ce constat explique sûrement le peu d'études qui ont été réalisées avec des codes 3D à l'échelle du quartier. Nous devons donc nous interroger sur l'influence de la densité du maillage sur les résultats et évaluer les conséquences d'un maillage trop grossier.

Neary et al., en se basant sur les travaux de Sotiropoulos et al. [100], utilisent une *near wall function* pour traiter les conditions de paroi, plus à même de modéliser les couches limites complexes que les *wall functions* [78]. Ces deux modèles de parois sont décrits dans la partie précédente ainsi que dans [112]. La *near wall function*, calculant exactement les écoulements dans la couche limite, requiert beaucoup plus de mailles dans cette zone. Son utilisation dans le transport sédimentaire se justifie, car les cisaillements sur le fond sont responsables de la remise en suspension des sédiments. Toutefois, le nombre de mailles que cette approche nécessiterait à l'échelle d'un quartier rend son utilisation pour modéliser les inondations en milieu urbain très difficile. De plus, la majorité des études présentées précédemment, [82, 95, 32] utilisent une *wall function*, qui semble donc donner des résultats satisfaisants pour modéliser les écoulements en milieu urbain.

Concernant le choix des modèles de turbulence, aucune étude comparative directement liée à l'application des écoulements en jonctions n'a été trouvée. Cependant, les différentes études valident l'utilisation des codes 3D pour simuler les écoulements au niveau des carrefours et jonctions, alors que différents modèles de turbulence sont utilisés. Les modèles de type $k - \varepsilon$, $k - \omega$ ou Spalart-Allmaras [112] souvent utilisés semblent être suffisamment précis. Le choix

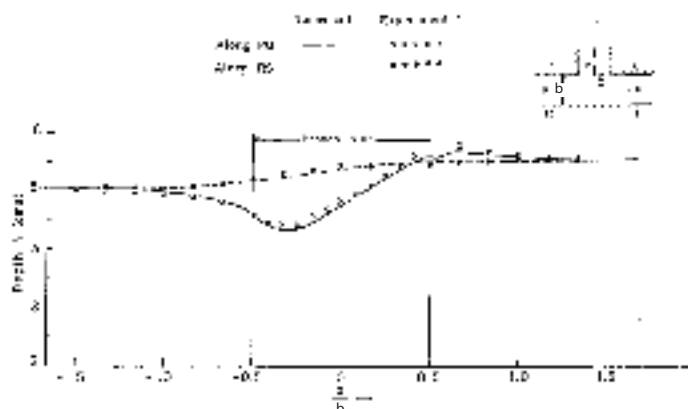


FIGURE 2.23 – Comparaison entre les hauteurs d'eau mesurées et les hauteurs d'eau simulées avec les équations de Barré de Saint Venant 2D dans une bifurcation [96].

de modèles d'ordre supérieur devrait conduire à une meilleure modélisation des écoulements secondaires [45]. Une meilleure représentation des zones de recirculation devrait être obtenue avec des modèles non-isotropes [63]. On relèvera cependant que [13, 95, 72] utilisent la forme RNG (Re-Normalization Group) du modèle de $k - \varepsilon$ qui apparaît comme plus adapté que le simple modèle $k - \varepsilon$ en présence de zones de recirculation. Peu de modélisation ont été faites avec le modèle RSM.

2.4.2 Codes de calcul bidimensionnels

D'autres études, moins nombreuses, ont été menées avec des codes de calcul résolvant les équations de Barré de Saint Venant 2D, équations plus simples où les vitesses sont moyennées sur la hauteur. On ne peut donc pas modéliser la forme tridimensionnelle des zones de recirculation, ni le développement d'écoulements secondaires hélicoïdaux. Dès lors seules la hauteur d'eau, la répartition des débits, les vitesses et la taille des zones de recirculation simulées peuvent toujours être comparées avec l'expérience. Les résultats numériques ont été comparés avec les résultats expérimentaux dans le cas d'une bifurcation [1, 96] ou d'une confluence [56] dans une jonction en T, ou d'un carrefour à quatre branches [32, 74]. La majorité de ces codes bidimensionnels utilisent un schéma numérique de type volumes finis. Seules les études de Shettar et al. [96] et de Khan et al. [56] utilisent un modèle de turbulence $k - \varepsilon$. Dans les autres études, les frottements sont modélisés avec la formule de Manning-Strickler.

Globalement les hauteurs simulées sont en accords avec les mesures. Les écarts entre les hauteurs d'eau mesurées et simulées, représentés sur la Figure 2.23 pour une bifurcation, sont considérés comme satisfaisants en régime fluvial, avec le modèle $k - \varepsilon$ [96]. En régime torren-

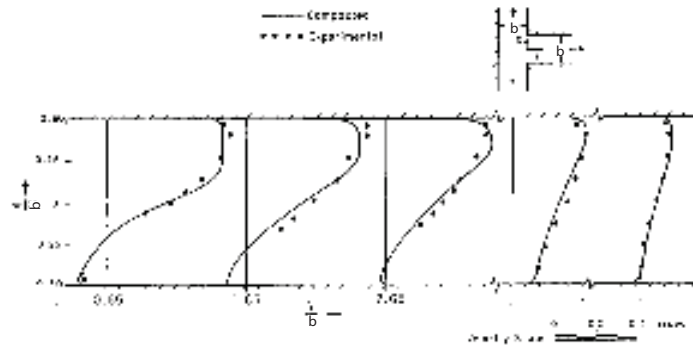


FIGURE 2.24 – Représentation du champ de vitesse moyennée sur la hauteur dans la branche latérale d'une bifurcation, issue de [96].

tiel, les résultats, avec la formule de Manning-Strickler, apparaissent comme plus contrastés : les grandes structures hydrauliques (ressauts hydrauliques, bourrelets ...) observées sont reproduites, mais des différences ont pu être observées sur la largeur et la position exacte des ressauts [74], ce qui peut entraîner des erreurs de 20% sur les hauteurs d'eau.

D'après Shettar et al., les erreurs sur le champ de vitesse sont plus importantes que pour les hauteurs dans la branche latérale d'une bifurcation (Figure 2.24) [96]. Shettar et Murthy expliquent ces différences par la prédominance des effets tridimensionnelles dans cette zone de l'écoulement, les résultats dans le canal principal étant en effet beaucoup plus satisfaisants.

Les zones de recirculation, dans [96], sont bien reproduites (Figure 2.25). Globalement, les codes 2D semblent, même avec la formule de Manning-Strickler, en mesure de calculer la répartition des débits de manière assez précise (avec des écarts inférieurs à 5%), sauf dans les cas transcritiques réalisés par [1] où les écarts peuvent atteindre 20% (Figure 2.26). Il semblerait alors que dans ces cas particuliers, à la limite entre deux régimes d'écoulement, les équations de Barré de Saint Venant 2D soient trop restrictives pour prendre en compte les écoulements complexes fortement tridimensionnels présents dans les chocs et les ondes statiques [57, 63].

Les résultats numériques sont donc satisfaisants bien que la physique des écoulements soit tridimensionnelle. Les équations de Barré de Saint Venant 2D seules permettent de modéliser les écoulements aux carrefours quand les structures tridimensionnelles ne sont pas prépondérantes par rapport aux résultats attendus. On pourra noter cependant que certaines structures hydrauliques dissipent de l'énergie. Dans certaines études, seul le coefficient de Strickler le modélise. Or, cette formulation simple présente des inconvénients : le coefficient de Strickler joue un rôle sur la répartition des débits et sur les structures hydrauliques. Son utilisation

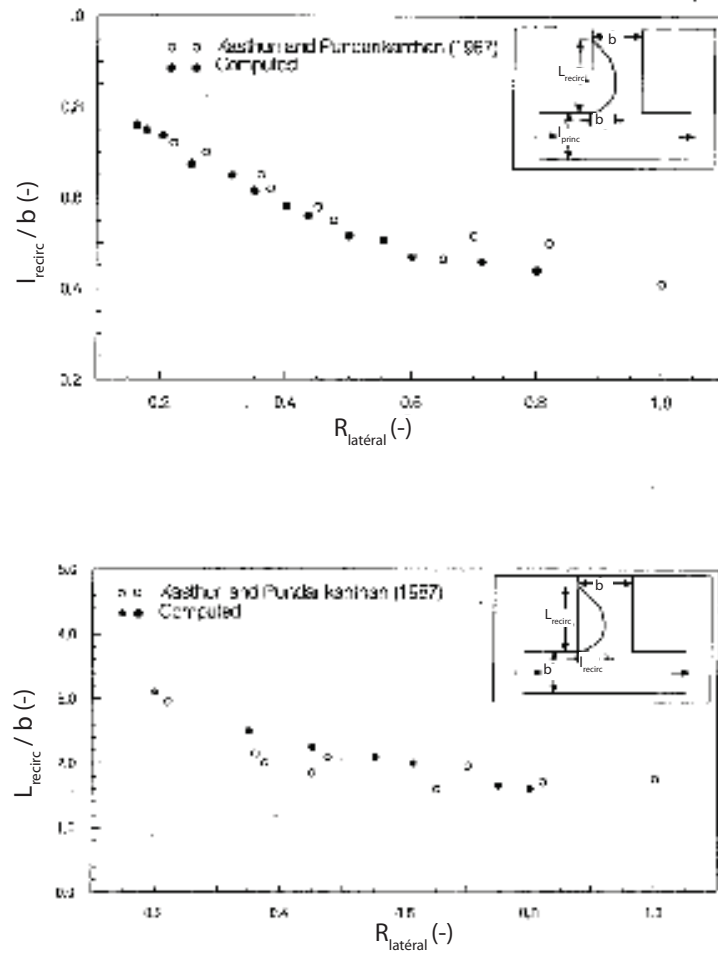


FIGURE 2.25 – Comparaison de la forme des zones de recirculation mesurée et simulée, issue de [96].

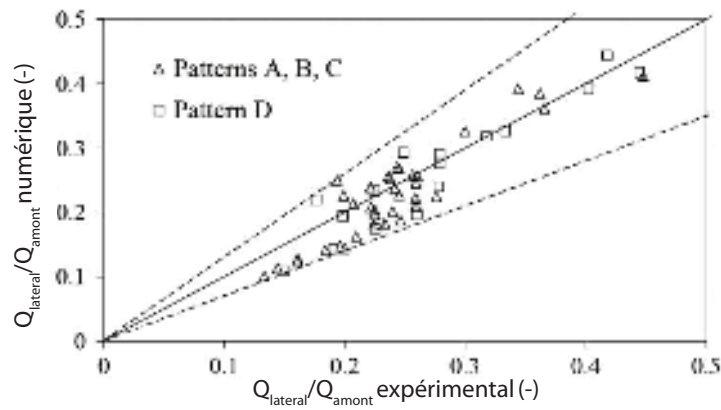


FIGURE 2.26 – Comparaison des répartitions des débits dans le cas transcritique issue de [1].

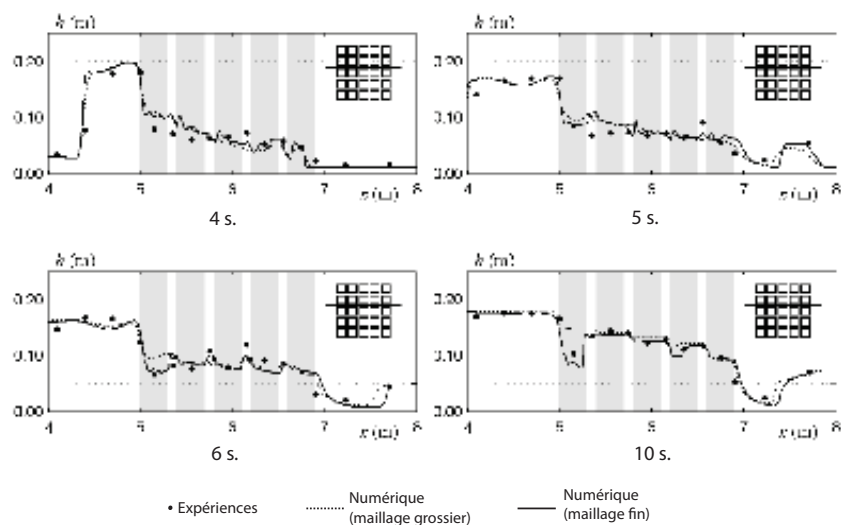


FIGURE 2.27 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques dans l'étude des écoulements dans une ville idéalisée lors d'une rupture de barrage issue de [99]

peut donc nécessiter dans certains cas un calage non homogène.

Les maillages numériques utilisés précédemment sont très denses et permettent une bonne modélisation des zones de recirculation à l'aval de chaque jonction ou carrefour. On peut noter que d'après Mignot et al. [74], il faudrait au moins 10 mailles dans la largeur de chaque rue pour modéliser correctement les écoulements. Ce constat pourra poser de réelles contraintes dans la modélisation des écoulements dans un quartier urbain constitué d'une dizaine de carrefours. L'étude des effets d'un maillage trop grossier sur les écoulements pourrait s'avérer intéressante à cette échelle.

Globalement, il est difficile de faire une synthèse sur les comparaisons des codes 2D avec l'expérimental dans les carrefours, jonctions et bifurcations. Le faible nombre d'études rend toutes conclusions difficiles. Il est complexe de quantifier les causes des écarts observés, qui peuvent provenir de :

1. l'utilisation (ou non) d'un modèle de turbulence ;
2. la complexité des écoulements expérimentaux.

Les codes 2D nécessitent des maillages beaucoup moins importants et sont moins coûteux en temps de calcul que les codes 3D. Ils ont donc été plus utilisés pour simuler des écoulements sur des domaines plus grands, à l'échelle du quartier. Ainsi, des modélisations numériques des écoulements à l'échelle du quartier ont été réalisées. C'est le cas notamment sur de la rupture de digue de la Nouvelle Orleans [108, 49], sur le quartier de Kyoto [47], sur la vallée de Toce

[25, 98] ou des écoulements dans une ville idéalisée lors d'une rupture de barrage [99]. Il ressort de ces études que les codes 2D sont bien adaptés à ce genre de simulations et donnent des résultats qui sont considérés comme satisfaisants (Figure 2.27). Les hauteurs d'eau et les vitesses numériques sont globalement en bonne adéquation avec l'expérience et ce même lorsque les vitesses verticales mesurées sont importantes [108]. Il ressort de [108] que l'ordre du schéma numérique n'est pas sans conséquence : un meilleur accord entre les champs de vitesse a été constaté lorsque le schéma est d'ordre 2, même si globalement l'ordre n'influe pas sur les hauteurs d'eau. Il apparaît donc que le choix d'une méthode numérique sera directement conditionné par les résultats de modélisation attendus.

2.4.3 Codes de calcul 1D

Cette classe de codes n'est *a priori* pas la plus à même de calculer les inondations en milieux urbains ni même aux carrefours, les écoulements y étant fortement tridimensionnels (bien qu'ils puissent être considérés sous certaines hypothèses bidimensionnels). Pourtant en associant un code 1D, bien adapté à la modélisation des écoulements dans les rues, à un modèle de répartition des débits au niveau des carrefours, les inondations pourraient être suffisamment bien reproduites. Cette approche est la plus simple à mettre en place, et la moins coûteuse en temps de calcul. Elle reste cependant tributaire d'un bon modèle de jonction capable de prendre en compte les pertes de charge liées au carrefour et surtout la distribution des débits dans les branches aval, et tout cela en fonction de la géométrie du carrefour et des configurations hydrodynamiques rencontrées. Cependant, des études ont été menées avec l'utilisation de modèles simples au niveau des jonctions [67, 87]. Une loi empirique sur la répartition des débits en fonction de la condition aux limites à l'aval et des débits amont établie par [87] sur les carrefours à angle droit en régime fluvial a été implémenté dans le logiciel 1D Canoë. Les simulations des mêmes configurations sur le carrefour en fluvial ont montré des résultats très proches en terme de répartition des débits. Toutefois, l'extrapolation à toutes les configurations d'écoulement possibles n'est pas validée et les résultats sont donc non garantis.

2.4.4 Bilan sur la comparaison entre le numérique et l'expérimental

Les résultats principaux de cette partie sont présentés dans le Tableau 2.6. La comparaison du numérique avec l'expérimental a permis de **valider l'utilisation des codes 3D** pour modéliser les écoulements aux carrefours et aux jonctions. Les variables de l'écoulement sont bien reproduites ainsi que les structures hydrauliques observées, à l'exception des écoulements hélicoïdaux en sorties qui sont globalement sous-estimés. Généralement, l'utilisation de la *wall fonction approach* pour modéliser les frottements à la paroi ainsi que des modèles de turbulence simples de type $k - \varepsilon$ sont suffisants pour donner des résultats satisfaisants. L'uti-

lisation des codes 3D devrait donc générer des résultats intéressants à l'échelle du quartier bien qu'une modélisation précise requiert un nombre de mailles important et donc des temps de calcul prohibitifs pour des applications d'ingénierie.

Les **modèles 2D** donnent des résultats **satisfaisants et très encourageants** pour la modélisation des jonctions, la répartition des débits et les hauteurs étant bien reproduites. Cependant, il semblerait que certaines **différences peuvent apparaître dans les zones fortement 3D**. De plus, les pertes d'énergie liées aux zones de recirculation et aux ressauts ne sont pas toujours bien modélisées et méritent une attention particulière. Il est possible que l'approche de **Manning Strickler ne soit pas parfaitement adaptée** dans ces configurations. Nous noterons que les maillages moins volumineux et les vitesses de calcul plus rapides ont permis l'utilisation de ces codes à l'échelle du quartier, donnant des résultats encourageants. Lors de la modélisation à l'aide de code 2D, il faudra prêter une attention particulière au maillage ainsi qu'au nombre de Strickler qui peuvent avoir une influence sur la modélisation des structures hydrauliques comme les ressauts obliques ou les zones de recirculation, et donc sur la répartition des débits.

2.5 Conclusion

Cette étude bibliographique a montré que les écoulements en jonctions, bifurcations et carrefours, rencontrés lors d'inondation en milieu urbain, sont complexes, tridimensionnels et encore mal connus. Aucun modèle complet de carrefour, reliant la répartition des débits aux formes géométriques et aux conditions hydrodynamiques, n'a pu être élaboré. De plus, les nombreuses interactions qui vont se mettre en place entre les carrefours, et leurs conséquences à l'échelle globale sur un quartier n'ont pas ou peu été étudiées. En effet, seulement quelques modèles réduits à l'échelle du quartier ont été réalisés ces dernières années. Les données et les connaissances des écoulements à cette échelle restent donc insuffisantes.

A l'heure actuelle, le moyen classiquement utilisé pour modéliser ces écoulements est la simulation numérique, avec des outils qui résolvent principalement les équations de Barré de Saint-Venant 2D. De nombreuses méthodes numériques ont été mises au point pour les résoudre. Les développements de schémas d'ordre élevé, de limiteurs de pente et de schémas discontinus ont conduit à des outils de plus en plus précis, mais de plus en plus gourmands en temps de calcul. De plus, le développement de schémas adaptés aux maillages non-structurés, à la gestion de mailles sèches et des topographies réelles ont permis leur utilisation pratique sur des géométries réelles et complexes. Cependant, leur validité pour modéliser les écoulements en ville n'est pas parfaitement définie, notamment par manque de données expérimentales. Les effets possibles des écoulements tridimensionnels ou d'éventuelles pressions non-hydrostatiques

Expérience	Codes 3D	Codes 2D	
		Manning-Strickler	Modèle $k - \varepsilon$
Jonction	Ecart sur la hauteur < 5% [95] Zone de recirculation correctement modélisée dans [95] Vitesses correctement modélisée	- - -	Hauteur correctement modélisée [56] Zone de recirculation correctement modélisée [56] Vitesses correctement modélisées [56]
Bifurcation en régime fluvial	Écarts sur la hauteur < 5% [62, 82] Zone de recirculation correctement modélisée un peu plus longue dans [62] Écoulement secondaire qualitativement reproduit [82] vitesses horizontales correctement reproduites [78, 62]	- - - -	Hauteur correctement reproduite [96] Zone de recirculation correctement modélisée [96] Ne peut pas être simulé Vitesses horizontales correctement reproduites [96]
Bifurcation en régime transcritique	- -	Ecart sur distribution des débits peuvent être supérieures à 20% [1] Ecart sur les hauteurs peuvent être importants (supérieurs à 20%) [1]	- -
Carrefour Fluvial	Écarts sur la répartition des débits <5% [63]	-	-
Carrefour torrentiel	Écarts sur la répartition des débits <5% [63] -	Écarts sur la répartition des débits <5% [74] Écarts sur la hauteur <5% [74]	- -

TABLEAU 2.6 – Récapitulatif de la comparaison entre les codes numériques et l'expérimental.

ne sont pas encore connus, mais pourraient conduire à la non validité des hypothèses de BSV 2D ou du modèle de frottement de Manning-Strickler dont les conséquences restent à évaluer. Enfin, l'augmentation des puissances de calcul des ordinateurs permet l'utilisation d'outils 3D complexes comme Ansys-Fluent®. Ils ont pourtant été peu utilisés à l'échelle du quartier. Leurs résultats à l'échelle locale, sur la simulation d'écoulements dans un carrefour, sont satisfaisants, mais leur utilisation à une échelle plus grande, et donc sur des maillages nécessairement moins fins, reste à valider.

Chapitre 3

Améliorations du code 2D

Sommaire

3.1	Résolution des équations de BSV 2D avec un schéma RKDG . . .	78
3.1.1	Les équations de Barré de Saint-Venant 2D	78
3.1.2	Discretisation spatiale Discontinuous Galerkin des équations	79
3.1.3	Discretisation temporelle de Runge Kutta des équations	81
3.1.4	Condition initiale et conditions aux limites	82
3.1.5	Limiteur de pente	82
3.1.6	Bilan du schéma RKDG	83
3.2	Amélioration du code de calcul	85
3.2.1	Changement de langage de programmation	85
3.2.2	Limiteur de pente	85
3.2.3	Intégration analytique des flux	91
3.2.4	Méthode “Eigenvector Reconstruction”	102
3.2.5	Methode well-balanced	115
3.3	Application du nouveau code à un cas réel de la vallée de Toce .	129
3.4	Conclusion	131

Indice	Description	Unité
i	Se rapportant à la maille i	/
j	Se rapportant à la maille j	/
L	Se rapportant à l'état gauche du problème de Riemann	/
R	Se rapportant à l'état droit du problème de Riemann	/

Exposant	Description	Unité
*	Se rapportant à un Problème de Riemann	/
◦	Se rapportant à un flux latéralisé	/
+	Se rapportant à une onde se déplaçant de la gauche vers la droite	/
-	Se rapportant à une onde se déplaçant de la droite vers la gauche	/
(p)	Se rapportant à la p ième interface	/
(l)	Se rapportant à la l ième interface	/
(k)	Se rapportant à la k ième fonction test	/

Symbol	Description	Unité
\mathbf{A}	Matrice Jacobienne de l'écoulement	/
$A^{(l)}$	Premier point de Gauss de l'interface l	/
$B^{(l)}$	Second point de Gauss de l'interface l	/
α	Force d'onde	/
$\beta_{i,j}$	Indicateur de limitation entre les mailles i et j	\emptyset
δ_{kl}	Fonction de Kronecker	\emptyset
Δt	Pas de temps	s
Δx	Pas d'espace	m
\mathbf{F}	Flux numérique dans la direction (Ox)	/
$\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}$	Flux numérique dans la direction normale à l'interface $\Gamma^{(p)}$	/
\mathbf{G}	Flux numérique dans la direction (Oy)	/
$\Gamma_i^{(p)}$	p ième interface de la maille i	/
h	Hauteur d'eau	m
$\mathbf{K}^{(k)}$	k ième vecteurs propres	/
λ	Célérité des ondes	m.s^{-1}
\mathcal{L}	Discrétisation spatiale du schéma	/
$m_i^{(p)}$	Milieu de la p ième interface de la maille i	/
$\varphi_i^{(k)}$	k ième fonction test de la maille i	/
q	Débit unitaire dans la direction (Ox)	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
r	Débit unitaire dans la direction (Oy)	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
\mathbf{U}	Variable conservée	/
\mathbf{U}_{ξ}	Variable conservée projetée dans le repère de l'interface (ξ, ψ)	/
u	Vitesse dans la direction (Ox)	m.s^{-1}
u_{ξ}	Vitesse dans la direction normale à l'interface	m.s^{-1}
v	Vitesse dans la direction (Oy)	m.s^{-1}
v_{ξ}	Vitesse dans la direction transversale à l'interface	m.s^{-1}
w_p	Longueur de l'interface p	m
$\xi^{(p)}$	Direction normale à l'interface $\Gamma^{(p)}$	/
$\psi^{(p)}$	Direction transversale à l'interface $\Gamma^{(p)}$	/

La partie bibliographique a mis en avant la complexité des écoulements en milieu urbain avec la présence fréquente de nombreuses discontinuités liées aux géométries urbaines et aux changements de régime d'écoulement. De plus, l'écoulement lors d'évènements exceptionnels est avant tout un écoulement à surface libre qui peut être considéré comme bidimensionnel, étant donné la largeur des rues et les hauteurs d'eau observées. Les équations les plus adaptées pour modéliser ces écoulements semblent être celles de Barré de Saint Venant 2D (BSV 2D). Cependant, la méthode de résolution de ces équations doit être choisie avec une attention toute particulière. En effet, l'influence avérée des discontinuités dans la répartition des débits, la présence de mailles sèches à la limite du champ d'expansion de la crue, la gestion d'une topographie réelle et l'influence de la discrétisation des termes sources sur la solution numérique sont autant de contraintes qui ont orienté le choix du schéma numérique utilisé.

Ce chapitre présente le code de calcul qui a été développé durant cette thèse. La Partie 1 rappelle le système d'équations à résoudre ainsi que le schéma numérique mis en place par le laboratoire dans le cadre de travaux antérieurs. Les parties suivantes sont consacrées aux développements réalisés durant cette thèse. La Partie 2 présente brièvement le changement du langage de programmation. La Partie 3 présente le nouveau limiteur de pente associé au schéma numérique. La Partie 4 explore les différentes possibilités d'intégration des flux numériques sur les interfaces des mailles de calcul. La Partie 5 décrit la discrétisation temporelle *EigenVector Reconstruction* qui a été implémentée dans le code de calcul. La Partie 6 présente une approche pour rendre le schéma numérique *well-balanced*. Les différentes améliorations sont systématiquement testées sur des cas test-analytiques. La Partie 7 présente les résultats du nouveau code de calcul obtenus sur le modèle réduit expérimental de la vallée de Toce (voir le Chapitre 2).

3.1 Résolution des équations de BSV 2D avec un schéma RKDG

Cette présente section décrit le code de calcul mis en place au laboratoire durant les thèses successives de Kesserwani [50] et de Ghostine [30]. Nous rappellerons brièvement les équations ainsi que le schéma numérique utilisé. De plus amples détails sur la construction du schéma sont présentés dans l'Annexe 7.1.

3.1.1 Les équations de Barré de Saint-Venant 2D

Particulièrement adaptées pour modéliser les écoulements à surface libre bidimensionnels, les équations de Barré de Saint-Venant sont présentées dans le Chapitre 2. Le schéma numérique est basé sur la résolution des équations vectorielles conservatives 2.21 rappelées ci-dessous :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (3.1)$$

Le schéma numérique est un outil pour approcher la variable conservée \mathbf{U} , qui contient les grandeurs caractéristiques de l'écoulement de la hauteur h , du débit unitaire dans la direction (Ox) q et du débit unitaire dans la direction (Oy) r .

3.1.2 Discrétisation spatiale Discontinuous Galerkin des équations

Les équations de Barré de Saint-Venant 2D (2.22), décrites dans le chapitre précédent, peuvent être résolues numériquement en utilisant une approche aux éléments finis Discontinuous Galerkin (DG). Le domaine étudié est discrétisé en cellules de calcul (Figure 3.1). L'approche DG utilise comme fonction de base $\varphi_i^{(p)}$ avec $p = (1, 2, 3)$ pour les trois arêtes des mailles triangulaires. Ces dernières, détaillées dans l'Annexe 7.1, sont construites pour posséder la particularité mathématique suivante

$$\varphi_i^{(p)}(m_i^{(k)}) = \delta_{pk} \quad (3.2)$$

avec $m_i^{(k)}$ le milieu de la k ième interface de la i ème maille, et δ_{pk} la fonction de Kronecker définit par

$$\begin{cases} \delta_{pk} = 1 & \text{si } p = k \\ \delta_{pk} = 0 & \text{si } p \neq k \end{cases} \quad (3.3)$$

Cette particularité permet d'approcher la solution en tout point (x, y) de maille de calcul i

$$\mathbf{U}_i(x, y, t) = \sum_{k=1}^3 \mathbf{U}_i^{(k)}(t) \varphi_i^{(k)}(x, y) \quad (3.4)$$

avec $\mathbf{U}_i^{(k)} = \mathbf{U}_i(m_i^{(k)})$.

L'approche des éléments finis repose sur l'intégration du système à résoudre multiplié par des fonctions test sur chacune des mailles du domaine étudié. La particularité de l'approche de Galerkin est de choisir comme fonction test les fonctions de base définies précédemment (3.2). Cela conduit à

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} \mathbf{U} \varphi_i^{(p)} d\Omega_i + \int_{\Omega_i} \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} \right) \varphi_i^{(p)} d\Omega_i = \int_{\Omega_i} \mathbf{S} \varphi_i^{(p)} d\Omega_i \quad (3.5)$$

avec Ω_i l'aire de la maille i . L'intégrale des flux numériques est simplifiée à l'aide d'une intégration par partie. On aura ainsi, en se plaçant dans le repère $(\xi^{(p)}, \psi^{(p)})$ associé à la

p ième interface de de la maille considérée

$$\int_{\Omega_i} \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} \right) \varphi_i^{(p)} d\Omega_i = \int_{\Omega_i} \left(\mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}} \frac{\partial \varphi_i^{(p)}}{\partial \xi^{(p)}} \right) d\Omega_i - \int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)}} d\Gamma \quad (3.6)$$

avec $\mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}}$ le flux normal à la p ième interface de la maille i définie par $\mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}} = \mathbf{F}.n_x^{(p)} + \mathbf{G}.n_y^{(p)}$ avec $n_x^{(p)}$ et $n_y^{(p)}$ les composantes du vecteur normal $\mathbf{n}^{(p)}$ de la p ième interface et $\Gamma^{(p)}$ la p ième interface

$$\mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}} = \begin{pmatrix} h \\ q_{\xi^{(p)}} \\ r_{\xi^{(p)}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h \\ hu_{\xi^{(p)}} \\ hv_{\xi^{(p)}} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

avec $u_{\xi^{(p)}}$ la vitesse dans la direction normale à l'interface et $v_{\xi^{(p)}}$ la vitesse dans la direction transverse à l'interface.

Les propriétés mathématiques des fonctions de base conduisent à une simplification terme à terme de l'équation précédente (plus de détails sont disponibles dans l'Annexe 7.1). On aura ainsi

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} \mathbf{U} \varphi_i^{(p)} d\Omega_i \simeq \frac{|\Omega_i|}{3} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U}_i^{(p)} \quad (3.8a)$$

$$\int_{\Omega_i} \mathbf{S} \varphi_i^{(p)} d\Omega_i \simeq \frac{|\Omega_i|}{3} \mathbf{S}(\mathbf{U}_i^{(p)}) \quad (3.8b)$$

$$\int_{\Omega_i} \mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}} \frac{\partial \varphi_i^{(p)}}{\partial \xi^{(p)}} d\Omega_i \simeq \frac{|\Omega_i|}{3} \sum_{l=1}^p \mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}}(\mathbf{U}_i^{(l)}) \frac{\partial \varphi_i^{(p)}}{\partial \xi^{(p)}} \quad (3.8c)$$

L'intégrale sur l'interface $\Gamma^{(p)}$ peut être simplifiée à l'aide d'une approximation de Gauss (plus de détail dans l'Annexe 7.1). On aura ainsi :

$$\int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)}} d\Gamma = \frac{1}{2} [\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*(A^{(p)}) + \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*(B^{(p)})] w_p \quad (3.9)$$

avec $\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*$ le flux numérique calculé à l'interface p entre deux mailles, $A^{(p)}$ et $B^{(p)}$ les points de Gauss sur la p ième interface et w_p la longueur de la p ième interface (voir la Figure 3.1). La solution à l'interface étant discontinue, ce flux peut être approché à l'aide d'un solveur de Riemann (voir le Chapitre 2).

Le schéma obtenu est

$$\frac{\partial \mathbf{U}_i^{(p)}}{\partial t} = \sum_{l=1}^3 [\mathbf{F}_{i,\xi^{(l)}}^{(l)} \frac{\partial \varphi_i^{(p)}}{\partial \xi} - \frac{3}{\Omega_i} \mathbf{F}_{\xi}^{*(l)} w_l + \mathbf{S}(\mathbf{U}_i^{(l)})] \quad (3.10a)$$

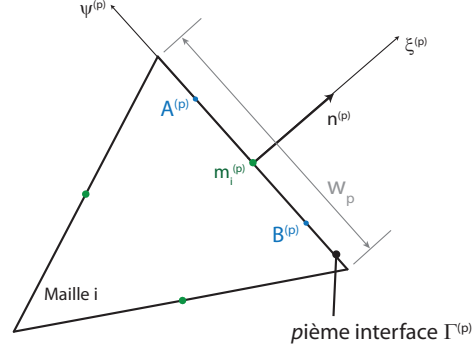


FIGURE 3.1 – Schéma d'une maille de calcul avec les différents points de Gauss.

$$\mathbf{F}_\xi^{*(l)} = \frac{1}{2}(\mathbf{F}_{\xi^{(l)}}^*(A^{(l)}) + \mathbf{F}_{\xi^{(l)}}^*(B^{(l)})) \quad (3.10b)$$

On notera alors que cette approche permet de calculer l'évolution temporelle de la solution au milieu des trois interfaces de chaque maille triangulaire, $\mathbf{U}_i^{(p)}$ avec $p = (1, 2, 3)$. La solution approchée en tous points de la maille pourra alors être reconstituée à l'aide des fonctions de bases. La solution sur chaque maille est alors reconstruite à partir de la valeur en trois points. Elle est donc approchée par un polynôme du premier degré. La discrétisation spatiale est donc du second-ordre [19].

3.1.3 Discrétisation temporelle de Runge Kutta des équations

Pour conserver un ordre élevé dans le schéma complet, il est nécessaire d'atteindre une discrétisation temporelle du second ordre. Une approche de Runge Kutta 2 (RK) a ainsi été choisie pour discrétiser temporellement l'équation (3.10a)

$$\mathbf{U}_i^{int,(p)} = \mathbf{U}_i^{n,(p)} + \Delta t \mathcal{L}_i^{(p)}(\mathbf{U}_i^{n,(p)}), \quad p = [1, 3] \quad (3.11a)$$

$$\mathbf{U}_i^{n+1,(p)} = \frac{1}{2}(\mathbf{U}_i^{n,(p)} + \mathbf{U}_i^{int,(p)} + \Delta t \mathcal{L}_i^{(p)}(\mathbf{U}_i^{int,(p)})) \quad (3.11b)$$

avec $\mathbf{U}_i^{n,(p)}$ le vecteur solution au milieu de l'interface p de la maille i à l'instant n , $\mathbf{U}_i^{int,(p)}$ la solution intermédiaire au milieu de l'interface p de la maille i et $\mathbf{U}_i^{n+1,(p)}$ le vecteur solution au milieu de l'interface p de la maille i à l'instant $n+1$, Δt le pas de temps et $\mathcal{L}_i^{(p)}$ la discrétisation spatiale définie dans l'équation (3.10a).

3.1.4 Condition initiale et conditions aux limites

Le schéma présenté permet le calcul de la solution à l'instant $n + 1$ à partir de la solution connue à l'instant antérieur n . Il faut donc donner une information sur la solution à un instant T_0 initial.

De plus, le schéma numérique dépend du flux numérique calculé en résolvant un problème de Riemann entre deux mailles voisines. Cependant, certaines mailles sont situées sur la bordure du domaine et ne possèdent donc pas de maille voisine. Il faut donc proposer un traitement particulier pour calculer les flux numériques de ces mailles de calcul. Les différents types de conditions aux limites que l'on peut utiliser dans cet outil numérique sont :

- hauteur d'eau imposée
- débit unitaire imposé
- sortie libre
- nombre de Froude imposé

La prise en compte de ces conditions aux limites dans le code de calcul utilise la méthode des caractéristiques ou les relations de saut (cf Annexe 7.2).

3.1.5 Limiteur de pente

Le schéma RKDG est d'ordre élevé. Il est donc sujet à la dispersion numérique dans les zones proches de forts gradients [33]. Des oscillations peuvent ainsi apparaître, s'amplifier et même conduire à la divergence du calcul numérique. L'utilisation d'un limiteur de pente est alors nécessaire pour conserver le caractère TVD (Variation Totale Décroissante) [109] de la solution numérique (c'est à dire pour conserver la monotonie de la solution numérique, et donc éviter la présence d'oscillations). Cependant, l'utilisation du limiteur va entraîner de la diffusion numérique, responsable du "lissage" de la solution numérique. Cela se traduit par une diminution de l'ordre du schéma numérique. Un bon limiteur est donc un bon compromis : il doit limiter le développement d'oscillations numériques tout en intervenant le moins possible sur la solution numérique pour conserver un ordre élevé.

Le limiteur de pente proposé par Cockburn et Shu [19] et décrit par Schwanenberg [93] pour les équations de Barré de Saint-Venant est complexe d'utilisation et de mise en place [31]. Il nécessite en effet la reconstruction des pentes à partir des valeurs de deux mailles voisines et fait intervenir de complexes calculs matriciels. De plus, il fait intervenir deux paramètres M et ν qui influent directement les résultats numériques. Le paramètre M permet de contrôler l'utilisation du limiteur de pente. Il est conseillé par sécurité de le fixer à 0, ce qui implique que le limiteur est toujours actif. Le second paramètre ν rentre en jeu lors de l'utilisation de l'opérateur *minmod*. Dans l'approche de Cockburn et Shu, les oscillations à l'interface d'une maille peuvent être limitées si la pente de la solution sur une maille est inférieure à la pente

reconstruite à partir des mailles voisines multipliée par ν . Cockburn et Shu suggèrent de prendre $\nu = 1,5$ [19].

3.1.6 Bilan du schéma RKDG

L'approche numérique développée au laboratoire a permis la mise en place d'un code de recherche novateur, qui a conduit à de nombreuses publications [31, 32, 51, 52, 53]. Le schéma numérique résout les équations de Barré de Saint-Venant 2D avec une discrétisation spatiale du second ordre DG associée à une discrétisation temporelle RK2 qui nécessite le calcul d'une solution intermédiaire. Le schéma étant d'ordre élevé, la solution intermédiaire ainsi que la solution finale doivent être limitées par un limiteur de pente afin d'éviter les phénomènes de dispersion numérique qui peuvent conduire à l'instabilité de la simulation. L'algorithme général du code est présenté sur la Figure 3.2.

Cependant le programme dans son état d'origine n'était pas adapté pour une utilisation pratique sur des cas tests réels, rendant difficile toute modélisation du pilote inondation. Différents axes d'amélioration ont ainsi été listés :

1. le temps de calcul. En effet, le schéma aux éléments finis est un schéma d'ordre élevé. La précision de la solution est donc supérieure à celle d'un schéma d'ordre 1 mais nécessite un temps de simulation significativement plus long, notamment pour les simulations faisant intervenir un nombre de mailles important. La condition de stabilité pour un schéma RKDG est $CFL = 1/3$ [19] contre 1 dans le cas d'un schéma volume fini. Cela implique que sur un même maillage, il faut un pas de temps trois fois plus petit pour le schéma aux éléments finis par rapport aux schémas aux volumes finis. De plus, l'ordre du schéma RKDG nécessite la résolution de 18 fois plus de variables que pour un code du premier ordre. En effet, chaque variable d'écoulement n'est plus considérée comme une constante mais comme un polynôme du premier degré. Trois paramètres sont donc à calculer pour chacune des trois variables : leur valeur moyenne, leur gradient dans la direction (Ox) et leur gradient dans la direction (Oy). De plus la discrétisation temporelle, elle aussi du second ordre, induit le calcul d'une solution intermédiaire, doublant encore le nombre de variables à calculer. Enfin, la solution numérique doit être limitée pour éviter la dispersion numérique. Nous noterons aussi que le code originel était programmé en Matlab, idéal pour la visualisation des résultats mais très peu adapté pour de longs calculs ;
2. la gestion des mailles sèches. En effet, dans de nombreux cas réels transitoires, le domaine étudié n'est pas entièrement sous les eaux. Des mailles vont se mouiller lors de l'étude de crue, ou dans la modélisation de rupture de digue ou de barrage, et des mailles peuvent se vider lors de la vidange d'un canal ou au coeur d'une zone de recirculation.

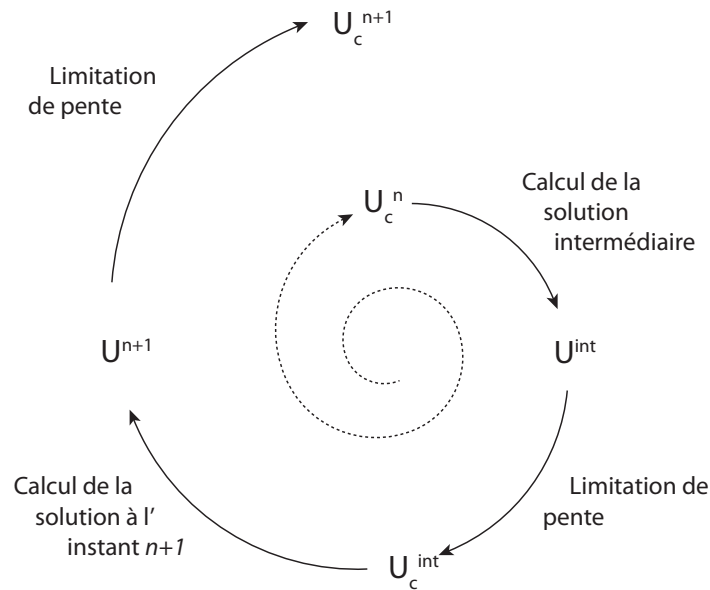


FIGURE 3.2 – Algorithme du schéma RKDG.

Il faut alors un traitement particulier pour permettre au schéma numérique de résister aux très forts gradients qui vont apparaître sur ces mailles. Le programme originel, pas assez robuste pour gérer ces situations, finissait toujours par diverger ;

- gestion de la topographie réelle et le well-balancing. Le programme originel prenait en compte dans les termes sources les effets liés à la pente. Il fallait pour cela que l'utilisateur définisse manuellement la pente sur chaque maille de calcul. Cette approche rendait toute modélisation d'écoulements sur une topographie réelle extrêmement laborieuse. De plus, le schéma n'était pas *well-balanced*, c.a.d qu'en régime permanent, il n'y avait pas d'équilibre mathématique entre les dérivées spatiales des flux numériques et la contribution des termes sources sur chaque maille. Cette particularité des codes de calcul est abordée dans le Chapitre 2.

3.2 Amélioration du code de calcul

Des améliorations ont donc été proposées sur les différents aspects présentés précédemment. En s’aidant du Chapitre 2, des approches ont été mises en place, testées et comparées avec l’état d’origine pour être validées ou écartées. Seront présentés dans cette partie :

- le changement de langage de programmation
- la mise en place d’un nouveau limiteur de pente
- l’intégration analytique des flux numériques sur l’interface
- la discrétisation temporelle “EigenVector Reconstruction”
- une approche well-balanced pour les schémas Discontinuous Galerkin

3.2.1 Changement de langage de programmation

Afin de gagner du temps de calcul, le code a été traduit en Fortran. Matlab possédant son propre outil de maillage, il nous a fallu associer le nouveau programme à un mailleur. GMSH a été dans un premier temps retenu. Ce logiciel présente la particularité d’être gratuit¹ et d’être souvent utilisé dans le monde de la recherche. Le logiciel SMS lui a finalement été préféré, car cet outil est bien plus adapté lorsque les cas modélisés sont des cas réels avec une topographie complexe.

La gestion de maillages non structurés a nécessité un traitement particulier : la génération de matrices de connectivité, qui permettent de faire le lien entre les différentes matrices de calcul. Ces matrices de connectivité sont fondamentales pour connaître les mailles voisines, la nature des interfaces de la maille (intérieures ou sur un bord), les coordonnées d’une maille étudiée, *etc.* Ce changement de langage était cependant absolument nécessaire : sur quelques essais simples, le temps de calcul était environ 30 fois plus court avec le programme Fortran.

Une fois ce premier changement réalisé, plus pratique que théorique, nous avons proposé une succession de modifications du schéma RKDG afin de l’améliorer pour la modélisation des écoulements en milieu urbain.

3.2.2 Limiteur de pente

Présentation du nouveau limiteur

L’objectif du limiteur de pente est de préserver la monotonie de la solution. Il permet ainsi de limiter les extrema locaux des grandeurs d’écoulement. En effet, le calcul local des grandeurs d’écoulement au niveau de chaque maille ne prend pas directement en compte les valeurs sur les mailles voisines. Des extrema locaux peuvent donc apparaître au niveau de

1. GMSH peut être téléchargé gratuitement sur le site internet <http://www.geuz.org/gmsh/>

l'interface entre deux mailles, source de dispersion et d'oscillations à éviter. On introduit ainsi la notion de variation totale sur un domaine composé de N mailles

$$\text{TV}(U)^n = \sum_{i=1}^{N-1} |U_{i+1}^n - U_i^n| \quad (3.12)$$

Cette grandeur est un indicateur des oscillations de la solution. Une augmentation de TV avec le temps traduit une dispersion de la solution. Le rôle du limiteur de pente est d'assurer que le schéma numérique est TVD, c'est à dire à Variation Totale Décroissante, obtenue lorsque

$$\text{TV}(U)^{n+1} \leq \text{TV}(U)^n \quad (3.13)$$

Il est montré qu'un schéma TVD préserve la monotonie, *i.e.* aucune oscillation numérique ne va apparaître dans la solution numérique.

Pour cela, comme démontré par [110], il faut s'assurer que :

- U est monotone sur une maille ;
- la valeur de U à l'interface doit être comprise entre la valeur moyenne de la maille de gauche et de la maille de droite.

De plus, il faut que le limiteur de pente soit conservatif. La procédure retenue pour effectuer la limitation de pente est issue de l'article de Soares-Fraza S. et Guinot V. [97].

Soient $U_{x,i}$ et $U_{y,i}$ les gradients locaux de U sur la maille i respectivement dans les directions (Ox) et (Oy) . Ces gradients peuvent être reconstitués à partir des valeurs de la variable conservée au milieu de chaque interface de la maille triangulaire étudiée $U_i(m_i^{(k)})$, $k = 1, 2, 3$. La solution en tous points (x, y) de la cellule i peut alors s'exprimer telle que

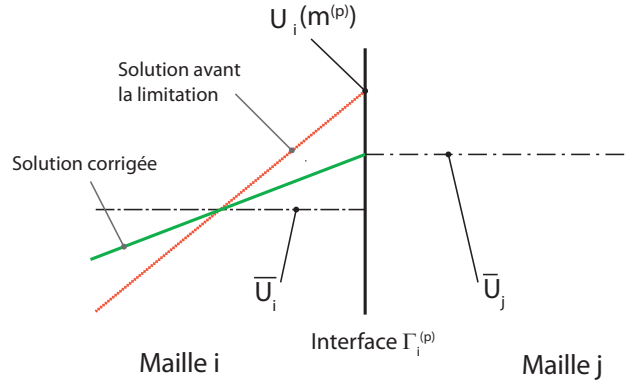
$$U_i(x, y) = U_i(x_g, y_g) + U_{x,i}(x - x_g) + U_{y,i}(y - y_g) \quad (3.14)$$

avec (x_g, y_g) les coordonnées du centre de gravité de la maille. On notera que $U_i(x_g, y_g) = \bar{U}_i$ la valeur moyenne de U sur la maille i .

La limitation doit intervenir lorsque la valeur à l'interface entre les cellules i et j n'est pas comprise entre les valeurs moyennes \bar{U}_i et \bar{U}_j des deux cellules considérées. Un indicateur de limitation $\beta_{i,j}$ est donc défini tel que

$$\beta_{i,j} = \frac{U_i(m_i^{(k)}) - \bar{U}_i}{(\bar{U}_j - \bar{U}_i)} \quad (3.15)$$

avec \bar{U}_i et \bar{U}_j les solutions moyennes respectivement sur les mailles i et j , et $U_i(m)$ la solution

FIGURE 3.3 – Schéma de la correction de la solution à l'interface en cas d'*overshooting*.

sur la cellule i au point m , milieu de l'interface entre les deux cellules considérées.

Si $\beta_{i,j}$ est négatif, la valeur de la solution au niveau de l'interface est un extremum local et le gradient sur la cellule i a un signe différent du gradient entre les deux cellules considérées. Pour y remédier, les deux gradients $U_{x,i}$ et $U_{y,i}$ sont fixés à zéro.

Si $\beta_{i,j}$ est plus grand que 1, le point à l'interface est dans ce cas aussi un extremum local, mais le gradient dans la cellule i est de même signe que le gradient calculé à partir des valeurs moyennes des deux mailles étudiées. Pour y remédier, on diminue volontairement la pente sur la maille, comme schématiquement représenté sur la Figure 3.3.

En résumé, il faut calculer au niveau de chaque interface, et pour chaque composante du vecteur \mathbf{U} classiquement résolu dans nos travaux :

1. les gradients dans les deux directions (Ox) et (Oy) ;
2. l'indicateur de limitation $\beta_{i,j}$;
3. les gradients dans les deux directions, définis en fonction $\beta_{i,j}$ de tels que

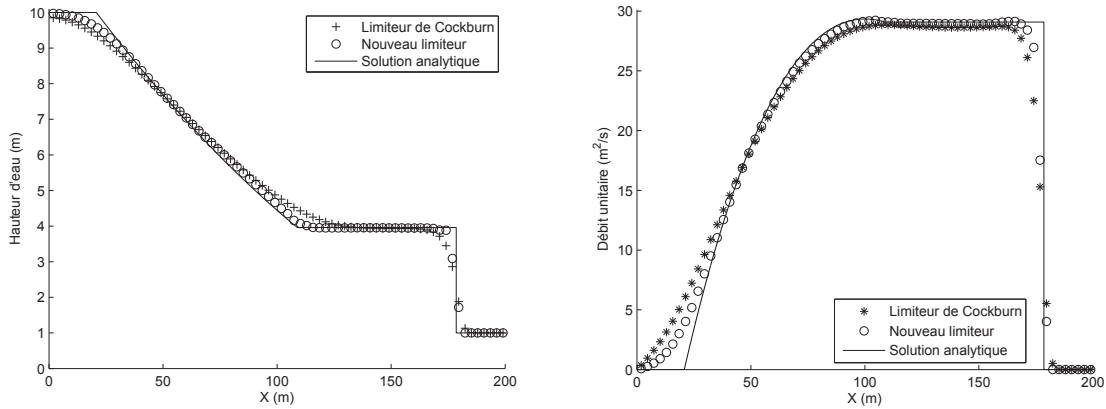
$$\beta_{i,j} > 1 \Rightarrow \begin{cases} U_{x,i} \mapsto \frac{U_{x,i}}{\beta_{i,j}} \\ U_{y,i} \mapsto \frac{U_{y,i}}{\beta_{i,j}} \end{cases} \quad (3.16a)$$

$$\beta_{i,j} \leq 0 \Rightarrow U_{x,i} = U_{y,i} = 0 \quad (3.16b)$$

4. les solutions corrigées au milieu de chacune des interfaces de la maille étudiée.

Symbole	Description	Valeur
L	Longueur du domaine	200 m
x_o	Position initiale du barrage	100 m
$h_{0,l}$	Hauteur d'eau initiale à gauche du barrage	10 m
$h_{0,r}$	Hauteur d'eau initiale à droite du barrage	1 m
q_0	Débit unitaire initial	$0 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
q_{bound}	Débit unitaire sur les frontières	$0 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$

TABLEAU 3.1 – Paramètres pour la simulation de la rupture de barrage 1D.

FIGURE 3.4 – Rupture de barrage 1D à $t = 8$ secondes. A droite : hauteur d'eau. A gauche : débit unitaire.

Résultats sur le cas test de la rupture de Barrage 1D

Le limiteur de pente joue un rôle fondamental dans le cas d'une rupture de barrage torrentiel. En son absence, le calcul diverge. Nous avons donc comparé l'efficacité des deux limiteurs de pente sur une rupture de barrage 1D afin de pouvoir comparer les solutions calculées avec la solution analytique. A l'instant initial, le barrage est situé à $x_0=100$ mètres avec une hauteur d'eau de 10 mètres à gauche du barrage et une hauteur d'eau de 1 mètre à droite. Les vitesses initiales sont nulles. La simulation numérique est réalisée sur un maillage triangulaire régulier de 800 mailles (ce qui correspond à 20 mailles sur la largeur du canal). Tous les paramètres de cette simulation sont résumés dans le Tableau 3.1. De plus une étude de convergence a été réalisée en faisant varier le pas de discrétisation spatiale de $\Delta x = 5\text{m}$ à $\Delta x = 0.078\text{m}$.

La Figure 3.4 représente les résultats numériques à l'instant $t = 8\text{s}$ dans le cas de la rupture de barrage 1D réalisé à l'aide des limiteurs de Cockburn et Shu et du nouveau limiteur présenté précédemment. Au nombre de points décrivant le choc, ainsi qu'au niveau des extrémités de l'onde de détente, il apparaît clairement que le limiteur de Cockburn et Shu est plus diffusif. Ce constat, observé sur un maillage de 800 mailles, est confirmé par l'étude de convergence

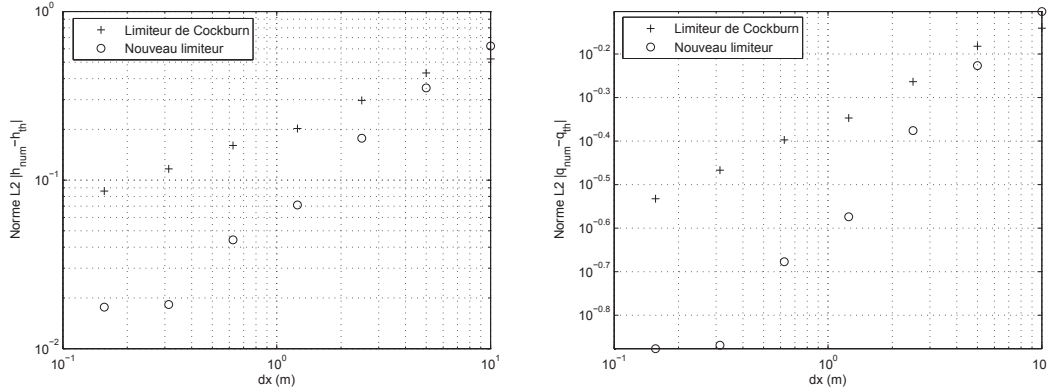


FIGURE 3.5 – Étude de convergence de la norme L2 entre la solution numérique et la solution analytique pour le choix du limiteur de pente et sur le cas test de la rupture de barrage 1D. A droite : norme de la hauteur. A gauche : norme du débit unitaire.

présentée sur la Figure 3.5. Cette dernière représente l'évolution de la norme L_2 définie par

$$h_{L2}^2 = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} (h_N - h_A)^2 d\Omega \quad (3.17)$$

avec Ω la zone étudiée, h_N et h_A les valeurs respectivement numérique et analytique de la variable h .

On observe que la norme L2 de l'écart entre la solution analytique et la solution numérique est plus important pour le limiteur de Cockburn que pour le nouveau limiteur implémenté, et ce aussi bien pour les hauteurs d'eau calculées que pour les débits unitaires. Il apparaît donc, sur un cas test sollicitant fortement le limiteur de pente, que le nouveau limiteur de pente développé est plus précis que le limiteur proposé par Cockburn. De plus, le Tableau 3.2 récapitule les temps de calcul en fonction du limiteur de pente utilisé. Il apparaît que le limiteur de Cockburn, de part la complexité des opérations à réaliser, entraîne des temps de simulations quasiment deux fois plus long que lors de l'utilisation du nouveau limiteur de pente.

On peut cependant s'attarder un peu plus longtemps sur cette représentation. La courbe de convergence n'est pas une droite, sa pente a tendance à diminuer avec la diminution Δx . On peut aussi remarquer la présence de points singuliers comme par exemple pour l'écart calculé avec le nouveau limiteur pour $\Delta x = 0,2$ cm. Ces observations peuvent être mathématiquement expliquées. Elles sont dues à l'utilisation des éléments finis : les gradients très importants au niveau du choc sont localisés sur quelques mailles, puisque la solution sur chaque maille est un polynôme du premier degré. La différence entre la solution numérique et la solution analytique peut donc devenir relativement conséquente sur ces quelques mailles, comme le

Δx (m)	Temps de simulation (s.)		Ratio
	Limiteur de Cockburn	Nouveau limiteur	
2,5	12,6	6,01	2,1
1,25	99,7	48,5	2
0,625	802	407	1,9
0,312	6401	3408	1,9
0,156	51150	25997	1,9

TABLEAU 3.2 – Temps de simulation pour le cas test de la rupture de barrage 1D sur différents maillages et avec les deux limiteurs testés.

montre le Figure 3.4, et donc influencer la norme L2 de manière significative. En effet, à partir de la définition de la norme L2 (3.17), on peut écrire sur le domaine discrétisé

$$h_{L2} = \left[\frac{\sum_i \Omega_i (h_N - h_A)_i^2}{\sum_i \Omega_i} \right]^{1/2} \quad (3.18)$$

On considère que la solution numérique est égale à la solution analytique en tout point excepté à la maille k située sur le choc. Sur cette cellule, la différence $h_N - h_A$ est indépendante de la taille de la cellule car elle est liée à la mauvaise localisation du choc. On aura donc

$$h_{L2} = |h_N - h_A|_k \left(\frac{\Omega_k}{\Omega} \right)^{1/2} \quad (3.19)$$

En supposant la différence $|h_N - h_A|_k$ constante, la norme va quand même tendre vers 0 lorsque Ω_k va tendre vers 0, même si le choc n'est pas positionné exactement sur la bonne cellule.

Bilan

Nous avons mis en place un nouveau limiteur. Cette méthode, bien plus simple que celle de Cockburn et Shu est pourtant plus précise. En effet, un cas test de la rupture de barrage 1D sollicitant particulièrement le limiteur de pente a été réalisé pour comparer les deux limiteurs. Il apparaît que le limiteur implémenté est :

- légèrement moins diffusif que le limiteur de Cockburn et Shu ;
- beaucoup plus rapide que le limiteur classique de Cockburn et Shu.

Nous utiliserons donc par la suite le nouveau limiteur présenté dans cette partie.

3.2.3 Intégration analytique des flux

La méthode DG (voir Annexe 7.1) nécessite le calcul de l'intégrale des flux numériques le long de l'interface $\Gamma^{(p)}$

$$\int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^* \varphi_i^{(l)} d\Gamma \quad (3.20)$$

avec \mathbf{F}_{ξ}^* les flux numériques normaux à l'interface et $\varphi_i^{(l)}$ la l -ième fonction test sur la cellule i . La méthode classiquement utilisée repose sur l'approximation de Gauss

$$\int_{-l/2}^{l/2} f dl \simeq \frac{1}{2} \left(f\left(\frac{-l}{\sqrt{3}}\right) + f\left(\frac{l}{\sqrt{3}}\right) \right) \quad (3.21)$$

avec f la fonction à intégrer et l la longueur d'intégration. La formule appliquée pour intégrer les flux numériques le long de l'interface conduit alors à

$$\int_{\Gamma_i^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^* \varphi_i^{(l)} d\Gamma_i^{(p)} = \frac{w_p}{2} \left(\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*(A^{(p)}) \varphi_i^{(l)}(A^{(p)}) + \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*(B^{(p)}) \varphi_i^{(l)}(B^{(p)}) \right) \quad (3.22)$$

avec w_p la longueur de l'interface, $A^{(p)}$ et $B^{(p)}$ les points de Gauss représentés sur la Figure 3.1 et définis dans le repère de l'interface $\Gamma^{(p)}$ tel que

$$(\xi_{A^{(l)}}, \psi_{A^{(l)}}) = \left(0, -\frac{w_l}{\sqrt{3}} \right) \quad (3.23a)$$

$$(\xi_{B^{(l)}}, \psi_{B^{(l)}}) = \left(0, \frac{w_l}{\sqrt{3}} \right) \quad (3.23b)$$

Cette approximation de Gauss est exacte lorsque la fonction à intégrer est un polynôme de degré inférieur ou égal à 3. Cependant, elle n'est plus vraie pour d'autres fonctions (polynômes de degré supérieur, fonctions rationnelles, etc.). Or, les flux numériques $\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*$, dans le cas où le solveur de Riemann de Lax-Friedrich est utilisé, peuvent s'écrire, comme montré dans le Chapitre 2

$$\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^* = \frac{1}{2} [\mathbf{F}_{\xi^{(p)},L} + \mathbf{F}_{\xi^{(p)},R} - a_{max}(\mathbf{U}_{\xi^{(p)},R} - \mathbf{U}_{\xi^{(p)},L})] \quad (3.24)$$

avec $\mathbf{U}_{\xi^{(p)},L}$ et $\mathbf{U}_{\xi^{(p)},R}$ respectivement les valeurs de la variable conservée à gauche et à droite de l'interface $\Gamma^{(p)}$ et $\mathbf{F}_{\xi^{(p)},L}$ et $\mathbf{F}_{\xi^{(p)},R}$ les flux normaux à gauche et à droite de l'interface $\Gamma^{(p)}$. Ces derniers, rappelés dans (3.7), sont des fractions polynomiales. La méthode de Gauss n'est donc qu'une approximation. Cette partie présente d'autres méthodes, plus ou moins complexes, mises en place pour approcher l'intégration des flux numériques sur les interfaces ainsi que leurs conséquences sur la précision du schéma numérique. Cette partie a fait l'objet d'une présentation orale à la 10ème conférence internationale sur l'hydroinformatique à Hambourg [4].

Présentation des différentes méthodes testées

Approche à un point d'intégration Si nous faisons l'hypothèse que la variable \mathbf{U} est constante le long de l'interface $\Gamma^{(p)}$, l'intégrale se simplifie simplement de la manière suivante :

$$\int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^* \varphi_i^{(p)} d\Gamma = \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^* (m_i^{(p)}) w_p \quad (3.25)$$

avec $m_i^{(p)}$ et w_p étant respectivement le milieu et la longueur du p ième côté de la maille étudiée. Au final, il ne restera plus qu'un problème de Riemann à résoudre au milieu de l'interface étudiée comme dans le cas des schémas de type volumes finis. Les conséquences de cette approche, la plus simple étudiée, seront présentées dans la suite de cette partie.

Intégration analytique des flux On pourra remarquer que les flux au niveau des interfaces sont des fractions polynomiales qui peuvent être intégrées analytiquement. Ce paragraphe montre comment on peut intégrer analytiquement les flux sur l'interface $\Gamma^{(p)}$. On choisira pour l'intégration du flux à l'interface $\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*$ le solveur de Riemann de Lax Friedrich, qui peut s'écrire comme une combinaison des vecteurs $\mathbf{F}_{\xi^{(p)},L}$, $\mathbf{F}_{\xi^{(p)},R}$, $\mathbf{U}_{\xi^{(p)},L}$ et $\mathbf{U}_{\xi^{(p)},R}$ telle que

$$\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^* = \alpha_1 \mathbf{F}_{\xi^{(p)},L} + \alpha_2 \mathbf{F}_{\xi^{(p)},R} + \alpha_3 \mathbf{U}_{\xi^{(p)},L} + \alpha_4 \mathbf{U}_{\xi^{(p)},R} \quad (3.26)$$

L'intégrale le long de l'interface étudiée peut donc s'écrire

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^* \varphi^{(k)} d\Gamma &= \int_{\Gamma^{(p)}} (\alpha_1 \mathbf{F}_{\xi^{(p)},L} + \alpha_2 \mathbf{F}_{\xi^{(p)},R} + \alpha_3 \mathbf{U}_{\xi^{(p)},L} + \alpha_4 \mathbf{U}_{\xi^{(p)},R}) \varphi^{(k)} d\Gamma \\ &= \alpha_1 \int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)},L} \varphi^{(k)} d\Gamma + \alpha_2 \int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)},R} \varphi^{(k)} d\Gamma \\ &\quad + \alpha_3 \int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{U}_{\xi^{(p)},L} \varphi^{(k)} d\Gamma + \alpha_4 \int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{U}_{\xi^{(p)},R} \varphi^{(k)} d\Gamma \end{aligned} \quad (3.27)$$

si nous considérons α_1 , α_2 , α_3 et α_4 comme des constantes. Dans le cas de l'utilisation du solveur de Lax Friedrich, on aura

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \frac{1}{2} \quad (3.28a)$$

$$\alpha_3 = -\alpha_4 = \frac{a_{max}}{2} = \frac{1}{2} \times \max(|\lambda_L^+|, |\lambda_L^-|, |\lambda_R^+|, |\lambda_R^-|) \quad (3.28b)$$

Rappelons que $\lambda_{L,R}^{+/-}$ sont les célérités des ondes définies telle que

$$\lambda_{L,R}^{+/-} = u \pm \sqrt{gh_{L,R}} \quad (3.29)$$

Il apparaît donc que α_3 et α_4 ne sont pas constantes le long de $\Gamma^{(p)}$. L'approche reste donc

une approximation et revient considérer a_{max} comme constante le long de l'interface. Cette dernière sera donc calculées au milieu de l'interface entre deux cellules.

Nous détaillons ci-dessous l'intégration analytique de $\mathbf{F}_{\xi^{(p),L}}$, $\mathbf{F}_{\xi^{(p),R}}$, $\mathbf{U}_{\xi^{(p),L}}$ et $\mathbf{U}_{\xi^{(p),R}}$ le long d'une interface.

Intégration de \mathbf{U} \mathbf{U} est un polynôme de premier degré. Il peut être projeté dans le référentiel $(\xi^{(p)}, \psi^{(p)})$ lié à l'interface $\Gamma^{(p)}$ entre les cellules i et les cellules j .

$$\mathbf{U}_{\xi^{(p)}} = \begin{pmatrix} h \\ q_{\xi^{(p)}} \\ r_{\xi^{(p)}} \end{pmatrix} = \mathbf{a}\xi + \mathbf{b}\psi + \mathbf{c} \quad (3.30a)$$

avec $\mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}$, $\mathbf{b} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix}$ et $\mathbf{c} = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix}$. En appliquant le même raisonnement aux fonctions tests on peut écrire

$$\varphi^{(k)} = a_{\varphi^{(k)}}\xi + b_{\varphi^{(k)}}\psi + c_{\varphi^{(k)}} \quad (3.30b)$$

avec $a_{\varphi^{(k)}}$, $b_{\varphi^{(k)}}$ et $c_{\varphi^{(k)}}$ des constantes le long de l'interface. On notera ici que pour chaque intégration sur une interface $\xi = 0$. Nous pouvons donc intégrer analytiquement

$$\int_{-w_p/2}^{w_p/2} \mathbf{U}_{\xi}(0, \psi) \varphi^{(k)} d\psi = \int_{-w_p/2}^{w_p/2} (\mathbf{b}\psi + \mathbf{c})(b_{\varphi^{(k)}}\psi + c_{\varphi^{(k)}}) d\psi = \frac{\mathbf{b} \cdot b_{\varphi^{(k)}}}{12} w_p^3 + \mathbf{c} \cdot c_{\varphi^{(k)}} w_p \quad (3.31)$$

avec w_p la longueur de la p -ième interface.

Intégration de \mathbf{F}_{ξ} \mathbf{F}_{ξ} est une fraction polynomiale de \mathbf{U} . En effet, \mathbf{F}_{ξ} est telle que :

$$\mathbf{F}_{\xi} = \begin{pmatrix} q \\ \frac{1}{2}gh^2 + \frac{q^2}{h} \\ \frac{q \cdot r}{h} \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

L'intégrale le long de l'interface de la première composante du flux s'écrit

$$\begin{aligned}
\int_{-w_p/2}^{w_p/2} \mathbf{F}_\xi(1) \varphi^{(k)} d\psi &= \int_{-w_p/2}^{w_p/2} q(0, \psi) (b_{\varphi^{(k)}} \psi + c_{\varphi^{(k)}}) d\psi \\
&= \int_{-w_p/2}^{w_p/2} (b_2 \psi + c_2) (b_{\varphi^{(k)}} \psi + c_{\varphi^{(k)}}) d\psi \\
&= \frac{b_2 \cdot b_{\varphi^{(k)}}}{12} w_p^3 + c_2 \cdot c_{\varphi^{(k)}} w_p
\end{aligned} \tag{3.33}$$

L'intégrale de la deuxième composante du flux s'écrit

$$\int_{-w_p/2}^{w_p/2} \mathbf{F}_\xi(2) \varphi^{(k)} d\psi = \int_{-w_p/2}^{w_p/2} \frac{1}{2} g h^2(0, \psi) \varphi^{(k)} d\psi + \int_{-w_p/2}^{w_p/2} \frac{q^2(0, \psi)}{h(0, \psi)} \varphi^{(k)} d\psi \tag{3.34}$$

Traitons de manière séparée les intégrales gauches et droites. Pour l'intégrale de gauche

$$\begin{aligned}
h^2(0, \psi) \varphi^{(k)} &= (b_1^2 \psi^2 + 2b_1 c_1 \psi + c_1^2) (b_{\varphi^{(k)}} \psi + c_{\varphi^{(k)}}) \\
&= (b_1^2 b_{\varphi^{(k)}} \psi^3 + (b_1^2 c_{\varphi^{(k)}} + 2b_1 c_1 b_{\varphi^{(k)}}) \psi^2 \\
&\quad + (2b_1 c_1 c_{\varphi^{(k)}} + b_{\varphi^{(k)}} c_1^2) \psi + c_1^2 c_{\varphi^{(k)}}
\end{aligned} \tag{3.35}$$

En intégrant (3.35) on obtient

$$\begin{aligned}
\int_{-w_p/2}^{w_p/2} \frac{1}{2} g h(0, \psi)^2 \varphi^{(k)} d\psi &= \frac{1}{2} g \int_{-w_p/2}^{w_p/2} (b_1^2 \psi^2 + 2b_1 c_1 \psi + c_1^2) (b_{\varphi^{(k)}} \psi + c_{\varphi^{(k)}}) d\psi \\
&= \frac{g}{24} D_1 w_p^3 + D_2 w_p
\end{aligned} \tag{3.36}$$

avec D_1 et D_2 telles que

$$D_1 = b_1^2 c_{\varphi^{(k)}} + 2b_1 c_1 b_{\varphi^{(k)}} \tag{3.37a}$$

$$D_2 = c_1^2 c_{\varphi^{(k)}} \tag{3.37b}$$

En considérant l'intégrale de droite

$$\int_{-w_p/2}^{w_p/2} \frac{q(0, \psi)^2}{h(0, \psi)} \varphi^{(k)} d\psi = \int_{-w_p/2}^{w_p/2} \frac{(E_1 \psi^3 + E_2 \psi^2 + E_3 \psi + E_4)}{b_1 \psi + c_1} d\psi$$

avec E_1 , E_2 , E_3 et E_4 définies par

$$E_1 = b_2^2 b_{\varphi^{(k)}} \quad (3.38a)$$

$$E_2 = b_2^2 c_{\varphi^{(k)}} + b_2 c_2 b_{\varphi^{(k)}} \quad (3.38b)$$

$$E_3 = b_2 c_2 c_{\varphi^{(k)}} + b_{\varphi^{(k)}} c_2^2 \quad (3.38c)$$

$$E_4 = c_2^2 c_{\varphi^{(k)}} \quad (3.38d)$$

Suite à la division euclidienne de la fonction rationnelle, on obtient

$$\int_{-w_p/2}^{w_p/2} \frac{q(0, \psi)^2}{h(0, \psi)} \varphi^{(k)} d\psi = \int_{-w_p/2}^{w_p/2} \left(\frac{E_1}{b_1} \psi^2 + \frac{E_5}{b_1} \psi + \frac{E_6}{b_1} + \frac{E_7}{b_1 \psi + c_1} \right) d\psi \quad (3.39)$$

$$= \frac{E_1}{12b_1} w_p^3 + \frac{E_6}{b_1} w_p + \frac{E_7}{b_1} \ln(E_8) \quad (3.40)$$

E_5, E_6, E_7 et E_8 définies par

$$E_5 = E_2 - \frac{E_1 c_1}{b_1} \quad (3.41a)$$

$$E_6 = E_3 - \frac{E_5 c_1}{b_1} \quad (3.41b)$$

$$E_7 = E_4 - \frac{E_6 c_1}{b_1} \quad (3.41c)$$

$$E_8 = \frac{c_1 + b_1 w_p/2}{c_1 - b_1 w_p/2} \quad (3.41d)$$

On a donc

$$\int_{-w_p/2}^{w_p/2} \mathbf{F}_\xi(2) \varphi^{(k)} d\psi = \frac{E_1}{12b_1} w_p^3 + \frac{E_6}{b_1} w_p + \frac{E_7}{b_1} \ln(E_8) + \frac{g}{24} D_1 w_p^3 + \frac{g}{2} D_2 w_p \quad (3.42)$$

Considérons l'intégration de la troisième composante de \mathbf{F}_ξ

$$\begin{aligned} \int_{-w_p/2}^{w_p/2} \mathbf{F}_\xi(3) \varphi^{(k)} d\psi &= \int_{-w_p/2}^{w_p/2} \frac{q.r}{h} d\psi \\ &= \int_{-w_p/2}^{w_p/2} \frac{(F_1 \psi^3 + F_2 \psi^2 + F_3 \psi + F_4)}{b_1 \psi + c_1} d\psi \end{aligned}$$

avec F_1, F_2, F_3, F_4 définies par

$$F_1 = b_2 b_3 b_{\varphi^{(k)}} \quad (3.43a)$$

$$F_2 = b_2 b_3 c_{\varphi^{(k)}} + c_3 b_2 b_{\varphi^{(k)}} + c_2 b_3 b_{\varphi^{(k)}} \quad (3.43b)$$

$$F_3 = c_3 b_2 c_{\varphi^{(k)}} + c_2 b_3 c_{\varphi^{(k)}} + c_2 c_3 b_{\varphi^{(k)}} \quad (3.43c)$$

$$F_4 = c_2 c_3 c_{\varphi^{(k)}} \quad (3.43d)$$

Suite à la division euclidienne de la fonction rationnelle, on obtient

$$\begin{aligned} \int_{-w_p/2}^{w_p/2} \mathbf{F}_\xi(3)\varphi^{(k)} d\psi &= \int_{-w_p/2}^{w_p/2} \left(\frac{F_1}{b_1} \psi^2 + \frac{F_5}{b_1} \psi + \frac{F_6}{b_1} + \frac{F_7}{b_1 \psi + c_1} \right) d\psi \\ &= \frac{F_1}{12b_1} w_p^3 + \frac{F_6}{b_1} w_p + \frac{F_7}{b_1} \ln(E_8) \end{aligned} \quad (3.44)$$

avec F_5 , F_6 et F_7 sont définies par

$$F_5 = F_2 - \frac{F_1 c_1}{b_1} \quad (3.45a)$$

$$F_6 = F_3 - \frac{F_5 c_1}{b_1} \quad (3.45b)$$

$$F_7 = F_4 - \frac{F_6 c_1}{b_1} \quad (3.45c)$$

En synthétisant les équations (3.33), (3.42) et (3.44), on obtient

$$\int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_\xi \varphi^{(k)} d\Gamma = \left(\begin{array}{c} \frac{b_2 \cdot b_{\varphi^{(k)}}}{12} w_p^3 + c_2 \cdot c_{\varphi^{(k)}} w_p \\ \frac{E_1}{12b_1} w_p^3 + \frac{E_6}{b_1} w_p + \frac{E_7}{b_1} \ln(E_8) + \frac{g}{24} D_1 w_p^3 + \frac{g}{2} D_2 w_p \\ \frac{F_1}{12b_1} w_p^3 + \frac{F_6}{b_1} w_p + \frac{F_7}{b_1} \ln(E_8) \end{array} \right) \quad (3.46)$$

Dans le cas particulier où la hauteur d'eau est constante le long de l'interface, le coefficient b_1 est nul. Cela simplifie l'intégration analytique qui conduit alors à

$$\int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_\xi \varphi^{(k)} d\Gamma = \left(\begin{array}{c} \frac{b_2 \cdot b_{\varphi^{(k)}}}{12} w_p^3 + c_2 \cdot c_{\varphi^{(k)}} w_p \\ \frac{g}{24} D_1 w_p^3 + D_2 w_p + \frac{E_2}{12c_1} w_p^3 + \frac{E_4}{c_1} w_p \\ \frac{F_2 w_p^3}{12 \cdot c_1} + \frac{F_4}{c_1} \cdot w_p \end{array} \right) \quad (3.47)$$

Afin d'éviter les divisions par des termes très proches de zéro qui conduiraient aux calculs de flux non-physiques particulièrement importants, l'équation (3.47) sera utilisée dans le cas où les pentes de la hauteur le long de l'interface sont très faibles *i.e.* lorsque $b_1 \times w_p \ll c_1$.

Nous considérons ainsi que le dénominateur $b_1 \times w_p + c_1$ est approché par c_1 lorsque $b_1 \times w_p < 10^{-3} \times c_1$. Le facteur 10^{-3} est fixé arbitrairement, mais il a une réalité physique. Cela revient à négliger les pentes sur la mailles lorsque l'écart

$$\delta = b_1 \times w_p / 2 < \frac{1}{500} c_1 \quad (3.48)$$

En d'autre terme, la pente est négligée lorsque l'écart maximal qu'elle génère à l'extrémité de l'interface est inférieur à 0,2% de la hauteur au centre de l'interface.

Considérons l'équation (3.5) rappelée ici

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} \mathbf{U} \varphi_i^{(k)} d\Omega_i + \int_{\Omega_i} \mathbf{F}_\xi \frac{\partial \varphi_i^{(k)}}{\partial \xi} d\Omega_i - \int_{\Gamma} \mathbf{F}_\xi^* \varphi_i^{(k)} d\Gamma = \int_{\Omega_i} \mathbf{S} \varphi_i^{(k)} d\Omega_i \quad (3.49)$$

Les intégrales surfaciques sont intégrées de la même manière que dans l'approche DG (Annexe 7.1). En revanche, l'intégrale sur l'interface est calculée en utilisant (3.27), dans laquelle les fonctions $\mathbf{U}_{L,R}$ et $\mathbf{F}_{L,R}$ sont respectivement définies par (3.31) et (3.46) (ou (3.47) dans les cas de faibles gradients de hauteurs d'eau).

Il est rappelé que a_{max} dans l'expression du flux calculé avec le solveur de Lax Friedrich est considérée constante.

Résultats

Les deux méthodes proposées ont été testées sur le cas test de la rupture de barrage 1D. Comme dans la partie précédente, une étude de convergence a été réalisée pour observer l'effet du pas d'espace Δx sur la précision des différents schémas. Les paramètres de simulation sont récapitulés dans le Tableau 3.1. Nous rappelons ici que trois méthodes ont été utilisées sur les différents cas-test :

- l'approche classique, utilisant l'approximation des deux points de Gauss, intitulée par la suite **méthode de Gauss**
- l'approche à **un point d'intégration**, décrite précédemment et ne considérant que la solution au niveau du milieu de l'interface
- l'**intégration analytique** des flux numériques présentée dans la section précédent et appelée par la suite **flux analytique**

Rupture de barrage 1D La Figure 3.6 présente les résultats pour les différentes méthodes d'intégration utilisées. Il apparaît clairement sur ces graphiques que la méthode à un point d'intégration est d'une précision largement inférieure. En effet, la comparaison de la solution numérique avec la solution analytique montre un front beaucoup moins raide au niveau de la

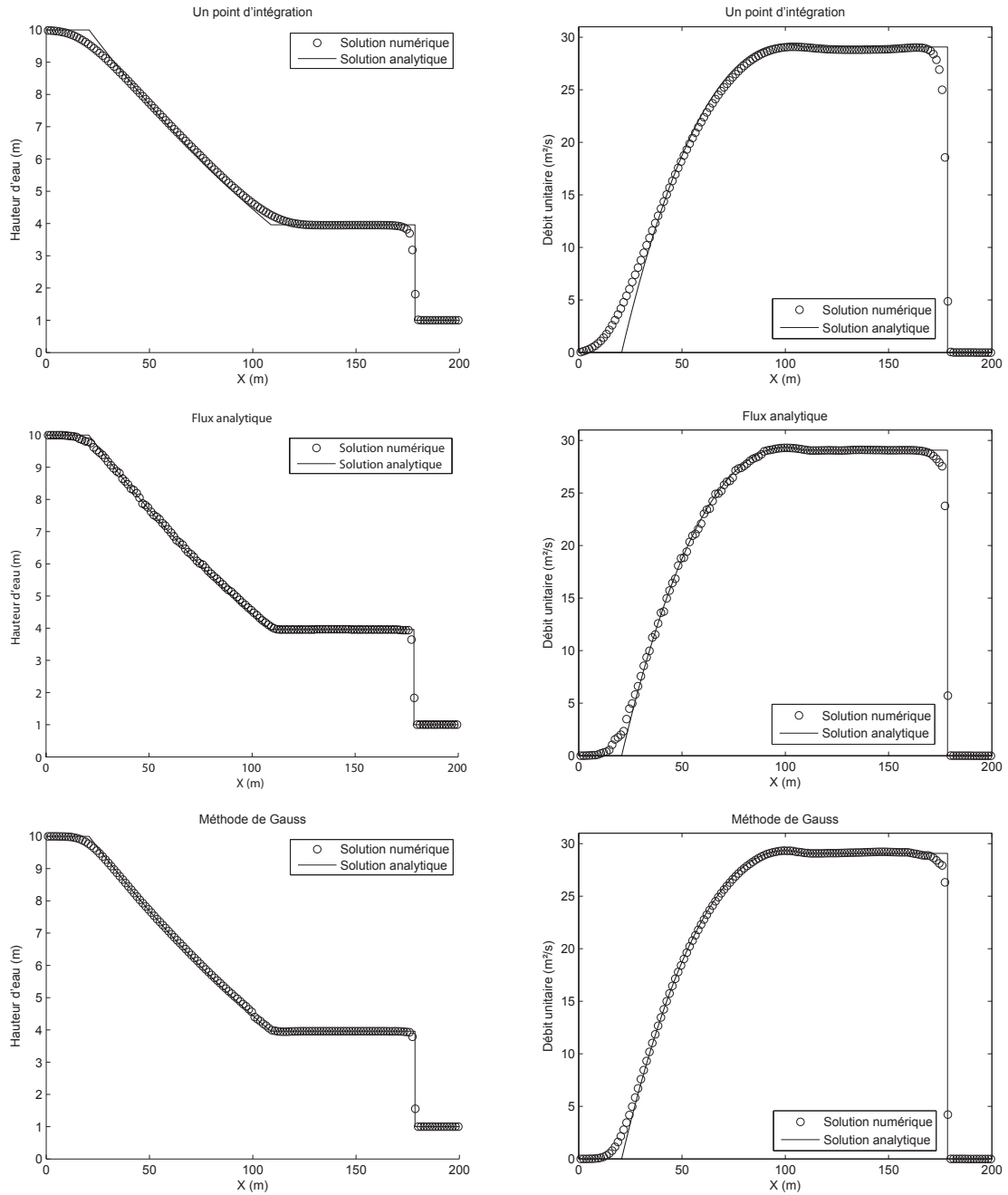


FIGURE 3.6 – Résultats numérique lors de la rupture de barrage 1D avec trois différentes méthodes d'intégration des flux à l'interface. A gauche : hauteur d'eau. A droite : débit unitaire. En haut : un point d'intégration. Au milieu : intégration analytique des flux. En bas : méthode de Gauss.

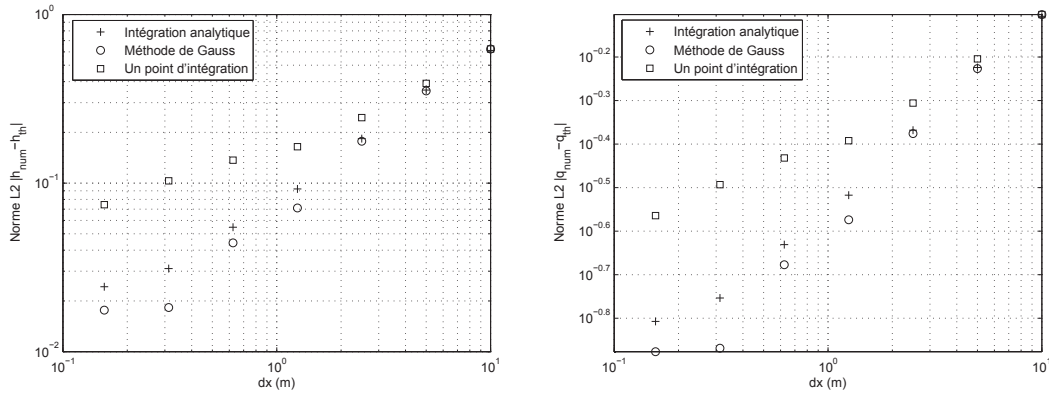


FIGURE 3.7 – Étude de convergence pour le cas test de la rupture de barrage 1D avec les trois différentes méthodes d’intégration des flux à l’interface.

Δx (m)	Méthode de Gauss	Un point d’intégration	Ratio	Intégration analytique	Ratio
	Temps (s)	Temps (s)		Temps (s)	
10	0.18	0.25	0.72	0.12	1.5
5	0.93	0.61	1.5	1.32	0.70
2.5	7.3	3	2.0	10.0	0.73
1.25	59	29	2.1	74	0.80
0.625	482	231	2.1	606	0.80
0.312	4021	2031	2.0	4959	0.81
0.156	30768	15422	2.0	38231	0.80

TABLEAU 3.3 – Temps de calcul avec les différentes méthodes d’intégration.

discontinuité mais aussi au niveau des ruptures de pente aux extrémités de l’onde de détente traduisant une forte diffusion numérique. Ces constats sont confirmés par l’étude de convergence, présentée sur la Figure 3.7, qui montre bien que l’écart entre la solution numérique et analytique tend beaucoup plus lentement vers 0 pour la méthode à un point d’intégration par rapport à la méthode classique de Gauss. En simplifiant le calcul au niveau de l’interface, nous avons aussi diminué la précision du schéma.

Considérons maintenant les résultats pour le calcul analytique des flux. La Figure 3.6 montre que la méthode entraîne des résultats presque aussi précis que la méthode classique de Gauss. Il y a cependant des oscillations de la hauteur d’eau et du débit unitaire dans l’onde de détente, ce qui n’est pas le cas dans la méthode de Gauss. Nous rappelons ici que les mêmes limiteurs ont été utilisés pour les différentes simulations : ces différences ne peuvent donc pas être imputées au choix du limiteur. L’étude de la convergence des solutions montre en effet que l’ordre obtenu par une intégration analytique est quasiment la même que celle de l’intégration classique de Gauss. En regardant les temps de calcul, on constate que la méthode

d'intégration analytique, plus complexe et nécessitant beaucoup plus d'opérations mathématiques, est significativement plus lente.

Les résultats obtenus par la méthode analytique, moins bons qu'espérés, peuvent cependant s'expliquer. La méthode est bien *a priori* plus précise que la méthode de Gauss. Il ne faut pourtant pas oublier qu'une hypothèse de poids a été faite durant l'approche théorique : nous avons considéré que le coefficient a_{max} était constant le long de l'interface. Or, les célérités d'ondes dépendent des vitesses de l'écoulement et de la hauteur d'eau. Elles vont donc varier le long de l'interface. Ce qui est gagné en terme de précision lors de l'intégration analytique des flux est perdu par l'hypothèse simplificatrice concernant les célérités d'onde. Il serait donc intéressant de reprendre cette intégration analytique en posant d'autres hypothèses sur a_{max} pour obtenir des résultats plus précis. Par ailleurs, il serait possible, bien qu'algorithmeiquement complexe, de calculer exactement l'intégrale sur l'interface. En effet, le véritable problème posé par ce coefficient est l'intégration de l'opérateur max. Toutefois il est appliqué à des fonctions connues. Il serait donc possible de réaliser l'intégration par morceau en considérant sur chaque tronçon d'intégration la fonction la plus grande. Les temps de calcul, déjà relativement importants, de l'intégration analytique nous ont conduit à ne pas continuer cette exploration.

Bilan

Nous avons mis au point deux nouvelles approches pour intégrer les flux numériques sur les interfaces. La méthode de Gauss étant une approximation de ces intégrales, il semble judicieux de proposer et de tester de nouvelles approches plus ou moins complexes pour calculer l'intégration des flux numériques. La méthode la plus simple dite à "un point d'intégration" permet d'intégrer très facilement les flux numériques en considérant que les grandeurs étudiées sont constantes le long de l'interface. Cette approche est valide car elle donne des résultats proches des solutions analytiques. Cependant, le schéma ainsi construit apparaît comme beaucoup moins précis que le schéma initial. Le choix de la discrétisation des intégrales sur les contours n'est donc pas sans conséquence sur la précision du schéma étudié, comme on aurait pu le supposer dans un premier temps. La seconde approche proposée, dite "d'intégration analytique", consiste à intégrer, comme son nom l'indique, de manière analytique les flux, qui sont des fonctions rationnelles polynomiales, sur les interfaces. L'approche proposée ici a nécessité une hypothèse forte : nous avons considéré la variable a_{max} du solveur de Lax-Friedrich constante le long de l'interface. Ce choix explique certainement pourquoi les résultats obtenus ne sont pas aussi précis qu'espérés. En effet, il apparaît que la méthode d'intégration analytique, bien que plus complexe, n'est pas plus précise (voire légèrement moins précise) que la méthode classique de Gauss. Une autre approche, plus contraignante en temps de calcul, conduirait

probablement à des résultats meilleurs.

Pour la suite de nos travaux de recherche sur les schémas aux éléments finis discontinus, nous n'avons pas considéré l'exploration de ces nouvelles méthodes comme des avancées significatives. La méthode de Gauss apparaissant plus efficace, elle sera conservée pour la suite des développements proposés.

3.2.4 Méthode “Eigenvector Reconstruction”

La discrétisation temporelle de Runge Kutta (RK) d’ordre 2 est classiquement associée au schéma Discontinuous Galerkin (DG). La solution finale à l’instant $n + 1$ nécessite le calcul d’une solution intermédiaire, ce qui engendre des temps de calcul relativement importants. Le temps de calcul est d’autant plus important que la condition CFL impose des limitations du pas de temps plus contraignantes que pour les schémas aux volumes finis. De plus, le schéma résultant est d’ordre élevé, mais manque de stabilité. En effet, la simulation de faibles hauteurs d’eau peut entraîner la divergence de la simulation. Le code dans son état d’origine ne peut donc pas gérer les mailles sèches.

La méthode “Eigenvector Reconstruction” proposée par Soares Frazao et Guinot [97] a donc été adaptée pour un schéma aux éléments finis DG. Elle n’utilise qu’un seul pas de temps pour calculer la solution finale, ce qui permet de diminuer le temps de calcul. De plus, elle utilise la reconstruction de la valeur à l’interface à l’aide des vecteurs propres du problème hyperbolique. Cela entraîne une dépendance des variables du problème entre elles : les débits unitaires q et r deviennent une fonction de la hauteur h , ce qui a pour conséquence de stabiliser le schéma et de rendre la gestion des mailles sèches possible. Cette partie a fait l’objet d’un article dans le journal international *International Journal for Numerical Methods in Fluids* [3].

La méthode utilise un seul pas de temps pour calculer la solution à l’instant $n + 1$

$$\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^n + \Delta t \mathcal{L}(\mathbf{U}^{n+\frac{1}{2}}) \quad (3.50)$$

où la solution $\mathbf{U}_i^{n+\frac{1}{2}}$ est calculée à l’aide de la méthode EVR. Nous utilisons donc dans cette méthode une discrétisation temporelle du premier ordre. Cela est justifié car dans le voisinage d’extremums et de forts gradients (onde de choc ou extrémité des ondes de raréfaction), l’ordre de n’importe quel schéma du second degré est compris entre 1 et 2 suite aux actions du limiteur de pente. Or, il est connu que l’association d’une discrétisation temporelle d’ordre 2 avec une discrétisation spatiale d’un ordre inférieur à 2 augmente la diffusion numérique. C’est pour cette raison qu’une discrétisation temporelle d’ordre 1 peut être dans de nombreux cas préférable. De plus, la discrétisation temporelle d’ordre 1 est beaucoup plus simple en terme de nombre d’opérations réalisées, ce qui permet d’avoir des temps de simulation bien plus faibles. La méthode EVR nécessite cependant les calculs de la variable conservée à $t = n + 1/2$. Cependant, la structure particulière des équations de Barré de Saint Venant 2D nous permet de déterminer $\mathbf{U}^{n+1/2}$ en ne calculant que la hauteur $h^{n+1/2}$, ce qui réduit le temps de calcul de manière encore plus significative.

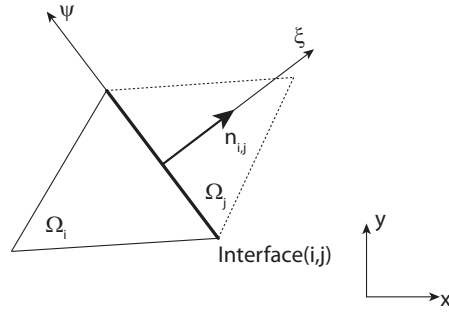


FIGURE 3.8 – Définition du repère lié à l'interface

Présentation de la méthode

Comme à chaque fois que nous résolvons un problème de Riemann 1D dans une maille de calcul, les équations de Barré de Saint-Venant 2D sont projetées dans le repère lié à l'interface étudiée (ξ, ψ) qui sépare les deux mailles i et j . L'équation hyperbolique devient donc

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U}_\xi + \frac{\partial}{\partial \xi} \mathbf{F}_\xi = 0 \quad (3.51)$$

avec $\mathbf{U}_\xi = \mathbf{T}_\xi \mathbf{U}$ et $\mathbf{F}_\xi = \mathbf{F}(\mathbf{U}_\xi)$, \mathbf{T}_ξ étant la matrice de changement de base. Le système d'équation (3.51) peut alors être exprimé sous sa forme non conservative :

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U}_\xi + \mathbf{A} \frac{\partial}{\partial \xi} \mathbf{U}_\xi = 0 \quad (3.52)$$

avec \mathbf{A} la matrice Jacobienne

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ c^2 - u_\xi^2 & 2u_\xi & 0 \\ -u_\xi v_\xi & v_\xi & u_\xi \end{bmatrix} \quad (3.53)$$

Ses valeurs propres et ces vecteurs propres associés sont

$$\lambda^{(1)} = u_\xi - c, \quad \lambda^{(2)} = u_\xi, \quad \lambda^{(3)} = u_\xi + c \quad (3.54a)$$

$$\mathbf{K}^{(1)} = \begin{bmatrix} 1 \\ u_\xi - c \\ v_\xi \end{bmatrix}, \quad \mathbf{K}^{(2)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{K}^{(3)} = \begin{bmatrix} 1 \\ u_\xi + c \\ v_\xi \end{bmatrix} \quad (3.54b)$$

La méthode repose sur la projection des vecteurs \mathbf{U}_ξ sur la base des vecteurs propres de la jacobienne \mathbf{A} , ce qui conduit à

$$\mathbf{U}_\xi = \sum_{l=1}^3 \alpha^{(l)} \mathbf{K}^{(l)} = \mathbf{K} \boldsymbol{\alpha} \quad (3.55a)$$

$$= \frac{h}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ u_\xi - c \\ v_\xi \end{bmatrix} + \frac{h}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ u_\xi - c \\ v_\xi \end{bmatrix} \quad (3.55b)$$

avec $\alpha^{(1)} = \frac{h}{2}$, $\alpha^{(2)} = 0$, $\alpha^{(3)} = \frac{h}{2}$. Remplacer l'équation (3.55b) dans l'équation (3.52) et multiplier à gauche par la matrice \mathbf{K}^{-1} conduit à

$$\mathbf{K}^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{K} \boldsymbol{\alpha} + \mathbf{K}^{-1} \mathbf{A} \frac{\partial}{\partial \xi} \mathbf{K} \boldsymbol{\alpha} = 0 \quad (3.56)$$

Les matrices \mathbf{A} et \mathbf{K} peuvent être approchées au premier ordre par \mathbf{A}_i^n et \mathbf{K}_i^n sur le pas de temps n et sur la maille de calcul i . On considère donc que les variables q et r sont constantes dans le temps et dans l'espace et donc sortir \mathbf{K} des dérivées spatiales et temporelles. On peut alors écrire

$$\frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{\alpha} + \boldsymbol{\Lambda}_i^n \frac{\partial}{\partial \xi} \boldsymbol{\alpha} = 0 \Leftrightarrow \alpha^{(p)} = \text{Const pour } \frac{d\xi}{dt} = \lambda_i^{(p),n} \quad (3.57)$$

avec $\boldsymbol{\Lambda}_i^n$ la matrice diagonale formée avec les valeurs propres de la matrice \mathbf{A}_i^n . D'après l'équation (3.55b), il apparaît que reconstruire uniquement h suffit alors pour calculer entièrement \mathbf{U}_ξ . La méthode EVR utilise cette propriété mathématique pour construire un problème de Riemann équivalent (ERP) à chaque point de Gauss situé sur l'interface. On utilise l'équation (3.55b) pour déterminer l'état de gauche et l'état de droite équivalent $\mathbf{U}_{\xi^{(p)},L}^{n+\frac{1}{2}}$ et $\mathbf{U}_{\xi^{(p)},R}^{n+\frac{1}{2}}$ du problème de Riemann :

$$\mathbf{U}_{\xi^{(p)},L}^{n+\frac{1}{2}} = \alpha_{\xi^{(p)},L}^{(1),n+\frac{1}{2}} \mathbf{K}_L^{(1),n} + \alpha_{\xi^{(p)},L}^{(3),n+\frac{1}{2}} \mathbf{K}_L^{(3),n} \quad (3.58a)$$

$$\mathbf{U}_{\xi^{(p)},R}^{n+\frac{1}{2}} = \alpha_{\xi^{(p)},R}^{(1),n+\frac{1}{2}} \mathbf{K}_R^{(1),n} + \alpha_{\xi^{(p)},R}^{(3),n+\frac{1}{2}} \mathbf{K}_R^{(3),n} \quad (3.58b)$$

avec $\alpha_{\xi^{(p)},L}^{(l),n+\frac{1}{2}}$, ($l = 1, 2, 3$) valeurs moyennées de $\alpha^{(l)}$ sur son domaine de dépendance, calculée à partir de la célérité des ondes dans la cellule de gauche L (une démonstration est détaillée dans [36, 97, 35]). Les mêmes notations sont utilisées pour $\alpha_{\xi^{(p)},R}^{(l),n+\frac{1}{2}}$. $\mathbf{K}_R^{(l),n}$, ($l = 1, 2, 3$) sont les vecteurs propres présentés dans l'équation (3.54b) dans la cellule de droite R à l'instant n . On pourra remarquer que la technique de reconstruction est linéaire. Par conséquent, la valeur moyenne de α sur son domaine de dépendance est égale à sa valeur au centre du domaine. On peut donc écrire

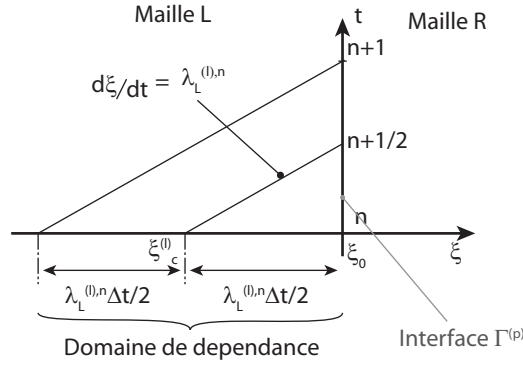


FIGURE 3.9 – Définition du domaine de dépendance

$$\alpha_{\xi^{(p)},L}^{(p),n+\frac{1}{2}} = \begin{cases} h_L^n(\xi_c^{(l)}, \psi_c)/2 & \text{if } \lambda_L^{(l),n} \geq 0 \\ h_L^n(\xi_0, \psi_0)/2 & \text{if } \lambda_L^{(l),n} < 0 \end{cases} \quad (3.59a)$$

$$\alpha_{\xi^{(p)},R}^{(l),n+\frac{1}{2}} = \begin{cases} h_R^n(\xi_c^{(l)}, \psi_c)/2 & \text{if } \lambda_R^{(l),n} \leq 0 \\ h_R^n(\xi_0, \psi_0)/2 & \text{if } \lambda_R^{(l),n} > 0 \end{cases} \quad (3.59b)$$

où $C(\xi_c, \psi_c)$ est l'intersection dans le diagramme des phases entre le plan $t = n$ et la caractéristique passant par le point de Gauss étudié (ξ_0, ψ_0) . Les coordonnées du point C sont donc

$$\begin{aligned} \xi_c^{(l)} &= -\lambda_L^{(l),n} \Delta t / 2 \\ \psi_c &= 0 \end{aligned} \quad (3.60)$$

On remarquera dans (3.59a) que de l'information se propage de la maille de gauche L vers l'interface $\Gamma^{(p)}$ uniquement si $\lambda_L^{(l),n} \geq 0$. Dans le cas où les célérités des ondes sont négatives, aucune information ne remonte de la maille vers l'interface. La solution choisie est d'utiliser dans ce cas la valeur de la solution à l'interface, au point étudié (ξ_0, ψ_0) [97]. L'information qui viendrait de la droite vers l'interface est prise en compte lors de la reconstruction de l'état de droite $\alpha_{\xi^{(p)},R}^{(l),n+\frac{1}{2}}$.

Bien que reconstruire uniquement h suffise pour calculer une solution, l'ordre de la discrétisation est plus important si les vecteurs propres $\mathbf{K}_L^{(1),n}$ et $\mathbf{K}_L^{(3),n}$ sont aussi reconstruits et moyennés sur le domaine de dépendance. L'état gauche équivalent du problème de Riemann s'écrit alors

$$\mathbf{K}_L^{(1),n} = \begin{cases} \begin{bmatrix} 1 \\ u_{\xi,L}^n(\xi_0, \psi_0) - c_L^n(\xi_0, \psi_0) \\ v_{\xi,L}^n(\xi_0, \psi_0) \end{bmatrix} & \text{if } \lambda_L^{(1),n} < 0 \\ \begin{bmatrix} 1 \\ u_{\xi,L}^n(\xi_c, \psi_c) - c_L^n(\xi_c, \psi_c) \\ v_{\xi,L}^n(\xi_c, \psi_c) \end{bmatrix} & \text{if } \lambda_L^{(1),n} \geq 0 \end{cases} \quad (3.61a)$$

$$\mathbf{K}_L^{(3),n} = \begin{cases} \begin{bmatrix} 1 \\ u_{\xi,L}^n(\xi_0, \psi_0) + c_L^n(\xi_0, \psi_0) \\ v_{\xi,L}^n(\xi_0, \psi_0) \end{bmatrix} & \text{if } \lambda_L^{(3),n} < 0 \\ \begin{bmatrix} 1 \\ u_{\xi,L}^n(\xi_c, \psi_c) + c_L^n(\xi_c, \psi_c) \\ v_{\xi,L}^n(\xi_c, \psi_c) \end{bmatrix} & \text{if } \lambda_L^{(3),n} \geq 0 \end{cases} \quad (3.61b)$$

avec $u(\xi_c, \psi_c)$ défini comme $q(\xi_c, \psi_c)/h(\xi_c, \psi_c)$.

Cette approche permet ainsi le calcul pour une interface étudiée $\Gamma^{(p)}$ d'un problème de Riemann Equivalent (PRE) constitué de l'état gauche $\mathbf{U}_{\xi^{(p)},L}^{n+\frac{1}{2}}$ et de l'état droit $\mathbf{U}_{\xi^{(p)},R}^{n+\frac{1}{2}}$. Il suffit dans un dernier temps de calculer la solution de ce PRE à l'aide d'un solveur de Riemann.

En plus du gain réalisé en temps de calcul par la méthode EVR qui n'utilise qu'un seul pas de temps pour la discrétisation temporelle, on pourra remarquer que la méthode reconstruit les débits unitaires q et r à l'aide de la hauteur d'eau. En cas de très faibles hauteurs d'eau, voire de hauteurs d'eau nulles, les débits reconstruits seront eux aussi très petits ou nuls. Ce n'est pas le cas lors de l'utilisation d'une méthode RKDG qui ne peut gérer les fronts secs. En effet, la présence d'une hauteur d'eau nulle va générer une vitesse infinie lors du calcul des débits unitaires, conduisant à la divergence de la simulation numérique.

Résultats

Afin d'évaluer la méthode EVR-DG, nous avons effectué une série de cas tests et comparé les résultats obtenus avec ceux générés avec un schéma RKDG classique.

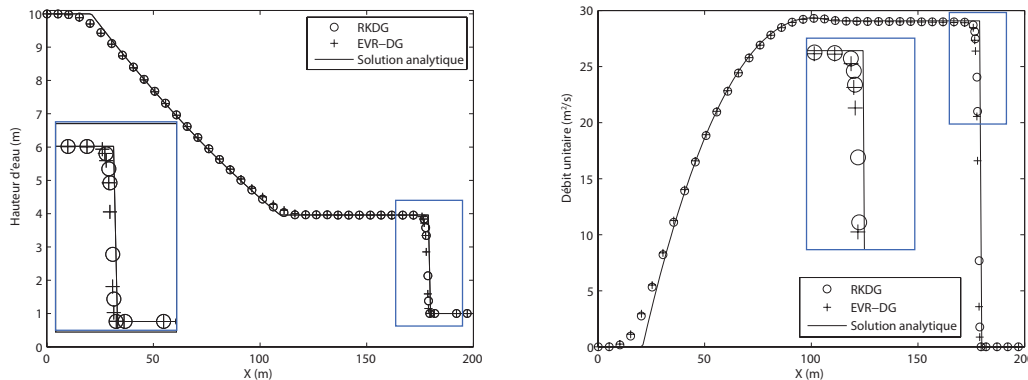


FIGURE 3.10 – Rupture de barrage 1D à $t = 8s$. A gauche : représentation des hauteurs d'eau simulées - à droite : représentation des débits unitaires

Δx (m)	Temps EVR-DG (s)	Temps RKDG (s)	Ratio
2,5	4.55	7,32	1,6
1,25	35,3	59,9	1,69
0,625	298	482	1,62
0,312	2410	4021	1,66
0,156	19724	30768	1,56
0,078	30166	48567	1,61

TABLEAU 3.4 – Temps de simulation en fonction du pas d'espace pour la simulation de la rupture de barrage 1D

Rupture de barrage 1D Le premier cas test réalisé est une rupture de barrage 1D comme dans les parties précédentes. Toutes les caractéristiques du problème sont répertoriées dans le Tableau 3.1. La solution numérique a été obtenue sur un maillage triangulaire de 800 cellules. Les résultats numériques obtenus à l'aide du schéma RKDG et du schéma EVR-DG sont comparés à la solution analytique calculée [102] sur la Figure 3.10.

Les résultats numériques sont très proches et correspondent à la solution analytique. On constate alors que les schémas EVR-DG et RKDG ont la même précision. Afin de s'en assurer, une étude de convergence de la norme L2 de l'écart entre les simulations numériques et la solution analytique a été réalisée. Les résultats sont représentés sur la Figure 3.11. L'étude de convergence a été réalisée en faisant la même simulation avec les deux schémas sur un maillage de plus en plus fin, en faisant varier le pas d'espace Δx . On peut remarquer sur cette étude de convergence que la précision des deux schémas est comparable. Des écarts sont observés sur les maillages les plus fins et peuvent s'expliquer, comme dans la Section 3.2.2, par la présence d'une discontinuité.

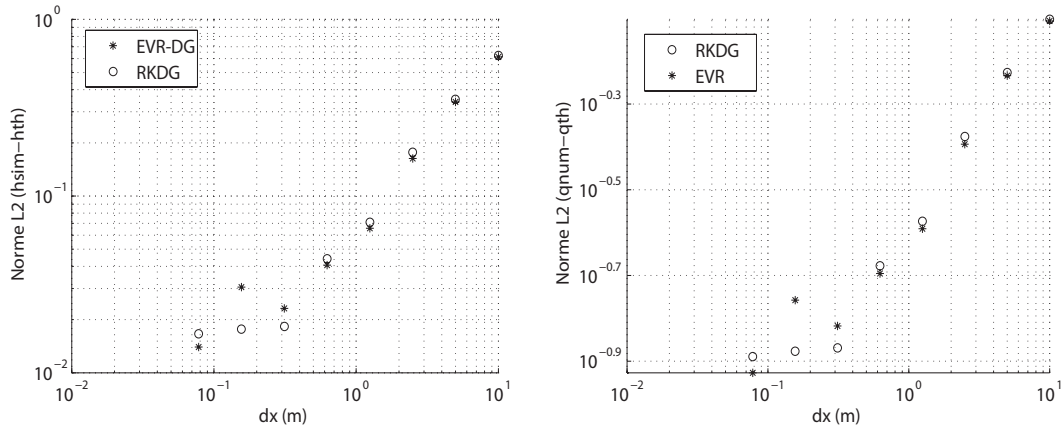


FIGURE 3.11 – Norme L2 de l'écart entre les solutions numériques et la solution analytique pour la rupture de barrage 1D. A gauche : étude de convergence pour la hauteur d'eau ; à droite : étude de convergence pour le débit unitaire.

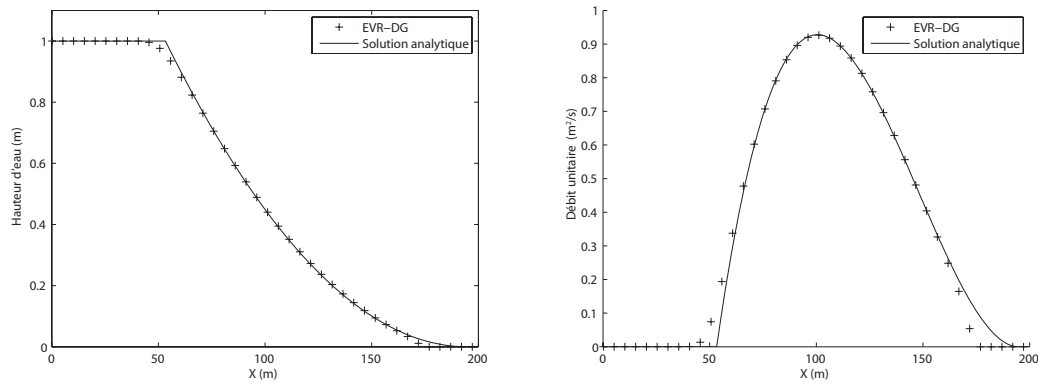
Le fait de calculer la solution numérique à l'instant $n + 1$ en un pas de temps au lieu de deux pour la méthode RKDG entraîne une réduction du pas de temps de calcul par un facteur 1,6 (voir Tableau 3.4). On peut ainsi constater que, bien que le temps de calcul soit plutôt faible compte tenu du faible nombre de cellules, il peut devenir très important pour de plus petits Δx (aux alentours de 13 heures pour $\Delta x = 0,078$ m sur un maillage de 600 000 mailles et pour une simulation de 8 secondes avec le schéma RKDG), avec un ratio de temps de calcul entre les schémas EVR-DG et RKDG quasi constants. La méthode EVR-DG peut donc devenir intéressante sur des simulations nécessitant un grand nombre de mailles de calcul et donc des temps de simulation relativement importants.

Rupture de barrage 1D sur fond sec Le second cas test est une rupture de barrage 1D sur fond sec. La géométrie de la simulation est la même que celle décrite dans la partie précédente. Les paramètres de la simulation sont rappelés dans le Tableau 3.5. Les simulations numériques sont réalisées sur un maillage triangulaire de 800 mailles. Comme démontré dans [97], les schémas classiques du second ordre dans lesquels les débits unitaires dans les directions x et y ne sont pas reconstruits à partir des hauteurs d'eau divergent dans le cas de simulations sur fond sec. En effet, dans le schéma RKDG, le calcul des débits unitaires non nuls avec des hauteurs d'eau nulles conduit à des vitesses infinies. Comme la méthode EVR utilise la hauteur d'eau h pour reconstruire q et r , cet inconvénient est contourné et le schéma EVR est stable lors d'écoulements sur fond sec.

Les résultats sont représentés sur la Figure 3.12 et sont proches des résultats analytiques. Ce test met en évidence la capacité du schéma EVR-DG à gérer les très forts gradients et les

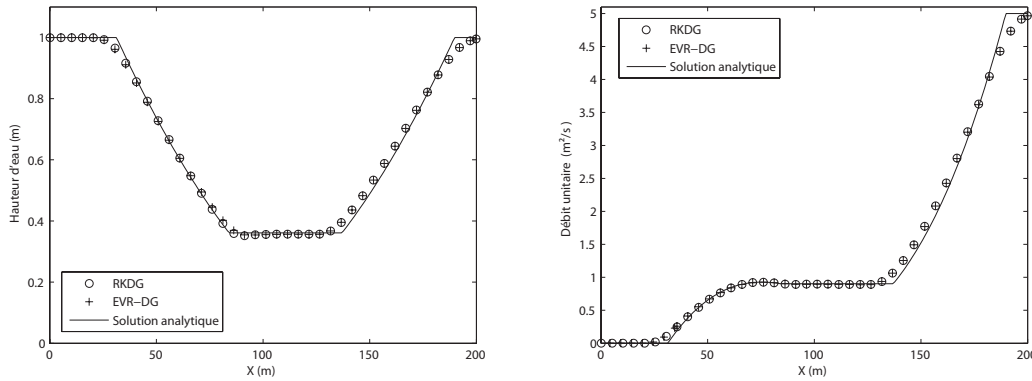
Symbole	Description	Valeur
L	Longueur du domaine	200 m
x_o	Localisation initiale du barrage	100 m
$h_{0,l}$	Hauteur d'eau initiale à gauche du barrage	1 m
$h_{0,r}$	Hauteur d'eau initiale à droite du barrage	0 m
q_0	Débit unitaire initiale	$0 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
q_{bound}	Débit unitaire à la frontière	$0 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$

TABLEAU 3.5 – Paramètres de la simulation pour la rupture de barrage sur fond sec.

FIGURE 3.12 – Rupture de barrage 1D sur fond sec à $T=15\text{s}$. A gauche : hauteur d'eau. A droite : débit unitaire.

Symbole	Description	Valeur
L	Longueur du domaine	200 m
x_o	Localisation du problème de Riemann initial	100 m
h_0	Hauteur d'eau initiale	1 m
$q_{0,l}$	Débit unitaire à gauche	$0 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
$q_{0,r}$	Débit unitaire à droite	$5 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
$h_{d,up}$	Hauteur d'eau imposée à la limite aval	1 m

TABLEAU 3.6 – Paramètres pour la simulation de double onde de raréfaction

FIGURE 3.13 – Problème de la double onde de raréfaction à $t = 14\text{s}$. A gauche : hauteur d'eau. A droite : débit unitaire.

fronts secs. En revanche, le schéma RKDG diverge très rapidement sur la même simulation. Les résultats avec cette technique ne sont par conséquent pas présentés.

La double onde de raréfaction Dans ce cas test, la hauteur initiale h_0 est constante tout le long du canal de 200m étudié. La vitesse u_0 est égale à $0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur la partie amont du canal (pour x compris entre 0 et 100m) et à $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur la partie aval du canal (pour x compris entre 100 et 200m). La limite amont située en $x = 0\text{m}$ est imperméable tandis qu'une hauteur d'eau constante est imposée en sortie du canal. Les paramètres principaux de la simulation sont récapitulés dans le Tableau 3.6.

La Figure 3.13 représente les solutions obtenues à l'aide des schémas EVR-DG et RKDG, mais aussi la solution analytique. Les résultats entre les deux schémas sont quasiment identiques. Ce constat est confirmé par l'analyse de convergence présentée sur la Figure 3.14. De plus, le calcul de la solution en un pas de temps au lieu de deux entraîne un gain de temps d'environ 1,6 (Tableau 3.7). La Figure 3.14 représente la norme L2 de l'écart entre les solutions analytiques et numériques. Contrairement au cas test précédent sur la rupture de barrage 1D, il n'y a pas de rupture de pente sur la courbe de convergence. Ce phénomène

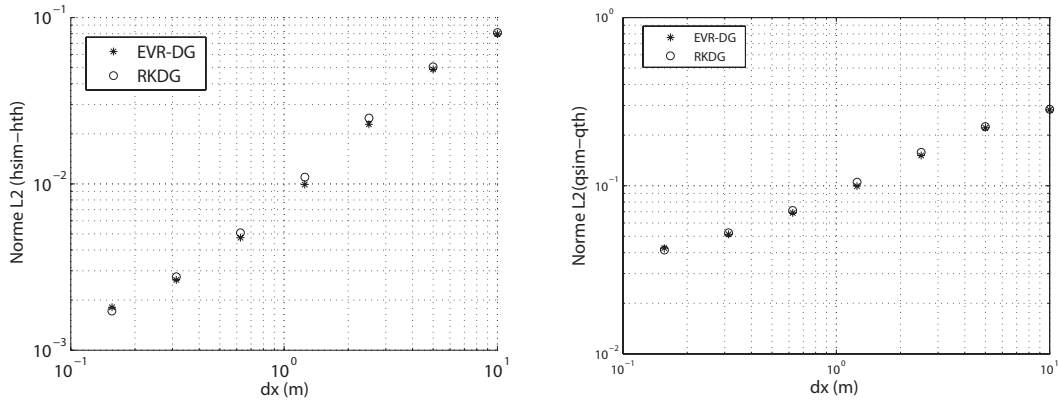


FIGURE 3.14 – Étude de convergence de l'écart entre les solutions numériques et la solution analytique sur la cas test de la double onde de raréfaction. A gauche : pour les hauteurs d'eau. A droite : pour les débits unitaires.

Δx (m)	Temps EVR-DG (s)	Temps RKDG (s)	Ratio
2,5	2,6	4,1	1,58
1,25	20,7	32,7	1,58
0,625	169	270	1,59
0,312	2848	4528	1,59
0,156	11223	17956	1,6

TABLEAU 3.7 – Temps de calcul pour le cas test de la double onde de raréfaction.

semble cohérent car il n'y a pas de discontinuité dans ce cas test. Ce cas test met en évidence que les deux schémas ont les mêmes comportements et les mêmes degrés de précision quel que soit le raffinement du maillage.

Rupture d'un barrage 2D circulaire Ce cas test évalue les capacités de la discrétisation temporelle de l'approche EVR dans les écoulements bidimensionnels. Nous étudions ici la rupture d'un barrage circulaire de 20 mètres de diamètre. A l'état initial, le barrage est rempli de 10 m de hauteur d'eau. A l'extérieur du barrage, la hauteur d'eau est de 1m. Dès le début de la simulation numérique, tout le barrage qui contient l'eau disparaît, laissant l'eau se répandre dans le domaine modélisé. Les paramètres de la simulation sont récapitulés dans le Tableau 3.8. Les solutions numériques sont calculées sur un maillage non structuré de 18 000 mailles triangulaires (Figure 3.15). Elles sont comparées avec une solution de référence calculée avec un schéma RKDG sur un maillage structuré de 1 000 000 mailles rectangulaires. Les résultats de la solution de référence sont présentés sur la Figure 3.16.

La Figure 3.17 représente les hauteurs d'eau simulées avec les schémas RKDG et EVR-DG. Nous pouvons observer sur cette figure que les résultats obtenus ne sont pas parfaitement isotropiques. L'anisotropie est liée au maillage non structuré étudié qui n'est pas invariant

Symbole	Description	Valeur
L	Longueur du domaine	50 m x 50 m
(x_c, y_c)	Coordonnées du centre du barrage circulaire	(25m; 25m)
r	Rayon du barrage circulaire	10 m
h_i	Hauteur d'eau initiale dans le barrage	10 m
h_{ex}	Hauteur d'eau initiale en dehors du barrage	1 m
q_{bound}	Conditions aux limites	0 m ² s ⁻¹

TABLEAU 3.8 – Paramètres pour la simulation de la rupture de barrage circulaire 2D.

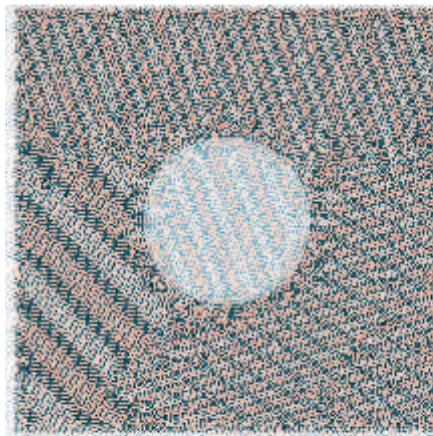
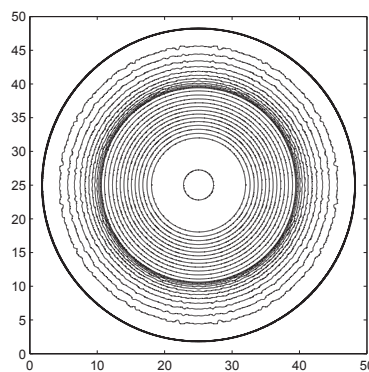


FIGURE 3.15 – Maillage non structuré utilisé pour les simulations avec les schémas EVR-DG et RKDG. Les mailles plus claires représentent le barrage circulaire initial.

FIGURE 3.16 – Vue du dessus de la simulation de référence de la rupture de barrage circulaire 2D à l'instant $t=1,5s$. L'espace entre les lignes de contour est de 10 cm.

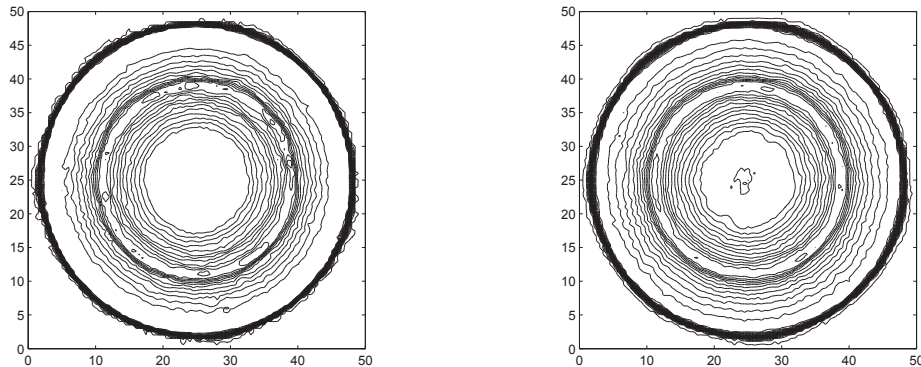


FIGURE 3.17 – Vue du dessus de la hauteur d’eau pour la simulation de la rupture de barrage 2D circulaire à l’instant $t=1,5s$. A gauche : simulation avec RKDG. A droite : simulation avec EVR-DG.

Méthode	EVR-DG	RKDG
Temps (s.)	188,8	295,3
Ratio	1	1,56

TABLEAU 3.9 – Temps de calcul pour la simulation de la rupture de barrage 2D

par rotation. Une coupe de la hauteur d’eau le long de la droite $x = 25m$, représentée sur la Figure 3.18 montre que EVR-DG semble aussi précis que le schéma RKDG pour les cas bidimensionnels avec de très forts gradients. Le Tableau 3.9 montre que le temps de calcul est là encore 1,5 fois plus petit pour le schéma EVR-DG.

Bilan

Une nouvelle approche, dite “EigenVector Reconstruction” a été proposée dans cette partie. Elle est basée sur la reconstruction des problèmes de Riemann équivalents au niveau de l’interface à partir du calcul des vecteurs propres. Cette approche permet l’utilisation d’une discrétisation temporelle du premier ordre, tout en conservant un schéma d’ordre élevé. De plus, les débits unitaires q et r sont reconstruits à l’aide de la hauteur d’eau h . Cette approche rend le calcul plus stable en présence de fond sec. Les différents cas test réalisés ont mis clairement en avant les avantages apportés par cette nouvelle méthode pour les éléments finis discontinus :

1. le nouveau schéma EVR-DG est aussi précis que le schéma RKDG comme le montre les courbes de convergence de la rupture de barrage 1D et de la double onde de raréfaction. Le cas test de la rupture de barrage circulaire 2D confirme la haute précision du schéma EVR-DG en deux dimensions ;
2. la méthode EVR-DG est plus stable que le schéma classique RKDG, notamment dans

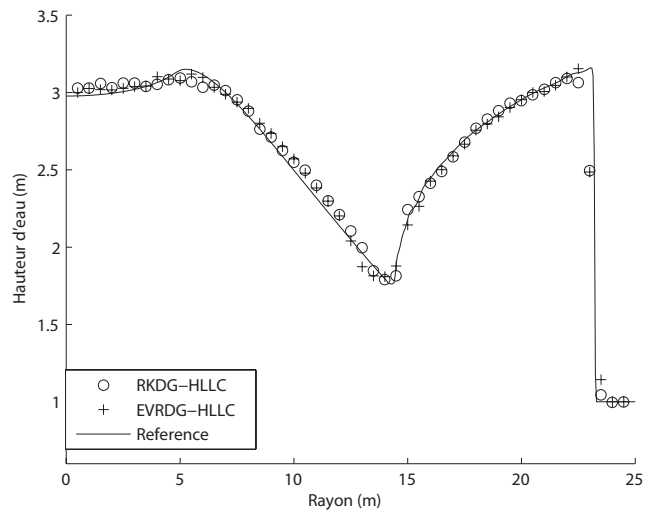


FIGURE 3.18 – Coupe du profil de hauteur d'eau le long de la droite $x = 25\text{m}$

des simulations faisant intervenir le mouillage ou l'assèchement de mailles de calcul. Le cas test de la rupture de barrage sur un fond sec calculé avec EVR-DG donne des résultats satisfaisants alors que le schéma classique RKDG diverge très rapidement ;

- le nombre d'opérations, plus faible pour le schéma EVR-DG que pour le schéma RKDG entraîne des temps de calcul significativement plus faibles. EVR-DG est en effet sur les différents cas test réalisé 1,6 fois plus rapide que le schéma classique RKDG. Ce gain de temps de calcul, bien que négligeable pour les simulations rapides sur peu de mailles, peut s'avérer très intéressant pour les simulations plus complexes faisant intervenir un grand nombre de mailles comme ce sera le cas pour l'étude du quartier expérimental.

3.2.5 Methode well-balanced

La version originale du code n'est pas *well-balanced*. En régime permanent, il n'y a pas d'équilibre mathématique entre les dérivées spatiales des flux numériques et la contribution des termes sources sur chaque maille. De plus, la manière de prendre en compte les termes sources dans la version originale ne permet pas la gestion d'une topographie réelle complexe. Cette partie présente une écriture nouvelle du schéma numérique qui prend en compte les termes sources à l'interface, associé à la modification du solveur de Riemann qui permet l'équilibre entre les termes sources et les flux numériques. Elle a fait l'objet d'un article, accepté sous réserve de modifications, dans la revue international *Advances in Water Resources*.

Reformulation de la discrétisation spatiale du terme source

L'idée de la méthode proposée est de prendre en compte les termes sources lors du calcul des flux numériques. Pour cela, il faut légèrement modifier la forme la discrétisation spatiale des équations et notamment la discrétisation des termes sources. En considérant le système de Barré de Saint Venant 2D, multiplié par la k -ième fonction test de la maille i , $\varphi_i^{(k)}$ comme classiquement dans la méthode Discontinuous Galerkin, on obtient l'équation (3.5) rappelé ici :

$$\int_{\Omega_i} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \varphi_i^{(k)} d\Omega + \int_{\Omega_i} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} \varphi_i^{(k)} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} \varphi_i^{(k)} d\Omega = \int_{\Omega_i} \mathbf{R} \varphi_i^{(k)} d\Omega + \int_{\Omega_i} \mathbf{S} \varphi_i^{(k)} d\Omega \quad (3.62)$$

avec ici \mathbf{R} les termes sources liés aux frottements et \mathbf{S} les termes sources liés à la topographie.

Chaque terme de l'équation est ici discrétisé de manière classique, comme présenté précédemment dans la partie 3.1. Nous ne nous intéresserons qu'à la discrétisation du terme source de topographie. Jusqu'à présent, aucune variation de topographie n'était prise en compte par le programme, la pente sur chaque cellule devait être renseignée par l'utilisateur. Dans la nouvelle approche, le logiciel recalcule par lui même le terme source à partir des côtes du fond de chaque maille renseignée initialement par l'utilisateur. Le domaine est discrétisé en maille à fond plat : la variation de côte entre deux maille se fait par discontinuité au niveau des interfaces (Figure 3.19). Les termes sources sont donc pris en compte sur le contour Γ de la maille de calcul.

$$\int_{\Gamma} \mathbf{S} \varphi_i^{(k)} d\Gamma = \sum_{p=1}^3 \int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{S}_i^{(p)} \varphi_i^{(k)} d\Gamma \quad (3.63)$$

avec $\Gamma^{(p)}$ est la p ième interface de la maille étudiée, et $\mathbf{S}_i^{(p)}$ le terme source au niveau p ième interface de la cellule i . L'intégrale linéaire sur l'interface $\Gamma^{(p)}$ peut être discrétisée à l'aide

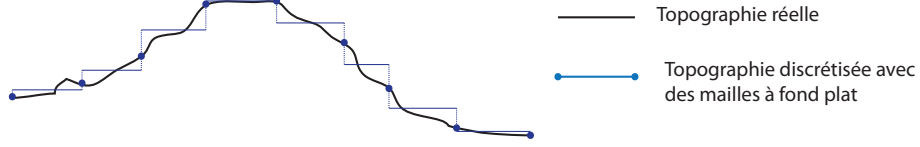


FIGURE 3.19 – Discretisation de la topographie réelle.

de la méthode de quadrature de Gauss

$$\int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{S}_i^{(p)} \varphi_i^{(k)} d\Gamma = [\mathbf{S}_i^{(p)}(A^{(p)}) \varphi_i^{(k)}(A^{(p)}) + \mathbf{S}_i^{(p)}(B^{(p)}) \varphi_i^{(k)}(B^{(p)})] \frac{w_p}{2} \quad (3.64)$$

avec $A^{(p)}$ et $B^{(p)}$ les points de Gauss de l'interface $\Gamma^{(p)}$ et w_p la longueur de l'interface. De plus, la discrétisation spatiale de l'intégrale (Annexe 7.1) des flux le long des interfaces conduit à

$$\int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^* \varphi_i^{(k)} d\Gamma = \frac{w_p}{2} (\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*(A^{(p)}) \varphi_i^{(k)}(A^{(p)}) + \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*(B^{(p)}) \varphi_i^{(k)}(B^{(p)})) \quad (3.65)$$

En associant dans la discrétisation spatiale le terme source au flux numérique, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{U}_i^{(k)}}{\partial t} &= \sum_{l=1}^3 \mathbf{F}(\mathbf{U}_i^{(l)}) \frac{\partial \varphi_i^{(k)}}{\partial x} + \sum_{l=1}^3 \mathbf{G}(\mathbf{U}_i^{(l)}) \frac{\partial \varphi_i^{(k)}}{\partial y} + \mathbf{R}_i \\ &- \frac{3}{A_i} \sum_{l=1}^3 \frac{w_p}{2} (\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^\circ(A^{(p)}) \varphi_i^{(k)}(A^{(p)}) + \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^\circ(B^{(p)}) \varphi_i^{(k)}(B^{(p)})) \end{aligned} \quad (3.66)$$

avec $\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^\circ$ le flux latéralisé [27], représenté sur la Figure 3.20 défini par

$$\mathbf{F}_{\xi_i^{(p)}}^\circ = \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^* + \mathbf{S}_i^{(p)} \quad (3.67)$$

La méthode proposée repose sur le calcul des flux numériques et de la distribution des termes sources au niveau de la discontinuité de l'interface. Les flux numériques à gauche et à droite de l'interface sont donc différents. Elle requiert la modification du solveur de Riemann utilisé.

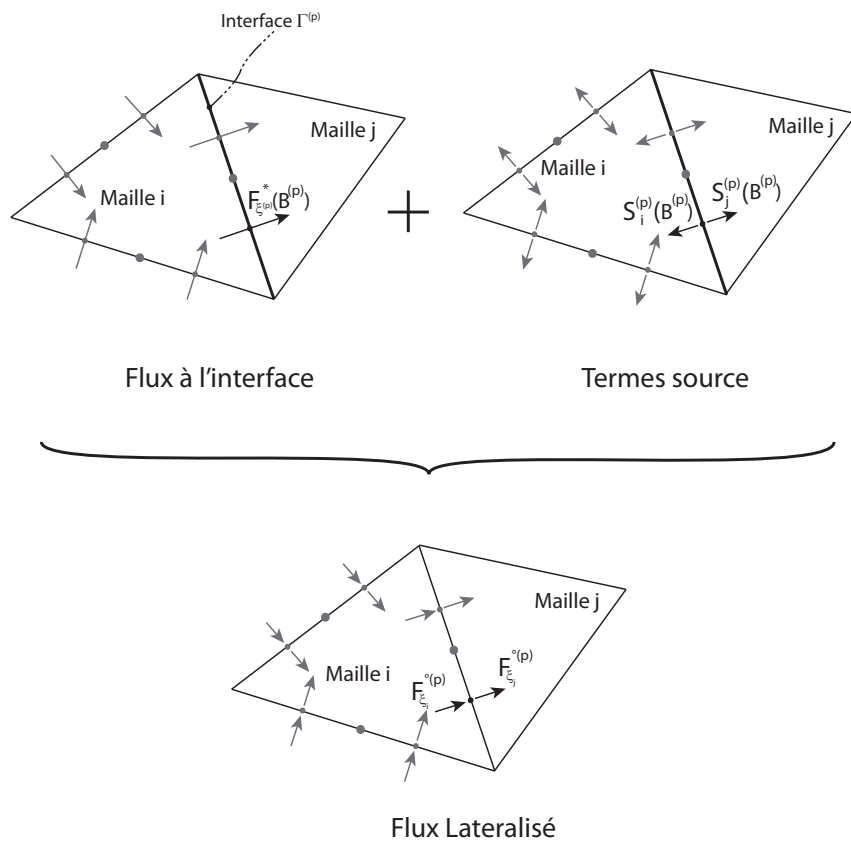


FIGURE 3.20 – Schéma des flux latéralisés calculés entre deux mailles *i* et *j*.

Modification des solveurs de Riemann

Le principe de cette méthode repose sur la prise en compte des termes sources \mathbf{S} lors du calcul des flux numériques de Riemann \mathbf{F}_0 . La méthode proposée a été appliquée aux solveurs de type Lax Friedrich ou HLLC décrits dans le Chapitre 2. Ces derniers approchent le flux numérique dans l'état intermédiaire en utilisant les relations de saut de Rankine Hugueniot. Nous proposons de prendre en compte la contribution du terme source lors du calcul de l'état intermédiaire. En supposant que l'intégrale du terme source sur l'interface \mathbf{S}_{LR} entre deux mailles peut être répartie en deux contributions : \mathbf{S}_{L0} qui affecte l'onde de célérité λ^- et \mathbf{S}_{0R} qui affecte l'onde de célérité λ^+ . Les relations de saut s'écrivent alors

$$\mathbf{F}_L - \mathbf{F}_0 + \mathbf{S}_{L0} = (\mathbf{U}_L - \mathbf{U}_0) \lambda^- \quad (3.68a)$$

$$\mathbf{F}_0 - \mathbf{F}_R + \mathbf{S}_{0R} = (\mathbf{U}_0 - \mathbf{U}_R) \lambda^+ \quad (3.68b)$$

avec \mathbf{S}_{L0} et \mathbf{S}_{0R} représentant les contributions du terme source des mailles situées respectivement à gauche et à droite de l'interface étudiée. Les termes sources apparaissant à l'interface entre deux mailles, ils peuvent se décomposer en

$$\mathbf{S}_{L0} + \mathbf{S}_{0R} = \mathbf{S}_{LR} \quad (3.69a)$$

$$\mathbf{S}_{LR} = \int_L^R \mathbf{S}_i^{(p)}(x) dx \quad (3.69b)$$

L'utilisation des équations (3.68a-3.68b) lors du calcul du flux numérique \mathbf{F}_0 conduit à la formule suivante

$$\mathbf{F}_0 = \frac{\lambda^+ (\mathbf{F}_L + \mathbf{S}_{L0}) - \lambda^- (\mathbf{F}_R - \mathbf{S}_{0R})}{\lambda^+ - \lambda^-} - \frac{\lambda^- \lambda^+}{\lambda^+ - \lambda^-} (\mathbf{U}_L - \mathbf{U}_R) \quad (3.70)$$

En prenant comme intégrale du terme source sur l'interface l'équation suivante

$$\mathbf{S}_{LR} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{g}{2}(h_L + h_R)(z_{b,L} - z_{b,R}) \end{bmatrix} \quad (3.71)$$

le schéma obtenu est well-balanced. En effet, un code well-balanced préserve la C propriété définie par [9]

$$\left. \begin{array}{l} u_L = u_R = 0 \\ h_L + z_{b,L} = h_R + z_{b,R} \end{array} \right\} \implies \mathbf{F}_L - \mathbf{F}_R + \mathbf{S}_{LR} = 0 \quad \forall (z_{b,L}, z_{b,R}) \quad (3.72)$$

En effet, en supposant que $h_L + z_{b,L} = h_R + z_{b,R}$

$$\mathbf{S}_{LR} = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{g}{2}(h_L^2 - h_R^2) \end{bmatrix} \quad (3.73)$$

Or, si on suppose que le fluide est au repos, $u_L = u_R = 0$, on aura alors

$$\mathbf{F}_L = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{g}{2}h_L^2 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_R = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{g}{2}h_R^2 \end{bmatrix} \quad (3.74)$$

Ce qui implique que $\mathbf{F}_L - \mathbf{F}_R + \mathbf{S}_{LR} = 0$.

Il faut cependant choisir la décomposition du terme source à l'interface entre les mailles de gauche et les mailles de droite \mathbf{S}_{LR} . Différentes approches peuvent être choisies pour distribuer le terme source sur les deux mailles. Les différentes approches testées sont présentées ci-dessous. La lettre ‘‘S’’ est ajoutée au nom initial des solveurs de Riemann pour indiquer leur modification, créant ainsi le solveur de Lax-Friedrich LF-S et le solveur HLLC-S.

Option 1 : Décomposition en fonction de la célérité d'onde Dans cette première option, le terme source est décomposé en fonction des célérités d'ondes λ^- et λ^+ :

$$\mathbf{S}_{L0} = \frac{-\lambda^-}{\lambda^+ - \lambda^-} \mathbf{S}_{LR} \quad (3.75a)$$

$$\mathbf{S}_{0R} = \frac{\lambda^+}{\lambda^+ - \lambda^-} \mathbf{S}_{LR} \quad (3.75b)$$

Option 2 : Décomposition centrée Dans cette option, le terme source est décomposé équitablement entre les contributions des mailles de la gauche et de la droite :

$$\mathbf{S}_{L0} = \mathbf{S}_{0R} = \frac{1}{2} \mathbf{S}_{LR} \quad (3.76)$$

Option 3 : Prise en compte sur la maille la plus basse Cette option correspond à celle utilisée dans la reconstruction hydrostatique pour les schémas volumes finis [6] ou Discontinuous Galerkin [23]

$$\mathbf{S}_{L0} = \varepsilon_{LR} \mathbf{S}_{LR} \quad (3.77a)$$

$$\mathbf{S}_{0R} = (1 - \varepsilon_{LR}) \mathbf{S}_{LR} \quad (3.77b)$$

avec

Symbole	Description	Valeur
CFL	Constante CFL	1/3
g	Constante de gravité	9,81 m s ⁻²
L_x	Longueur du domaine dans la direction x	100 m
L_y	Longueur du domaine dans la direction y	100 m
(x_0, y_0)	Coordonnées du centre de l'obstacle	(50m, 50m)
l_x	Longueur de l'obstacle dans la direction x	10 m
l_y	Longueur de l'obstacle dans la direction y	10 m
u_0	Vitesse initiale dans la direction x	0 m s ⁻¹
v_0	Vitesse initiale dans la direction y	0 m s ⁻¹
z_0	Côte initiale du plan d'eau	1,5 m
$z_{b,obs}$	Côte du fond au niveau de l'obstacle	1 m
z_b	Côte du fond	0 m
Δx	Taille caractéristique des mailles dans la direction x	2,5 m
Δy	Taille caractéristique des mailles dans la direction y	2,5 m

TABLEAU 3.10 – Paramètres de la simulation de l'écoulement statique au-dessus d'un obstacle rectangulaire.

$$\varepsilon_{LR} = \begin{cases} 1 & \text{si } z_{b,L} \leq z_{b,R} \\ 0 & \text{si } z_{b,L} > z_{b,R} \end{cases} \quad (3.78)$$

Option 4 : Prise en compte sur la maille la plus haute Une approche symétrique consiste à considérer que le terme source ne va être pris en compte que sur la maille la plus haute. Les équations (3.77a, 3.77b) sont de nouveau utilisées, mais le terme ε_{LR} est ici défini par

$$\varepsilon_{LR} = \begin{cases} 0 & \text{si } z_{b,L} \leq z_{b,R} \\ 1 & \text{si } z_{b,L} > z_{b,R} \end{cases} \quad (3.79)$$

Validation de la méthode sur des cas test

Écoulement bidimensionnel statique sur un obstacle rectangulaire L'objectif de ce test est de vérifier les capacités du schéma proposé à conserver l'équilibre de la solution initialement au repos [9] sur un fond accidenté. Nous avons modélisé l'écoulement dans un domaine carré de 100m de côté. La présence d'un obstacle rectangulaire, de 1 m de haut, au milieu du domaine, engendre une discontinuité de la topographie. Les frontières du domaine sont considérées comme imperméables. La côte initiale de l'eau z_0 est constante sur tout le domaine, et le fluide dans son état initial est au repos *i.e.* les vitesses u_0 et v_0 sont nulles. Les paramètres de cette simulation sont récapitulés dans le Tableau 3.10.

Symbole	Description	Value
CFL	Constante CFL	1/3
g	Constante de gravité	9.81 m s^{-2}
L_x	Longueur du domaine dans la direction x	100 m
L_y	Longueur du domaine dans la direction y	50 m
(x_0, y_0)	Coordonnées du centre de l'obstacle	(0m, 0m)
D_0	Diamètre du cylindre	10 m
u_0	Vitesse initiale dans la direction x	1 m s^{-1}
v_0	Vitesse initiale dans la direction y	0 m s^{-1}
z_0	Côte initiale du plan d'eau	1 m
$z_{b,obs}$	Côte du fond au niveau de l'obstacle	0.5 m
z_b	Côte du fond	0 m
q_{up}	Débit unitaire à l'amont	1 m s^{-1}
h_d	Hauteur à l'aval du domaine	1 m

TABLEAU 3.11 – Paramètres de la simulation de l'écoulement au-dessus d'un obstacle cylindrique.

Les Figures 3.21 et 3.22 montrent les surfaces libres calculées en utilisant le schéma EVR-DG associé aux solveurs LF, HLLC, LF-S et HLLC-S décrits dans la partie précédente. Les quatre options de décomposition de terme source \mathbf{S}_{LR} ont été testées. On peut constater que des oscillations non physiques apparaissent au niveau des discontinuités du fond lorsque nous utilisons les solveurs LF et HLLC associés aux options de décomposition 3 et 4. Les options 1 et 2 sont well-balanced, même sans la modification du solveur de Riemann. On constate bien que l'utilisation des options 3 et 4 avec les solveurs modifiés conduisent à des solutions équilibrées. Les modifications apportées permettent donc de rendre le schéma well-balanced indépendamment de l'option de distribution du terme source choisie.

Écoulement permanent au-dessus d'un obstacle cylindrique Ce cas test étudie l'écoulement en régime permanent au-dessus d'un obstacle cylindrique. Ne possédant pas de solution analytique pour ce cas test particulier, les résultats calculés avec le schéma EVR-DG sont comparés avec les résultats calculés avec un schéma volume fini classique MUSCL well-balanced sur un maillage fin de 320 000 mailles. A l'instant initial, la hauteur d'eau z_0 est considérée constante tout comme les vitesses u_0 et v_0 qui sont imposées nulles. Les conditions initiales sont imposées pour qu'un régime fluvial permanent soit atteint : un débit unitaire constant q_{up} est imposé en entrée et une hauteur d'eau h_{down} est imposée en sortie. Les paramètres de la simulation sont repris dans le Tableau 3.11. Le maillage utilisé pour les simulations est triangulaire et régulier avec des pas d'espace Δx et Δy constants. Les simulations sont réalisées jusqu'à atteindre un régime permanent.

Les Figures 3.23 et 3.24 présentent la surface libre calculée à l'aide du schéma EVR-

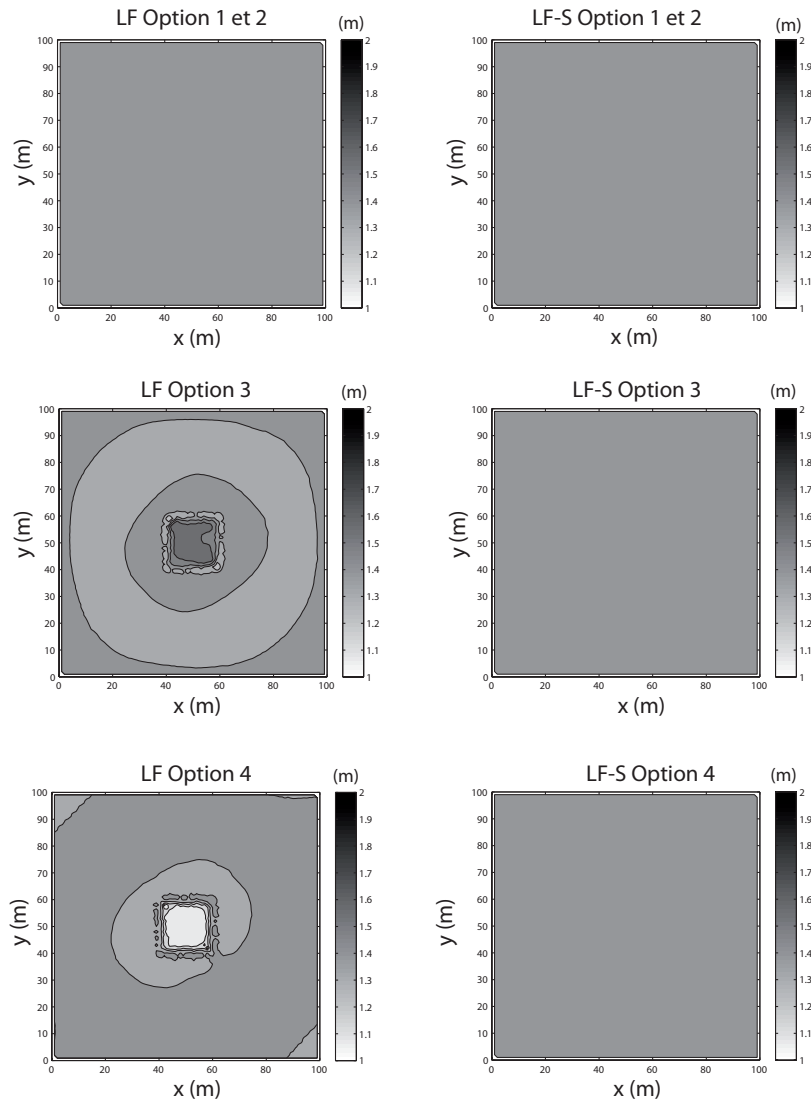


FIGURE 3.21 – Côte de la surface libre lors d'un écoulement statique au-dessus d'un obstacle rectangulaire. A gauche : résultats avec le solveur de Riemann LF classique. A droite : résultats avec le solveur LF-S modifié. L'espace entre les lignes de contour est de 10 cm.

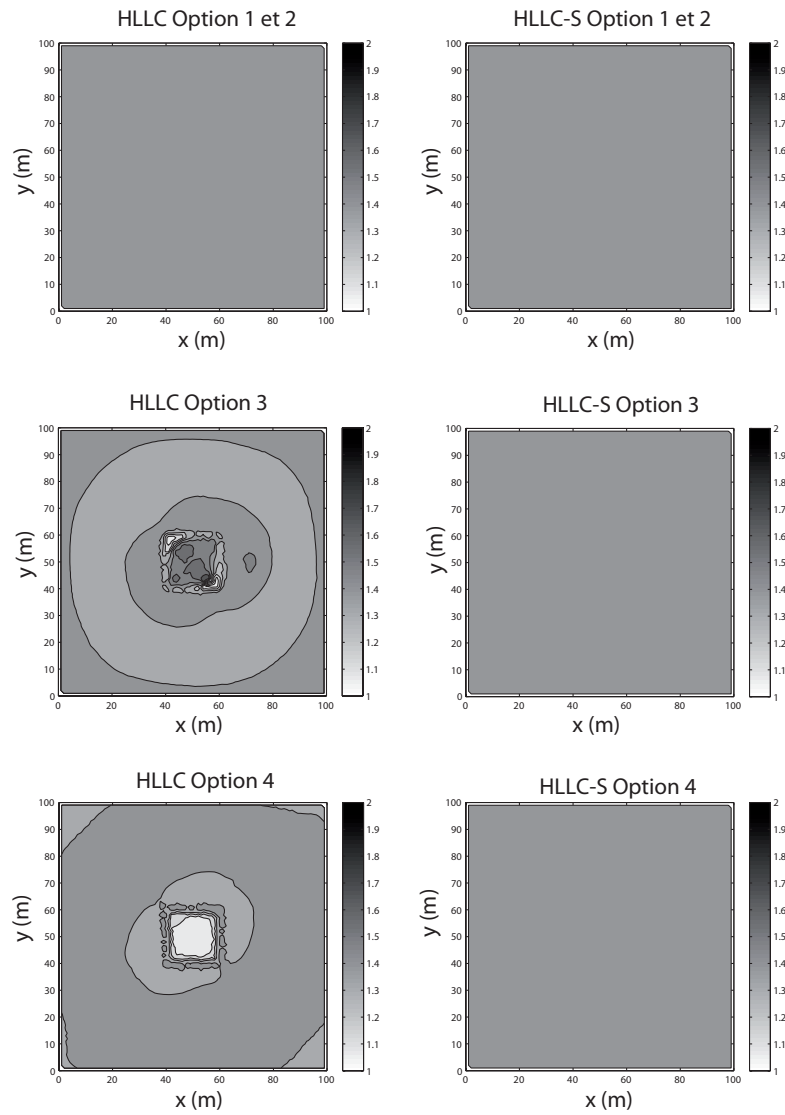


FIGURE 3.22 – Côte de la surface libre lors d'un écoulement statique au-dessus d'un obstacle rectangulaire. A gauche : résultats obtenus avec le solveur de Riemann HLLC classique. A droite : résultats obtenus avec le solveur HLLC-S modifié. L'espaceur entre les lignes de contour est de 10 cm.

DG associé aux solveurs de Riemann LF, HLLC, LF-S et HLLC-S. Les quatre options de décomposition du terme source \mathbf{S}_{LR} ont été testées. Ces figures mettent en évidence les conséquences de la discrétisation du terme source sur les écoulements dynamiques. On observe, comme précédemment, que les résultats obtenus avec les solveurs classiques associés aux options de distribution 3 et 4 ne sont pas satisfaisants. Les hauteurs d'eau calculées au-dessus de l'obstacle ne correspondent pas aux résultats de références, et des structures non-physiques apparaissent à l'aval de l'obstacle. Ces observations sont confirmées par les Figures 3.25 et 3.26. Elles montrent respectivement les profils de hauteur d'eau et les débits unitaires le long de la droite $x = 50\text{m}$. Elles mettent clairement en valeur l'importance du caractère well-balanced d'un code en régime permanent : en plus de calculer des hauteurs d'eau erronées au niveau des discontinuités, le calcul des débits unitaires et donc des vitesses sont significativement différentes de celles de référence. Ce test permet enfin de vérifier que pour ce cas particulier, la modification du solveur améliore le calcul de la solution lors d'un écoulement dynamique, car le schéma proposé est well-balanced quelle que soit l'option de décomposition choisie.

Bilan

Cette partie présente une méthode pour rendre well-balanced un schéma aux éléments finis discontinus. L'approche présentée précédemment propose de prendre en compte l'influence des termes sources dans le calcul des flux numériques. Il a fallu pour cela ré-écrire le système d'équations en considérant que l'effet de la pente sur l'écoulement et donc des termes sources a lieu à l'interface entre deux cellules. Chaque maille est alors considérée avec un fond plat. Cette démarche fait intervenir un nouveau problème de Riemann qui prend en compte le terme source à l'interface. Il est résolu en utilisant des relations de saut modifiées, ce qui conduit à l'élaboration de nouveaux solveurs de Riemann de Lax Friedrich et HLLC. Ces nouveaux solveurs sont appelés LF-S et HLLC-S. Les résultats obtenus sur des cas test statiques et dynamiques montrent que l'utilisation de ces solveurs donne au schéma utilisé le caractère well-balanced, et ce quelle que soit la méthode de distribution du terme source choisie.

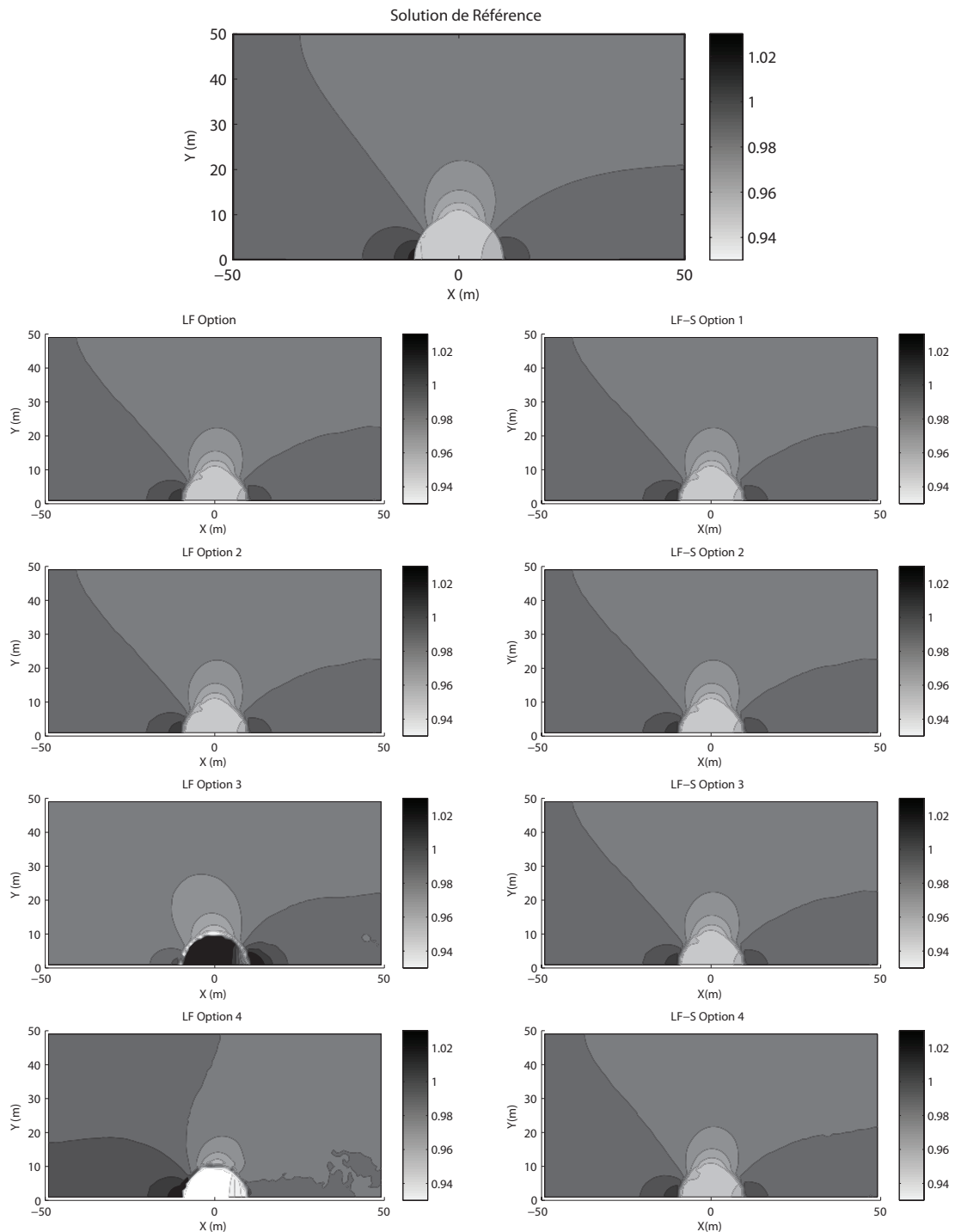


FIGURE 3.23 – Côte de la surface libre lors d'un écoulement au-dessus d'un obstacle cylindrique. A gauche : en utilisant le solveur de Riemann LF classique. A droite : en utilisant le solveur LF-S modifié. L'espace entre les lignes de contour est de 10 cm.

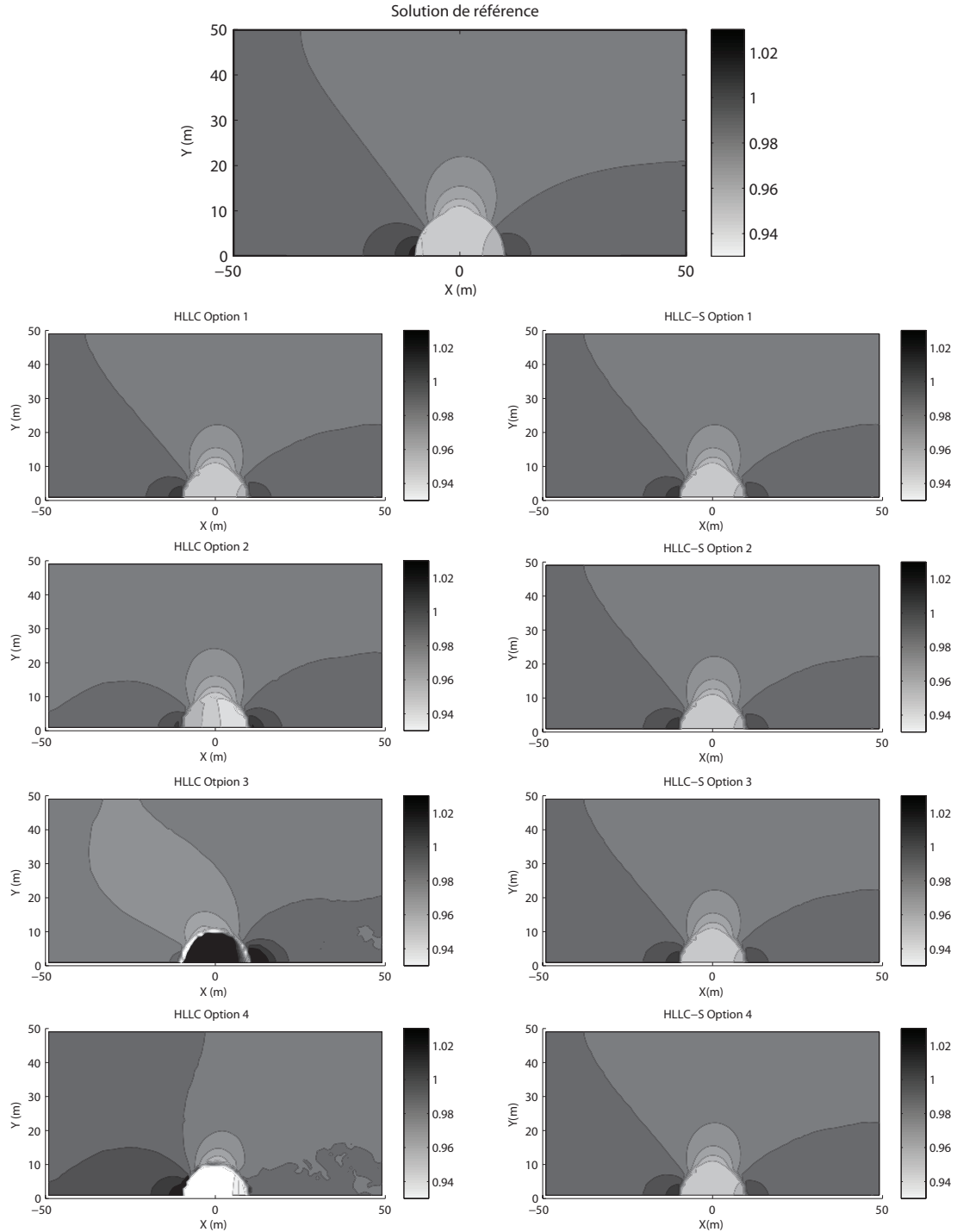


FIGURE 3.24 – Côte de la surface libre lors d'un écoulement au-dessus d'un obstacle cylindrique. A gauche : en utilisant le solveur de Riemann HLLC classique. A droite : en utilisant le solveur HLLC-S modifié. L'espacement entre les lignes de contour est de 10 cm.

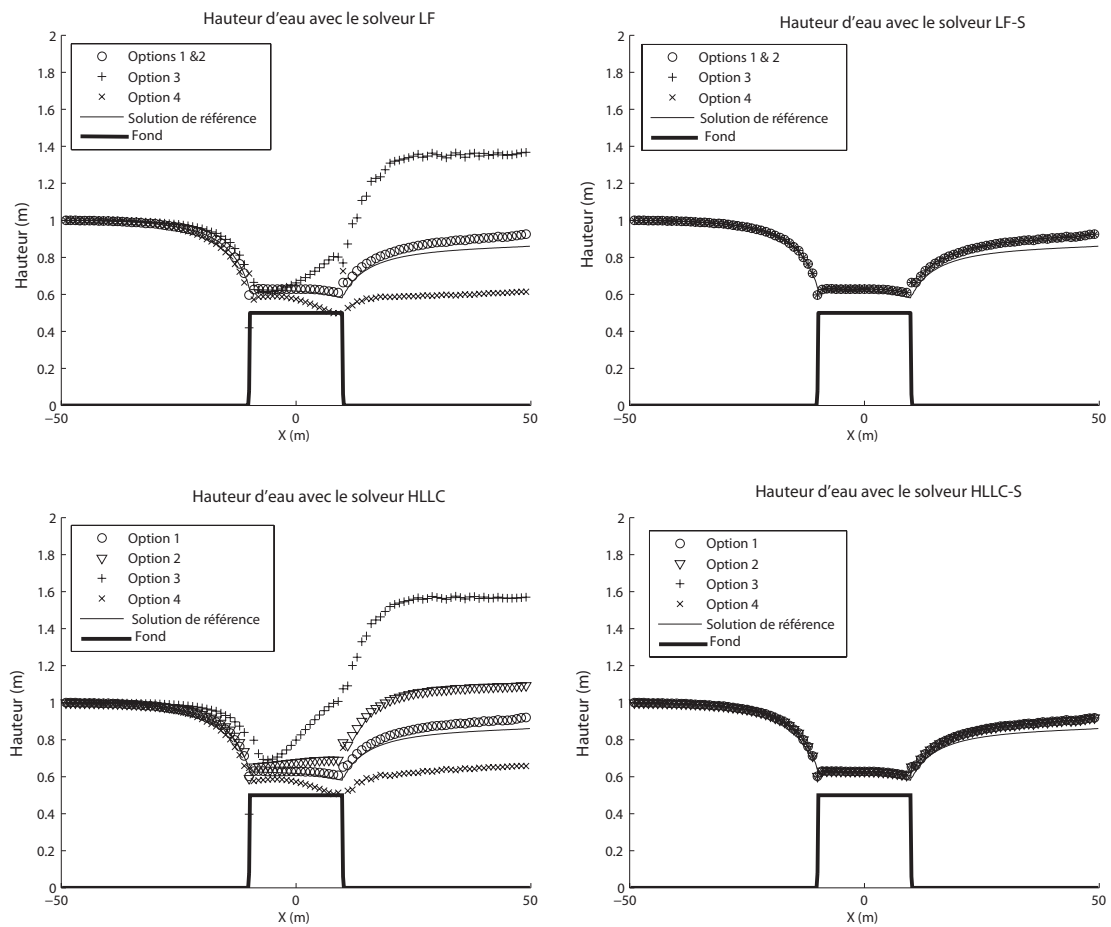


FIGURE 3.25 – Profils des hauteurs d'eau le long de la droite $x = 50$ m. En haut : résultats obtenus à l'aide des solveurs LF et LF-S. En bas : résultats obtenus à l'aide des solveurs HLLC et HLLC-S.

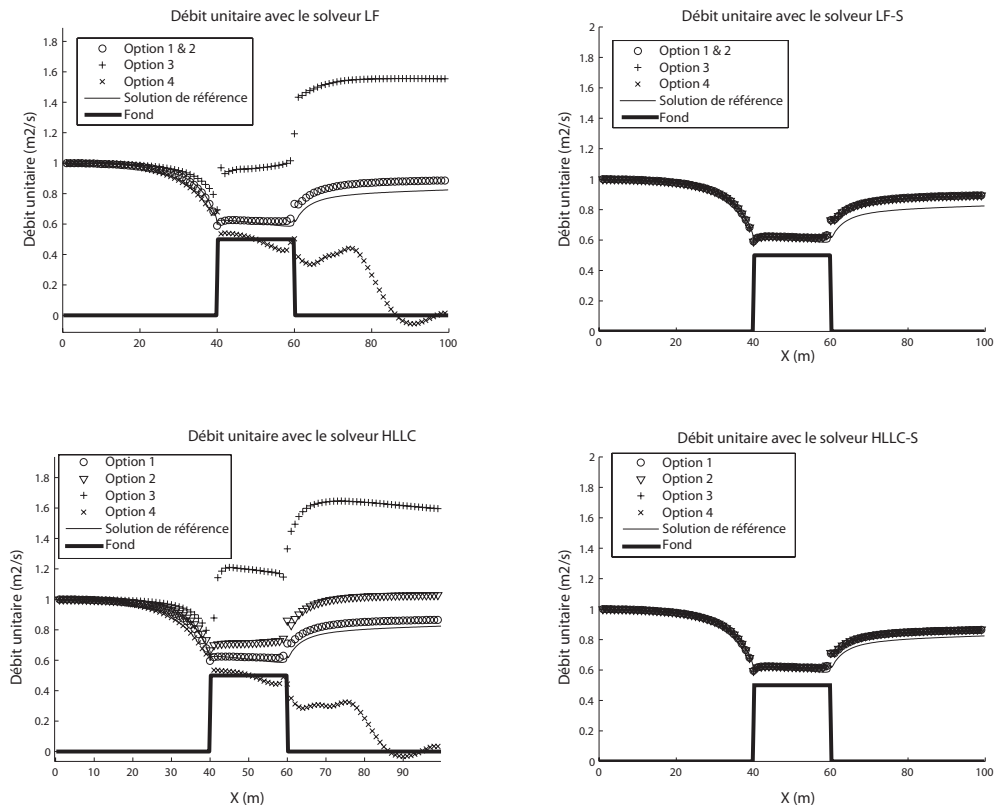


FIGURE 3.26 – Profils des débits unitaires dans la direction x le long de la droite $x = 50\text{m}$. En haut : résultats obtenus à l'aide des solveurs LF et LF-S. En bas : résultats obtenus à l'aide des solveurs HLLC et HLLC-S.

3.3. APPLICATION DU NOUVEAU CODE À UN CAS RÉEL DE LA VALLÉE DE TOCE¹²⁹

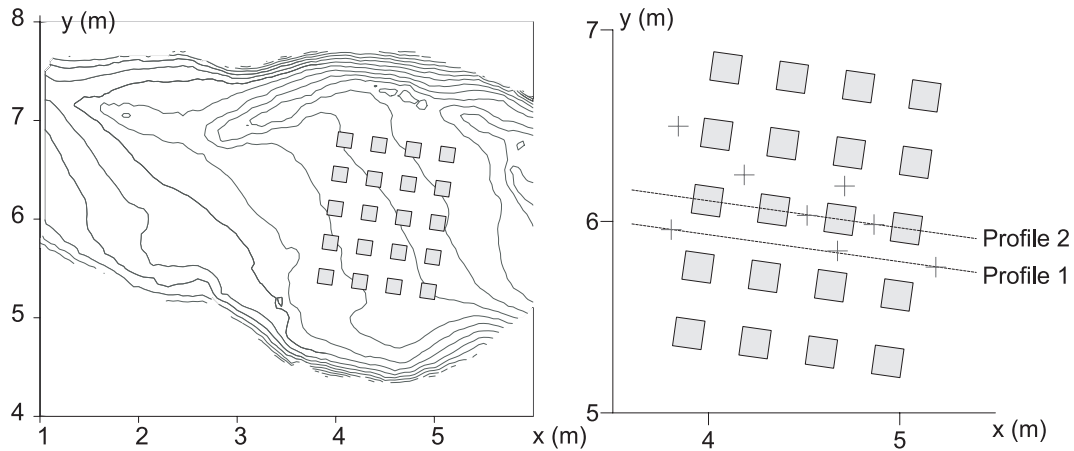


Figure 3.27: Gauche : topographie de la vallée expérimentale de Toce avec des lignes de niveau de 0,01m. Droite : schéma des coupes longitudinales et des points de mesures.

3.3 Application du nouveau code à un cas réel de la vallée de Toce

Les améliorations présentées dans la partie précédente visaient à obtenir un outil numérique capable de modéliser un cas réel d'inondation extrême en milieu urbain. Elles ont données naissance à un nouveau code de calcul, baptisé par l'équipe Neptune 2D. Ce dernier résout les équations de Barré de Saint Venant 2D avec un schéma EVR-DG. L'utilisation de nouveaux solveur de Riemann, LF-S et HLLC-S, rendent cet outil well-balanced. La limitation de pente, nécessaire pour tout schéma d'ordre élevé, est réalisée à l'aide du limiteur présenté dans cette thèse. Afin de valider l'utilisation du code sur une configuration réelle, nous avons simulé les écoulements dans un cas réel complexe en régime fortement transitoire.

La simulation réalisée est l'inondation, suite à une rupture de barrage, de la vallée de Toce en Italie. Les résultats expérimentaux ont été obtenus sur un modèle réduit de la vallée, construit au CESI (Centre Electrotechnique Expérimental Italien) dans le cadre du projet européen Impact². Afin d'observer les conséquences d'une rupture de barrage sur une ville, des blocs carrés de 15 cm de côté ont été installés dans la vallée. Différentes sondes de hauteur d'eau ont été placées sur le dispositif expérimental et sont représentées sur la Figure 3.27. La rupture de barrage a été simulée par une injection à l'amont de l'hydrogramme ayant un maximum de 10 l/s. Plus d'informations sur le dispositif expérimental et sur les résultats expérimentaux sont disponibles dans l'article [105].

². Toutes les études et les conclusions du projet IMPACT sont disponibles sur le site internet <http://www.impact-project.net/default.htm> (date d'accès : 01/09/2012)

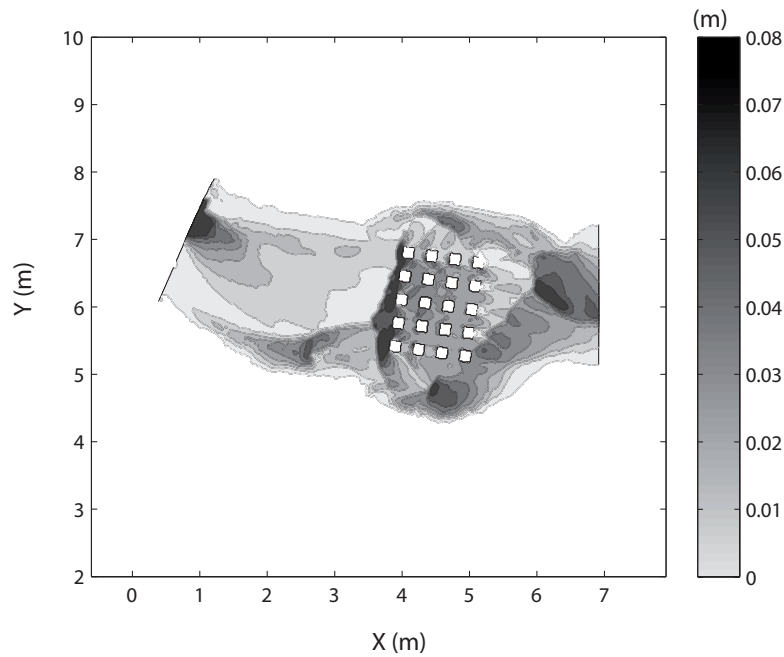


FIGURE 3.28 – Hauteur d'eau calculée avec EVR-DG associée avec le solveur HLLC-S à $t=20s$.

Les simulations numériques ont été réalisées avec le nouveau code de calcul Neptune 2D sur un maillage non structuré de 30 000 mailles triangulaires. La solution numérique de la hauteur d'eau est représentée sur la Figure 3.28.

Les résultats sont qualitativement corrects. Expérimentalement, la ville représente un obstacle à l'écoulement torrentiel observé dans la vallée. Un ressaut se crée donc directement à l'amont de la ville, lié à un ralentissement brutal de l'écoulement dû à la présence des immeubles. Inversement, à l'aval de la zone urbaine, le passage de la ville à la vallée va agir sur l'écoulement comme un élargissement brusque. L'écoulement est donc rapidement accéléré, ce qui se traduit expérimentalement par une diminution des hauteurs d'eau, avec un passage de l'écoulement en fluvial. Toutes ces observations sont qualitativement reproduites par le code de calcul.

Les mesures ponctuelles de hauteur d'eau permettent une comparaison quantitative. La Figure 3.29 représente ainsi les hauteurs d'eau mesurées sans le modèle réduit à l'instant $t = 20s$ avec les résultats numériques calculés au même instant. Les résultats sont satisfaisants le long du profil 1, notamment pour les deux premiers points de mesures. Les écarts entre le numérique et l'expérimental sont comparables aux incertitudes de mesure près. L'écart à

l'aval, de l'ordre du centimètre, est de l'ordre de 100%. Cet écart est d'autant plus important que dans cette zone, les hauteurs d'eau sont faibles. Le long du second profil, les écarts calculés sont de l'ordre de 50 % pour le premier point de mesure, et de 15% pour le second. On notera cependant que dans ce profil les incertitudes de mesures sont plus importantes.

Le code de calcul développé est donc en mesure de simuler des écoulements complexes et fortement transitoires tels que des ruptures de barrage sur une topographie réelle. Les résultats numériques obtenus sont satisfaisants :

- qualitativement, les structures observées à l'amont et à l'aval de la zone urbaine sont bien observées ;

- quantitativement, une majorité des écarts avec l'expérience est inférieure au centimètre (soit un écart relatif d'environ 10%). Des écarts plus importants ont cependant été observés, à l'aval de la zone urbaine ainsi que dans certaines rues transverses. Ces écarts montrent peut-être les limites des équations résolues dans ces zones d'écoulement. En effet, les erreurs de résolution numérique liées au schéma s'ajoutent aux erreurs liées au choix du modèle mathématique résolu. Les modélisations de l'écoulement à l'aide des équations de Barré de Saint-Venant ou des pertes de charge avec une loi de Strickler reposent sur certaines hypothèses et approximations. Toute la physique complexe des phénomènes observés n'est donc pas entièrement contenue dans ces équations. Dès lors, leur résolution même exacte ne sera qu'une approximation de la réalité.

D'autres expériences sont nécessaires pour déterminer le domaine de validité des équations de BSV 2D dans le cadre de notre problématique.

3.4 Conclusion

Un nouveau schéma aux éléments finis discontinus, baptisé dans sa version finale Neptune 2D, a été mis au point pour résoudre les équations de Barré de Saint-Venant 2D. Le schéma repose sur la méthode de Cockburn et Shu [19] et sur sa mise en place par Ghostine [30] durant sa thèse. Plusieurs modifications lui ont été apportées afin de l'optimiser en vue de la modélisation des écoulements dans le pilote inondation urbaine. A la suite des investigations présentées précédemment et des premiers résultats numériques obtenus, le nouveau code se différencie par des choix de programmation afin de faire face aux singularités des écoulements en milieu urbain :

- le code a été écrit en Fortran, ce qui a permis de diviser le temps de calcul par 30.
- le nouveau limiteur présenté dans la Partie 3.2.2 a été préféré au limiteur de Cockburn et Shu. Les premiers résultats numériques suggèrent que ce limiteur, plus adapté aux écoulements à surface libre, est plus simple que le limiteur de Cockburn dans son principe

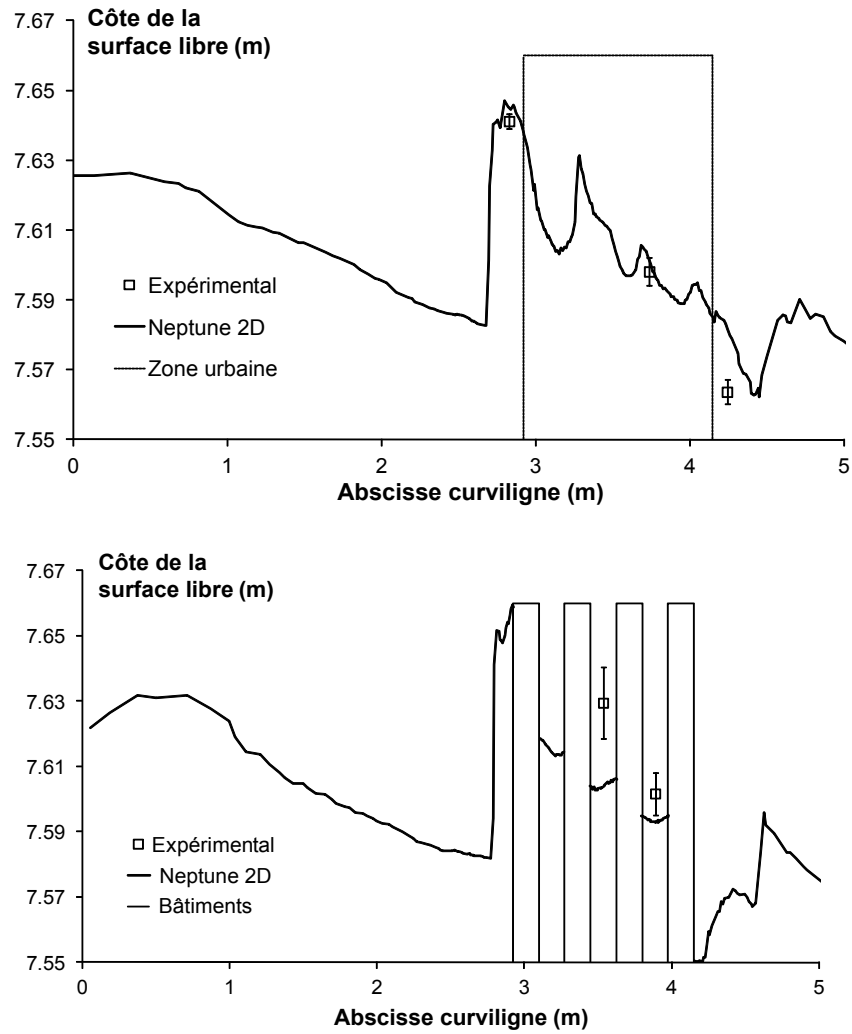


FIGURE 3.29 – Comparaison entre les hauteurs d'eau mesurées et les hauteurs d'eau expérimentales sur le cas test de vallée de Toce.

- de fonctionnement. Il s'avère qu'il est avant tout plus précis et deux fois plus rapide ;
- la méthode de Gauss pour l'intégration des flux sur les interfaces a été préférée. En effet, l'exploration de nouvelles méthodes d'approximation de l'intégrale (voir Partie 3.2.3) des flux numériques n'a pas permis de proposer une approche aussi efficace que l'approximation de Gauss. Une étude plus approfondie de l'intégration analytique pourrait conduire à des résultats plus satisfaisants et à un nouveau schéma d'ordre plus élevé.
 - la discrétisation temporelle *EigenVector Reconstruction* a été choisie pour remplacer la discrétisation classique de Runge Kutta. Cette méthode, présentée dans la Partie 3.2.4, repose sur une discrétisation temporelle du premier ordre, associée à une reconstruction d'un problème de Riemann Equivalent. Les avantages de cette approche sont doubles : (1) elle permet un gain de temps non négligeable sur de longues simulations puisqu'elle est 1,6 fois plus rapide qu'un schéma RK classique tout en conservant le même degré de précision, (2) elle permet la gestion des mailles sèches et d'écoulement sur fond sec, phénomènes *a priori* fréquents dans les inondations urbaines. En effet, la méthode fait intervenir une reconstruction des grandeurs physiques contournant la division usuelle par la hauteur d'eau h qui conduit, lorsque la hauteur d'eau sur une cellule est nulle, à la divergence du schéma numérique. Le schéma EVR-DG est donc plus stable que le schéma RKDG classique.
 - la prise en compte des termes sources lors du calcul des flux numériques. Cette approche, présentée dans la Partie 3.2.5, a permis la mise en place d'un schéma dit *well-balanced*, et ce quels que soient les choix du programmeur sur la distribution des termes sources. Le calcul équilibré des flux à l'aide des nouveaux solveurs de Riemann, appelés LF-S et HLLC-S, élimine les oscillations non physiques qui peuvent se développer au repos sur un fond irrégulier, ainsi que le calcul erroné de hauteurs d'eau ou de débits unitaires lors de la modélisation d'un écoulement au-dessus d'un obstacle.

Les différents cas test présentés ici ont permis de vérifier la bonne résolution des équations de Barré de Saint-Venant 2D à l'aide d'un schéma aux éléments finis discontinus, *well-balanced*, d'ordre élevé et en mesure de gérer les mailles sèches. Les chapitres suivants vont cependant essayer d'évaluer et de valider l'utilisation de ce schéma par la comparaison avec des résultats expérimentaux obtenus sur un modèle réduit d'un quartier urbain.

Chapitre 4

Etude expérimentale

Sommaire

4.1	Dispositif expérimental	138
4.1.1	Cadre de l'étude	138
4.1.2	Similitudes	140
4.1.3	Construction du pilote inondation	144
4.1.4	Instrumentation et incertitudes	149
4.1.5	Présentation des conditions expérimentales	158
4.2	Reproductibilité des expériences	161
4.2.1	Reproductibilité des hauteurs d'eau	161
4.2.2	Reproductibilité de la répartition des débits	161
4.3	Description du régime hydraulique observé	164
4.3.1	Nombre de Froude indépendant des débits injectés	164
4.3.2	Répartition des débits indépendante des débits injectés	165
4.3.3	Champ de hauteur fonction des débits injectés	170
4.3.4	Pertes de charge singulières	180
4.3.5	Résumé sur les caractéristiques du régime d'écoulement pour une injection symétrique	182
4.4	Influence des conditions à l'amont sur les écoulements	184
4.5	Perspectives	188
4.6	Conclusion	191

Symbole	Description	Unité
Fr	Nombre de Froude	\emptyset
h	Hauteur d'eau	m
h^*	Hauteur d'eau normalisée	\emptyset
K_s	Coefficient de Strickler	$m^{-1/3}.s^{-1}$
λ_l	Échelle du plan	\emptyset
λ_h	Échelle des hauteurs	\emptyset
λ_v	Échelle des vitesses	\emptyset
λ_q	Échelle des débits	\emptyset
ϕ_{ouest}	Part du débit injecté sur la face Ouest	%
Q_{tot}	Débit total injecté dans le pilote	m^3/h
R	Coefficient de régression	\emptyset
R_h	Rayon hydraulique	m
S_f	Pente de la ligne des frottements	\emptyset
u	Incertitudes de mesure	m ou m^3/h

L'étude bibliographique (Chapitre 2) a mis en avant la complexité des phénomènes observés aux jonctions, bifurcations et carrefours entre deux rues. Elle a souligné le peu de résultats expérimentaux disponibles pour décrire ces écoulements. Ces derniers sont ainsi mal connus et aucun modèle complet n'a encore été mis au point pour prévoir les écoulements en fonction des conditions hydrodynamiques et de la géométrie du carrefour étudié. Le Tableau 4.1, qui résume l'étude bibliographique sur les jonctions, montre que les interactions entre plusieurs carrefours ne sont pas encore connues, tout comme l'influence des structures tridimensionnelles sur les caractéristiques globales du carrefour (comme la distribution des débits). Les études expérimentales sur les réseaux de carrefours qui constituent un quartier urbain sont en effet très peu nombreuses. Cela rend impossible toute étude des phénomènes à l'échelle globale du quartier et de la rue, ainsi que la compréhension des structures et mécanismes hydrauliques qui se mettent en place dans de telles situations. De plus, les données expérimentales sont nécessaires pour valider l'utilisation des outils informatiques ainsi que pour définir leur domaine de validité.

Phénomènes connus et observés	Ce qui reste à étudier
Description de structures hydrauliques (zone de recirculation, zone d'écoulement contracté, etc.)	Caractérisation de leur taille en fonction de la géométrie et des conditions aux limites
Description des écoulements dans un carrefour unique	Interaction entre les carrefours dans un réseau de carrefours
Présence d'écoulements hélicoïdaux	Influence des écoulements hélicoïdaux à l'amont sur la répartition des débits
Répartition empirique des débits pour un carrefour à 4 branches pour des canaux à 90° et de même largeur	Modèle de répartition des débits fonction de la géométrie et des conditions aux limites
Écoulements tridimensionnels	Effets sur la distribution des pressions et sur la répartition des débits

TABLE 4.1 – Résumé sur les points clés de l'étude des écoulements dans les carrefours.

Face à l'importance que revêt l'expérimental, le laboratoire, aidé par la région Alsace, a investi dans un modèle réduit d'un quartier urbain, instrumenté afin de recueillir un maximum d'informations sur ces écoulements. Cet outil a été baptisé *pilote inondation*. Ce chapitre a pour objectif :

- la description détaillée du pilote expérimental, de son fonctionnement, des dispositifs de mesure et des incertitudes associées ;
- la description des phénomènes hydrauliques observés lors des études préliminaires réalisées sur le modèle réduit ;
- la présentation des résultats expérimentaux obtenus sur le quartier expérimental qui

- serviront, pour la suite de ce travail de thèse, de référence pour comparer et valider l'utilisation des codes de calcul ;
- la proposition de perspectives expérimentales pour approfondir ces résultats préliminaires.

4.1 Dispositif expérimental

Le Tableau 2.6 résume les études réalisées par le passé à l'échelle du quartier. Elles nous ont permis de définir le cadre du dispositif expérimental construit au laboratoire et baptisé *pilote inondation*. Afin de représenter un quartier classique, la géométrie utilisée lors du projet Rives a été reproduite. Conçue lors du projet Hy²Ville, elle ne correspond pas à une ville ou à un quartier en particulier, mais à un quartier européen “moyen”, caractérisé par des angles de jonction différents ainsi que des rues de largeurs variables. Le quartier urbain étudié a une superficie de 1 km × 1 km. Il est constitué de 64 blocs imperméables, séparés par des rues de largeurs variables (Figure 4.1). La taille du modèle réduit est de 5 m × 5 m, soit une échelle de 1/200.

Quatorze rues traversent le quartier. Sept rues, nommées de A à G, sont orientées du Nord vers le Sud. Sept rues, nommées de 1 à 7, sont orientées de l'Ouest vers l'Est. Les rues ont globalement une largeur de 5 m, exceptées les rue 4,C et F qui ont une largeur de 12,5 m. Les coordonnées de chaque îlot sont fournies dans l'Annexe 7.5 et seront bientôt disponibles sur le site internet du laboratoire.

La gestion problématique des conditions aux limites à l'amont (Tableau 2.2) a été résolue par l'installation de quatorze pompes indépendantes contrôlant chaque débit entrant. Un banc de déplacement situé au dessus du quartier permet les mesures, de manière automatisée, des hauteurs d'eau en tout point du pilote. La mesure des vitesses est prévue, mais n'a pas pu être installée durant cette thèse. Un dispositif de mesure des débits en sortie a été mis en place, et est présenté plus en détail dans la Partie (4.1.4).

Les caractéristiques principales de ce dispositif expérimental sont décrites en détail dans la suite de cette partie.

4.1.1 Cadre de l'étude

Les crues en ville étant des phénomènes extrêmement complexes, nous ne pouvions pas reproduire en laboratoire toutes les caractéristiques des inondations en milieu urbain présentées précédemment dans le Chapitre 1. Cette étude est donc encadrée par les hypothèses suivantes :

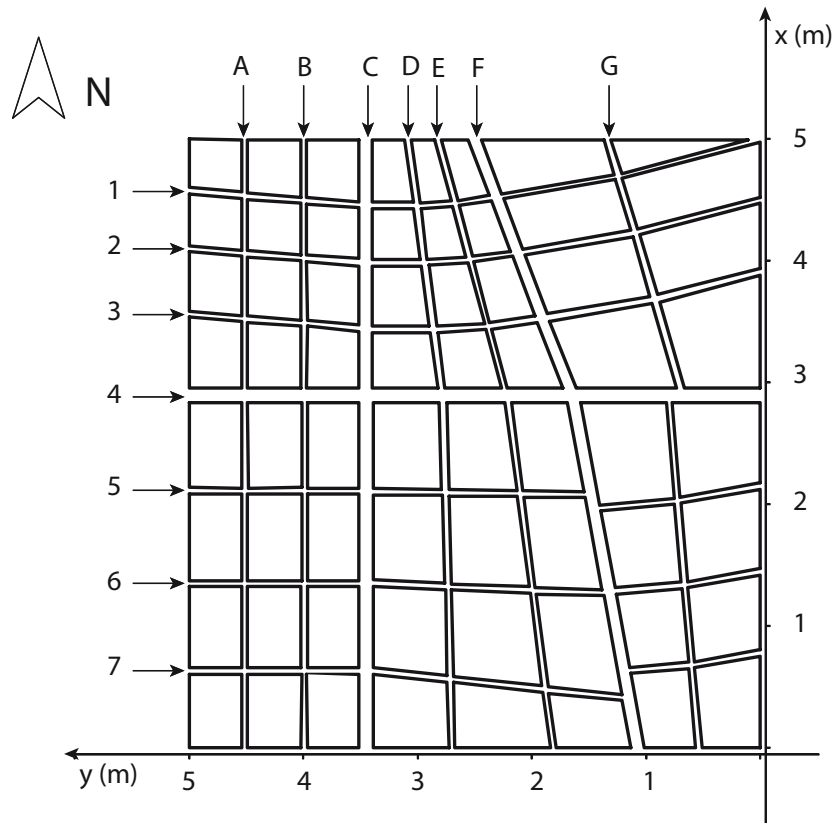


FIGURE 4.1 – Description du pilote inondation. En haut : photo d'ensemble. En bas : schéma et appellation des rues.

- les évènements étudiés sont extrêmes. Les débits en jeu sont tels que les écoulements dans les réseaux souterrains sont considérés comme négligeables par rapport aux écoulements en surface. Le réseau n'est donc pas modélisé ;
- les blocs d'immeubles sont considérés comme imperméables. L'eau s'écoule dans les rues. Il n'y aura pas de zone d'eaux mortes ou de stockage, liée à la présence de jardin dans les zones pavillonnaires. Le quartier virtuel est donc un quartier fortement urbanisé comme on pourrait trouver en centre ville ;
- l'eau ne transporte aucun débris. Les embâcles ne sont pas pris en compte.

4.1.2 Similitudes

Afin de valider les caractéristiques du pilote inondation, une analyse des similitudes a été réalisée.

Rapport géométrique

Le quartier virtuel, élaboré dans le cadre du projet Hy²Ville [67, 66], s'étend sur une surface de 1 km par 1 km. Les rues les plus étroites mesurent alors 10 mètres de large, les artères mesurent 25 m de large. Le modèle réduit construit en laboratoire est à l'échelle 1/200. Le rapport entre les largeurs des rues et la largeur du quartier est conservé. Nous définissons alors l'échelle du plan par

$$\lambda_l = \frac{l_m}{l_M} = \frac{1}{200} = 0,005 \quad (4.1)$$

avec l_m la largeur du modèle réduit et l_M la largeur dans la réalité.

Nous avons donc choisi d'imposer un échelle verticale de 1/20. En effet, pour des raisons de précision de mesure, il n'était pas possible de conserver la même échelle géométrique en altitude. Une hauteur d'eau extrême de 3 m, comme observée à Nîmes en 1988, aurait alors conduit à des hauteurs d'eau dans le modèle réduit de 1,5 cm. Cependant, une telle hauteur maximale dans le pilote sous-entend des hauteurs bien inférieures dans certaines zones de recirculation ou d'accélération de l'écoulement. Pour des hauteurs d'eau inférieures à 1 cm, les imprécisions de mesure de la hauteur d'eau entraînent alors des incertitudes relatives beaucoup trop importantes sur tout le pilote inondation (Partie 4.1.4). De plus, des hauteurs d'eau trop faibles peuvent entraîner des nombres de Reynolds trop faibles pour considérer que la similitude, en terme de turbulence, soit respectée. Ainsi une hauteur h_M dans la réalité de 3 m correspond à une hauteur h_m dans le modèle réduit de 0,15 m. Nous définissons donc

$$\lambda_h = \frac{h_m}{h_M} = \frac{1}{20} = 0,05 \quad (4.2)$$

Le rapport de distorsion entre les deux échelles est de 10. Les conséquences de ces choix

doivent être évaluées expérimentalement. En effet, l'influence de la hauteur d'eau sur les écoulements n'est pas connue : il est *a priori* possible qu'une hauteur d'eau importante privilégie le développement de phénomènes tridimensionnels dans les carrefours et modifie les mécanismes de répartition des débits. Pour cela, les expériences préliminaires font intervenir des hauteurs d'eau très différentes pour évaluer l'influence du rapport géométrique h/l sur les écoulements. Ce dernier va ainsi varier entre 1/3 (ratio réaliste observable) à 2 (ratio non observé dans la réalité).

En définissant l'échelle des vitesses comme le rapport entre les célérités des ondes dans le modèle réduit et les célérités des ondes dans la réalité, on aura

$$\lambda_v = \frac{v_m}{v_M} = \frac{\sqrt{gh_m}}{\sqrt{gh_M}} = \sqrt{\lambda_h} \simeq 0,22 \quad (4.3)$$

avec v_m et v_M les vitesses respectivement dans le modèle réduit et dans la réalité.

Le ratio des débits λ_Q devient alors

$$\lambda_Q = \frac{Q_m}{Q_M} = \frac{v_m h_m l_m}{v_M h_M l_M} = \lambda_l \lambda_h \lambda_v = 5,5 \cdot 10^{-5} \quad (4.4)$$

avec Q_m et Q_M les débits respectivement dans le modèle réduit et dans la réalité.

Nous considérons que les évènements les moins extrêmes simulés dans le quartier expérimental correspondent à des hauteurs d'eau de $h_M = 0,2\text{m}$ associés à des vitesses de 1 m/s. Cela correspond à un débit de $2\text{ m}^3/\text{s}$ dans les petites rues et d'environ $5\text{ m}^3/\text{s}$ dans les artères. Cela revient à imposer dans le modèle réduit, d'après l'échelle des débits, un débit d'environ $0,5\text{ m}^3/\text{h}$ dans les rues et de $1,25\text{ m}^3/\text{h}$ dans les artères. De tels débits injectés à l'amont de chacune des rues conduisent à un débit total injecté dans le quartier $Q_{tot} = 10\text{ m}^3/\text{h}$.

Considérons maintenant le cas extrême avec les débits les plus importants. Mignot et al. ont présenté une étude sur les inondations de Nîmes en 1988 [73]. Ils décrivent une crue extrêmement rare, avec une période de retour estimée entre 150 et 250 ans avec des hauteurs de 3m et des débits moyens dans les rues en sortie aux alentours de $17\text{ m}^3/\text{s}$. Certains débits en sortie peuvent atteindre $50\text{ m}^3/\text{s}$. On suppose comme réaliste la situation où chaque petite rue véhicule un débit de $20\text{ m}^3/\text{s}$ et les artères un débit de $50\text{ m}^3/\text{s}$. De tels débits peuvent être injectés dans le quartier expérimental en imposant des débits de $5\text{ m}^3/\text{h}$ dans les rues et $12,5\text{ m}^3/\text{h}$ dans les artères. De tels débits injectés à l'amont de chacune des rues conduisent à un débit total injecté dans le quartier $Q_{tot} = 100\text{ m}^3/\text{h}$.

Les résultats hydrauliques obtenus sur un modèle réduit peuvent être transposables à l'échelle réelle si la similitude en terme de nombre de Froude est respectée et si le nombre de Reynolds dans le modèle réduit est suffisamment important pour que les forces de viscosité soient négligées par rapport aux forces d'inertie [7, 69]. Le calcul de ces différentes grandeurs adimensionnelles est présenté ci-dessous.

Nombre de Froude

Le nombre de Froude est une grandeur adimensionnelle qui permet de comparer l'importance des forces d'inertie par rapport aux forces de gravité. Lorsque les forces de gravité sont prédominantes, des ondes gravitaires peuvent se mettre en place, et se propager de l'aval vers l'amont. L'aval va donc en partie contrôler les écoulements : nous sommes alors en régime fluvial. Lorsque que les forces d'inertie sont prédominantes, les ondes se propagent uniquement de l'amont vers l'aval. L'aval n'a dès lors *a priori* aucune influence sur l'écoulement. Nous sommes alors en régime torrentiel.

La similitude du nombre de Froude permet de préserver le même rapport entre ces deux forces à différentes échelles, et donc de préserver la manière dont se propage l'information dans l'écoulement. Les crues classiques observées en milieu urbain peuvent avoir des nombres de Froude très variables compris entre 0 et 7 (comme étudié par Mignot dans [71]) en fonction du type de la crue, et surtout du phénomène qui l'a générée, de la topographie du terrain *etc.* Les simulations réalisées dans le cadre de la thèse sur le modèle réduit ont généralement un nombre de Froude inférieur à 0,4 en condition amont pour un nombre de Froude supérieur ou égale à 1 en sortie, imposé par la chute libre. Sur l'ensemble du pilote, l'écoulement est donc globalement en régime fluvial, avec des passages locaux en régime torrentiel. Les expériences réalisées durant cette thèse sont donc en similitude en nombre de Froude avec des écoulements typiquement fluviaux qui peuvent être observés dans le cas de crues par débordement de cours d'eau. Les expériences ne se placent donc pas dans un cas d'écoulements torrentiels classiquement observés lors d'orages ou de pluies extrêmes, faisant intervenir des temps caractéristiques beaucoup plus courts.

Conservation du nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est une grandeur adimensionnelle correspondant au rapport entre les phénomènes convectifs et les phénomènes diffusifs dans un écoulement. Il est défini par $Re = \frac{u \cdot d}{\nu}$ avec u la vitesse caractéristique de l'écoulement, d la taille caractéristique de l'écoulement et ν la viscosité dynamique de l'eau. Il est un indicateur de l'état turbulent de ce dernier. En effet, lorsque l'effet diffusif de la viscosité domine, l'écoulement est laminaire. Inversement, dès que les phénomènes convectifs deviennent majoritaires, l'écoulement devient

turbulent (on considère en général que le seuil de turbulence est situé vers 4000). En considérant les grandeurs caractéristiques des variables d'écoulement, on obtient un nombre de Reynolds de l'ordre de 10^5 dans le modèle réduit, contre 10^7 dans le quartier virtuel. Le seuil de turbulence est donc clairement franchi dans les deux cas. L'effet de la turbulence sur les écoulements sera donc *a priori* comparable aux deux échelles.

4.1.3 Construction du pilote inondation

Tout le cycle de l'eau dans le prototype est résumé sur les Figures 4.2 et 4.3. Le débit est injecté dans le quartier par les faces Nord et Ouest par 14 pompes volumétriques. L'eau s'évacue du dispositif par une chute libre sur les faces Est et Sud (Figure 4.4). L'eau évacuée est ensuite acheminée dans des canaux équipés de seuils (Figure 4.4). Cette particularité permet la mesure, en régime permanent, du débit en sortie dans chacune des rues à partir d'une simple mesure de hauteur d'eau, réalisée par des capteurs à ultrasons dans les canaux de sortie. Chaque canal de mesure du débit déverse l'eau dans le réservoir de stockage, auquel sont raccordées les pompes volumétriques. Le système fonctionne donc en circuit fermé. Installé sur une structure de profilés en aluminium, la pente globale du pilote est ajustable, entre 0 et 2 % dans les deux directions Nord-Sud et Ouest-Est. Cette particularité rend possible l'étude d'écoulement en régime fluvial et torrentiel.

Les îlots imperméables représentant les blocs du quartier sont construits en plexiglas. Leur forme et leur positionnement sont mesurés au millimètre près. Ils sont fixés sur une plaque en plexiglas. Cette dernière n'est pas parfaitement plane et subit des déformations liées notamment aux effets de la température. Toutes ces variations sont difficiles à mesurer et à prendre en considération car elles évoluent dans le temps. Elles sont estimées de l'ordre à quelques millimètres, mais ne sont pas prises en considération dans cette thèse.

Les différents éléments intervenant dans la gestion du pilote sont présentés dans les paragraphes suivants.

Les pompes volumétriques

Chaque rue est alimentée par une pompe volumétrique, commandée depuis un automate. Deux types de pompe sont installés en fonction de la largeur de la rue alimentée :

- les Seepex BN 10 - 6L alimentent les “petites rues”. Elles ont un débit maximal de $15 \text{ m}^3/\text{h}$;
- les Seepex BN 30 - 6LT alimentent les “grandes rues”. Elles ont un débit maximal de $30 \text{ m}^3/\text{h}$.

Dans la pompe, l'eau est mise en mouvement par une vis excentrée. Les pompes et leur principe de fonctionnement sont représentés sur la Figure 4.5. La rotation de la vis excentrée associée à la forme particulière de l'élastomère entraîne l'emprisonnement à l'aspiration de la pompe d'un volume de fluide. Ce dernier est progressivement dirigé, toujours par la rotation de la vis, vers le refoulement de la pompe. La schématisation des volumes d'eau par des balles bleues et rouges sur la Figure 4.5 met en avant ces déplacements et montre la non commu-

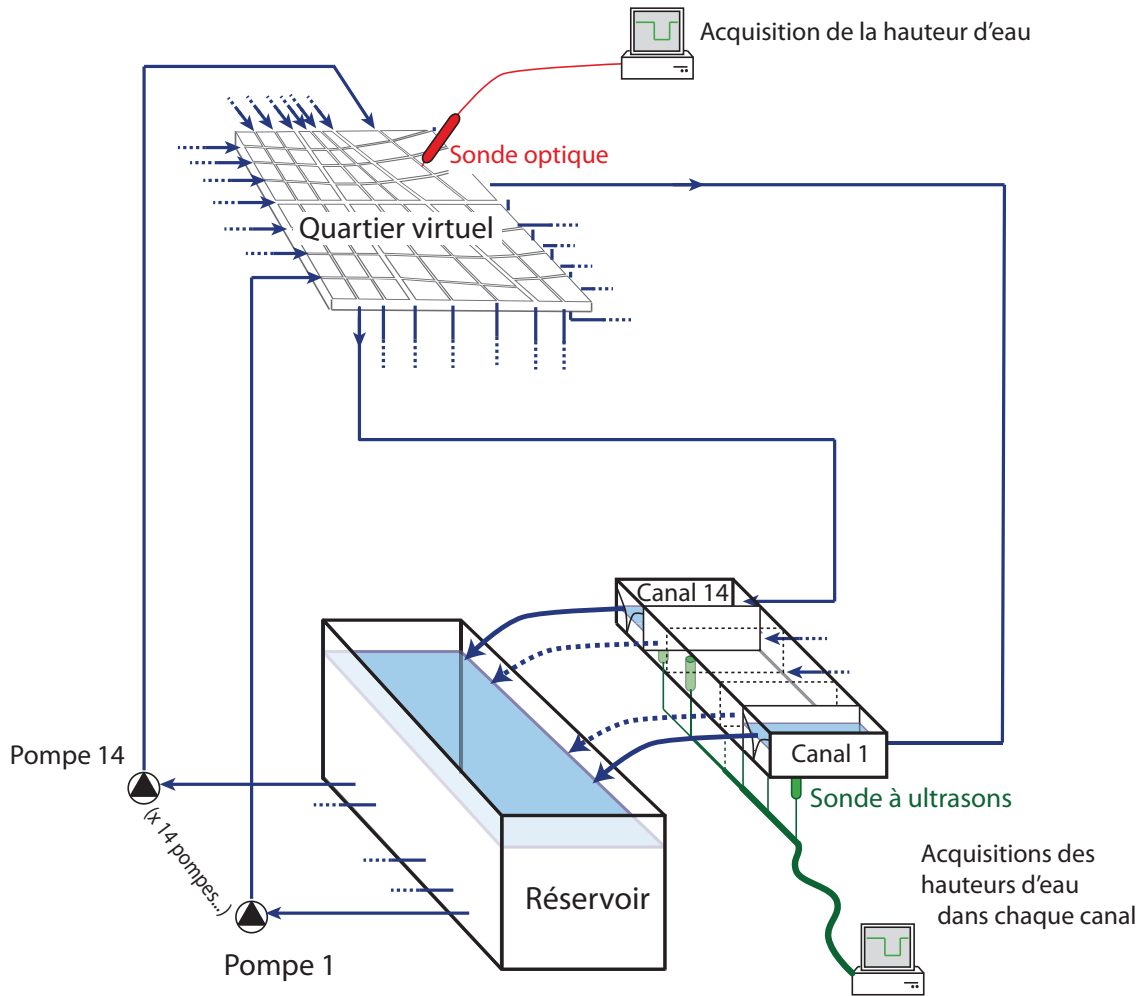


FIGURE 4.2 – Schéma du cycle de l'eau dans le pilote inondation et des dispositifs de mesure.

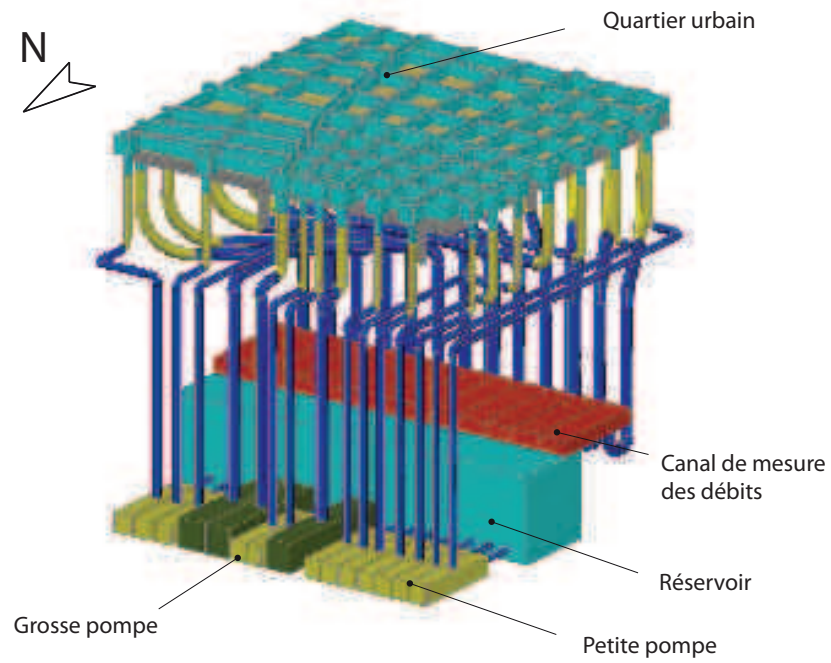


FIGURE 4.3 – Vue isométrique du dispositif expérimental.



FIGURE 4.4 – A gauche : Chute libre en sortie de rue. A droite : photo d'un seuil à l'aval des canaux de mesure de débits.



FIGURE 4.5 – A gauche : photo des pompes volumétriques. A droite : Schéma de fonctionnement des pompes réalisé à l'aide de capture d'écran de l'animation disponible sur <http://www.youtube.com/watch?v=12Wszv1wUMk&feature=related>.

nication entre les volumes déplacés. Si la vis s'arrête, les volumes sont emprisonnés dans la pompe, ce qui la rend parfaitement imperméable. Elles sont ainsi appelées volumétriques, car le volume d'eau déplacé par la pompe est directement fonction de la vitesse de rotation de la vis. Chaque pompe est commandée par l'automate (cf. paragraphe Automate dans cette même partie) via un variateur. Les moteurs des pompes sont asynchrones. Un léger décalage (glissement) peut alors apparaître entre la commande et la rotation effective, lié au couple résistant sur la vis excentrée. Ce dernier a conduit au ré-étalonnage de la loi reliant la commande aux débits en sortie, présentée ci-dessous dans l'étude des incertitudes.

Banc de déplacement quatre axes

Un banc de déplacement quatre axes est placé au dessus du quartier virtuel (Figure 4.1). Il permet le déplacement en tous points du quartier pour prendre des mesures de manière automatisée. Quatre moteurs commandés depuis l'automate, permettent le déplacement du banc dans les trois directions (Ox), (Oy) et (Oz) avec une précision inférieure au millimètre ainsi qu'une rotation selon l'axe (Oz) avec une précision de l'ordre du degré. Un porte-sonde fixé sur le banc permet l'installation des différents types de capteurs.

Automate

L'automate est un élément central de la gestion du pilote inondation. Il permet l'automatisation des mesures mais aussi la reproductibilité des expériences. En effet, la gestion automatisée de l'injection des débits permet de reproduire plusieurs fois de suite et de manière

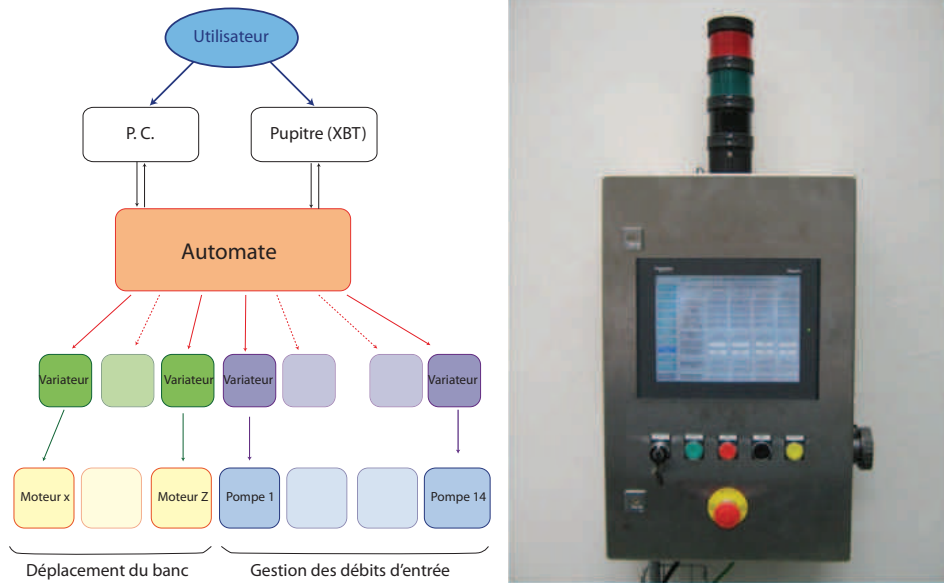


FIGURE 4.6 – Schéma de la hiérarchie et des communications lors de l'utilisation du pilote expérimental par un utilisateur (à gauche) et photo du pupitre utilisé pour communiquer avec l'automate (à droite).

quasi identique l'hydrogramme d'entrée. Il contient de nombreux programmes internes qui lui permettent de transformer une consigne de l'utilisateur en une commande électrique pour les variateurs. L'utilisateur communique avec l'automate via un pupitre physiquement situé juste à côté du dispositif expérimental (Figure 4.6). Un programme développé sous Labview permet également de piloter le système via un PC. Quel que soit l'outil utilisé, le processus de fonctionnement de l'automate est toujours le même :

1. réception des commandes de l'utilisateur (position souhaitée, vitesse de déplacement, débit, démarrage des pompes etc...);
2. réception des informations sur l'état des différents variateurs (position actuelle, vitesse de déplacement, vitesse de rotation des pompes etc...);
3. calcul des consignes électriques à envoyer aux variateurs compte tenu du souhait de l'utilisateur et de l'état actuel des différents variateurs;
4. envoi des consignes électriques actualisées aux variateurs;
5. envoi à l'utilisateur des informations relatives à l'état des moteurs et des pompes.

Les variateurs transforment ensuite les commandes de l'automate en un signal électrique sinusoïdal à fréquence variable. La fréquence du signal est directement proportionnelle à la vitesse de rotation souhaitée du moteur. La hiérarchie globale entre les différents éléments est représentée sur la Figure 4.6.

4.1.4 Instrumentation et incertitudes

Cette sous-section décrit tous les capteurs utilisés pour mesurer les différentes variables de l'écoulement, notamment la hauteur d'eau dans le quartier et les débits en sortie du pilote. Le principe de fonctionnement des capteurs, l'acquisition du signal et les incertitudes de mesures sont présentés ci-après.

Mesure de hauteur d'eau par une sonde optique

La mesure de hauteur d'eau a été réalisée à l'aide d'une sonde optique fixée sur le porte-sonde du banc de déplacement (Figure 4.7). Cette dernière "mesure" la phase (air ou eau) dans laquelle elle est située. Cette information, couplée à la position de la sonde contrôlée par l'automate, permet de mesurer la position de la surface libre, interface entre la phase "air" et la phase "eau". La mesure de la phase est réalisée en moyennant un échantillon de 30 mesures à une fréquence de 1/2000 Hz. La phase est donc mesurée toutes les 0,015 secondes. Cette méthode de mesure nécessite un asservissement du banc de déplacement par la mesure de la phase. La surface libre étant mobile, la localisation du changement de phase est mesurée à trois reprises pour tenir compte du battement de la surface. Le temps de mesure est alors relativement important (entre 30 s et 1 min par point). Cependant, sa mise en place a été justifiée par l'étroitesse des rues qui rend la mesure par des capteurs ultrasons difficile. De plus, cette méthode est très peu intrusive. Son grand défaut est sa fragilité.

La sonde est constituée d'une pointe en saphir collée sur une fibre optique. Elle est associée à un coupleur opto-électronique qui émet de la lumière qui va être guidée jusqu'au saphir par la fibre optique. En fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant la sonde (Figure 4.7), les rayons sont transmis (si la pointe est dans l'eau) ou réfléchis (si la pointe est dans l'air). Les rayons réfléchis parcourent le chemin inverse dans la fibre optique. Ils sont ensuite déviés par une lame semi-transparente vers un photo-détecteur qui convertit le signal lumineux en signal électrique. Le coupleur produit une tension électrique, comprise après amplification entre -10 et 10 V, directement fonction de l'intensité lumineuse réfléchie par le saphir et donc de la phase baignant la pointe.

Nous avons dans la suite évalué les incertitudes liées à la mesure de la hauteur d'eau dans le pilote inondation, en fonction notamment des débits injectés à l'amont.

Incertitude de la mesure de hauteur d'eau

Les incertitudes globales u_g de mesure de la hauteur avec ce matériel sont définies par

$$u_g = u_b + u_{res} + u_{fond} + u_{banc} \quad (4.5)$$

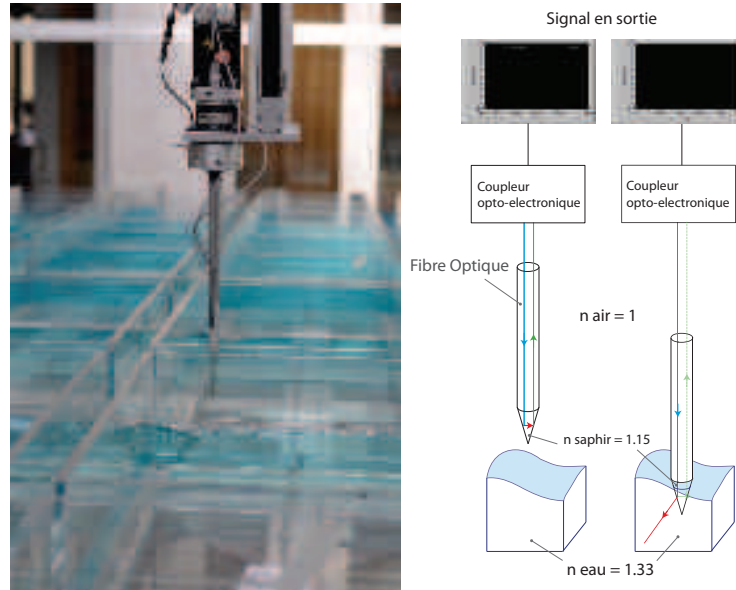


FIGURE 4.7 – Capteur de phase utilisé pour mesurer la hauteur d’eau. A gauche : photo du capteur en fonctionnement. A droite : schéma de fonctionnement du capteur.

avec u_{res} les incertitudes liées à la résolution du dispositif de mesure, u_b les incertitudes liées aux battements de la surface libre, u_{fond} les incertitudes sur la côte du fond du pilote et u_{banc} les incertitudes sur la côte du banc de déplacement.

Les incertitudes sur la résolution du dispositif de mesure sont évaluées par $u_{res} = \pm 1$ mm, liées à la précision du moteur de déplacement dans la direction (Oz) qui permet le déplacement du capteur de mesure de la hauteur d’eau.

Des battements plus ou moins importants de la surface libre ont été observés dans le quartier expérimental. Ils peuvent provenir de la turbulence de l’écoulement mais semblent aussi liés à la présence d’un régime d’écoulement instable dans ces zones. Dans les zones les plus fluctuantes, ils sont de l’ordre du centimètre sur des laps de temps de plusieurs secondes, ce qui engendre des incertitudes importantes sur la mesure de la surface libre. Pour l’évaluer, nous avons mesuré pour plusieurs débits totaux injectés dans le pilote, allant de $20 \text{ m}^3/\text{h}$ à $100 \text{ m}^3/\text{h}$, les battements observés. Différentes zones de battements ont été identifiées et sont représentées sur la Figure 4.8 :

1. la zone la plus perturbée est située sur une dizaine de centimètres directement à l’aval du carrefour entre les rues 4 et C. Cette zone sera identifiée par la suite comme la zone A ;
2. les zones situées sur une dizaine de centimètres directement à l’aval des carrefours les

Débit total	Zone A	Zone B	Zone C
20 m ³ /h	1 mm	1 mm	1 mm
60 m ³ /h	8 mm	4 mm	1 mm
80 m ³ /h	10 mm	4 mm	1 mm
100 m ³ /h	12 mm	10 mm	2 mm

TABLE 4.2 – Évaluation de l’amplitude des battements observée dans les différentes zones en fonction des débits injectés.

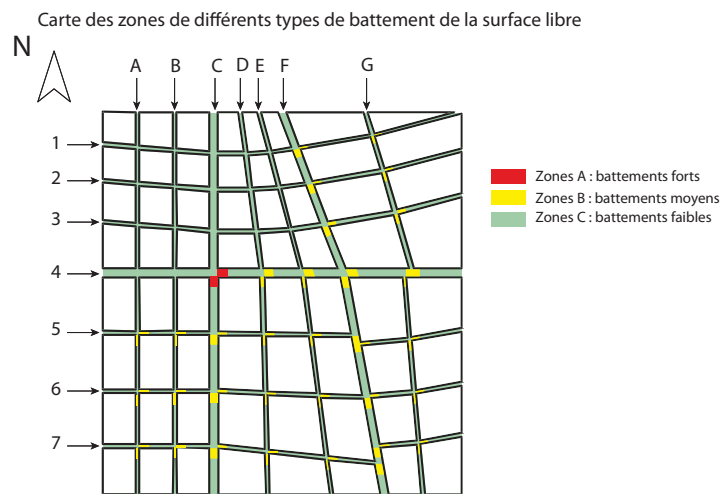


FIGURE 4.8 – Observation des différentes zones de battements identifiées pour les expériences réalisées.

plus à l’aval du quartier (voir Figure 4.8) sont “moyennement” oscillantes. Ces zones seront identifiées par la suite comme les zones B ;

- la surface libre en dehors de ces zones est beaucoup plus stable. Ces zones seront identifiées comme les zones C.

La Figure 4.9 présente l’aspect de la surface libre à deux instants différents dans les différentes zones. Le Tableau 4.2 résume les différentes amplitudes observées pour les battements $A_{\text{battement}}$ dans les différentes zones en fonction du débit total injecté. Ces battements nous ont conduit à réaliser la détection de la surface libre à 3 reprises pour chaque point de mesure. En moyennant ces trois résultats, nous estimons mesurer la côte de la surface libre avec une incertitude $u_b = \pm \frac{A_{\text{battement}}}{2}$.

Les structures de la maquette et du banc de déplacement se déforment *a priori* sous les effets thermiques et sous le poids de l’eau. Ces déformations peuvent être mesurées avec un

Débit total	Zone A	Zone B	Zone C
20 m ³ /h	±2 mm	± 2 mm	± 2 mm
60 m ³ /h	± 5 mm	± 3 mm	± 2 mm
80 m ³ /h	± 6 mm	± 3 mm	± 2 mm
100 m ³ /h	± 7 mm	± 6 mm	± 3 mm

TABLE 4.3 – Évaluation des incertitudes de la mesure de hauteur d'eau pour différents débits injectés dans le quartier expérimental.

théodolite. Cependant, cette approche est difficile à réaliser : l'opérateur qui tient la mire sur le fond du pilote déforme par sa seule présence la structure tout comme la température qui varie de manière significative durant la même journée. Les variations locales de la côte du fond u_{fond} sont donc négligées. Concernant le fléchissement du banc de déplacement, il est considéré comme nul. On néglige alors les incertitudes liées aux déformations du banc de déplacement.

Les incertitudes globales ont donc été estimées comme

$$u_g \simeq u_b + u_{res} \quad (4.6)$$

et sont présentées pour les différents débits injectés et pour les différentes zones de battement dans le Tableau 4.3.

Mesure de débits

Les débits de sortie du pilote expérimental sont calculés à partir d'une mesure de hauteur dans les canaux de sortie. Ces derniers étant équipés de seuil, il est alors possible d'estimer les débits à l'aide de leur courbe de tarage. La construction de ces courbes est présentée dans l'Annexe 7.3. Elle est basée sur une approche semi-empirique : la loi hauteur-débit est analytiquement calculée avant d'être ajustée par un coefficient de débit α pour que l'évolution de la hauteur d'eau dans le canal lors d'une vidange soit la plus proche possible de celle mesurée.

Les hauteurs d'eau sont mesurées dans chaque canal à l'aide d'un capteur ultrason immergé dans l'eau. Le transducteur (qui convertit un signal électrique en une onde mécanique et inversement) est un TR0410LS de la marque Signal Processing, pouvant atteindre une fréquence d'émission de 4 Mhz. Le transducteur travaille en émetteur-récepteur. Il est composé d'une cellule piézoélectrique qui, en émission va convertir une tension électrique à ses bornes une déformation mécanique, qui elle même provoque une onde acoustique de pression (en ultrasons) dans le milieu ambiant (ici l'eau). En mode réception, il va transformer toute onde de pression (qui provoque une déformation mécanique de la céramique) en signal électrique.

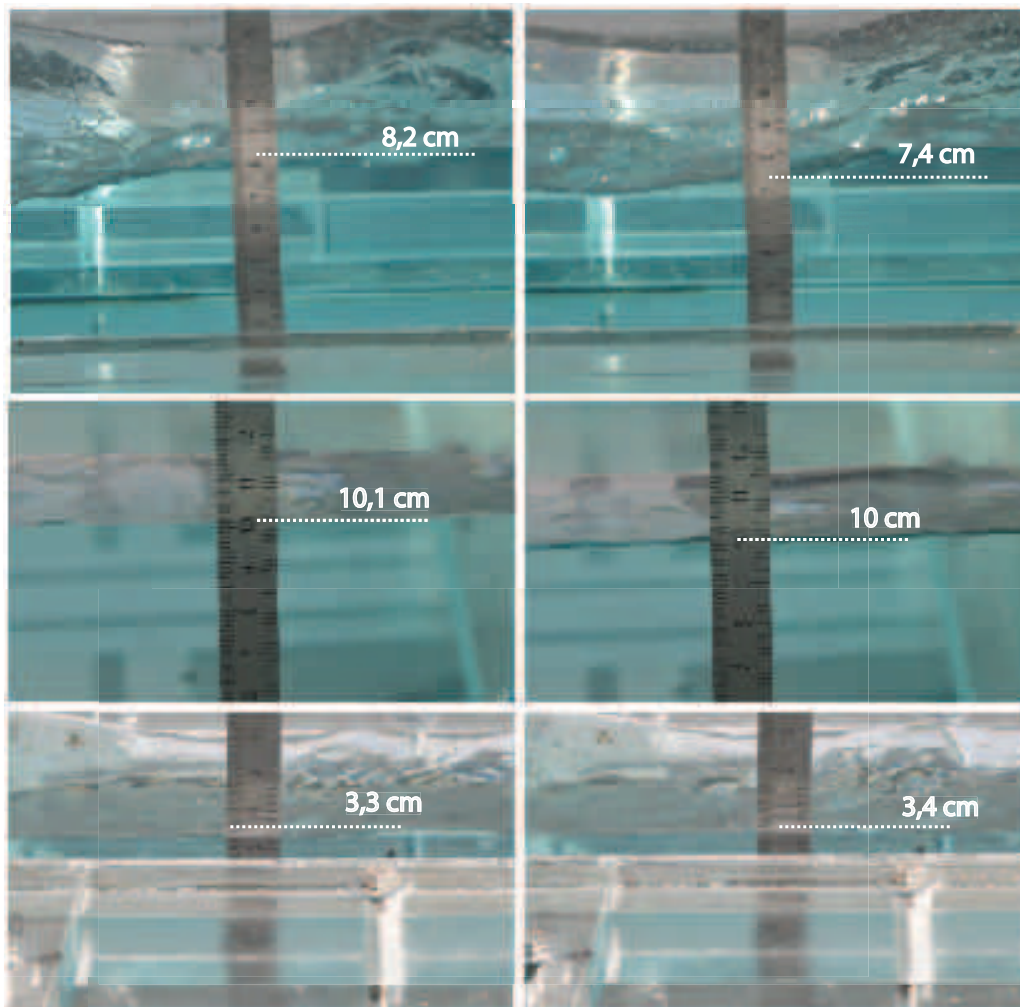


FIGURE 4.9 – Battements observés pour différents débits dans le pilote inondation. En haut : zone A pour un débit de $80 \text{ m}^3/\text{h}$. Au milieu : Zone C pour un débit de $80 \text{ m}^3/\text{h}$. En bas : zone A pour un débit de $20 \text{ m}^3/\text{h}$.

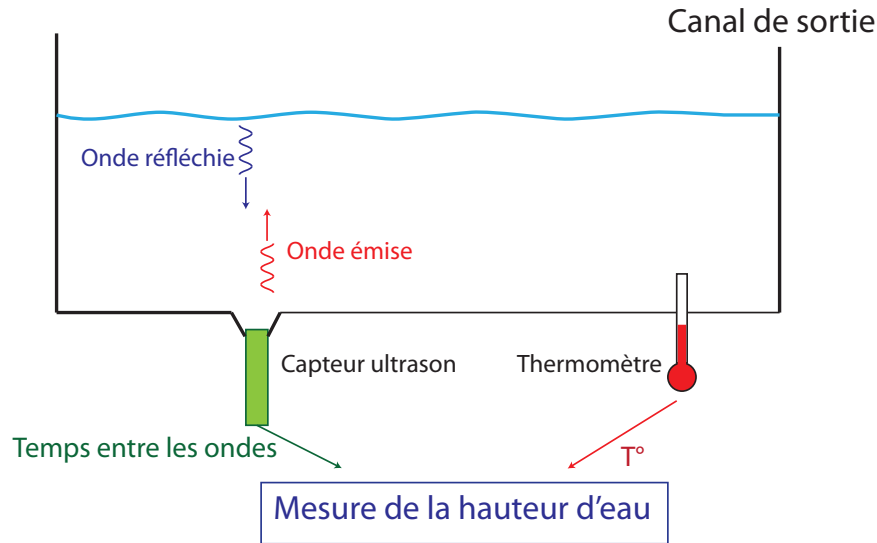


FIGURE 4.10 – Principe de fonctionnement des capteurs à ultrasons utilisés pour mesurer la hauteur d'eau dans les canaux pour en déduire le débit.

Les capteurs fonctionnent sur le principe du sonar actif, résumé sur la Figure 4.10 : un train d'ondes sonores sinusoïdales d'une fréquence de 4 Mhz est émis par le capteur dans l'eau à l'instant t_1 . Il se propage à une vitesse connue jusqu'à la surface libre qui le réfléchit. L'onde effectue alors le trajet retour jusqu'au capteur qui la réceptionne à l'instant t_2 . La célérité de l'onde émise étant connue, tout comme le temps entre l'émission et la réception de l'onde $t_2 - t_1$, il est possible de connaître la distance séparant le capteur à la surface libre et donc connaître la hauteur de l'eau dans le canal. La mesure est réalisée 10 fois, avec une fréquence dans l'émission des trains d'onde de 2 KHz, ce qui permet théoriquement une mesure de hauteur tous les 0,005 ms. La célérité de l'onde dépendant de la température de l'eau, cette dernière est régulièrement mesurée et actualisée dans le programme de mesure. Les quatorze capteurs sont reliés à un PXI, qui est un ordinateur spécialement dédié à l'instrumentation fabriqué par National Instrument. Le traitement du signal brut est ensuite effectué par un programme Labview.

Incertitudes liées à la mesure des débits à l'aval

Nous avons calculé dans l'Annexe 7.3 les incertitudes relatives en fonction des hauteurs d'eau mesurées. La précision du calcul de débit associé à ces mesures sont inférieurs à 3,5%. Cependant, des oscillations de ± 1 mm sont observées dans les canaux. Elles sont liées aux ondes de surface et aux vibrations du dispositif. Ces oscillations viennent donc s'ajouter aux

incertitudes de mesure. On notera cependant qu'en moyennant les mesures sur un échantillon suffisamment important, il est possible de mesurer une hauteur indépendante de ces oscillations. Après calcul, cet échantillon doit être au minimum de 40 s.

Incertitudes des débits entrants

Un système de mesure du débit en sortie de chacune des pompes est actuellement en construction. Il permettra de calibrer pour chaque pompe la loi reliant la vitesse de rotation de la vis excentrée au débit sortant. Nous avons ainsi, pour la suite de ces travaux, utilisé les lois fournies par le constructeur, en les ajustant pour vérifier la conservation du débit. Les lois pour les deux types de pompe ont ainsi été recalibrées par l'approche suivante :

1. en utilisant les données du constructeur, nous avons imposé le même débit à l'amont des "petites" rues ;
2. les débits en sortie ont été mesurés à l'aide du système de seuil présentés précédemment, avec des incertitudes estimées à 3.5 %.
3. la loi linéaire du constructeur pour les "petites" pompes a été adaptée pour que la somme des débits entrants soit égale à la somme des débits sortants. Nous avons pour cela uniquement ajusté la pente et l'offset de la loi linéaire reliant la vitesse de rotation de la vis excentrée aux débits en sortie.

Cette approche a permis d'adapter la loi du constructeur pour que les écarts entre la somme des débits sortants et la somme des débits entrants dans le quartier soient, pour toute la gamme des débits étudiés, de l'ordre de 1%. Ces écarts sont donc inférieurs aux incertitudes de mesure des débits à l'aval. La même approche a été utilisée pour recalibrer les pompes alimentant les artères, avec le même ordre de grandeur pour l'écart entre les débits imposés à l'amont et les débits mesurés à l'aval.

Cette approche ne nous permet cependant pas d'estimer les incertitudes de chaque pompe. Nous avons cependant supposé que chaque pompe était identique (ce qui en pratique n'est pas vrai, nous avons observé des débits de fuite sur certaines pompes), et que par conséquent aucune pompe ne compense la sous-estimation d'un débit sur une pompe voisine. Cela revient à dire que les incertitudes sur les débits de chaque pompe sont estimées à 3,5 %, liées aux incertitudes de mesure des débits en sortie.

Mesure du champ de hauteur

Un système de mesure du champ de hauteur d'eau, à l'échelle d'un carrefour, va être mis en place au laboratoire. Commercialisé par Holo 3, ce système permet la mesure en trois

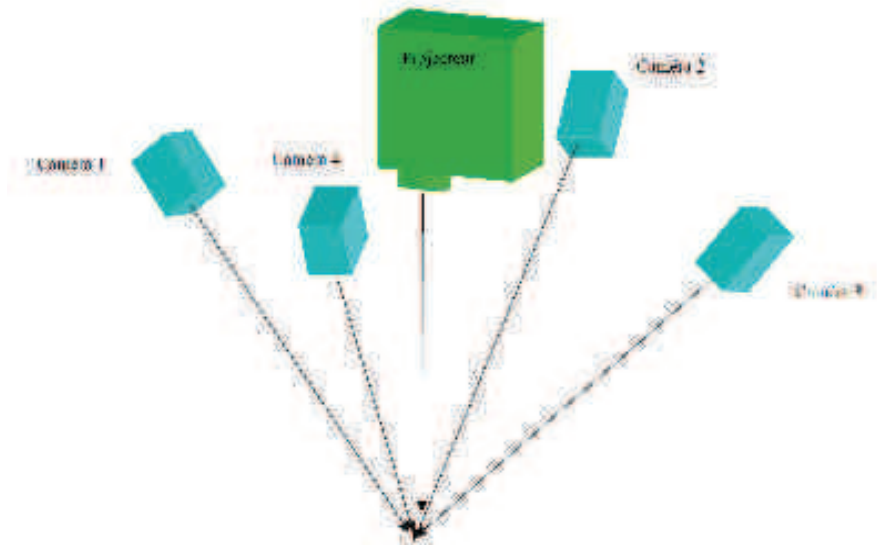


FIGURE 4.11 – Schéma simplifié du dispositif de mesure surfacique des hauteurs d'eau dans le pilote.

dimensions de la hauteur à l'aide de caméras et de la projection de franges sur la surface libre (Figure 4.11). La méthode a déjà été utilisée au laboratoire dans le passé [68, 65]. Un vidéo-projecteur, de 4500 lumens d'intensité et de résolution 1024×768 pixels, projette des franges parallèles sur la surface libre. Les déformations de ces dernières, liées à la forme tridimensionnelle de la surface libre, sont mesurées par quatre caméras (CCD N/B $\frac{1}{2}$, 1296×966 pixels, 30 images/s, optique focal fixe de 16 mm). Leur disposition forme quatre angles de vue différents qui permet d'observer les déformations dans toutes les directions. Une analyse spectrale de Fourier des images conduit à la mesure des hauteurs d'eau [103]. Le système n'est pas encore installé. Nous nous sommes donc contentés des mesures ponctuelles des hauteurs d'eau à l'aide de la sonde optique.

Mesure ponctuelle de la vitesse

Le profil de vitesse de l'écoulement peut être mesuré ponctuellement dans le pilote avec la méthode ultra-sonore à émission pulsée développée et utilisée au laboratoire depuis de nombreuses années [26, 48]. Le capteur ultrason utilisé est un transducteur, plus puissant que pour la mesure de hauteur d'eau dans les canaux, d'une fréquence d'émission de 8 Mhz. Le transducteur, qui fonctionne là aussi sur le principe d'émetteur-récepteur, est immergé avec un angle d'incidence. Les ondes ultra-sonores émises dans l'eau par le transducteur sont réfléchies par les particules (matière en suspension) advectées par l'écoulement (Figure 4.12). Les particules étant en mouvement, un léger déphasage va apparaître entre les deux échos

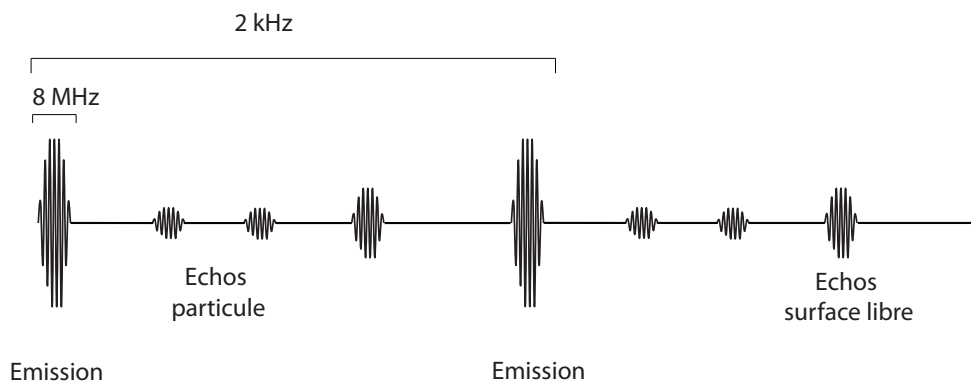


FIGURE 4.12 – Schéma du signal émis et reçu par le transducteur lors de la mesure de vitesse de l'écoulement.

d'une même particule suite à deux émissions successives. L'analyse de ce décalage va donc fournir la vitesse de la particule, assimilée à la vitesse du fluide. Il faut donc pour utiliser cette technique ensemercer l'eau de particules. Un de ces capteurs sera fixé sur le banc de déplacement. Cependant, cette technique n'a pas pu être utilisée durant cette thèse.

Bilan

Les variables mesurées dans le pilote inondation sont :

1. les hauteurs d'eau en 600 points du pilote inondation. Elles sont mesurées à l'aide d'une sonde optique de mesure de phase. Les incertitudes de cette mesure dépendent du battement dans le pilote inondation, récapitulées dans le Tableau 4.3. Globalement, les incertitudes de mesure sont comprises entre ± 2 mm et ± 7 mm en fonction du point mesuré et des débits injectés à l'amont. La gamme de mesures est comprise entre 0,5 cm et 20 cm, avec une résolution de 1 mm.
2. les débits injectés à l'amont du pilote inondation. Deux types de pompes sont utilisés, pour une gamme de débits allant de 1,5 à 15 m³/h pour les petites pompes, et de 3 à 30 m³/h pour les grandes pompes. La résolution dans la commande des pompes est de 0,15 m³/h. Les incertitudes sur les débits d'entrée sont estimées à 3,5 %.
3. la mesure des débits en sortie. Ces derniers sont recalculés à l'aide de la mesure de hauteur d'eau dans les canaux en sortie. La courbe de tarage de chaque canal est connue (voir Annexe 7.3). Les incertitudes sur la mesure du débit en sortie sont, si on moyenne le signal sur une durée supérieure à 40 s, inférieures à 3,5 %.

4.1.5 Présentation des conditions expérimentales

Des retards dans la construction du dispositif expérimental ne nous ont malheureusement pas permis de réaliser, dans le cadre de cette thèse, tous les *scenarii* initialement envisagés. Une dizaine d'expériences avec des mesures de hauteur d'eau et de la répartition des débits en sortie a toutefois été réalisée, une cinquantaine en ne mesurant que la répartition des débits en sortie. La présente partie décrit le cadre des expériences réalisées durant cette thèse et les nomenclatures utilisées tout au long de l'étude expérimentale.

Régime permanent

Toutes les expériences sont réalisées en régime permanent. Chaque pompe injecte un débit constant dans le pilote inondation. Cette approche n'est pas la plus réaliste mais elle est compatible avec le dispositif de mesure actuellement installés sur la pilote inondation. En effet, nous considérons qu'en régime permanent, les hauteurs d'eau dans le pilote ainsi que la répartition des débits n'évoluent plus (ou suffisamment peu) au cours du temps. Ne possédant à l'heure actuelle ni système de mesure instantanée du champ de hauteur en tous points du quartier ni de mesure instantanée des vitesses en sortie, nous ne pouvons pas mesurer à l'échelle du quartier l'évolution temporelle des grandeurs d'écoulement en régime transitoire.

Écoulement transcritique à l'aval

Les conditions limites à l'aval sont les mêmes pour toutes les rues et pour toutes les expériences : une chute d'eau libre, représentée sur la Figure 4.4. Cette condition correspond théoriquement à une condition de hauteur critique à l'aval, ce qui revient à imposer le nombre de Froude des écoulements en sortie de pilote à 1. Les nombres de Froude cependant mesurés dans les sorties sont en pratique toujours supérieurs à 1. Les chutes libres imposent donc un passage en régime torrentiel avant la sortie du pilote expérimental, ce qui limite l'influence aval sur les écoulements dans le pilote. Cette approche rend impossible le contrôle de l'écoulement par les conditions limites à l'aval, dont l'influence ne sera pas étudiée dans le cadre de cette thèse.

Pente faible

La pente du pilote inondation est réglable et peut atteindre jusqu'à 2% dans les deux directions (Ox) et (Oy) pour favoriser le passage de l'écoulement en régime torrentiel. Cependant, toutes les expériences présentées dans cette thèse ont été menées avec des pentes faibles dans les deux directions. Cette conditions a été vérifiée avec un tachéomètre : les pentes globales

mesurées sont inférieures à 0,1%. De telles pentes conduisent à des écoulements en régime fluvial.

Injection des débits à l'amont

L'eau est injectée dans le pilote grâce aux quatorze pompes volumétriques ce qui permet le contrôle des débits imposés à l'amont du quartier. Dans l'état actuel du pilote, nous ne pouvons malheureusement pas encore imposer des hauteurs d'eau.

Les débits ont été systématiquement injectés dans le pilote avec la même logique : toutes les rues d'une même face f ont le même débit unitaire d'entrée. Cela revient à calculer les débits dans chacune des rues au prorata de la largeur de chacune des entrées

$$Q_i = Q_f \times \frac{l_i}{l_f} \quad (4.7)$$

avec Q_i le débit injecté dans la rue i , l_i la largeur de la rue i (Figure 4.13) Q_f le débit injecté sur la face f et l_f la somme des largeurs des rues de la face f . Cette approche permet une répartition équitable entre toutes les rues issues d'une même face.

Nous avons fait varier au cours des différentes expériences deux grandeurs caractéristiques des conditions amonts :

1. le débit total injecté nommé Q_{tot} . Ce dernier est défini par $Q_{tot} = Q_{Ouest} + Q_{Nord}$ avec Q_{Ouest} la somme des débits injectés par les rues 1 à 7 situées sur la face Ouest du quartier et Q_{Nord} la somme des débits injectés par les rues A à G situées sur la face Nord. Ce débit est compris dans les différentes expériences réalisées entre 10 m³/h et 100 m³/h.
2. les conditions d'injections des débits. En effet, pour un même débit fixé Q_{tot} , différentes configurations d'injection ont été testées en faisant évoluer la part du débit total injecté sur la face Ouest. Les expériences réalisées vont faire varier la part du débit injecté sur la face Ouest Q_{Ouest} par rapport au débit total injecté Q_{tot} tel que :

$$Q_{Ouest} = \phi_{Ouest} \times Q_{tot} \quad (4.8)$$

avec ϕ_{Ouest} variant de 0 à 1. Q_{Nord} est donc défini par $Q_{Nord} = (1 - \phi_{Ouest}) \times Q_{tot}$.

Pour plus de simplicité dans la présentation des résultats dans la suite de ce chapitre, nous identifierons chaque expérience par le débit total injecté Q_{tot} et par la part de ce débit injecté sur la face Ouest ϕ_{Ouest} . Chaque dénomination d'expérience suivra la nomenclature suivante : *dizaine de Q_{tot} .dizaine de ϕ_{Ouest}* . Par exemple, l'expérience 6.5 correspond à $Q_{tot} = 60$ m³/h

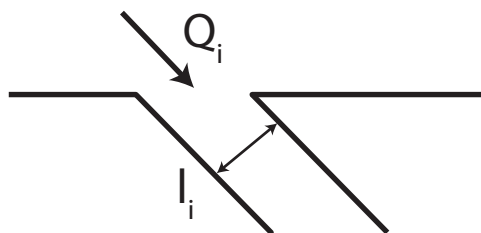


FIGURE 4.13 – Schéma d'injection des débits à l'amont du pilote inondation.

avec $\phi_{Ouest} = 50\%$.

4.2 Reproductibilité des expériences

Le point fort de ce dispositif expérimental automatisé est qu'il permet *a priori* la reproductibilité des conditions aux limites à l'amont à l'aval en régime permanent. Cependant, rien ne garantit la reproductibilité du régime transitoire, entre le démarrage des pompes et le régime établi. De plus, nous ne savons pas si le régime permanent obtenu est reproductible, car nous n'avons aucune idée de l'influence du régime transitoire sur le régime permanent qui lui succède.

Afin d'évaluer la reproductibilité des expériences, nous avons comparé les mesures en terme de hauteur d'eau et de répartition des débits sur deux expériences, réalisées de manières indépendantes à plusieurs jours d'intervalle, avec des conditions limites amont et aval identiques. Les pompes n'ont volontairement pas été démarrées dans le même ordre pour les deux expériences, afin d'observer d'éventuels phénomènes de type hystérésis.

4.2.1 Reproductibilité des hauteurs d'eau

L'expérience 2.5 (définie par $Q_{tot} = 20 \text{ m}^3/\text{h}$ et $\phi_{Ouest} = 50\%$) a été réalisée à deux reprises à plusieurs jours d'intervalles. La hauteur a alors été mesurée à l'aide du dispositif décrit dans la partie 4.1 en 250 points du quartier. Les écarts entre les deux hauteurs mesurées pour un même point sont présentés sur la Figure 4.14. On remarque qu'environ 90% des mesures sont reproduites avec un écart compris entre +/- 1 mm, ce qui correspond à la résolution du dispositif de mesure. De plus, 96% des écarts entre les deux expériences sont compris entre +/- 2mm, qui correspondent aux incertitudes de mesures lorsque nous prenons en compte le battement de la surface libre. On peut donc déduire que, compte tenu des incertitudes du dispositif de mesure des hauteurs d'eau, nous ne sommes pas en mesure d'évaluer les éventuelles différences qui peuvent apparaître entre deux expériences réalisées dans les mêmes conditions. On considérera donc dans la suite de nos travaux que la distribution de la hauteur d'eau est reproductible et unique pour chaque expérience réalisée.

4.2.2 Reproductibilité de la répartition des débits

La reproductibilité des débits en sortie a aussi été évaluée sur l'expérience 2.5. Les débits en sortie ont été mesurés à 13 reprises sur cette même expérience avec le protocole présenté précédemment. L'étude de cet échantillon est détaillée dans le Tableau 4.4. On constate alors que les écarts observés entre les différentes mesures de débit pour chaque sortie sont de l'ordre de grandeur des incertitudes de mesure. Les différences sur les débits en sortie entre les différentes expériences ne peuvent donc pas être mesurées avec notre dispositif. Nous considérerons donc pour la suite de ces travaux que les débits en sortie sont reproductibles pour la même

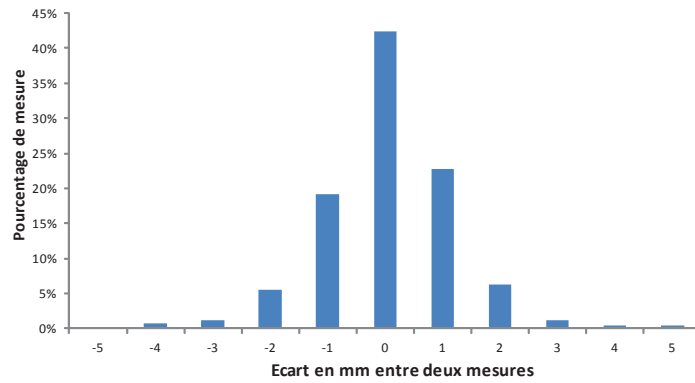
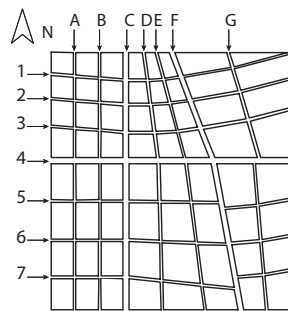


FIGURE 4.14 – Répartition des écarts observés en 250 points de mesures de la hauteur d'eau pour la même expérience réalisée plusieurs fois indépendamment.

expérience.

Ces premiers résultats montrent que les différences qui pourraient exister entre deux expériences en régime permanent faisant intervenir les mêmes conditions aux limites amont et aval ne sont pas détectables avec notre dispositif de mesure, les écarts observés étant de l'ordre de grandeur des incertitudes de mesures. Nous considérons donc dans la suite de ce chapitre que la distribution des hauteurs d'eau et la répartition des débits sont uniques et reproductibles pour chaque expérience réalisée.



Rue	Q Moyen m ³ /h	Écart type m ³ /h	Écart type relatif %	Écart maximum m ³ /h	Incertitudes m ³ /h
1	1,05	0,01	0,61	0,02	0,02
2	1,21	0,01	0,60	0,02	0,02
3	1,39	0,01	0,40	0,02	0,02
4	2,98	0,01	0,22	0,02	0,03
5	0,48	0,01	1,25	0,02	0,01
6	0,59	0,01	1,74	0,03	0,01
7	0,48	0,01	2,50	0,04	0,02
A	1,81	0,02	0,86	0,05	0,02
B	1,63	0,01	0,34	0,02	0,02
C	4,08	0,01	0,17	0,02	0,04
D	1,27	0,01	0,67	0,03	0,02
E	1,05	0,01	0,51	0,02	0,02
F	2,33	0,01	0,53	0,04	0,03
G	0,44	0,01	2,53	0,03	0,01

TABLE 4.4 – Reproductibilité des mesures de débit en sortie du pilote pour l'expérience 2.5.

Expérience	Q_{tot}	ϕ_{Ouest}	Conditions limites aval	Pente	Mesures
1.5	10 m ³ /h	50 %	H_c	0	Q
2.5	20 m ³ /h	50 %	H_c	0	H / Q
6.5	60 m ³ /h	50 %	H_c	0	H / Q
8.5	80 m ³ /h	50 %	H_c	0	H / Q
10.5	100 m ³ /h	50 %	H_c	0	H / Q

TABLE 4.5 – Expériences réalisées dans la Partie 4.3. H_c représente une sortie libre en sortie du pilote, H et Q symbolisent respectivement la mesure de hauteur d'eau et du débit.

4.3 Description du régime hydraulique observé

Cette partie vise à décrire les caractéristiques des écoulements observés durant la première série d'expériences. Les expériences étudiées dans cette partie sont récapitulées dans le Tableau 4.5. Nous imposons en entrée des débits totaux variant de 10 m³/h à 100 m³/h pour une répartition entre les face Ouest et Nord constante $\phi_{Ouest} = 50\%$. Les expériences 6.5, 8.5 et 10.5 ont été réalisées en premier lieu. L'analyse de ces résultats a conduit à la réalisation de l'expérience 2.5. Cette réalité chronologique explique l'absence inattendue de l'expérience 4.5, qui n'a pas pu être réalisée par la suite faute de temps.

L'analyse des mesures ont mis en évidence de nombreux points communs et similitudes. Cela traduit la mise en place d'un régime hydraulique dans ce quartier expérimental et dans ces conditions particulières. Les caractéristiques principales de ce régime sont décrites dans les paragraphes ci-dessous.

4.3.1 Nombre de Froude indépendant des débits injectés

Nous avons calculé les nombres de Froude à l'amont et à l'aval du pilote pour les différentes expériences. Ne pouvant pas, à l'heure actuelle, mesurer les vitesses dans le pilote, elles ont été calculées en utilisant les mesures de débits et de hauteur au niveau de chacune des entrées et des sorties. Les vitesses ont été considérées uniformes sur toute la section. Cette approche est bien adaptée pour le calcul des vitesses à l'amont du pilote. Elle est plus discutable au niveau des sorties car l'écoulement y est extrêmement perturbé. La Figure 4.15 représente ainsi les écoulements dans une branche à l'aval du pilote. On peut y voir une onde statique qui entraîne des différences de hauteur importantes le long d'un profil en travers. La mesure de hauteur, réalisée au milieu de la rue, n'est donc pas systématiquement représentative de la hauteur sur la largeur de la rue.

La Figure 4.16 représente le nombre de Froude aux différentes entrées et sorties du pilote expérimental pour différents débits d'injection. La gamme du nombre de Froude des études

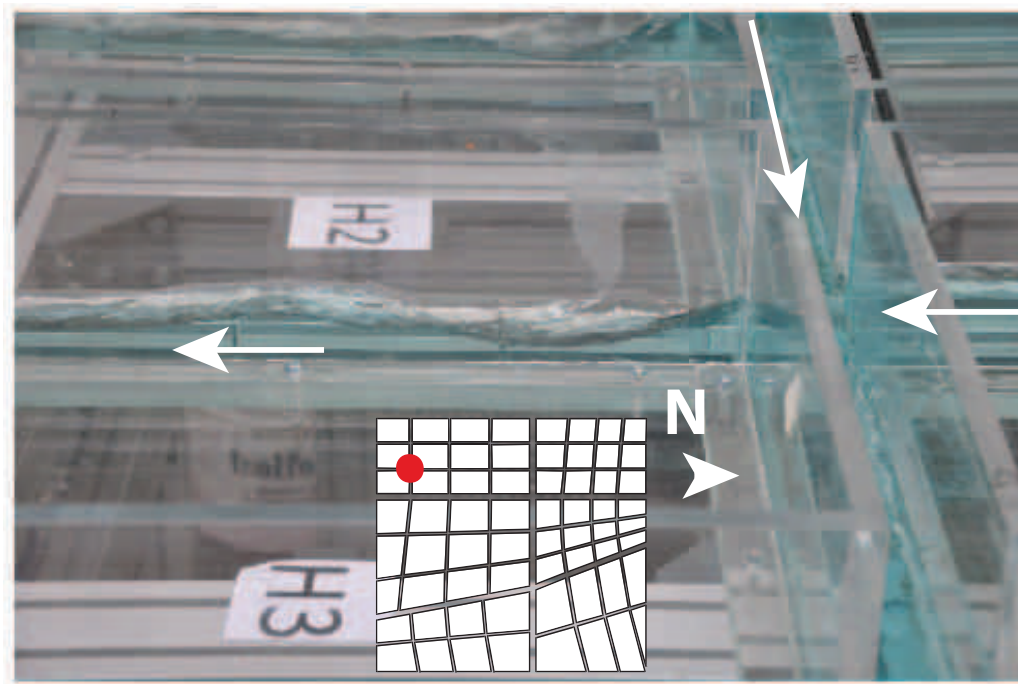


FIGURE 4.15 – Onde statique à la sortie B du quartier expérimental dans l'expérience 8.5

réalisées se situe en entrée entre 0,2 et 0,35, correspondant à un régime d'écoulement amont fluvial. Plus les entrées sont proches des faces de sortie et plus leur nombre de Froude est important. Ces observations montrent que le nombre de Froude en entrée du pilote est quasi indépendant des débits injectés. On peut en déduire que les structures hydrauliques qui se mettent en place dans le quartier expérimental pour toutes les expériences contrôlent les hauteurs à l'amont et entraînent un nombre de Froude quasi invariant à l'amont de chacune des rues.

On constate que quasiment toutes les sorties sont globalement en régime torrentiel avec des nombres de Froude supérieurs à 1, bien que les incertitudes de la mesure soient particulièrement importantes. Les variations en sortie apparaissent comme beaucoup plus importantes. Cela peut s'expliquer par la présence de fluctuation de la surface libre et la variation transversale importante de la hauteur d'eau dans les sorties.

4.3.2 Répartition des débits indépendante des débits injectés

La répartition des débits en sortie du quartier expérimental a été mesurée aux différentes échelles du quartier et de la rue. Cette partie décrit donc l'effet des débits totaux injectés

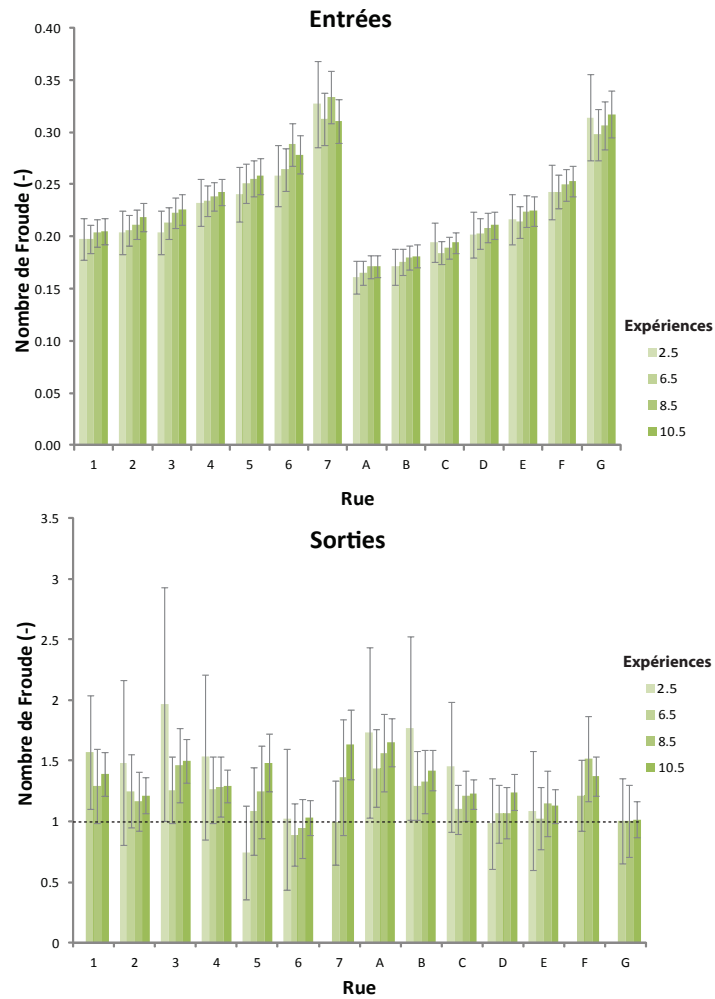


FIGURE 4.16 – Nombres de Froude aux limites du pilote expérimental pour les différentes expériences. En haut : nombre de Froude dans les entrées. En bas : nombre de Froude dans les sorties.

Q_{tot}	$Q_{Est}(\%)$	$Q_{Sud}(\%)$
10 m ³ /h	38,9%	61,1%
20 m ³ /h	39,3%	60,7%
60 m ³ /h	40,3%	59,7%
80 m ³ /h	40,5%	59,5%
100 m ³ /h	40,9%	59,1%

TABLE 4.6 – Répartition des débits à l'échelle du quartier en fonction des débits injectés.

dans le pilote inondation sur la répartition des débits à l'échelle globale et locale.

Répartition à l'échelle du quartier

La répartition des débits à l'échelle du quartier a été réalisée en considérant les débits sur les faces de sortie Est et Sud, respectivement nommés Q_{Est} et Q_{Sud} . Le Tableau 4.6 présente l'évolution des débits sur chacune des faces de sortie en fonction du débit total injecté. Nous pouvons constater qu'à l'échelle du quartier, le débit total injecté dans le quartier n'a qu'une influence très limitée sur la répartition globale des débits. Les écarts entre les différents Q_{Est} mesurés sont inférieurs à 2%. Nous pouvons donc considérer la répartition comme constante et avec les caractéristiques suivantes : environ 60 % des débits sortent par la face Sud contre 40% par la face Est. On remarquera que la somme des largeurs de la face Sud représente 54 % de la somme de toutes les largeurs des sorties. Cela peut expliquer en grande partie pourquoi la majorité des écoulements s'évacue par cette face.

Répartition à l'échelle de la rue

La Figure 4.17 représente la part de débit total évacué par chaque rue du pilote en fonction des débits injectés. On remarque alors que cette distribution est quasiment la même quels que soient les débits injectés. Ce constat est particulièrement vérifié pour les expériences 6.5, 8.5 et 10.5 (pour des débits Q_{tot} allant de 60 m³/h à 100 m³/h). Des écarts peu importants (inférieurs à 10 %, mais supérieurs aux incertitudes de mesure) sont cependant observés pour les débits les plus faibles, pour les expériences 1.5 et 2.5, notamment pour les rues A et 4. On remarquera la très bonne adéquation pour toutes les expériences pour les autres rues avec des écarts inférieurs à 2 %. Le rôle de chaque rue dans la répartition des débits est le même : la rue C véhicule systématiquement le plus de débit, et les rues 5,6, 7 et G du quart Sud-Est sont celles qui ont les plus faibles débits.

Ce constat montre que le mécanisme responsable de la distribution des débits est le même quels que soient les débits en jeux. Cette dernière est donc *a priori* dépendante des conditions aux limites aval, des conditions d'injection à l'amont et de la géométrie du quartier. L'influence des conditions d'injection du débit sur la répartition des débits est étudiée par la

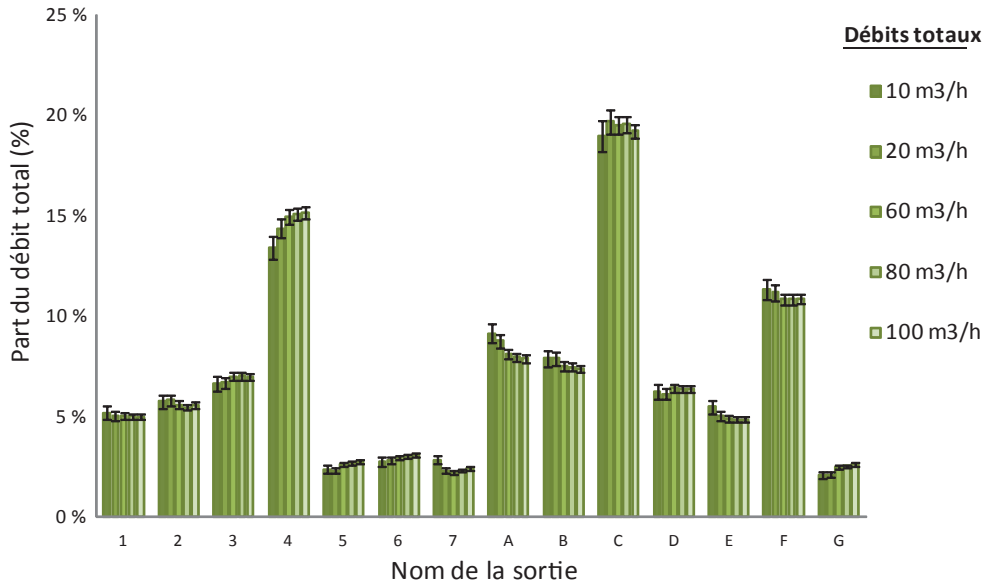


FIGURE 4.17 – Répartition des débits dans chacune des sorties du pilote en fonction des débits totaux injectés.

suite dans la Partie 4.4.

Le comportement en sortie étant indépendant des débits injectés, nous avons représenté sur la Figure 4.18 l'évolution des débits pour chacune des rues en représentant sur le même graphique la part des débits en entrée et la part des débits en sortie pour chaque rue. On constate alors que globalement le débit évolue peu entre l'entrée et la sortie pour la majorité des rues. Seulement certaines d'entre elles apparaissent significativement bénéficiaires ou déficitaires. C'est notamment le cas de l'artère C qui voit son débit augmenter de 50%. Cette dernière représente presque à elle seule un tiers de l'écart observé entre les faces Sud et Est. Inversement, on pourra noter que les rues du coin Sud Est, c.a.d les rues 5,6,7 et G sont particulièrement déficitaires et perdent la moitié de leur débit d'entrée.

Cette approche à l'échelle des rues permet de supposer que le débit en sortie de ce quartier expérimental est *a priori* prévisible pour des débits d'entrée compris entre 10 m³/h et 100 m³/h. Elle laisse supposer la mise en place d'un régime hydraulique indépendant des débits en jeu, où chaque carrefour et chaque rue joue en proportion le même rôle en terme de répartition des débits.

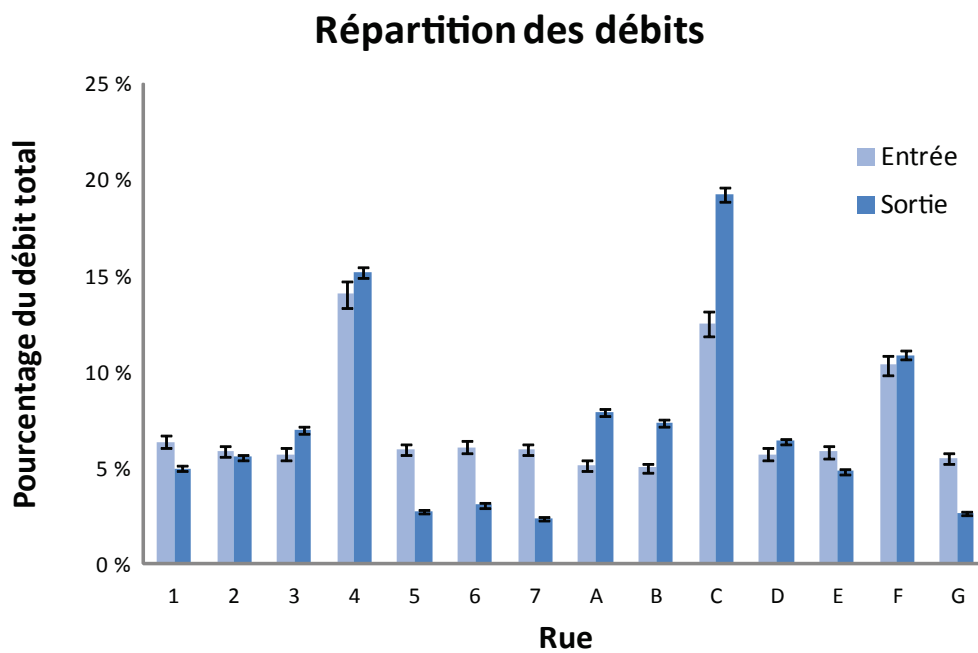


FIGURE 4.18 – Comparaison des débits d'entrée et de sortie pour chacune des rues pour l'expérience 10.5.

4.3.3 Champ de hauteur fonction des débits injectés

Les variations du champ de hauteur d'eau en fonction des débits injectés ont été étudiés à l'échelle du quartier et à l'échelle de la rue. Les différentes observations et interprétations sont présentées ci-dessous.

Évolution des hauteurs d'eau à l'échelle du quartier

La Figure 4.19 représente globalement l'évolution de la hauteur d'eau pour les expériences 2.5 et 10.5. Les résultats pour les expériences 6.5 et 8.5 sont présentés dans l'Annexe 7.4. Nous observons alors que la hauteur globale dans le quartier dépend des débits en jeu : plus ils sont importants et plus les hauteurs dans le pilote seront importantes. Nous constatons aussi que la distribution des hauteurs présente des caractéristiques particulières. Les hauteurs d'eau se répartissent d'une manière structurée : les plus importantes sont situées dans le coin Nord-Est, à l'amont du quartier expérimental. Les hauteurs à l'aval sont les plus faibles, notamment celles situées dans le coin Sud-Est, entre les deux faces de sortie. De plus, nous observons que les hauteurs dans les derniers tronçons de chaque rue, situées entre le dernier carrefour et la chute libre, sont caractérisés par des hauteurs d'eau particulièrement faibles, par rapport aux hauteurs d'eau mesurées ailleurs sur le quartier. Les influences des conditions à l'aval et donc des effets de bords y sont particulièrement importantes : la présence de chute libre impose un écoulement torrentiel en sortie du pilote. L'accélération de l'écoulement entraîne dans ces zones un abaissement de la ligne d'eau.

La Figure 4.20 représente en trois dimensions les hauteurs d'eau mesurées dans tout le pilote dans l'expérience 10.5, à l'exception de l'aval des rues fortement influencées par les conditions de chute libre. On constate alors que la distribution des hauteurs d'eau dans le quartier peut être approchée par un plan. Le même constat peut être fait pour toutes les autres expériences. Afin d'évaluer la corrélation entre le champ de hauteur mesuré et le plan moyen interpolé, nous avons introduit le coefficient de corrélation R^2 défini par

$$R^2 = \frac{[\sum_i (x_i - \bar{x}) \cdot (y_i - \bar{y})]^2}{\sum_i (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_i (y_i - \bar{y})^2} \quad (4.9)$$

avec x_i les i différentes valeurs mesurées, y_i les i valeurs interpolées sur le plan moyen, \bar{x} la hauteur mesurée moyenne et \bar{y} la hauteur moyenne interpolée sur le plan. Pour toutes les expériences, un plan moyen a été défini avec un coefficient de corrélation R^2 satisfaisant et systématiquement supérieur à 0,91. La représentation des champs mesurés par un plan moyen permet une approche globale à l'échelle du quartier en considérant l'évolution des pentes dans les directions Nord-Sud (NS) et Ouest-Est (OE) en fonction des débits injectés à l'amont.

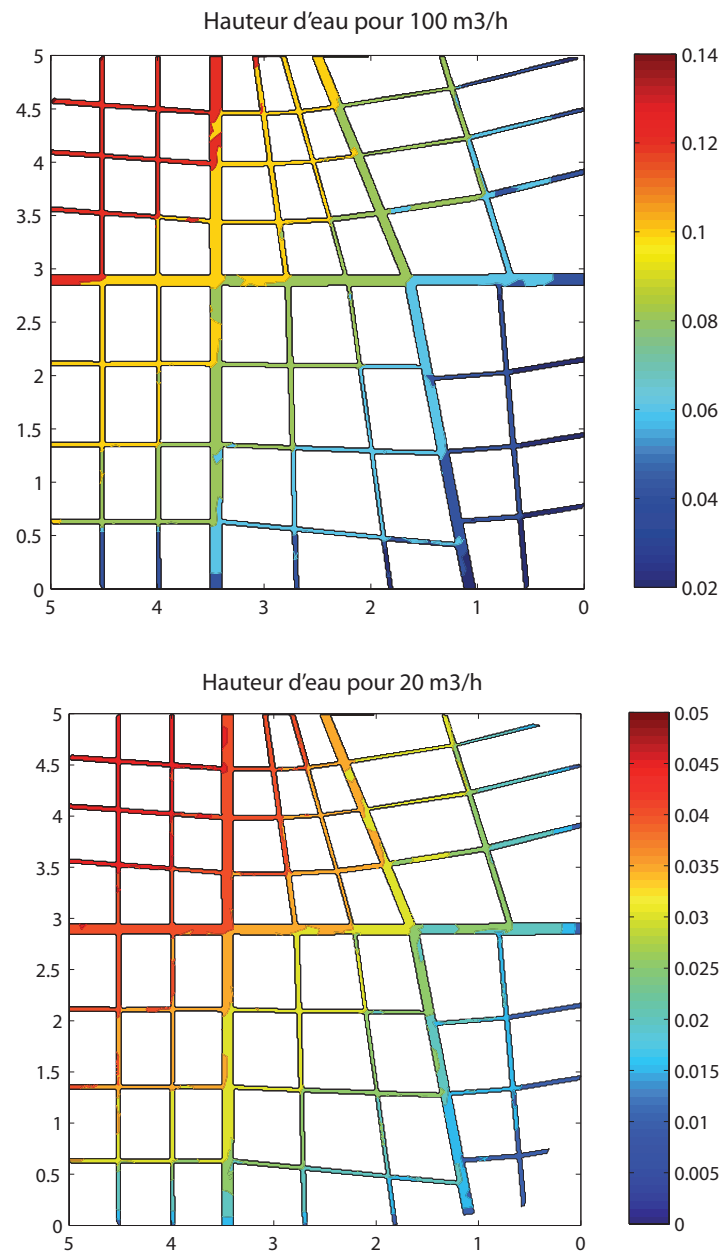


FIGURE 4.19 – Hauteurs d'eau mesurées dans le pilote. En haut : pour l'expérience 10.5. En bas : pour l'expérience 2.5.

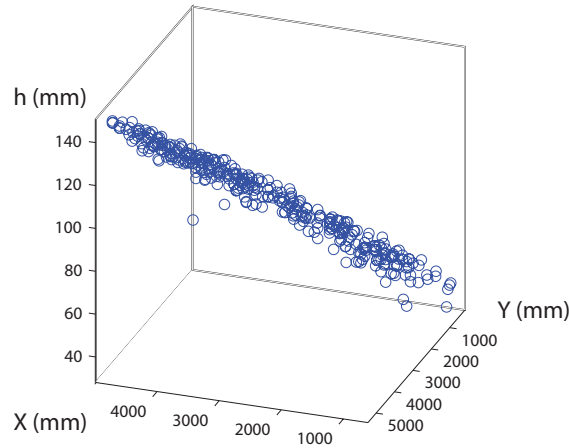


FIGURE 4.20 – Représentation en 3D des hauteurs d’eau dans le quartier virtuel pour l’expérience 10.5. Les hauteurs des dernières rues ne sont pas représentées, à cause des effets de bords générés par les chutes libres.

La Figure 4.21 représente l’évolution des pentes du “plan” piézométrique calculées dans les deux directions en fonction des débits Q_{tot} injectés. On remarque alors que :

1. les pentes dans les deux directions ne sont pas les mêmes. Ainsi, les pentes selon l’axe Nord Sud sont systématiquement plus importantes que les pentes d’axe Ouest-Est. Nous pouvons relier ce constat à la répartition des débits à l’échelle du quartier : la différence de hauteur d’eau est plus importante dans l’axe d’écoulement majoritaire, à savoir l’axe Nord-Sud. Ce constat peut s’expliquer par la présence de deux artères dans l’axe Nord-Sud, contre seulement une dans l’axe Ouest-Est ;
2. les deux évolutions des pentes sont proportionnelles, la pente dans l’axe Nord-Sud est systématiquement 1,35 fois plus importante que la pente dans l’axe Ouest-Est. L’interpolation des données par une loi puissance nous permet d’obtenir *a priori* les pentes dans les deux directions pour le quartier expérimental étudié avec un coefficient de régression très proche de l’unité puisque $R^2 = 0,997$ pour la pente dans la direction Nord-Sud et $R^2 = 0,993$ dans la direction Ouest-Est. Cette approche à l’échelle du quartier permet de prédire *a priori* les hauteurs d’eau dans ce pilote expérimental pour tous les débits d’injections compris entre $20 \text{ m}^3/\text{h}$ et $100 \text{ m}^3/\text{h}$ avec une injection $\phi_{ouest} = 50\%$.

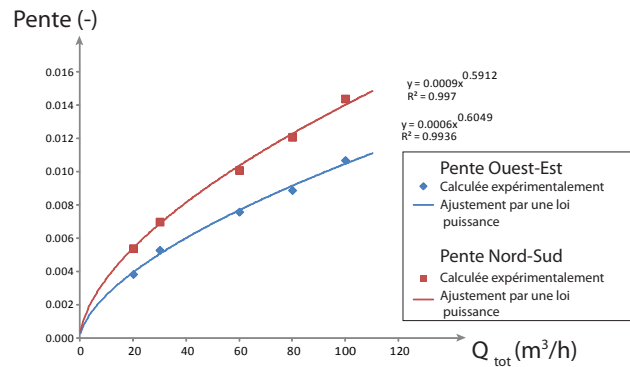


FIGURE 4.21 – Évolution des pentes en fonction des débits injectés dans le quartier virtuel.

Évolution des profils longitudinaux dans les rues

L'étude des profils longitudinaux le long des rues permet d'affiner l'analyse des données sur les hauteurs d'eau dans le quartier expérimental. Les Figures 4.22 et 4.23 représentent ainsi l'évolution de la hauteur d'eau dans les rues 4 et B respectivement pour les expériences 10.5 et 2.5. Dans les deux cas, on observe la présence de plateaux de hauteur d'eau entre deux carrefours, et une chute brutale de la hauteur d'eau au passage du carrefour. On remarque aussi que les hauteurs d'eau dans les branches à l'aval sont très significativement plus faibles qu'ailleurs dans le quartier. Les chutes libres entraînent des écoulements en régime torrentiel dans les derniers tronçons. C'est donc *a priori* le carrefour aval qui contrôle les hauteurs à l'amont.

Ces profils longitudinaux présentent des ressemblances pour des débits d'injections différents. Si l'amplitude globale entre l'amont et l'aval dépend des débits injectés, la forme de la surface libre est de manière qualitative peu influencée par les débits injectés. Les hauteurs évoluent par paliers et chutes brutales au passage des carrefours. De plus, les hauteurs d'eau dans les branches à l'amont sont quasi identiques pour chaque carrefour, comme le montre la Figure 4.24.

Il apparaît que la perte de hauteur d'eau au passage d'un carrefour augmente avec le débit total injecté (Figures 4.22 et 4.23). On a donc cherché à savoir si cette chute était en proportion la même quels que soient les débits totaux injectés. Pour ce faire, une étude sur deux carrefours a d'abord été réalisée, suivie d'une étude étendue à tout le quartier.

Afin d'estimer l'influence des débits injectés sur les hauteurs d'eau, nous avons étudié l'évolution de Δh , écart entre les deux hauteurs à l'amont de deux carrefours successifs schématiquement représentés sur la Figure 4.25 en fonction des débits. Cet écart augmente avec

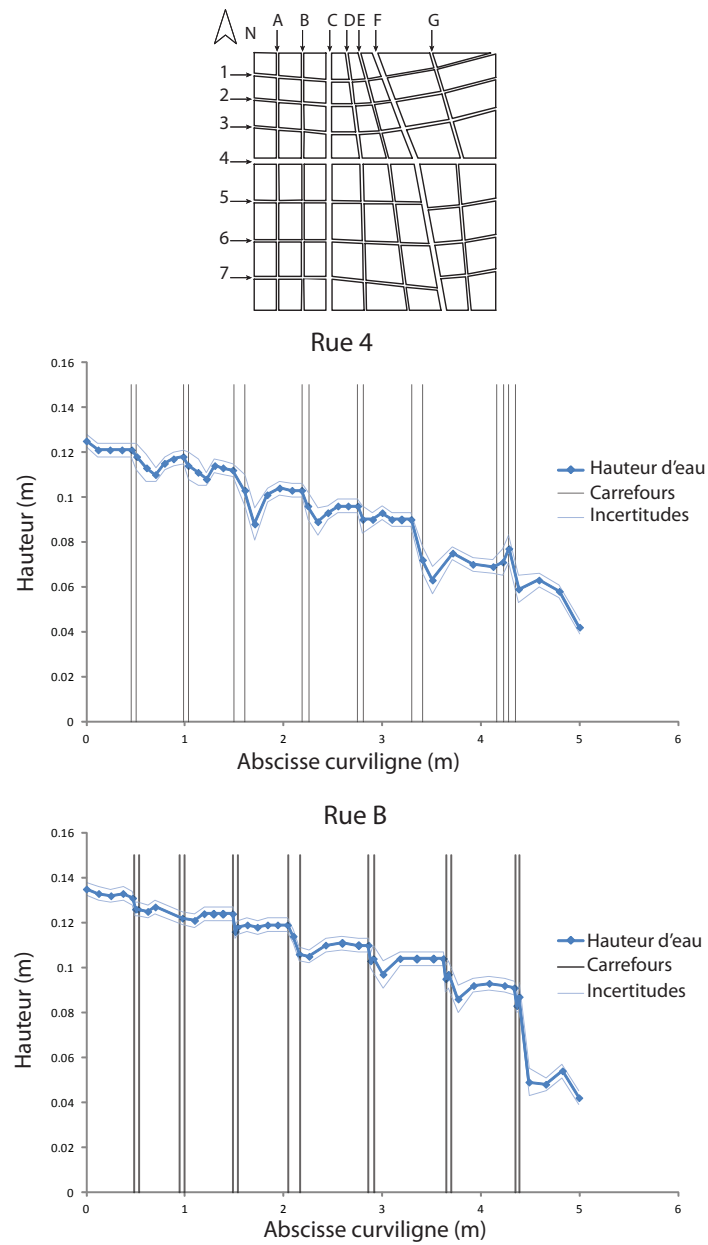


FIGURE 4.22 – Profil en long de la hauteur d'eau pour l'expérience 10.5. En haut : dans la rue 4. En bas : dans la rue B.

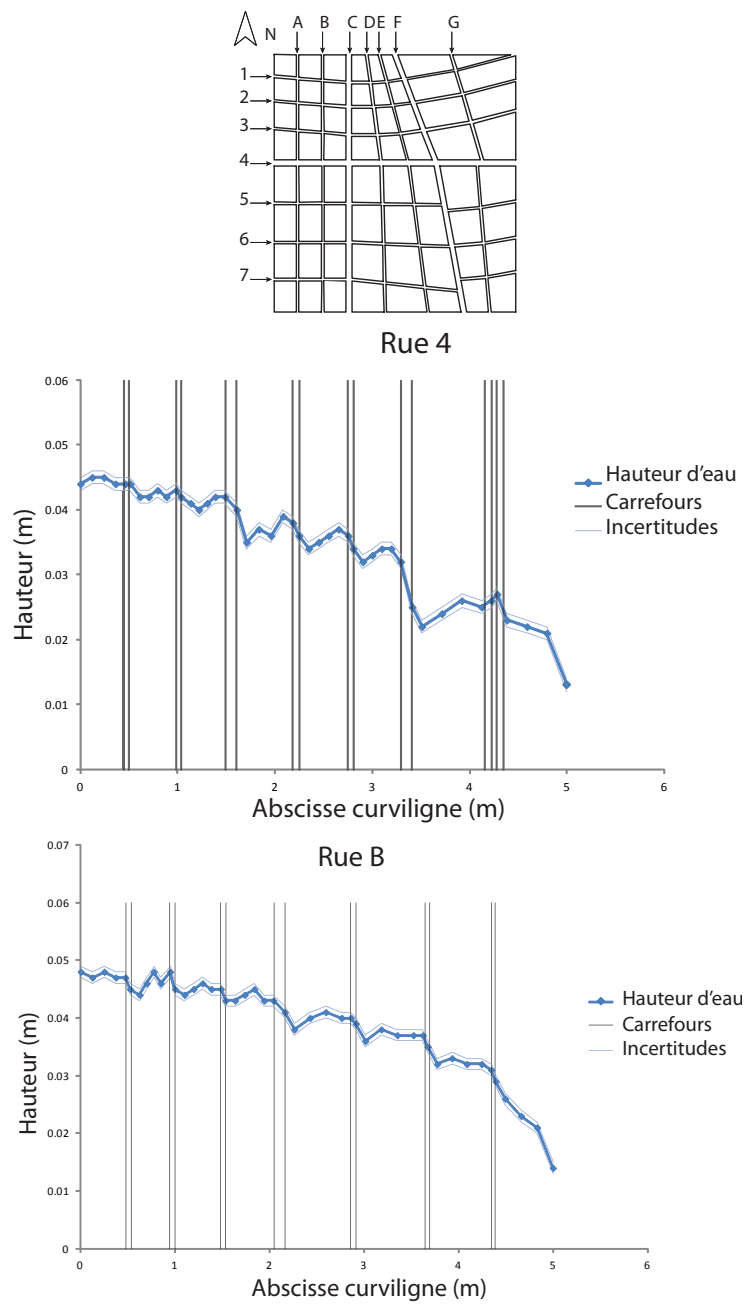


FIGURE 4.23 – Profils en long de la hauteur d'eau pour l'expérience 2.5. En haut : dans la rue 4. En bas : dans la rue B.

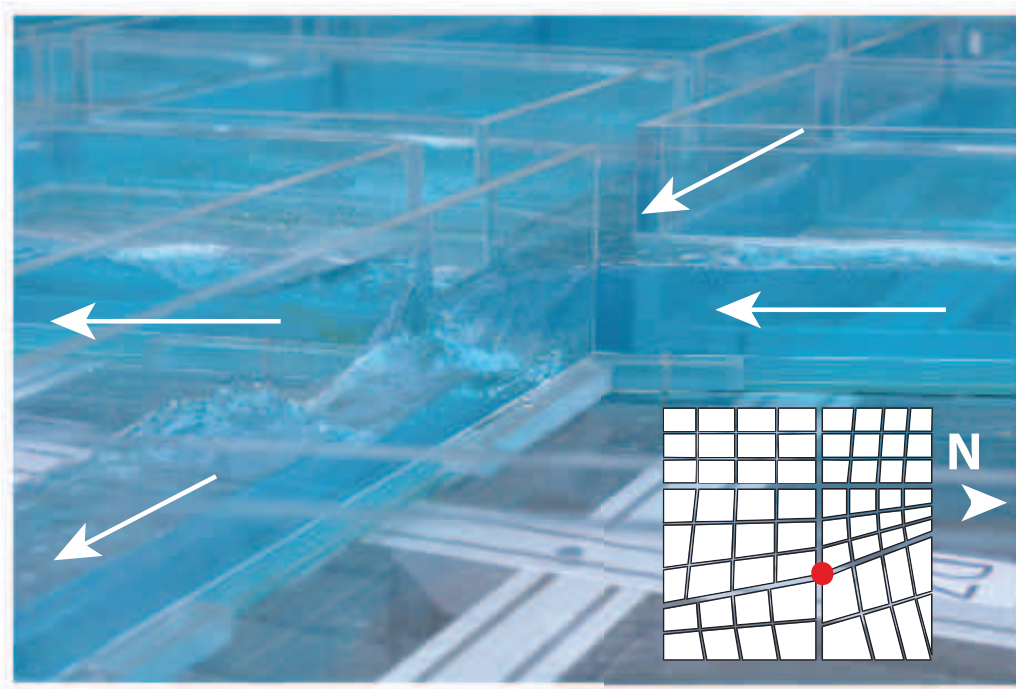


FIGURE 4.24 – Photo d'un carrefour entre les rues 4 et F pour l'expérience 10.5.

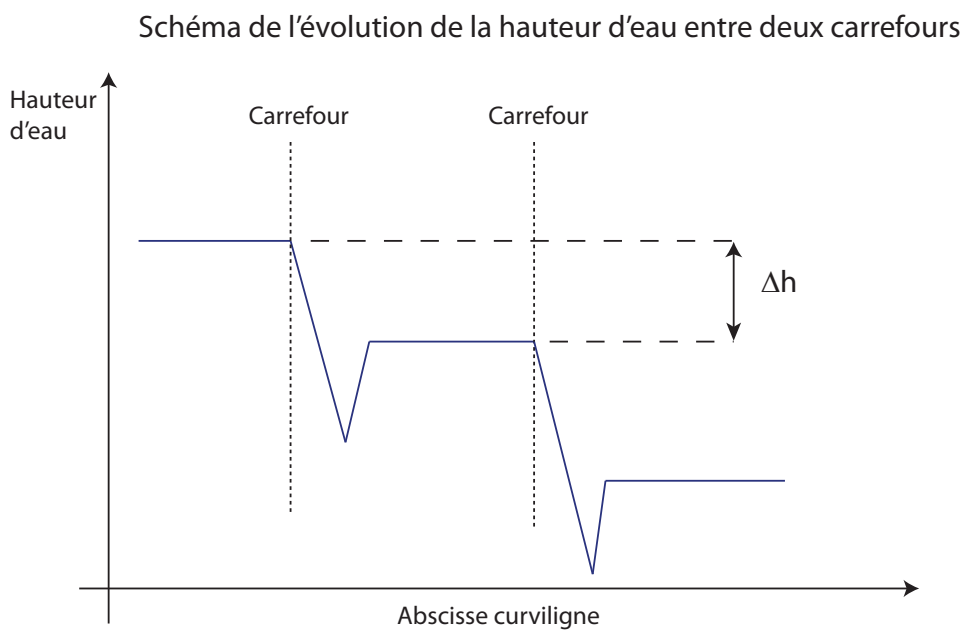


FIGURE 4.25 – Schéma de l'évolution de la ligne d'eau dans les rues du pilote inondation

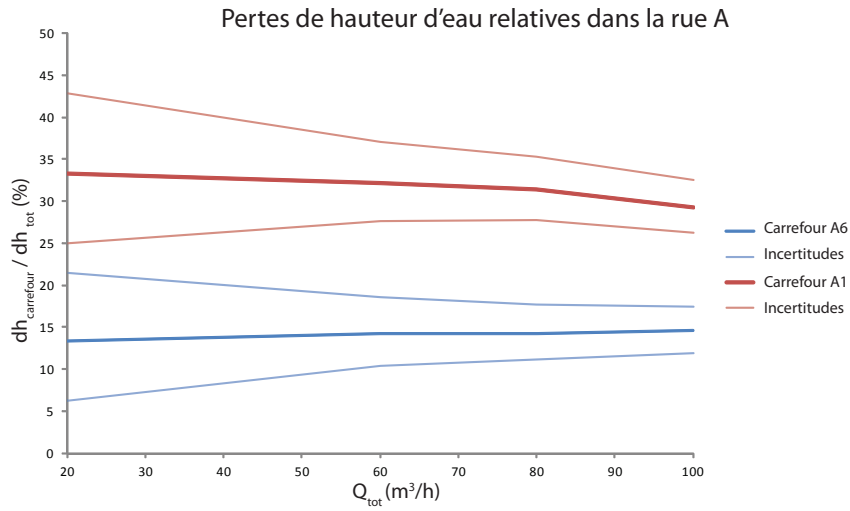


FIGURE 4.26 – Évolution des écarts relatifs $\Delta h_{\text{carrefour}}^A / \Delta h_{\text{total}}^A$ en fonction des débits injectés.

les débits injectés pour tous les carrefours du quartier. Cela implique que l'écart total Δh_{tot}^j entre l'amont et l'aval de la j ème rue augmente aussi avec les débits injectés. On a donc calculé la part de perte de hauteur d'eau du carrefour c de la rue j Δh_c^j par rapport à la perte total Δh_{tot}^j dans la rue j , indépendamment des débits injectés

$$\frac{\Delta h_c^j}{\Delta h_{\text{tot}}^j} \quad (4.10)$$

La Figure 4.26 représente ainsi ce ratio pour les carrefours A6 (entre la rue A et la rue 6) et A1. Pour information, comme la hauteur à l'aval est très influencée par les conditions de sortie libre et que la mesure n'est pas très représentative à cause des nombreuses ondes statiques observées, la hauteur aval considérée est celle mesurée à l'amont du dernier carrefour de la rue. On constate bien que les écarts relatifs pour les différents carrefours étudiés ne dépendent quasiment pas des débits injectés. En d'autre terme, l'influence du carrefour A1 sur la ligne d'eau dans la rue A dépend du débit injecté, mais son influence relative sur la ligne d'eau par rapport aux rôles des autres carrefours plus à l'aval reste la même.

Ce constat a justifié la mise en place des profils normalisés, indépendants des débits injectés, qui représentent les allures générales des hauteurs d'eau dans toutes les rues. L'amplitude entre l'amont et l'aval de ce profil va dépendre quant à lui des débits en jeu. La hauteur d'eau normalisée $h^*(x)$ est définie

$$h^*(x) = \frac{h(x)}{h_{\text{amont}} - h_{\text{aval}}} \quad (4.11)$$

avec $h(x)$ la hauteur mesurée en chaque point de la rue, h_{amont} la hauteur mesurée à l'amont de la rue étudiée et h_{aval} la hauteur mesurée au niveau du dernier carrefour de la rue.

La Figure 4.27 représente ainsi les profils normalisés dans les rues 4 et A et pour les expériences 2.5 et 10.5. Ils sont semblables, aux erreurs de mesures près. Les profils normalisés de hauteur d'eau ont été réalisés pour toutes les rues et sont présentés dans l'Annexe 7.4. Cela montre que l'allure générale de la hauteur d'eau dans chacune des rues est indépendante des débits injectés, qui vont uniquement jouer sur l'amplitude des variations de hauteurs.

Le régime d'écoulement décrit se caractérise par un rôle important des carrefours dans l'évolution des hauteurs d'eau à l'échelle de la rue. Il ressort des analyses menées que le rôle relatif de chaque carrefour est indépendant des débits injectés. En d'autres termes, chaque carrefour sera toujours responsable de la même part dans l'écart observé entre les hauteurs d'eau amont et aval. Ce constat à l'échelle locale se traduit à l'échelle globale par une distribution des hauteurs d'eau autour d'un plan moyen, et ce quels que soient les débits en jeu. Les pentes de ce plan évoluent avec les débits injectés tout comme les écarts entre les Δh entre les hauteurs à l'amont et à l'aval d'un carrefour.

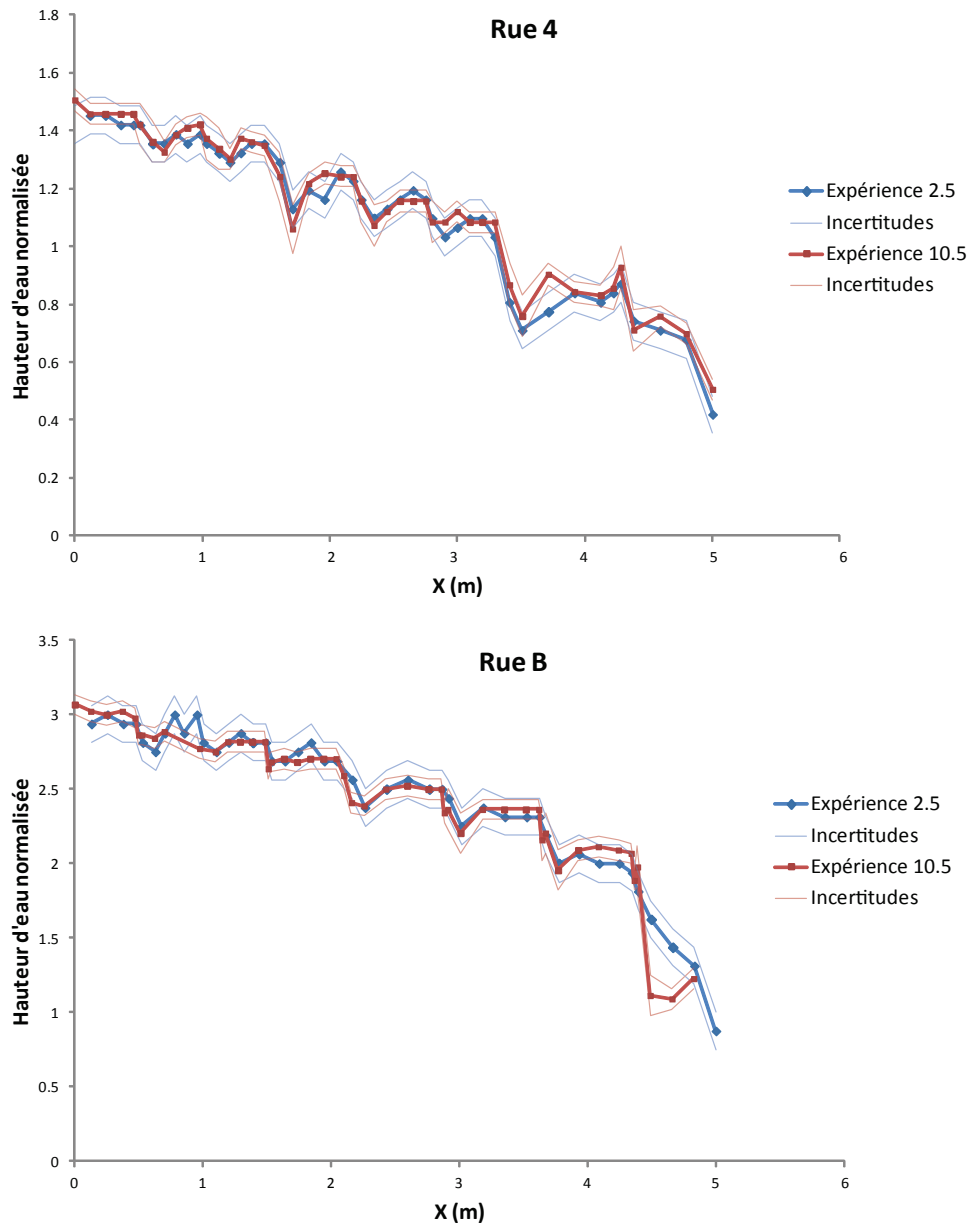


FIGURE 4.27 – Évolution de la hauteur d'eau normalisée pour les expériences 2.5 et 10.5. En haut : profil dans la rue 4. En bas : profil dans la rue B.

4.3.4 Pertes de charge singulières

Le paragraphe précédent sur l'observation des hauteurs d'eau met en évidence dans les rues une succession de paliers et de chutes brutales des hauteurs d'eau au niveau des carrefours. Cela correspond à l'évolution classiquement observée de la hauteur d'eau dans un canal ponctué de singularités de type convergent-divergent, à ceci prêt que le débit dans chacune des rues n'est pas constant. La Figure 4.18 montre que, pour une majorité de rues, le débit entre l'amont et l'aval peut être considéré comme inchangé. En supposant donc que le débit est constant dans les rues, ce rapprochement peut être fait.

De plus, l'étude bibliographique suggère qu'un carrefour à 90° avec des branches de même largeur fait intervenir deux mécanismes de pertes de charges singulières :

- les écoulements issus des deux branches à l'amont se dévient mutuellement, entraînant un changement de direction des écoulements. Ce changement de direction brutal génère, comme dans des coudes, des pertes de charge singulières ;
- le passage de la zone d'écoulement contracté peut s'apparenter au passage hydraulique d'un convergent-divergent. L'énergie est stockée à l'amont sous forme d'énergie potentielle de pesanteur, car l'écoulement est ralenti par la présence du convergent. Dans un second temps, l'écoulement est accéléré par le passage dans le convergent, l'énergie potentielle se transforme donc alors en énergie cinétique, ce qui explique les baisses significatives des hauteurs d'eau observées à l'aval des carrefours.

Il est probable que ce mécanisme de pertes de charge se développe dans le quartier expérimental. Il reste cependant très difficile de mettre en évidence des coefficients de perte de charge singulière, les variations de hauteurs d'eau étant associées à des échanges de masse d'une rue à l'autre, ou potentiellement à l'accélération progressive de l'écoulement. Des arguments peuvent cependant être avancés pour démontrer la prépondérance des pertes de charges singulières.

Dans un premier temps, on peut en effet supposer que la hauteur d'eau à l'amont de chaque carrefour est représentative de la charge. En supposant le débit comme constant dans chacune des rues, on aurait par exemple un débit d'environ $5\text{m}^3/\text{h}$ dans la rue A pour l'expérience 10.5. La rue mesure 5 cm de large. Le dernier carrefour de la rue A est considéré, car il possède la plus petite hauteur d'eau. Elle est de 9,8 cm, ce qui entraîne des vitesses à l'amont des carrefours inférieures à 0,3 m/s. Ces faibles vitesses entraîneraient une charge cinétique de 4 mm pour une charge totale à l'amont de ce carrefour de 10,2 cm, soit environ 4 %. De plus, cette hypothèse est vérifiée de manière plus généralisée à l'aide du logiciel Ansys-Fluent® dans l'Annexe 7.6.

En considérant que les débits sont conservés dans chaque rue et que les hauteurs à l'amont des carrefours sont représentatives de la charge, l'évolution de la hauteur d'eau dans une rue peut être analysée. Le fait que le profil de hauteur reste en proportion le même, alors que le diamètre hydraulique entre les expériences 10.5 et 2.5 est presque divisé par 2, montre que les pertes de charges linéaires peuvent être négligées. En effet, la part des pertes de charge singulières par rapport aux pertes de charge totales sont théoriquement plus importantes dans l'expérience 2.5 que dans l'expérience 10.5. Or les deux profils se superposent, laissant supposer que cette part est négligeable dans les deux cas.

En supposant donc que les pertes de charges soient singulières, elles peuvent s'écrire sous la forme

$$\Delta H = K \frac{V^2}{2g} \quad (4.12)$$

avec K le coefficient de perte de charge, V la vitesse caractéristique de l'écoulement et g la constante de gravité. Or, toujours en supposant que les débits sont constants dans chacune des rues, l'écoulement accélère progressivement, en passant de 0,2 m/s pour le premier carrefour de la rue A à 0,3 m/s dans le dernier carrefour. Ces différences de vitesses induisent un doublement des pertes de charges entre ces deux carrefours. Ce constat est confirmé sur la Figure 4.28 où l'écart de hauteur d'eau entre l'amont et l'aval du premier carrefour A1 (carrefour entre les rues A et 1) est de 6 mm contre 12 mm pour le carrefour A6 (carrefour entre les rues A et 6).

L'évolution de la hauteur le long de la rue A dans l'expérience 5 ainsi que la représentation des charges amont et aval, calculées à l'aide des mesures de hauteurs et des débits d'entrée et de sortie, montrent que la hauteur d'eau évolue bien avant le dernier carrefour avec la même tendance que la charge hydraulique calculée à l'amont et à l'aval du pilote.

Une telle évolution des pertes de charge, avec une vitesse qui augmente progressivement et donc des pertes de charges toujours plus importantes, aurait dû conduire à une distribution des hauteurs selon une loi de puissance et non une loi linéaire comme nous l'avons observé dans la partie précédente. Cependant, la distribution des singularités est non homogène : elle est beaucoup plus dense à l'amont du pilote, où deux carrefours sont séparés d'environ 50 cm, alors qu'à l'aval, où ils sont séparés d'environ 75 cm. Cela contre-balance probablement la non linéarité des pertes de charges pour au final entraîner une distribution des hauteurs quasiment linéaire. Si la hauteur amont est assimilée à la charge, tout cela se vérifie particulièrement sur la Figure 4.28.

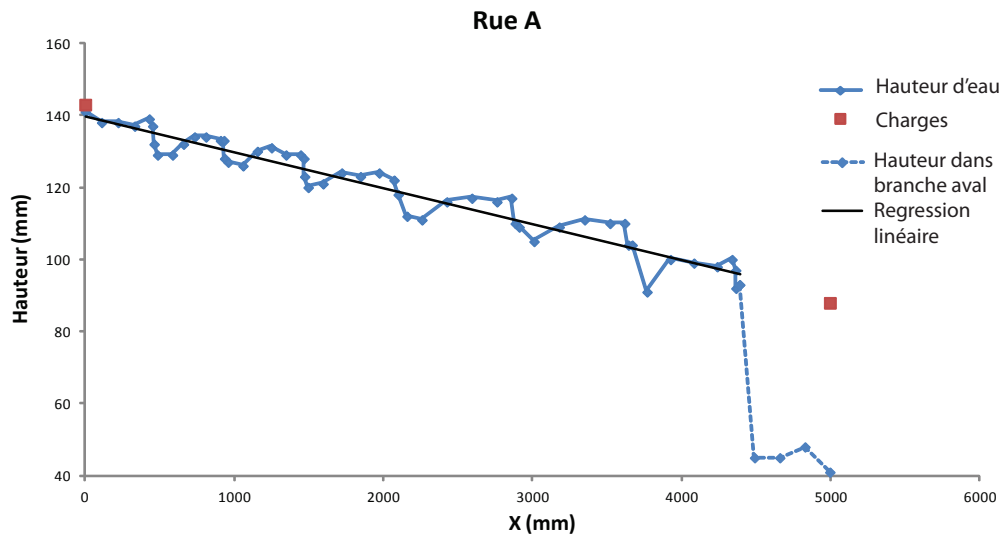


FIGURE 4.28 – Évolution de la hauteur d'eau dans la rue A pour l'expérience 10.5.

Toutes ces approches simplifiées, basées pour certaines sur la conservation du débit dans chacune des rues, ont permis de montrer que les pertes de charges linéaires sont *a priori* négligeables par rapport aux pertes de charges singulières et qu'elles ne sont pas responsables de l'évolution de la hauteur d'eau observée pour les différents débits injectés. L'évolution des hauteurs d'eau dans le pilote est contrôlée par les pertes de charge singulières générées par les carrefours. Ces derniers ont un effet sur l'écoulement de convergent-divergent qui entraîne le ralentissement des écoulements à l'amont des carrefours et l'accélération de l'eau à l'aval de la zone d'écoulement contracté. La distribution des hauteurs d'eau autour d'un plan moyen est directement liée à la distribution des singularités qui n'est pas homogène. Une distribution des singularités homogène aurait en effet conduit à une distribution des hauteurs d'eau selon une loi de puissance qui n'est pas observée ici.

4.3.5 Résumé sur les caractéristiques du régime d'écoulement pour une injection symétrique

Les mécanismes de répartition des débits et de distribution des hauteurs sont semblables pour les différentes expériences réalisées. Ils sont indépendants des hauteurs d'eau dans le pilote, qui pourtant évoluent de manière significative en passant d'environ 1 à 2 cm pour l'expérience 1.5 à 15 centimètres pour l'expérience 10.5. La hauteur d'eau n'influence pas *a priori* les phénomènes qui se mettent en place au niveau de chaque carrefour. Cela tend à minimiser les effets liés à la distorsion des échelles verticales : la répartition des débits en sortie ne varie quasiment pas alors que le rapport de la hauteur/largeur passe de 1/3 pour

l'expérience 1.5 à 2 pour l'expérience 10.5. Nous pouvons donc résumer les principales caractéristiques des écoulements observés qui se mettent en place dans ce quartier expérimental avec une répartition à l'amont des débits $\phi_{Ouest} = 50\%$ et des débits totaux injectés allant de 10 à 100 m³/h :

1. la répartition des débits à l'échelle de chaque rue, et donc au niveau du quartier dans sa globalité, est indépendante des débits injectés. La répartition des débits en sortie du pilote est alors prévisible si l'on reste dans le cadre défini ci-dessus ;
2. les carrefours se comportent comme des singularités. Les interactions entre les différents carrefours génèrent des écoulements globalement ralentis et seulement accélérés ponctuellement au passage des zones d'écoulement contracté qui se mettent en place à l'aval de chaque carrefour ;
3. la présence de ces singularités contrôle en partie la distribution des hauteurs d'eau. Ces dernières évoluent par palier, la hauteur chutant brutalement au passage de chaque carrefour. La différence entre leur hauteur à l'amont et à l'aval dépend des débits injectés : plus ils sont importants, plus l'écart entre les deux paliers est important. On notera enfin que la contribution relative de chaque carrefour dans la perte de hauteur globale entre l'amont et l'aval du quartier est indépendante des débits injectés, ce qui permet la mise en place de profils normalisés pour chaque rue, indépendamment des débits injectés. Ces particularités locales entraînent une distribution à l'échelle globale autour d'un plan moyen dont les pentes varient en fonction des débits. Une interpolation des données expérimentales permet de prévoir *a priori* les pentes globales pour toutes expériences dans le quartier (dans le cadre défini précédemment) ;
4. les carrefours contrôlant la distribution des hauteurs d'eau, il en résulte que les nombres de Froude à l'amont du quartier sont constants pour chaque rue. Ils sont compris entre 0,2 et 0,35. Les écoulements dans le quartier sont donc fluviaux.

4.4 Influence des conditions à l'amont sur les écoulements

L'objectif de cette partie est d'évaluer l'influence des conditions aux limites amont sur la répartition des débits. La section précédente montre que le débit total injecté Q_{tot} n'a pas d'effet sur la répartition des débits pour un coefficient ϕ_{ouest} constant à 50%. Dans cette section, différents débits totaux allant de 60 m³/h à 80 m³/h ont été testés avec des coefficients ϕ_{ouest} variant 0% à 100%. La répartition des débits en sortie a alors été mesurée. Le Tableau 4.7 résume toutes les expériences qui ont été réalisées dans cette section.

Expériences	Q_{tot}	ϕ_{Ouest}	Expériences	Q_{tot}	ϕ_{Ouest}	Expériences	Q_{tot}	ϕ_{Ouest}
6.0	60 m ³ /h	0 %	7.0	70 m ³ /h	0 %	8.0	80 m ³ /h	0 %
6.1	60 m ³ /h	10 %	7.2	70 m ³ /h	20 %	8.1	80 m ³ /h	10 %
6.2	60 m ³ /h	20 %	7.3	70 m ³ /h	30 %	8.2	80 m ³ /h	20 %
6.3	60 m ³ /h	30 %	7.4	70 m ³ /h	40 %	8.3	80 m ³ /h	30 %
6.4	60 m ³ /h	40 %	7.5	70 m ³ /h	50 %	8.4	80 m ³ /h	40 %
6.5	60 m ³ /h	50 %	7.6	70 m ³ /h	60 %	8.5	80 m ³ /h	50 %
6.6	60 m ³ /h	60 %	7.7	70 m ³ /h	70 %	8.6	80 m ³ /h	60 %
6.7	60 m ³ /h	70 %	7.8	70 m ³ /h	80 %	8.7	80 m ³ /h	70 %
6.8	60 m ³ /h	80 %	7.9	70 m ³ /h	90 %	8.8	80 m ³ /h	80 %
6.9	60 m ³ /h	90 %	7.10	70 m ³ /h	100 %			
6.10	60 m ³ /h	100 %						

TABLE 4.7 – Récapitulatif des expériences réalisées

A l'échelle du quartier

Les expériences réalisées ont permis de constater la manière dont évolue la répartition des débits à l'échelle du quartier en fonction des conditions d'injection ϕ_{ouest} . La Figure 4.29 représente l'évolution de la somme des débits de la face Est Q_{est} pour les différents débits testés décrits dans le Tableau 4.7. Nous pouvons dans un premier temps constater, comme dans les sections précédentes, que les résultats sont indépendants des débits injectés. De plus, l'évolution de Q_{est}/Q_{tot} est une fonction de ϕ_{ouest} .

Nous pouvons constater que Q_{est} est maximal quand ϕ_{ouest} vaut 100% pour les différents débits Q_{int} injectés. Ce constat traduit l'influence de l'inertie sur les écoulements au niveau des carrefours. L'inverse est aussi observé : lorsque tout le débit est injecté sur la face Nord, l'inertie Nord Sud entraîne une augmentation de la part des débits sortant par le Sud. On observe ainsi que la somme des débits sur la face Est Q_{est} est minimale pour un ϕ_{ouest} de 0%. L'évolution d'un extrême à l'autre se fait de manière monotone.

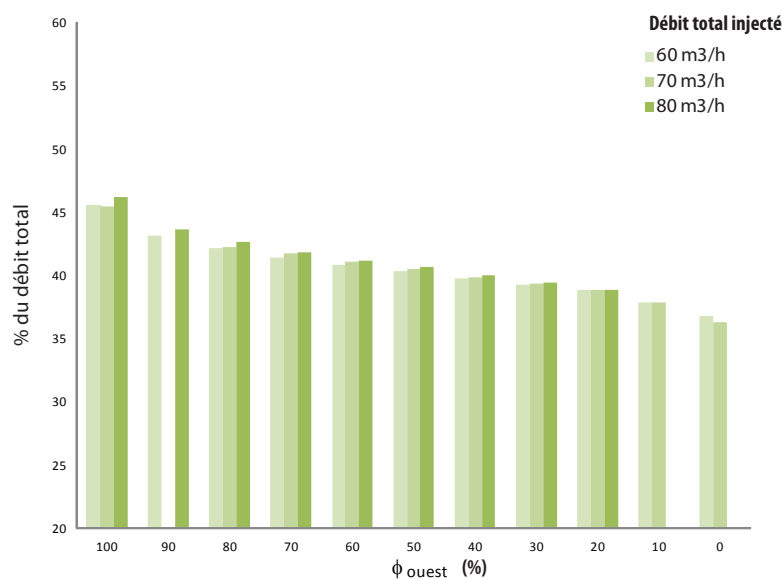


FIGURE 4.29 – Évolution de Q_{Est} en fonction de ϕ_{Ouest} pour différents débits Q_{tot} injectés.

L'amplitude de variation entre les deux extrêmes $\phi_{Ouest} = 0\%$ et $\phi_{Ouest} = 100\%$ est de 10% des débits injectés. Cet écart est significatif mais relativement limité compte tenu des conditions aux limites amont qui sont symétriquement opposées. Cette approche à l'échelle du quartier montre qu'en régime fluvial et sur ce quartier expérimental, l'influence des conditions amont sur la répartition des débits est limitée.

A l'échelle des rues

Nous présentons dans ce paragraphe l'évolution de la répartition des débits à l'échelle de chacune des sorties pour la série d'expériences 6. La Figure 4.30 représente l'écart relatif entre le débit mesuré pour différents ϕ_{Ouest} avec le débit mesuré pour $\phi_{Ouest} = 50\%$ pour chacune des rues. Ce choix de représentation permet de confirmer ce qui a été observé précédemment à l'échelle du quartier. Trois groupes de rues distincts peuvent être en effet distingués :

1. les rues dont le débit en sortie évolue de la même manière que ϕ_{Ouest} . Ce sont les rues 1 à 4, situées sur la face de sortie Est. Elles récupèrent plus de débits lorsque ϕ_{Ouest} augmente.
2. les rues dont le débit en sortie évolue de manière opposée à ϕ_{Ouest} . Ce sont les rues A à G situées sur la face Sud du quartier. Plus ϕ_{Ouest} est important, moins elles récupèrent de débits.
3. Les rues très peu influencées par ϕ_{Ouest} . Ce sont les rues situées le plus loin des entrées et qui sont donc les moins influencées par les variations de conditions aux limites amont.

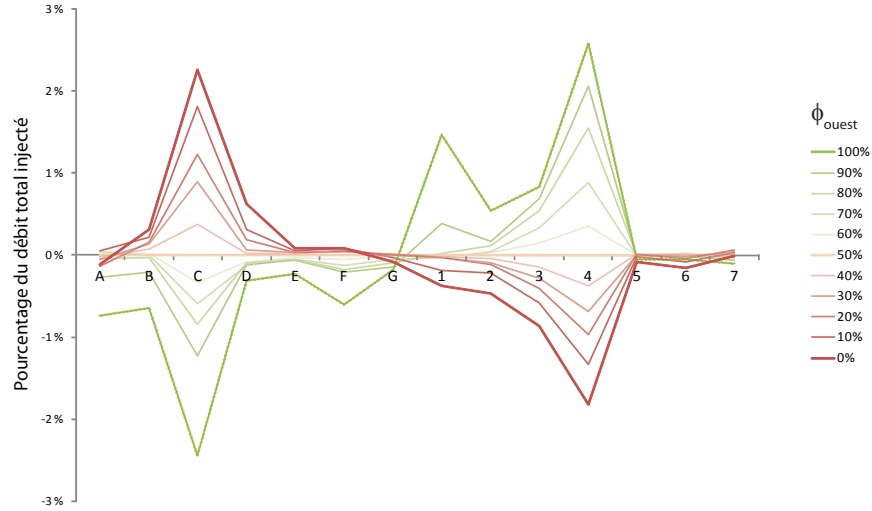


FIGURE 4.30 – Évolution du débit dans chaque rue en fonction de ϕ_{Ouest} par rapport aux débits de référence pour $\phi_{Ouest} = 50\%$.

Les rues 5,6,7 et G situées dans le coin Sud Est appartiennent à cette catégorie.

L'évolution du débit ne se fait pas de manière homogène sur toute la face.

Certaines rues sont en effet beaucoup plus influencées par l'évolution des conditions d'injection. Le transfert d'une face à l'autre se fait principalement par les artères 4 et C et les rues 1 et A. Environ 50% des débits transférés le sont par un échange entre les deux artères. On constate sur la Figure 4.31 que l'évolution de leur débit en fonction de ϕ_{Ouest} est linéaire et que leurs pentes sont parfaitement opposées. La somme des débits de ces deux artères n'évolue pas, elle représente toujours 35 % de Q_{tot} . Cela met en valeur le transfert progressif et proportionnel aux ϕ_{ouest} d'entrée des débits d'une rue vers l'autre.

Les conditions d'injection influencent particulièrement les sorties 1 et A, qui sont les plus proches des faces d'entrées. Contrairement aux deux artères 4 et C, leurs évolutions ne sont pas symétriques par rapport à la référence $\phi_{Ouest} = 50\%$. Cependant leurs comportements sont corrélés : globalement pour $\phi_{Ouest} \leq 80\%$ les débits que ces deux rues évacuent sont relativement constants. Pourtant, pour des débits d'injection très majoritaires sur la face Ouest, lorsque $\phi_{Ouest} > 80\%$, les débits dans la rue 1 augmentent de manière significative, alors que les débits dans la rue A diminuent. La sortie de la rue 1 semble sensible aux injections de la face Nord, beaucoup plus que la rue A n'est sensible aux injections sur la face Ouest. Ce constat est cependant très difficile à expliquer, le nombre de paramètres évoluant étant trop important.

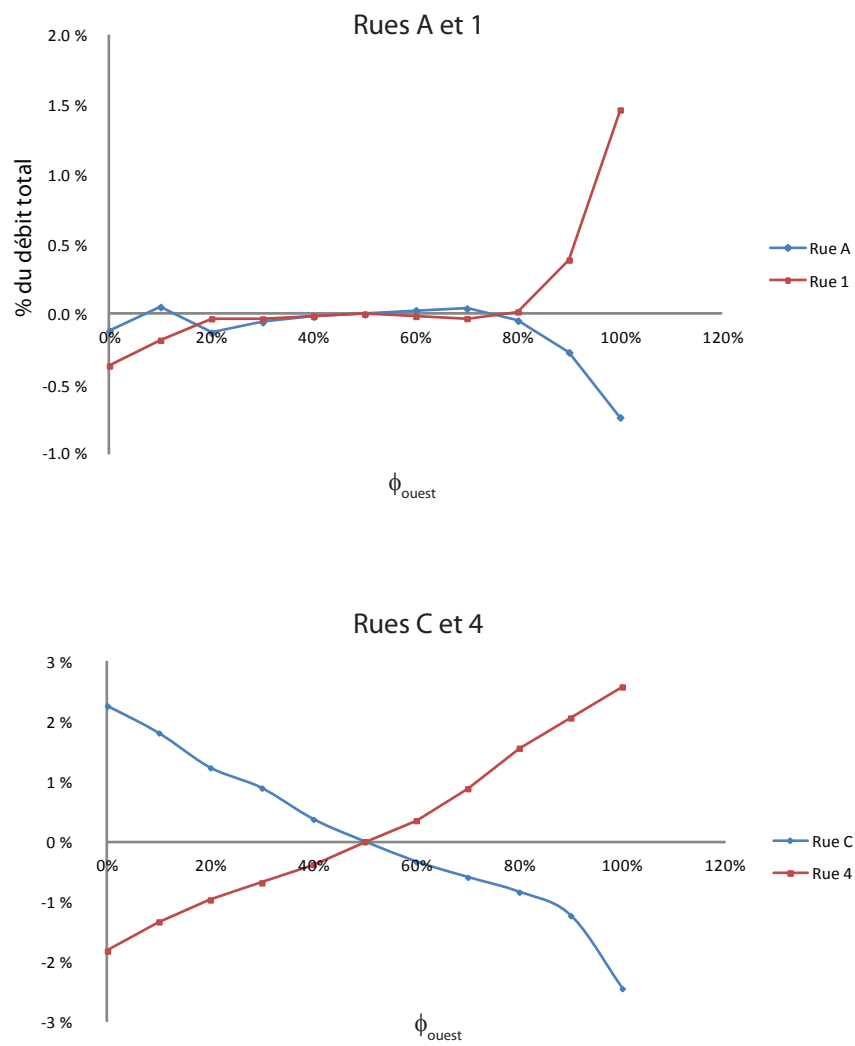


FIGURE 4.31 – Évolution du débit dans chaque rue en fonction de ϕ_{Ouest} par rapport aux débits de référence pour $\phi_{Ouest} = 50\%$ pour les rues 1 et A (en haut) et pour les rues C et 4 (en bas).

4.5 Perspectives

Les premières expériences préliminaires ont permis de confirmer qu'il existe un lien entre la géométrie, la répartition des débits et les hauteurs d'eau dans le pilote. Certaines tendances ont pu ainsi être mises en avant même si d'autres expériences doivent être réalisées pour les confirmer. Il n'y a pas encore suffisamment de données expérimentales pour modéliser ce lien de manière satisfaisante. Les expériences qui pourraient être réalisées sont présentées ci-dessous par ordre de priorité, tout en prenant en compte leur faisabilité technique.

Mesure des vitesses

Les expériences préliminaires réalisées ont montré que chaque carrefour avait, en proportion des débits totaux injectés, le même rôle et la même contribution sur les hauteurs d'eau et les débits en sortie. Cependant, le rôle de chaque carrefour n'a pas pu être quantifié dans la mesure où les vitesses et débits n'étaient pas connues au niveau des carrefours. La mesure des vitesses à l'amont et à l'aval de chaque carrefour permettrait d'apporter des informations précieuses :

1. sur la distribution des débits au niveau de chaque carrefour. Il serait alors possible de mieux comprendre et expliquer comment se font les transferts de débits d'une rue à l'autre, et d'estimer l'influence des angles des jonctions ou de la largeur des rues sur l'écoulement.
2. sur l'accélération ou la décélération du fluide au fil de son cheminement dans le pilote. Cela permettrait ainsi d'évaluer et de mieux expliquer la baisse de hauteur d'eau à chaque carrefour, savoir si elle est due à une accélération du fluide, à une perte de charge ou à une perte de débit.
3. sur l'évolution de la charge dans chacune des rues. Il serait alors plus facile d'estimer les pertes de charge dans le dispositif, de quantifier la part de pertes de charge linéaires par rapport aux pertes de charge singulières de manière plus rigoureuse et éventuellement d'élaborer un modèle de pertes de charge dans chaque jonction. Le concept de pertes de charge s'applique cependant à une ligne de courant. Il faut donc aussi connaître la manière dont se répartissent les débits au niveau de chaque jonction pour pouvoir l'appliquer rigoureusement. Il serait alors plus exact, compte tenu de la non conservation du débit dans chacune des rues, d'utiliser le concept de puissance hydraulique qui prend en compte le débit dans chacune des rues :

$$P = \int \int H \cdot u \, dS \quad (4.13)$$

avec H la charge hydraulique, u la vitesse normale à la surface S d'intégration.

Différentes techniques sont envisageables pour réaliser une telle mesure. La mise en place d'un capteur doppler est actuellement à l'étude. Il apporterait des informations précieuses sur le profil de vitesse. Sa mise en place reste complexe car elle nécessite la maîtrise de la rotation selon l'axe (Oz) ainsi que des différents protocoles de sécurité obligatoires pour placer judicieusement le capteur de manière automatique sans collision avec les bâtiments. La mesure à l'aide d'un micro-moulinet ou d'une sonde Pitot peut aussi être envisageable, mais fait face aux mêmes contraintes de mise en place et à la problématique de l'acquisition de séries de données.

Influence des conditions à l'aval

Les premières expériences ont permis de montrer la faible influence des conditions amont sur les phénomènes qui se développent dans le pilote. Le Chapitre 2 faisait le même constat à l'échelle d'un carrefour unique. Ce dernier montrait néanmoins une forte influence des conditions limites à l'aval dans la répartition des débits dans un carrefour. Il est ainsi très probable qu'elles aient un rôle majeur dans le fonctionnement hydraulique du quartier. Il serait très intéressant de quantifier leur influence en faisant varier globalement les hauteurs d'eau imposées à l'aval de chacune des faces.

La mise en place de cette série d'expériences est relativement simple. Elle repose sur l'ajout de seuils mobiles à chacune des sorties. Les différentes expériences envisagées sont :

1. même conditions aux limites aval pour les deux faces de sorties. Différentes hauteurs de seuil pourront être testées pour évaluer leurs influences sur la répartition des hauteurs et des débits en augmentant les hauteurs d'eau dans le pilote et en favorisant les écoulements fluviaux.
2. des conditions aux limites différentes pour chacune des faces de sortie. Il est fort probable que la face ayant une hauteur limite aval plus faible récupérera une part significative des écoulements, ce qui par conséquent modifierait complètement la répartition des débits en sortie. Nous pourrions alors voir si les débits de toutes les rues de la face privilégiée augmentent dans les mêmes proportions, ou si certaines rues drainent alors davantage.

Écoulement en régime torrentiel

Les pieds réglables du banc expérimental permettent d'imposer une pente de 0% à 2% dans les deux directions. Une telle pente pourrait permettre d'obtenir un régime d'écoulement torrentiel. Ce dispositif expérimental permettrait d'observer les écoulements qui se mettent en place et l'influence des conditions aux limites amont sur la localisation des ressauts hydrauliques, sur les hauteurs d'eau et sur la répartition des débits en sortie. Cette étude est aussi importante car elle permettrait de voir si des écoulements torrentiels peuvent se mettre en

place ou si seulement des écoulements transcritiques seront observés. Enfin, cette étude permettra d'affiner la validation des codes numériques, car de nouveaux phénomènes physiques *a priori* non observés en régime fluvial pourraient se mettre en place.

Injection dans une seule rue

Cette expérience consisterait en l'injection d'un débit d'entrée constant dans une des rues du quartier expérimental, en imposant tous les autres débits d'entrée à zéro. Cette expérience permettrait de visualiser la zone directement influencée par une seule injection. Elle fournirait des données intéressantes sur les écoulements préférentiels dans une telle configuration et permettrait la génération de nouveaux cas tests expérimentaux pour la validation des outils numériques.

Gestion des hauteurs d'eau à l'amont

La mise en place d'un système d'asservissement du débit de chaque pompe par la mesure de la hauteur d'eau dans les entrées du pilote permettrait d'imposer une hauteur d'eau constante sur toute une face amont. Cette approche se rapprocherait alors de ce qui a été réalisé dans le projet Hy²Ville. L'avantage de cette approche est que cette condition limite est plus proche de ce qui est observé en général dans une inondation en ville. De plus, associé à un contrôle des hauteurs aval du quartier expérimental, ce dispositif serait en mesure d'imposer un différentiel de charge. La mesure du débit transitant alors dans le quartier serait directement liée aux pertes de charges que génère globalement le quartier.

Influence de la géométrie

Les premiers résultats laissent penser que la géométrie de la ville joue un rôle important dans les phénomènes physiques qui se mettent en place. La géométrie du quartier étudié est idéale pour générer des données pour la validation des codes de calcul, car toutes les caractéristiques de nos villes y sont reproduites. Cependant, les paramètres géométriques varient trop d'un carrefour à l'autre pour que leurs influences soient quantifiées à l'échelle globale. A plus long terme, une approche globale faisant varier progressivement et, par étapes, les paramètres de manière homogène serait très intéressante, car elle permettrait de mettre en évidence leurs influences sur les écoulements. Cette série d'expériences est plus complexe à mettre en place : elle requiert la fabrication de nouveaux îlots ainsi que leur pose sur la plate-forme. Elle s'inscrit dans un projet à plus long terme.

4.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté la mise en place d'un modèle réduit pour simuler en laboratoire les phénomènes de crue en milieu urbain lors d'évènements extrêmes. Les méthodes de mesures et leurs incertitudes sont présentées. La gestion amont des conditions aux limites est rendue possible par l'installation de 14 pompes indépendantes, chacune étant reliée à une entrée du quartier. La complexité du dispositif a rendu sa mise en place délicate, la plate-forme expérimentale n'étant toujours pas à l'heure actuelle complètement opérationnelle. Cela explique le peu de données expérimentales disponibles. Une première campagne de mesures a toutefois été menée en régime permanent fluvial, ce qui a conduit à des résultats encourageants et qui ouvrent plusieurs champs d'investigation.

L'étude du quartier aux différentes échelles a permis cependant de mettre en évidence l'existence d'un régime d'écoulement dans la gamme de débits étudiés allant de $20 \text{ m}^3/\text{h}$ à $100 \text{ m}^3/\text{h}$ qui peut se caractériser ainsi :

- des nombres de Froude en entrée indépendants des débits injectés et compris entre 0,2 et 0,35. L'évolution du nombre de Froude en sortie est moins évidente à analyser à cause de la présence d'onde statique, même si globalement toutes les sorties sont en régime torrentiel.
- des répartitions à l'échelle du quartier et de la rue indépendantes des débits injectés. Les débits en sortie peuvent ainsi être prédits.
- des pertes de charges singulières au niveau de chaque carrefour, qui associées à une distribution non homogène des singularités dans le quartier entraînent une distribution linéaire des hauteurs d'eau. La pente de cette dernière dépend du débit injecté. Une loi a ainsi été proposée et permet la prévision approximative de la hauteur en tous points du pilote, excepté pour les rues les plus à l'aval influencées par la condition limite.

Cette étude met ainsi en évidence l'existence d'un lien reliant les grandeurs caractéristiques de l'écoulement aux différentes échelles du quartier et pour le régime observé. Elle montre aussi le potentiel de changement d'échelle et d'homogénéisation des phénomènes. En effet, en étudiant un quartier avec des carrefours uniformément répartis, il sera *a priori* possible de passer de la singularité locale à une perte de charge linéaire uniformément répartie, et ainsi de passer de l'observation à l'échelle du carrefour à une distribution globale à l'échelle dans le quartier. De nouvelles expériences permettraient d'approfondir ces observations, en introduisant notamment une mesure de vitesse, en modifiant les conditions limites aval du pilote ou en changeant la configuration du quartier expérimental.

Tous les expériences réalisées ont permis la création d'une base de données (les simulations réalisées sont présentées dans les Tableaux 4.5 et 4.7) sur les écoulements en milieu urbain.

L'installation de pompes indépendantes pour chaque entrée, la présence de chutes libres en sortie et la connaissance exacte de la géométrie du quartier étudié rendent la modélisation numérique de ces mêmes expériences réalisable. La base de données peut ainsi servir de référence pour la validation des codes de calcul en régime fluvial. La comparaison des hauteurs d'eau et de la répartition des débits à l'échelle du quartier et à l'échelle de la rue entre l'expérience et le numérique, est ainsi présentée dans le chapitre suivant, et conduira à la validation des différents outils testés aux différentes échelles.

Chapitre 5

Validation des codes de calcul

Sommaire

5.1	Ansys-Fluent ®	194
5.1.1	Choix du maillage	194
5.1.2	Choix du modèle de turbulence	197
5.1.3	Validation du code	201
5.2	Neptune 2D	211
5.2.1	Choix du maillage	212
5.2.2	Choix du coefficient de Strickler	214
5.2.3	Validation du code	215
5.3	Comparaison de Neptune 2D et de Ansys-Fluent ®	226
5.3.1	Comparaison aux différentes échelles	226
5.3.2	Discussion	228
5.4	Conclusion	236

Des données expérimentales sur les écoulements en milieu urbain ont été générées dans le Chapitre 4. Elles constituent une base de données précieuse pour l'évaluation des capacités des codes de calcul à simuler correctement les écoulements dans le pilote inondation. Les codes 2D et 3D ont déjà été comparés par le passé avec les données expérimentales, notamment pour les carrefours, les jonctions et les bifurcations. Le Chapitre 2 (Partie 2.4) a ainsi montré que globalement, les deux classes de codes généraient des résultats satisfaisants à l'échelle d'un carrefour maillé très finement. Un tel degré de raffinement ne peut cependant pas être conservé à l'échelle du quartier. Cette étude va donc permettre d'évaluer la validité de ces codes numériques à l'échelle d'un quartier sur des maillages nécessairement plus grossiers. De plus, l'étude bibliographique a montré que des différences locales peuvent apparaître entre le numérique et l'expérimental, notamment dans les zones de recirculation, ou sur la représentation des écoulements hélicoïdaux par les codes 3D. Elle a aussi mis en évidence les limites de certains modèles, comme le modèle de Manning-Strickler utilisé pour modéliser les frottements dans les codes 2D. Les conséquences de ces différences locales sur les résultats à l'échelle du quartier pourront ainsi être estimées.

Les expériences présentées dans le Chapitre 4 ont ainsi été reproduites avec Ansys-Fluent® et Neptune 2D. Le code de calcul Ansys-Fluent® est un code tridimensionnel. Son principe de fonctionnement et son utilisation sont décrits dans la Partie 2.3.1. Le code Neptune 2D a quant à lui été développé durant cette thèse (Chapitre 3). Il résout les équations de Barré de Saint-Venant 2D, issues des équations de Navier Stokes en faisant l'hypothèse que le profil de pression sur la verticale peut être considéré comme hydrostatique, et modélise les frottements avec la formule de Manning-Strickler. Les comparaisons entre le numérique et l'expérimental ont été réalisées aux échelles du quartier et de la rue. La comparaison des résultats numériques obtenus avec les données expérimentales permettra :

1. de définir le domaine de validité des codes de calcul ;
2. de contribuer à l'amélioration des outils informatiques. En effet, en identifiant les écarts entre le numérique et l'expérimental et leurs causes probables, il sera possible de les adapter aux particularités observées en milieux urbains.

5.1 Ansys-Fluent ®

5.1.1 Choix du maillage

Le pilote urbain a été maillé dans son intégralité à l'aide du mailleur de Ansys. Les entrées ainsi que les canalisations les reliant aux pompes ont été modélisées. Ce choix est justifié par la manière dont sont gérées les conditions aux limites dans le logiciel. Il faut, pour imposer un débit en entrée du domaine, imposer des vitesses sur une des surfaces du domaine. La surface

d'injection doit donc être définie au préalable. Ne pas modéliser les entrées aurait conduit à imposer les vitesses d'entrée sur une surface à l'amont des rues, définie par $S = b \times h$, avec b la largeur de la rue et h la hauteur d'eau dans la rue. Une hauteur d'eau aurait du être supposée, ce qui revient à imposer une hauteur à l'amont du pilote.

Nous imposons une pression atmosphérique sur les mailles situées sur la limite "toit" du domaine. Afin de limiter les influences de cette condition à la limite, nous avons modélisé le pilote avec des parois de 60 cm de haut, contre 20 cm dans la réalité. Les mailles de la partie supérieure du maillage ne servent donc qu'à calculer les écoulements de l'air au dessus de la surface libre. Elles sont ainsi volontairement plus grossières afin de limiter les temps de calcul lors des simulations numériques.

La géométrie du pilote inondation a été maillée avec des mailles hexaédriques de manière uniforme (dans la mesure du possible). Un taux d'inflation de 1.2 a été imposé pour passer des mailles fines modélisant les écoulements d'eau aux mailles plus grossières réservées pour les écoulements d'air. Afin de choisir le meilleur maillage possible pour ce banc d'essai numérique, différents degrés de raffinement ont été testés. Le Tableau 5.1 ci-dessous résume les caractéristiques principales des différents maillages testés. On constate alors que même pour le maillage le plus fin, il n'y a que 6 à 7 mailles sur la largeur dans les rues les plus étroites. Par rapport aux études présentées dans la Partie 2.4.1, ce maillage apparaît comme trop grossier pour modéliser de manière satisfaisante les zones de recirculations. Nous ne pouvons malheureusement pas faire d'efforts supplémentaires en terme de raffinement de maillage, le calcul sur plus de 3 millions de cellules devenant particulièrement complexe et laborieux.

Les différents maillages ont par la suite été évalués sur la simulation 10.5¹ (avec un débit total injecté $Q_{tot} = 100 \text{ m}^3/\text{h}$ et avec $\lambda_{O_{uest}} = 50\%$). Nous avons choisi cette configuration car elle fait intervenir un débit extrême. Les zones de recirculation qui vont se développer devraient être de taille importante et devraient donc être sensibles aux variations du maillage. Les hauteurs d'eau et la répartition des débits pour cette configuration ont été mesurées. De plus, les hauteurs d'eau et les débits en sortie calculés par le logiciel ont été comparés aux résultats expérimentaux pris comme référence. Les temps de calcul sont particulièrement importants pour les maillages 4 et 5 ce qui nous a conduit à initialiser les simulations numériques sur ces maillages avec la solution convergée obtenue sur le maillage 3.

La Figure 5.1 représente l'évolution de l'erreur-type appelée, en anglais Root Mean Square

1. Les nomenclatures utilisées dans ce chapitre pour désigner les simulations sont les mêmes que celles utilisées dans le Chapitre 4. Elles sont décrites dans la Partie 4.1.5.

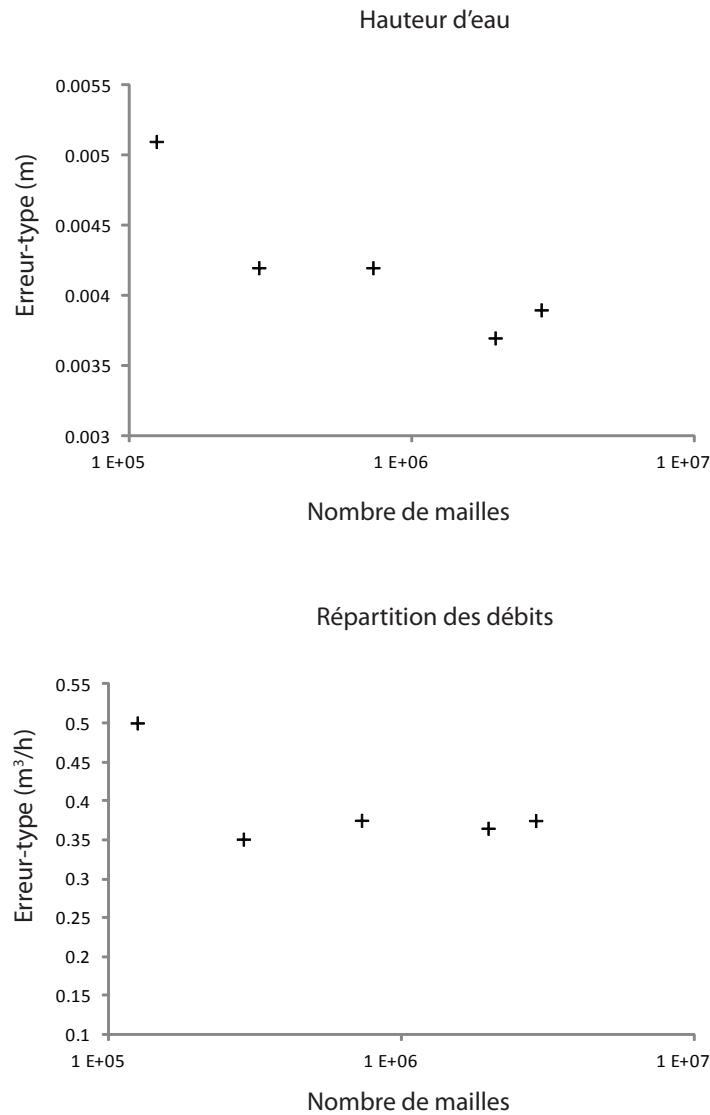


FIGURE 5.1 – Évolution de la RMSE entre les variables simulées et les variables mesurées en fonction du maillage pour la simulation 10.5. Pour plus de lisibilité, l'axe des abscisses est représenté à l'échelle logarithmique.

	Nombre de mailles			Total	Taille caractéristique (cm)
	Rues	Artères	Hauteur		
Maillage 1	2	4-5	17	124 813	3 × 3 × 3
Maillage 2	2	6	22	287 893	2,5 × 2,5 × 2,5
Maillage 3	3-4	7-9	32	729 323	1,5 × 1,5 × 1,5
Maillage 4	5-6	9-11	44	1 975 539	1,3 × 1,3 × 1,3
Maillage 5	5-7	9-11	50	2 873 993	1,25 × 1,25 × 1,25

TABLE 5.1 – Nombre de mailles pour les différents maillages testés.

Error (RMSE), et définie par

$$\text{RMSE}(\mathbf{x}; \mathbf{y}) = \sqrt{\frac{\sum_i^n (x_i - y_i)^2}{n}} \quad (5.1)$$

avec \mathbf{x} le vecteur contenant les n grandeurs simulées x_i et \mathbf{y} le vecteur contenant les n mesures y_i . On constate sur ces deux graphiques que le degré de raffinement du maillage a une influence limitée sur la solution numérique. En terme de répartition des débits en sortie, tous les maillages (à l'exception du plus grossier) produisent des écarts avec l'expérimental similaires. En effet, dès le maillage 2, les écarts entre le numérique et l'expérimental n'évoluent plus de manière significative. Concernant les hauteurs d'eau, une tendance est observée : plus le maillage s'affine, plus l'écart diminue. On remarquera cependant que cette évolution est extrêmement lente.

Suite à cette étude, les maillages 4 et 5 n'ont pas été retenus car, même si les résultats obtenus sont légèrement meilleurs, ils nécessitent des efforts numériques très importants et peu rentables. Le maillage 1 n'a pas été retenu car les résultats numériques qu'il génère sont significativement moins précis. Le maillage 3 a finalement été conservé, car il présente un bon rapport précision/temps de calcul. De plus, ce maillage contient environ 20 000 mailles dans le plan horizontal, soit à peu près autant que le maillage sélectionné pour Neptune 2D, ce qui est intéressant pour la comparaison des deux outils numériques. Le maillage 3 est représenté sur la Figure 5.2.

5.1.2 Choix du modèle de turbulence

La bibliographie montre que plusieurs modèles de turbulence peuvent être utilisés pour modéliser la turbulence : le modèle $k - \varepsilon$ classique et le modèle $k - \varepsilon$ RNG qui est *a priori* plus adapté pour modéliser la turbulence dans les zones de recirculation (voir Partie 2.4.1). De plus, l'importance des zones de recirculation sur l'écoulement global a été abordée dans les Chapitres 2 et 4. Afin de choisir le modèle de turbulence le plus adapté à notre problème, nous présentons dans cette partie les résultats de l'influence du modèle de turbulence sur la

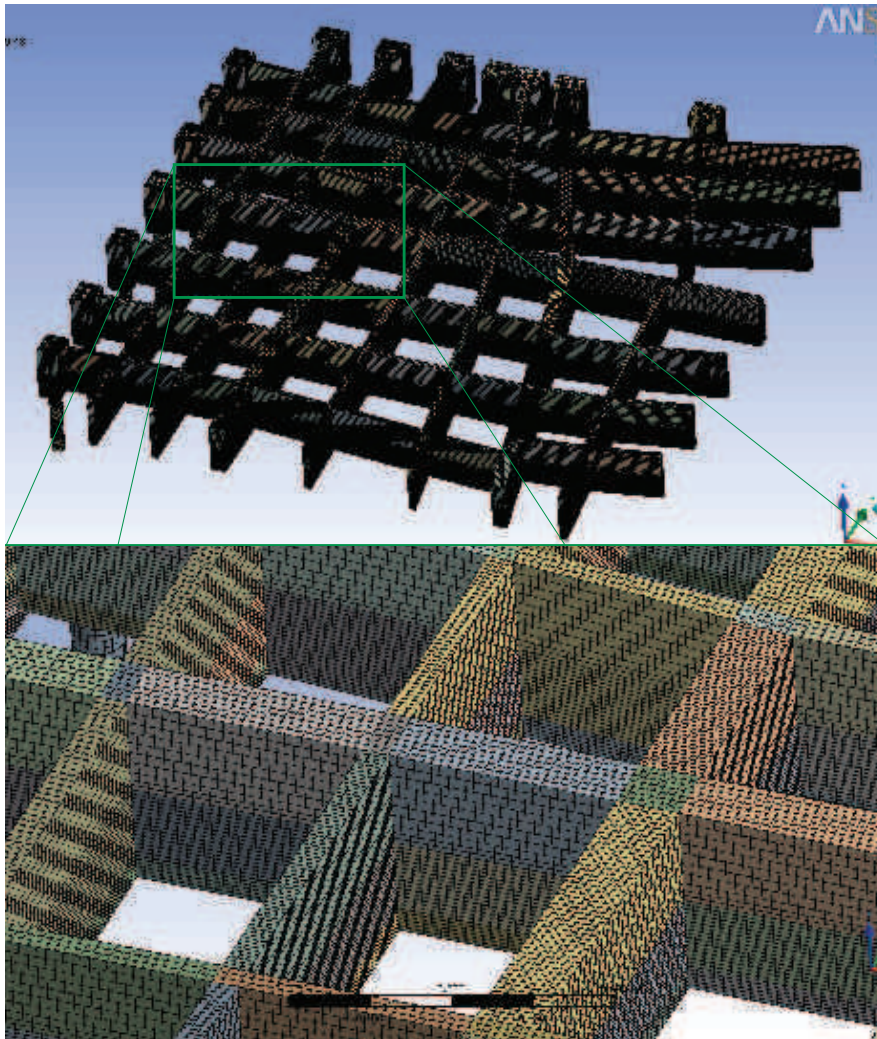


FIGURE 5.2 – Présentation du maillage 3 d'environ 700 000 mailles généré par le mailleur d'Ansys-Fluent®

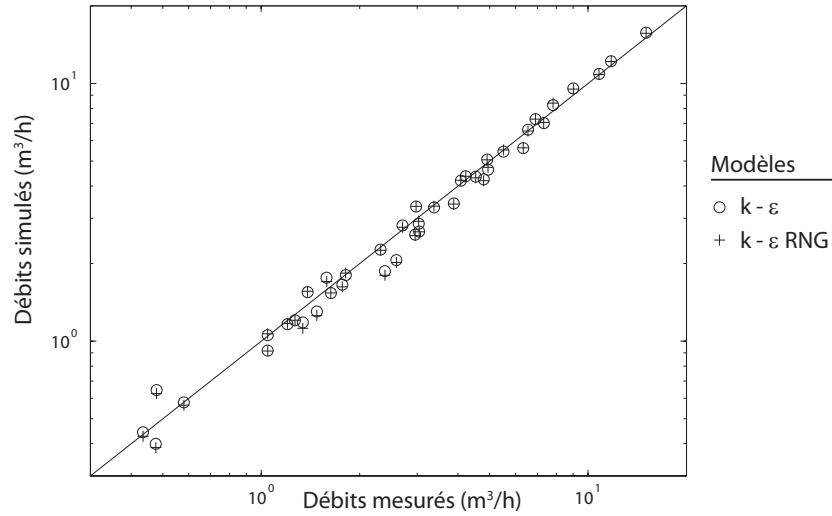


FIGURE 5.3 – Influence du modèle de turbulence sur la répartition des débits simulés par Ansys-Fluent®. Comparaison de la répartition des débits simulées avec l’expérimental pour les simulations 2.5, 6.5 et 10.5.

modélisation numérique des écoulements avec le logiciel Ansys-Fluent®. Les mesures de débits en sortie ainsi que des hauteurs sur tout le pilote seront les références pour évaluer les deux modèles testés. Afin de s’assurer que le choix du modèle de turbulence soit le plus judicieux pour la gamme des débits étudiés expérimentalement, l’étude de l’influence du modèle de turbulence a été menée pour les simulations 2.5, 6.5 et 10.5.

La comparaison entre les débits simulés avec les deux modèles, représentée sur la Figure 5.3, tout comme la comparaison des hauteurs simulées avec les hauteurs mesurées, représentée sur la Figure 5.4 conduisent aux mêmes constats : il existe peu de différences entre les deux modèles de turbulence testés. Ce constat est confirmé par le Tableau 5.2 qui compare la moyenne des écarts quadratiques entre les deux modèles. Bien que la différence soit extrêmement faible, le modèle classique $k - \varepsilon$ semble très légèrement mieux adapté dans notre cas pour modéliser les écoulements sur le pilote inondation.

Cette étude nous permet donc de constater que les deux modèles de turbulence $k - \varepsilon$ et $k - \varepsilon$ RNG entraînent des résultats numériques très proches. Au vu des résultats obtenus légèrement plus satisfaisants pour le modèle $k - \varepsilon$ sur la géométrie du pilote inondation et sur la gamme des débits étudiés, ce dernier sera utilisé dans toutes les simulations numériques réalisées avec Ansys-Fluent® dans le cadre de cette thèse.

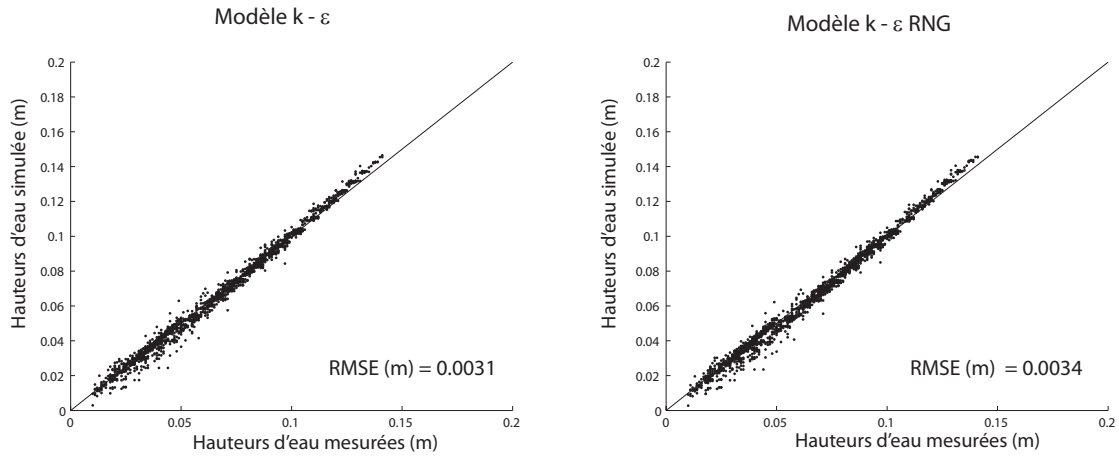


FIGURE 5.4 – Influence du modèle de turbulence sur les hauteurs d’eau simulées avec Ansys-Fluent®. Comparaison des hauteurs simulées avec les hauteurs expérimentales pour les simulations 2.5, 6.5 et 10.5. A gauche : avec le modèle $k - \varepsilon$. A droite : avec le modèle $k - \varepsilon$ RNG.

	$k - \varepsilon$	$k - \varepsilon$ RNG
Hauteur (m)	0.0031	0.0034
Débit (m ³ /s)	0.379	0.384

TABLE 5.2 – Erreur-type entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux pour les différentes grandeurs de comparaison, en fonction du modèle de turbulence utilisé, et pour les expériences 2.5, 6.5 et 10.5.

5.1.3 Validation du code

Le code de calcul a été comparé avec l'expérimental dans un premier temps sur les expériences 2.5, 6.5, 8.5 et 10.5. Les simulations numériques ont été réalisées sur le maillage 3 avec le modèle de turbulence $k - \varepsilon$.

Échelle du quartier

La Figure 5.5 représente le champ de hauteur d'eau généré par Ansys-Fluent® pour l'expérience 10.5. Les caractéristiques globales observées dans le Chapitre 4 sont bien reproduites : les hauteurs d'eau les plus importantes sont situées dans le coin Nord-Ouest, les hauteurs diminuent progressivement aux passages de chaque carrefour et les hauteurs d'eau les plus faibles sont situées dans les rues à l'aval du quartier étudié. Les écarts absolus entre la simulation numérique et l'expérimental pour la configurations 10.5 sont présentés dans l'Annexe 7.7. La Figure 5.6 représente les hauteurs d'eau simulées en fonction des hauteurs d'eau expérimentalement mesurées pour l'expérience 10.5 (les figures pour les configurations 2.5, 6.5 et 8.5 sont présentés dans l'Annexe 7.7). On constate que globalement, la hauteur d'eau est bien reproduite par le logiciel. A de rares exceptions près, les écarts entre les hauteurs d'eau mesurées et simulées sont inférieurs à 10%. Les écarts les plus importants sont constatés pour les petites hauteurs d'eau. Ces dernières étant situées à l'aval, cela peut être dû à la mauvaise modélisation par le logiciel des ondes statiques observées dans les branches à l'aval du quartier décrites dans le Chapitre 4. On remarque aussi que globalement, les hauteurs importantes sont légèrement sur-estimées contrairement aux hauteurs d'eau les plus faibles qui sont sous-estimées et ce pour tous les débits testés.

L'étude expérimentale présentée dans la Partie 4.3.3 avait montré que les hauteurs d'eau mesurées dans le pilote inondation se répartissaient de part et d'autre d'un plan moyen, dont les pentes dans les directions Nord-Sud (N-S) et Ouest-Est (O-E) ont été déterminées. Afin d'évaluer les capacités d'Ansys à reproduire les écoulements dans le pilote inondation, nous avons étudié la tendance globale à l'échelle du quartier des hauteurs d'eau simulées. Les hauteurs simulées ont été calculées par l'interpolation du champ de hauteur généré par Ansys-Fluent® aux mêmes points que dans l'étude expérimentale.

Comme pour l'étude expérimentale, le champ de hauteur simulé se répartit de part et d'autre d'un plan moyen. Le coefficient de régression R^2 calculé pour les différentes simulations numériques réalisées vaut environ pour toutes les régressions 0,97. On aura donc

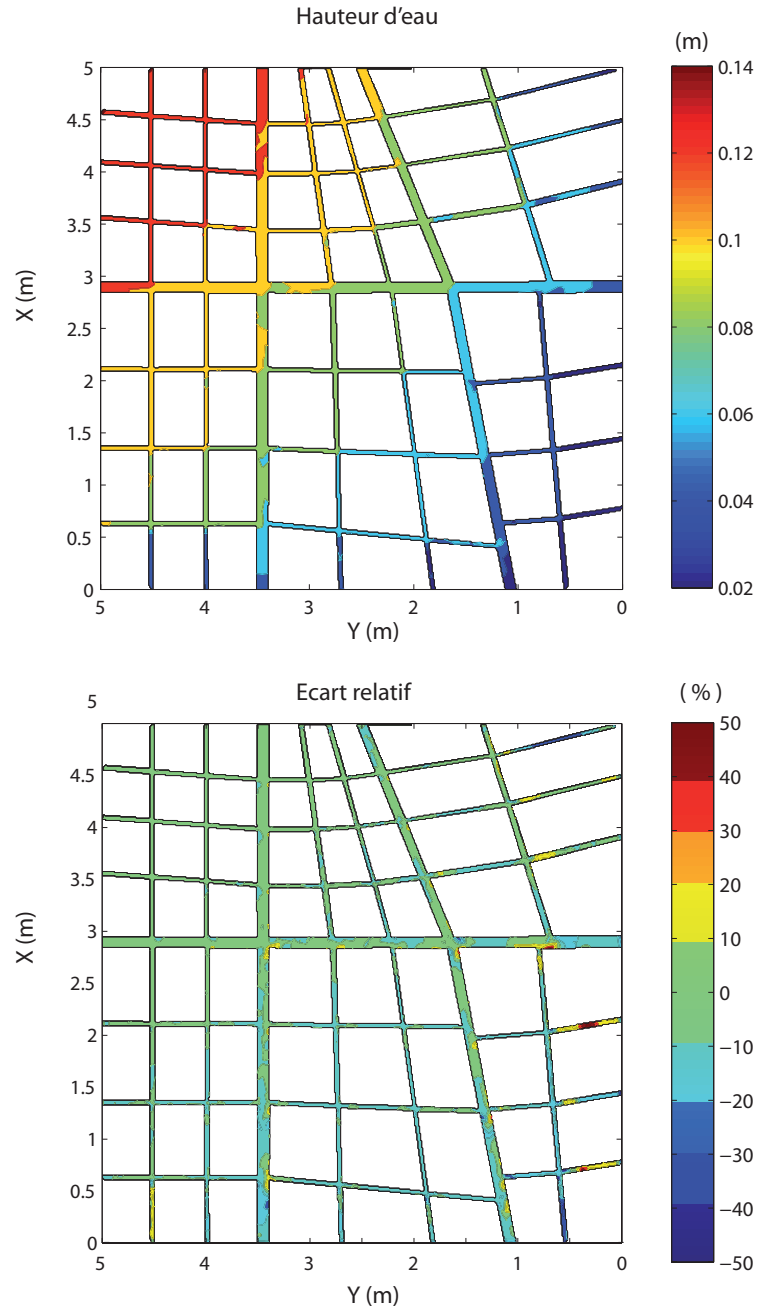


FIGURE 5.5 – Hauteur simulée avec Ansys-Fluent® pour la configuration 10.5. En haut : hauteur d'eau simulée. En bas : Écart relatif entre la simulation numérique et l'expérimental.

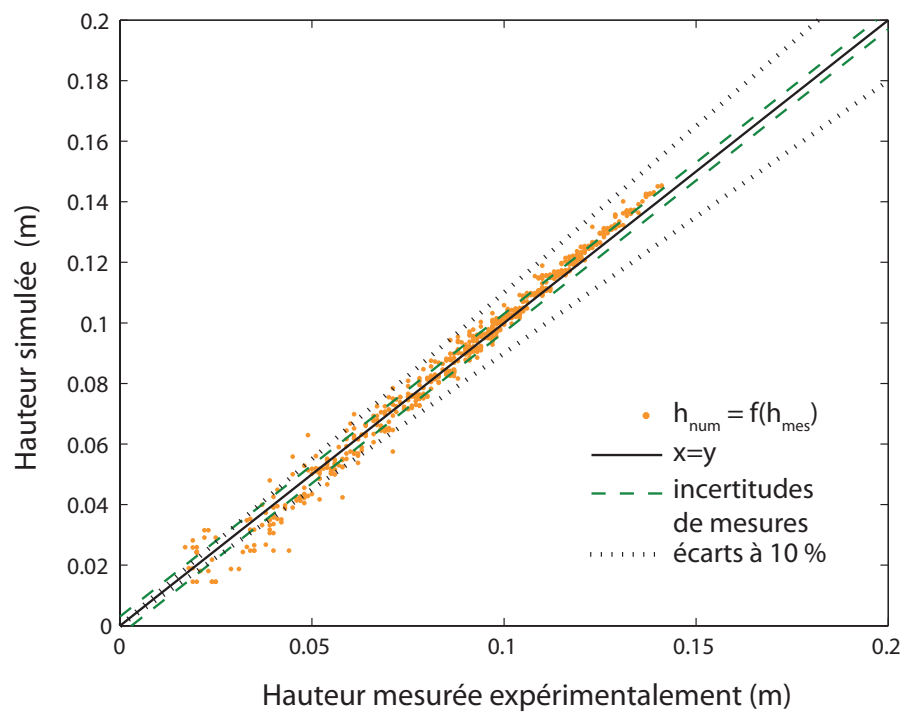


FIGURE 5.6 – Hauteurs d'eau simulées avec Ansys-Fluent® en fonction des hauteurs d'eau mesurées expérimentalement pour l'expérience 10.5.

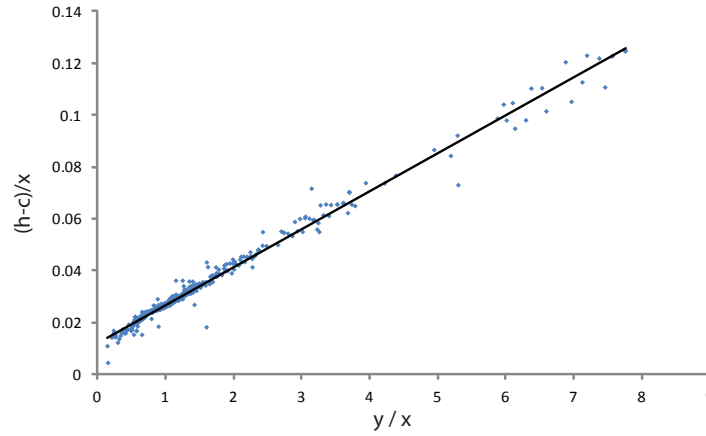


FIGURE 5.7 – $\frac{h(x, y) - c}{x}$ en fonction de y/x pour la simulation $Q_{int} = 100 \text{ m}^3/\text{h}$

$$\begin{aligned} h(x, y) &= ay + bx + c \\ \Rightarrow \frac{h(x, y) - c}{x} &= a \frac{y}{x} + b \end{aligned} \quad (5.2)$$

avec $h(x, y)$ la hauteur simulée au point (x, y) . La Figure 5.7 représente ainsi $\frac{h(x, y) - c}{x}$ en fonction de y/x pour la simulation 10.5. Le fait que cette fonction apparaisse comme linéaire traduit l'aspect plan du champ de hauteurs.

Les pentes globales dans les deux directions N-S et O-E ont ainsi pu être déterminées de la même manière que dans le Chapitre 4. La Figure 5.8 représente leurs comparaisons avec les pentes calculées précédemment dans le Chapitre 4. Les pentes obtenues par les résultats de simulations numériques sont plus importantes que celles expérimentalement observées dans les deux directions. Les écarts calculés et présentés dans le Tableau 5.3 sont inférieurs à 10%. Le ratio entre la pente O-E et la pente N-S est expérimentalement quasiment constant dans la Partie 4.3.3 à 1,35, indépendamment des débits injectés. Il en est de même pour les pentes numériquement obtenues. Le ratio numérique calculé est de 1,35. Ainsi, même si les pentes ne sont pas correctement reproduites, le rapport entre les deux reste correct. Ainsi, les erreurs sur les pentes sont les mêmes dans les deux directions. Ces différences entre les pentes numérique et l'expérimental peuvent provenir d'une mauvaise modélisation des écoulements au niveau de chaque carrefour. En effet, une mauvaise reproduction des structures hydrauliques, expérimentalement observées et décrites dans la Partie 2.1 comme les zones de recirculation ou les tourbillons, peut engendrer une sur-estimation des pertes de charge générées par chaque

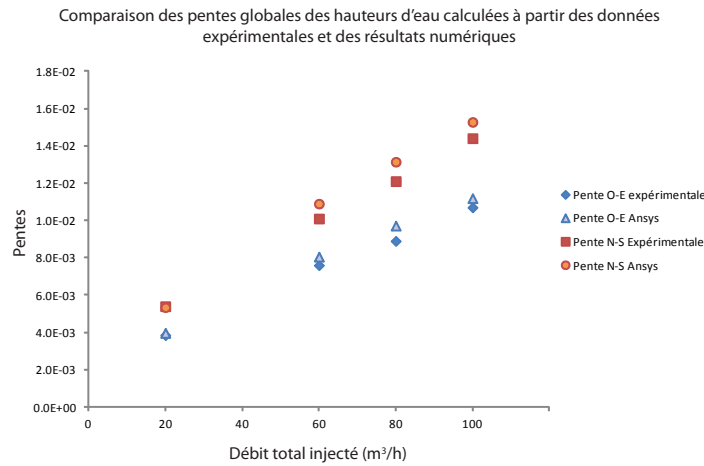


FIGURE 5.8 – Comparaison des pentes globales dans les deux directions calculées à partir des données expérimentales et des données numériques pour différents débits d’injection Q_{int}

	Pente O-E		Pente N-S		Ratio
	Pente	Écart	Pente	Écart	
20 m ³ /h	4,0E-03	3%	5,4E-03	-1%	1,35
60 m ³ /h	8,1E-03	6%	1,1E-02	8%	1,35
80 m ³ /h	9,7E-03	9%	1,3E-02	9%	1,35
100 m ³ /h	1,1E-02	5%	1,5E-02	6%	1,37

TABLE 5.3 – Pentes calculées numériquement avec Ansys-Fluent®, pour différents débits injectés. Écarts relatifs avec les données expérimentales.

carrefour. A l’échelle du quartier expérimental, cela se traduit par une sur-estimation des pentes dans les deux directions.

Les débits en sortie à l’échelle du quartier sur les faces Est et Sud sont présentés dans le Tableau 5.4. A cette échelle, les écarts constatés sont faibles et inférieurs aux incertitudes des débits sortants, estimées aux alentours de 3.5% (voir Partie 4.1.4). On peut remarquer que numériquement, le logiciel Ansys-Fluent® distribue les débits à l’échelle du quartier toujours de la même manière, 59% pour la face Sud contre 41% pour la face Est. Il semble intéressant de vérifier par la suite que le logiciel est capable modéliser l’influence des conditions amont, présentée dans la Partie 4.4.

On peut considérer que Ansys-Fluent® modélise de manière satisfaisante les écoulements globaux dans le pilote inondation. La répartition des débits est bien reproduite, avec des écarts du même ordre de grandeur que les incertitudes. La distribution des hauteurs est globalement satisfaisante puisque globalement les écarts observés sont inférieurs à 10%. On

Face	20 m ³ /h		60 m ³ /h		80 m ³ /h		100 m ³ /h	
	Exp	Fluent	Exp	Fluent	Exp	Fluent	Exp	Fluent
Est	39%	41%	40%	41%	40%	41%	41%	41%
Sud	61%	59%	60%	59%	60%	59%	59%	59%

TABLE 5.4 – Comparaison des pourcentages des débits globaux à l'échelle du quartier sortant par les faces Est et Sud pour différents débits.

constate cependant que les hauteurs d'eau à l'amont du quartier sont légèrement sur-estimées et que les hauteurs en sortie sont sous-estimées par le logiciel : la pente globale n'est donc pas parfaitement reproduite, avec une différence pouvant atteindre 10 % avec les pentes expérimentalement mesurées. Ce constat peut s'expliquer par une modélisation trop grossière des zones de recirculation, sachant que les rues les plus étroites ne sont modélisées que par 4 mailles dans la largeur, ce qui apparaît comme peu pour modéliser correctement les zones de recirculation (Chapitre 2). De plus, ces différences peuvent aussi s'expliquer par une mauvaise modélisation de la turbulence, lié aux pertes de charge générées par chaque carrefour. Il serait intéressant de tester d'autres modèles de turbulence, plus complexe et anisotrope comme le modèle RSM.

Échelle de la rue

La répartition des débits à l'échelle de la rue calculée par Ansys-Fluent® est comparée à la répartition mesurée expérimentalement sur la Figure 5.9. On constate que les grandes caractéristiques de la répartition sont correctement reproduites : les artères drainent le plus, les rues qui évacuent le moins sont situées dans le coin Sud-Est. De plus, quantitativement, les résultats sont relativement proches des mesures expérimentales. Le Tableau 5.5 résume en chiffre la comparaison pour les différents débits testés (les résultats pour les expériences 6.5 et 8.5 sont disponibles dans l'Annexe 7.7). Globalement, les écarts relatifs observés sont inférieurs à 10%. Ils peuvent dans quelques cas devenir beaucoup plus importants (supérieurs à 15%) dans les rues qui véhiculent le moins de débits. Toutefois, ces écarts sont à relativiser, car ils restent inférieurs à 1% du Q_{tot} .

Quelques profils longitudinaux sont représentés sur les Figures 5.10 et 5.11 pour les simulations 2.5 et 10.5. On constate que l'outil numérique donne à cette échelle des résultats très satisfaisants, les profils longitudinaux numériques passant par presque tous les points expérimentaux en prenant en compte les incertitudes de mesures présentées dans le Chapitre 4. Les caractéristiques des hauteurs d'eau, plateau dans les rues et chute brutale dans les carrefours sont bien reproduites. Les hauteurs simulées sont très proches des résultats expérimentaux. Pour la majorité des points de mesures, les écarts sont inférieurs aux incertitudes de mesure. On constatera cependant qu'à l'amont des rues, les résultats numériques sont dans le haut

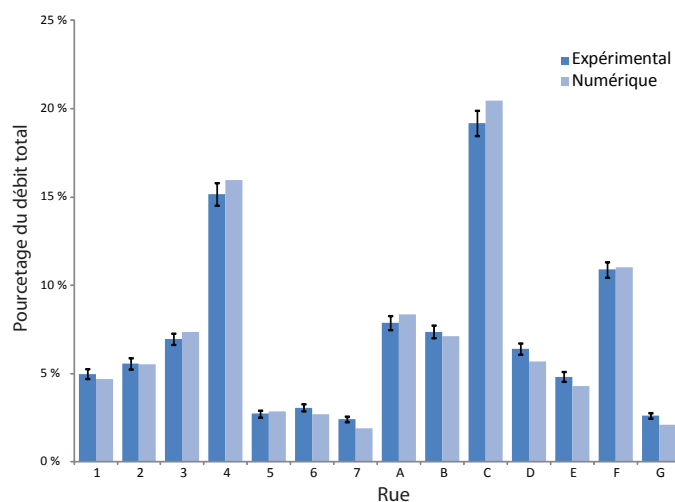


FIGURE 5.9 – Comparaison de la répartition des débits simulée par Ansys-Fluent ® et mesurée expérimentalement pour l'expérience 10.5.

Sortie	20 m ³ /h			100 m ³ /h		
	Exp	Fluent	Écart	Exp	Ansys	Écart
1	1.0	1.1	1%	4.9	4.6	-6%
2	1.2	1.2	-3%	5.5	5.4	-1%
3	1.4	1.6	12%	6.9	7.3	5%
4	3.0	3.3	12%	15.1	15.8	5%
5	0.5	0.6	35%	2.7	2.8	4%
6	0.6	0.6	0%	3.0	2.7	-13%
7	0.5	0.4	-16%	2.4	1.9	-22%
A	1.8	1.8	-1%	7.8	8.2	5%
B	1.6	1.5	-6%	7.3	7.0	-4%
C	4.1	4.2	3%	19	20	6%
D	1.3	1.2	-5%	6.3	5.6	-11%
E	1.0	0.9	-12%	4.8	4.2	-11%
F	2.3	2.3	-2%	11	11	1%
G	0.4	0.4	2%	2.6	2.1	-20%

TABLE 5.5 – Comparaison de la répartition numérique et expérimentale des débits pour chaque rue du quartier expérimental.

Rue	Q Fluent	Q num	Ecart (%)
1	2.3	2.9	-21%
2	2.9	3.1	-7%
3	3.7	3.6	3%
4	8.7	7.9	10%
5	1.7	1.5	14%
6	1.6	1.7	-5%
7	1.1	1.3	-15%
A	5.5	4.8	15%
B	4.9	4.7	5%
C	14.4	13.0	10%
D	4.0	4.1	-2%
E	2.7	3.0	-11%
F	6.7	6.6	0%
G	1.2	1.4	-13%

TABLE 5.6 – Comparaison des écarts relatifs entre les débits mesurés et les débits simulés par Ansys-Fluent® pour l'expérience $Q_{tot} = 60 \text{ m}^3/\text{h}$ avec $\lambda_{O_{uest}} = 0\%$.

des barres d'incertitudes.

Influence des conditions à l'amont

Les capacités d'Ansys-Fluent® à modéliser l'influence des conditions aux limites à l'amont sont étudiées dans cette partie. Pour ce faire, différentes conditions d'injection $\phi_{O_{uest}}$ ont été testées pour un $Q_{tot} = 60 \text{ m}^3/\text{h}$. Les simulations 6.0, 6.2, 6.5, 6.8 et 6.10 ont ainsi été réalisées sur le maillage 3 avec le modèle de turbulence $k - \varepsilon$. La Figure 5.12 représente la comparaison de la répartition des débits à l'échelle du quartier en fonction de $\phi_{O_{uest}}$. On constate alors qu'Ansys-Fluent® reproduit fidèlement les observations expérimentales réalisées dans le Chapitre 3. L'écart relatif maximum avec l'expérimental est observé pour la simulation 6.0, avec un écart de 3%. A l'échelle de la rue, nous avons représenté l'évolution de la RMSE entre l'expérimental et le numérique en fonction de $\phi_{O_{uest}}$ sur la Figure 5.12. On constate alors que l'erreur est constante pour $\phi_{O_{uest}}$ allant de 50 à 100%, mais qu'elle augmente de manière significative pour $\phi_{O_{uest}} = 0\%$. Le Tableau 5.6 représente donc les erreurs relatives pour l'expérience $Q_{tot} = 60 \text{ m}^3/\text{h}$ et $\phi_{O_{uest}} = 0\%$. On remarque que les résultats d'Ansys-Fluent® sont acceptables, mais que plus de la moitié des écarts observés sont supérieurs à 10% et qu'un écart significatif de 20% est observé pour la rue 1. L'évolution de la hauteur d'eau dans le pilote en fonction de $\phi_{O_{uest}}$ n'ayant pas été mesurée, tout comme les vitesses, il est difficile d'estimer les causes de ces résultats.

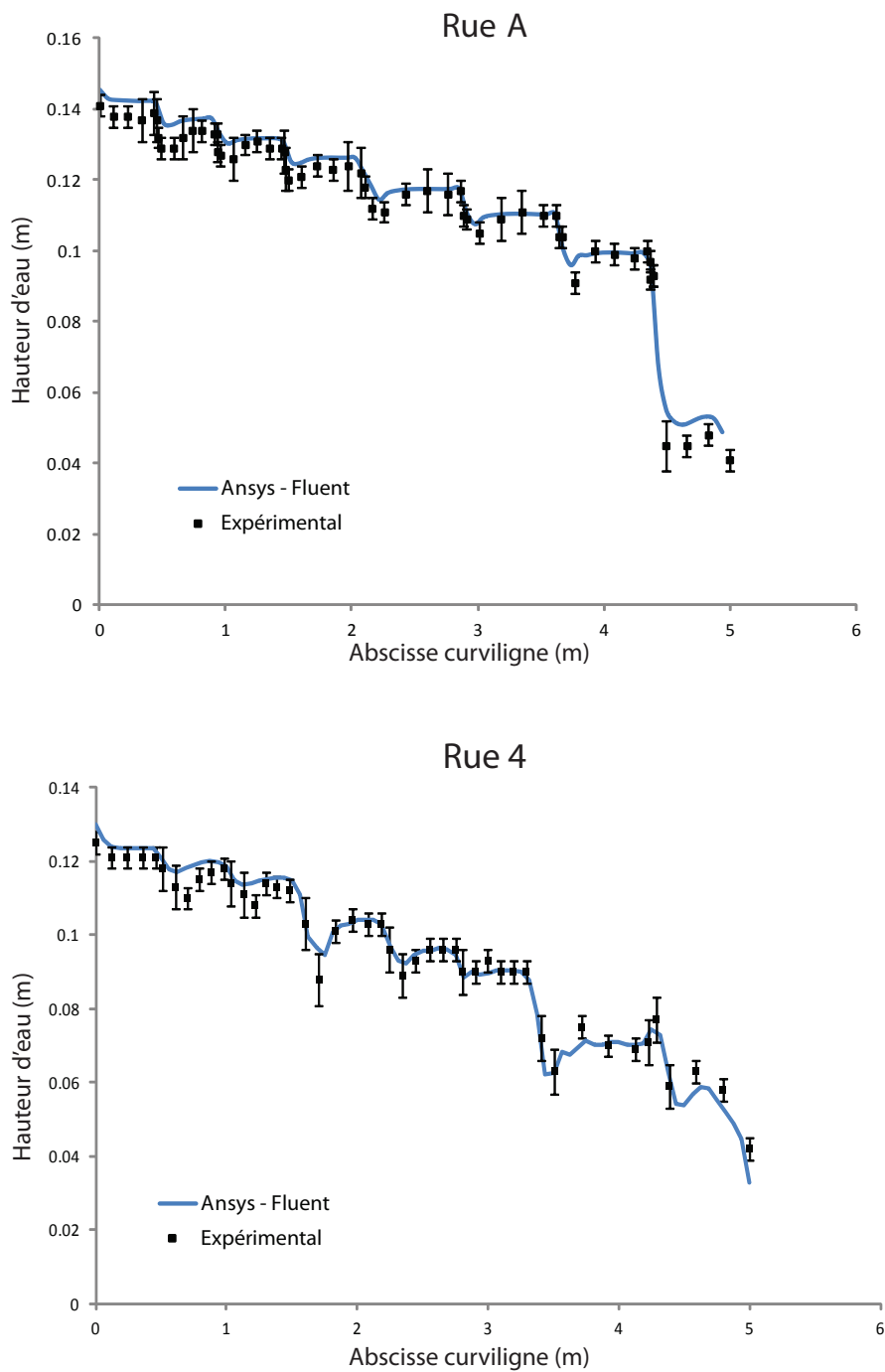


FIGURE 5.10 – Comparaison des profils longitudinaux dans les rues A et 4 pour la configuration 10.5 obtenus expérimentalement et avec le logiciel Ansys-Fluent®.

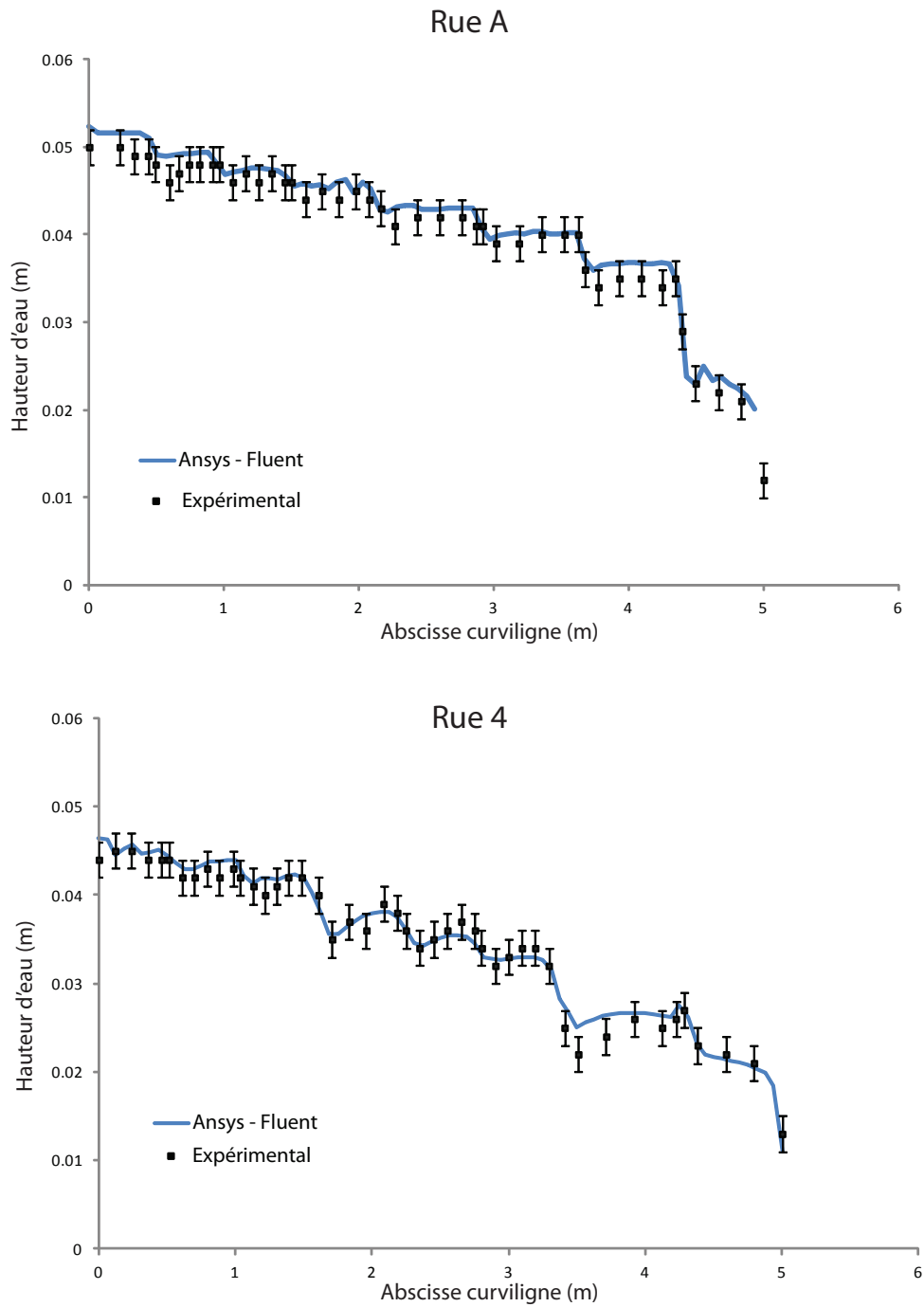


FIGURE 5.11 – Profils longitudinaux obtenus avec Ansys-Fluent® pour l'expérience 2.5.

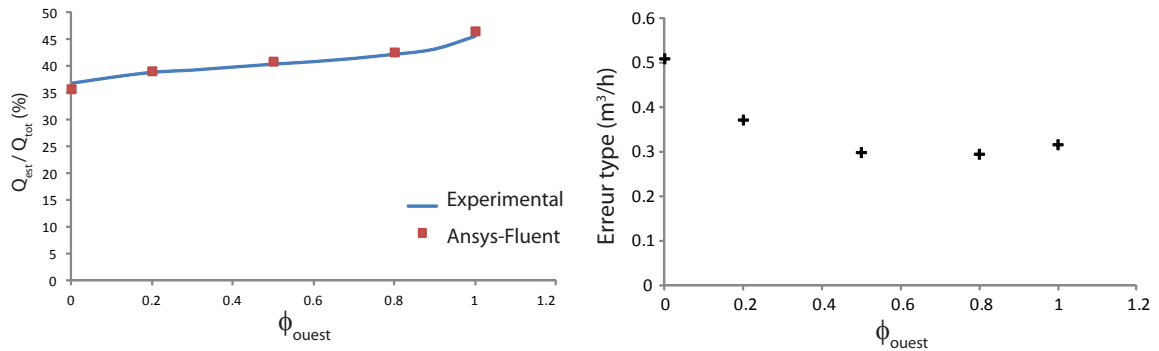


FIGURE 5.12 – Influence des conditions amont sur la répartition des débits simulée avec Ansys-Fluent®. A gauche : évolution de la part de Q_{est} par rapport aux débits totaux injectés Q_{tot} en fonction de ϕ_{Ouest} . A droite : évolution de l'erreur-type en fonction de ϕ_{Ouest} .

Conclusion

En conclusion, Ansys-Fluent® constitue un outil fiable pour modéliser les écoulements dans le quartier expérimental. Les écarts observés avec les grandeurs mesurées sont majoritairement inférieurs à 10% aux différentes échelles du pilote. L'influence des conditions amont est reproduite de manière satisfaisante à l'échelle du quartier et à l'échelle de la rue. On notera seulement des écarts légèrement plus importants pour le cas particulier $\phi_{Ouest} = 0\%$ avec un écart de 20% observé dans la rue 1. Un raffinement du maillage des zones directement à l'aval des carrefours, où se développent la zone de contraction et la zone de recirculation, devrait conduire à des résultats encore plus satisfaisants, notamment sur les pentes globales du champ de hauteur d'eau qui sont sur-estimées dans notre étude. L'utilisation de cet outil pour modéliser un ville réelle ne semble pas adaptée, compte tenu des temps de calcul prohibitifs nécessaires. Il faut en effet en général une journée de simulation en régime permanent et sur 3 cœurs de calcul. Cependant, son utilisation pour étudier les écoulements dans le pilote inondation, en complément des études expérimentales, est possible en prenant en compte les différences présentées dans cette partie.

5.2 Neptune 2D

Dans un second temps, le code Neptune 2D, développé durant cette thèse et présenté dans le Chapitre 3, a été utilisé pour modéliser les écoulements dans le pilote inondation. Deux études préliminaires ont été réalisées pour choisir un maillage et le coefficient de Strickler le plus adapté sur le quartier virtuel. Les différents résultats numériques obtenus sont présentés ci-dessous.

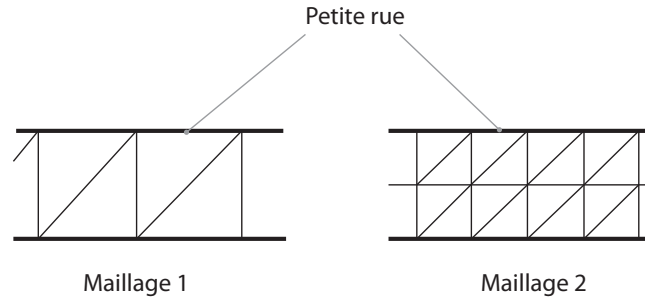


FIGURE 5.13 – Schéma du maillage des petites rues avec les maillages 1 et 2.

5.2.1 Choix du maillage

Le quartier expérimental a entièrement été maillé à l'aide du logiciel SMS®. Différents degrés de raffinement ont été testés, pour évaluer leurs influences sur les grandeurs mesurées. Trois maillages, récapitulés dans le Tableau 5.7, ont été testés. Le maillage 1 ne contient que deux mailles triangulaires par largeur de rue (voir la Figure 5.13). Il ne permet donc pas une modélisation fine des zones de recirculation. Le maillage 2, légèrement plus fin, correspond à peu près en terme du nombre de mailles à une coupe dans le plan (Oxy) du maillage 3 utilisé pour Ansys-Fluent®. Enfin, le maillage 3 est issu du maillage 2, mais les carrefours et les zones directement à leur aval sur une dizaine de centimètres sont maillées plus finement. Cela permet de modéliser un peu plus finement les carrefours et les zones de recirculation, décrites dans le Chapitre 2. Les résultats expérimentaux obtenus dans le Chapitre 4 ont servi de référence pour évaluer l'influence du maillage sur les résultats de simulation numérique. L'expérimental et le numérique ont été comparés ici pour les deux débits extrêmes $Q_{tot} = 20 \text{ m}^3/\text{h}$ et $Q_{tot} = 100 \text{ m}^3/\text{h}$.

	Nombre de mailles			
	Rues	Artères	Total	Taille caractéristique (cm)
Maillage 1	2	4	3 328	5
Maillage 2	4	8	13 470	2,5
Maillage 3	4-8	8-16	24 279	2,5 - 1,125

TABLE 5.7 – Nombre de mailles pour les différents maillages testés pour Neptune 2D

Les évolutions des erreurs types (voir l'équation (5.1)) pour les deux simulations réalisées sur les trois maillages sont présentées sur la Figure 5.14. Trop peu de maillages ont été testés pour qu'une tendance claire se détache de cette étude. De manière systématique, pour

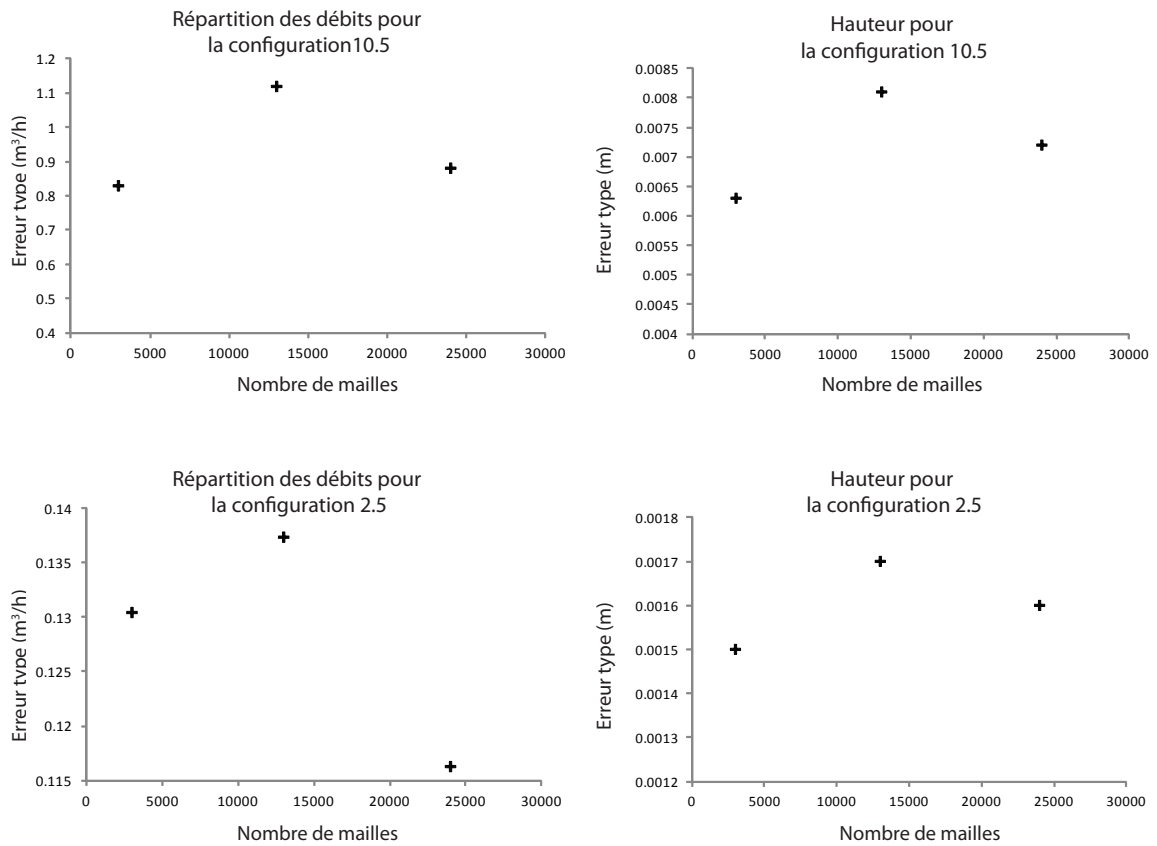


FIGURE 5.14 – Influence du maillage sur les simulations numériques réalisées avec Neptune 2D. Évolution de l'erreur type en fonction du nombre de mailles du maillage utilisé. En haut : simulation 10.5. En bas : simulation 2.5. A gauche : répartition des débits. A droite : champ de hauteur d'eau.

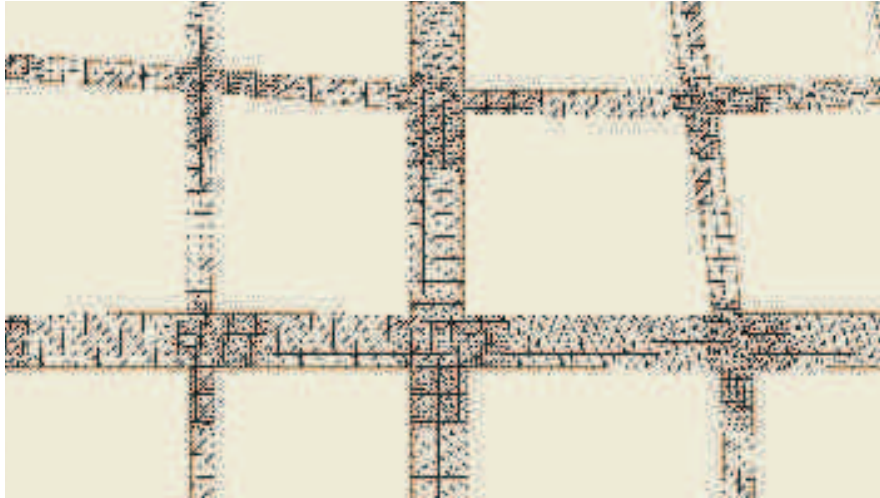


FIGURE 5.15 – Zoom sur quelques carrefours du maillage 3 utilisé avec l'outil numérique Neptune 2D

les différentes grandeurs de comparaison et pour deux débits testés, le maillage 2 entraîne les écarts maximum avec l'expérimental. Il est étrange de constater que le maillage le plus grossier, qui ne modélise absolument pas les zones de recirculation, semble dans cette étude donner des résultats équivalents au maillage 3. Ce constat peut cependant traduire une des limites des équations de Barré de Saint-Venant pour modéliser certains phénomènes comme les zones de recirculation. Si ces dernières sont mal reproduites sur un maillage fin, les résultats sur un maillage grossier, qui ne permet pas leur modélisation, peuvent alors apparaître comme équivalents. L'étude de convergence devrait dans l'absolu être approfondie avec un maillage encore plus fin, pour s'assurer que les simulations numériques convergent vers une solution unique. Par manque de temps cependant, les temps de calcul étant déjà de l'ordre de deux jours pour le maillage 3, nous ne l'avons pas fait. Le maillage 3, représenté sur la Figure 5.7, a finalement été retenu pour réaliser les simulations numériques.

5.2.2 Choix du coefficient de Strickler

Les frottements sont pris en compte dans le code de calcul Neptune 2D par la formule de Strickler (voir la Partie 2.3.2, équation (2.20)). Classiquement, les frottements générés par l'écoulement d'eau sur une surface lisse correspondent à un coefficient de Strickler aux alentours $100 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$. Mignot calcule des coefficients de Strickler équivalents lors de l'étude des écoulements dans le carrefour en verre et en régime torrentiel [71]. Il montre qu'ils ne sont pas constants sur tout le carrefour et sont compris entre $100 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$ et $120 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$. Pour notre part, nous ne considérons dans cette analyse qu'un coefficient unique et constant pour tout le domaine modélisé. Nous avons testés différents coefficients de Strickler afin de

d'évaluer son influence sur l'écoulement et d'utiliser pour la suite de l'étude le coefficient de Strickler moyen le plus adapté. Comme pour l'étude précédente sur le choix du maillage, nous utiliserons comme référence les résultats expérimentaux obtenus pour les débits totaux d'injection extrêmes pour les simulations 2.5 et 10.5 ($Q_{tot} = 20 \text{ m}^3/\text{h}$ et $Q_{tot} = 100 \text{ m}^3/\text{h}$ avec $\phi_{Ouest} = 50\%$).

La Figure 5.16 représente l'évolution de l'erreur type entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux pour les différentes grandeurs de comparaison en fonction du coefficient de Strickler. On constate que ce dernier a une certaine influence, surtout lorsque les coefficients utilisés deviennent extrêmes. En effet, on remarque que la sensibilité aux différents de Strickler est limitée si ce dernier est compris entre $75 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$ et $90 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$. En dehors de cet intervalle, le choix du coefficient de Strickler influence de manière plus importante sur les résultats. L'évolution de l'erreur type au coefficient de Strickler peut être interprétée. Lorsque que les coefficients de Strickler sont faibles, l'écoulement est globalement ralenti dans le quartier expérimental. Cela entraîne une augmentation globale des hauteurs d'eau dans les rues et les carrefours, et une augmentation des écarts avec l'expérimental. Inversement, lorsque le coefficient de Strickler deviennent trop important, l'écoulement dans le quartier est globalement accéléré. En se basant sur les conclusions du Chapitre 4, cela entraîne une augmentation des pertes de charge singulières générées par les carrefours. Les pentes globales des lignes piézométrique dans le quartier sont alors sur-estimées, ce qui entraîne une augmentation des écarts avec l'expérimental.

Cette étude montre qu'un coefficient de Strickler de $80 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$ semble le plus adapté pour représenter les frottements dans le pilote inondation à l'aide de Neptune 2D. Une partie des pertes de charge générées par les carrefours et les zones de recirculation est peut être prise en compte dans ce coefficient, ce qui explique qu'il soit plus faible qu'initialement prévu à $100 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$.

5.2.3 Validation du code

Échelle globale

La Figure 5.17 représente le champ de hauteur d'eau généré par Neptune 2D pour la configuration 10.5. Les écarts absolus entre la simulation numérique et l'expérimental sont disponibles dans l'Annexe 7.7. Les caractéristiques globales observées dans le Chapitre 4 sont bien reproduites : les hauteurs d'eau les plus importantes sont situées dans le coin Nord-Ouest, les hauteurs diminuent progressivement apparemment au passage de chaque carrefour et les hauteurs d'eau les plus faibles sont situées dans les rues à l'aval du quartier étudié. La comparaison avec les hauteurs d'eau mesurées expérimentalement fait apparaître des différences

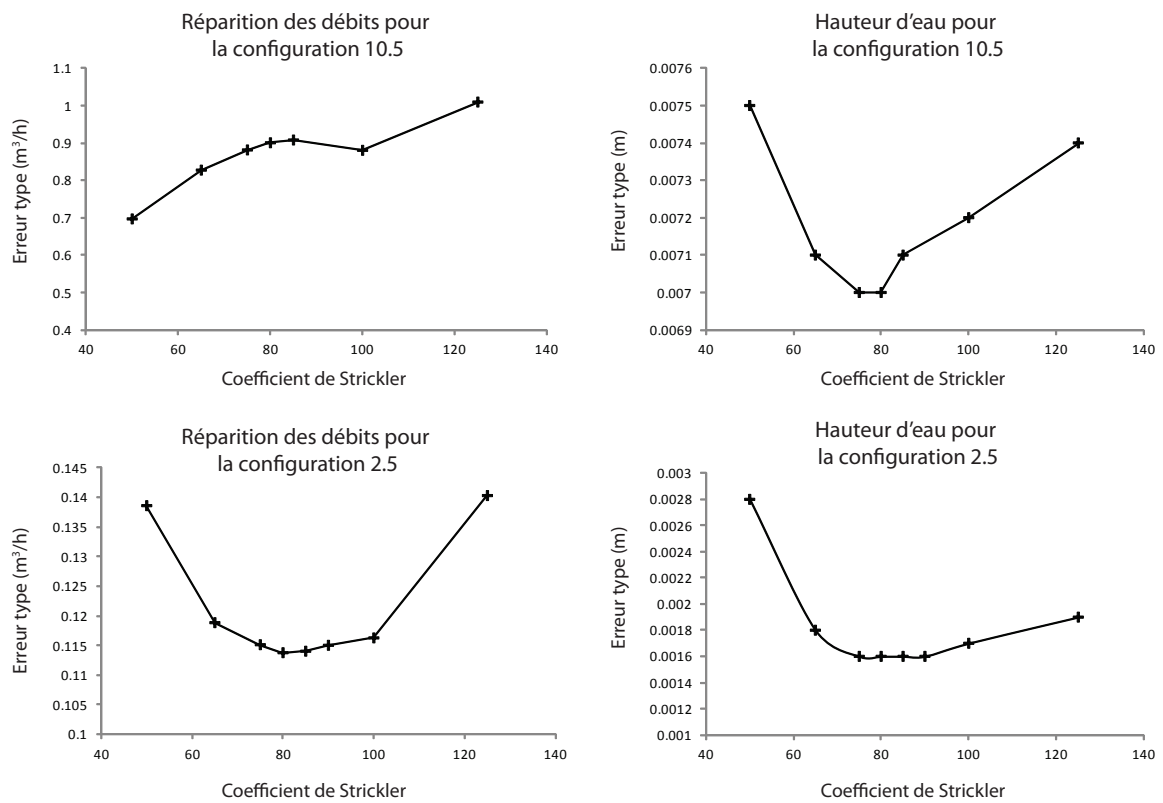


FIGURE 5.16 – Influence du coefficient de Strickler sur les simulations numériques réalisées avec Neptune 2D. Évolution de l'erreur type en fonction du nombre de mailles du maillage utilisé. En haut : simulation 10.5. En bas : simulation 2.5. A gauche : répartition des débits. A droite : champ de hauteur d'eau.

significatives, comprises entre 1 et 1,5 cm dans le coin Nord Ouest pour les hauteurs d'eau les plus élevées. Inversement, les écarts observés dans le quart Sud Est sont globalement sous-estimés. Des écarts plus importants peuvent apparaître localement à l'aval de certaines rues. Ils sont dus à l'observation expérimentale de vagues statiques non modélisée par le code de calcul. Ces observations sont confirmées par la représentation des hauteurs d'eau simulées en fonction des hauteurs d'eau mesurées représentées sur la Figure 5.18. Elles confirment que les écarts avec l'expérimental sont très majoritairement supérieurs aux incertitudes de mesures pour les débits importants. On notera cependant que les écarts des résultats numériques sont le plus faible pour la configuration 2.5.

Comme pour les études expérimentales et pour les résultats de simulation de Ansys-Fluent®, nous avons calculé les pentes globales dans les directions Nord-Sud (N-S) et Ouest-Est (O-E) du champ de hauteur d'eau. La Figure 5.19 présente donc la comparaison entre les pentes mesurées expérimentalement et les pentes calculées à partir des résultats numériques générés par Neptune 2D. Un écart significatif apparaît : si les pentes sont proches pour la simulation pour la configuration 2.5, l'écart avec les pentes expérimentales devient conséquent, aux alentours de 20%, pour les débits importants 60 m³/h, 80 m³/h et 100 m³/h respectivement des expériences 6.5, 8.5 et 10.5. On notera cependant que le ratio des pentes est là aussi, comme pour l'expérimental et Ansys-Fluent ® constant à 1,35.

Les résultats obtenus à l'aide de Neptune 2D à l'échelle globale pour la configuration 2.5 sont meilleurs que pour les autres configurations testées faisant intervenir des débits plus importants. Cela peut mettre en évidence la mauvaise reproduction des pertes de charge avec la formule de Strickler. En se basant sur les conclusions du Chapitre 4, les carrefours sont des singularités qui génèrent des pertes de charge singulière. Les pertes de charges, liées aux variations des hauteurs dans le quartier, sont proportionnelles aux vitesses des écoulements au carré. Les vitesses d'écoulements étant faibles dans la configuration 2.5, les pertes de charges aux carrefours sont moins importantes que pour les autres configurations. Dès lors, peut être que le coefficient de Strickler est plus à même de les modéliser.

Les débits en sortie à l'échelle du quartier sur les faces Est et Sud sont présentés dans le Tableau 5.8. On peut constater que les écarts sont faibles, de l'ordre de grandeurs des incertitudes de mesure (évaluées à 3,5%). Le logiciel Neptune 2D, malgré le calcul de pente globale des hauteurs d'eau peu satisfaisant, génère une répartition des débits en sortie à l'échelle du quartier expérimental satisfaisante.

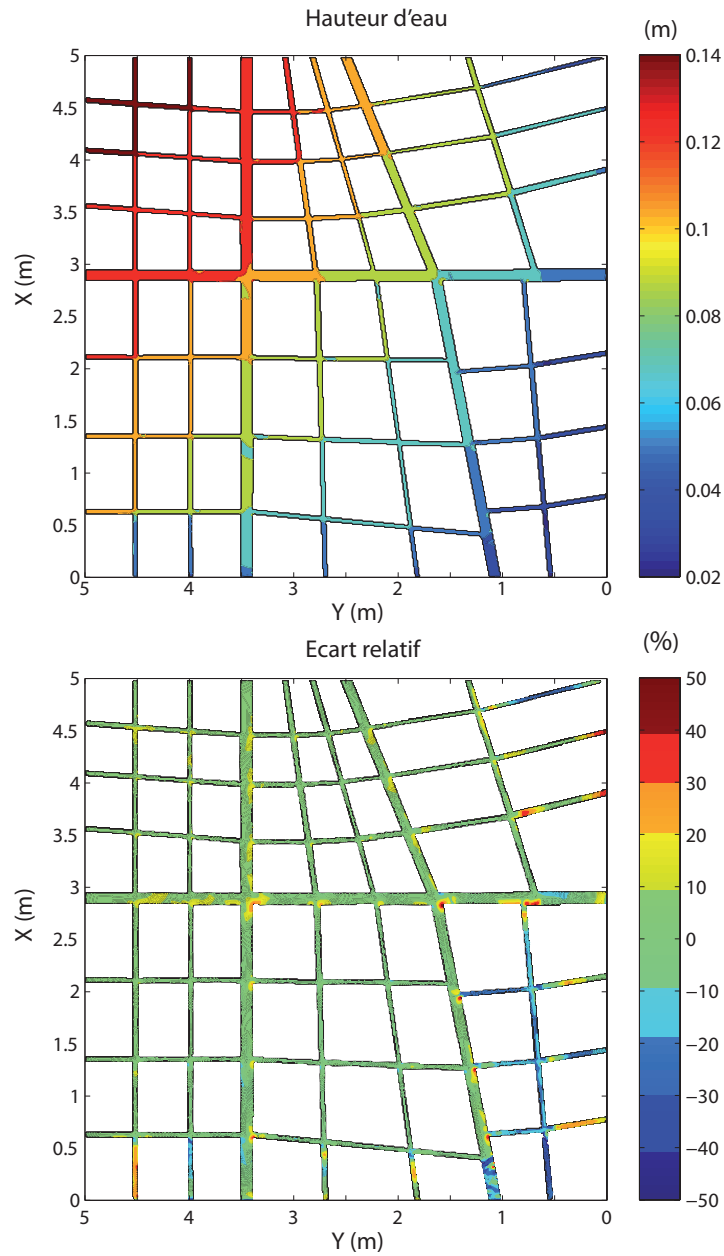


FIGURE 5.17 – Hauteur simulée avec Neptune 2D pour la configuration 10.5. En haut : hauteur d'eau simulée. En bas : Ecart relatif entre la simulation numérique et l'expérimental.

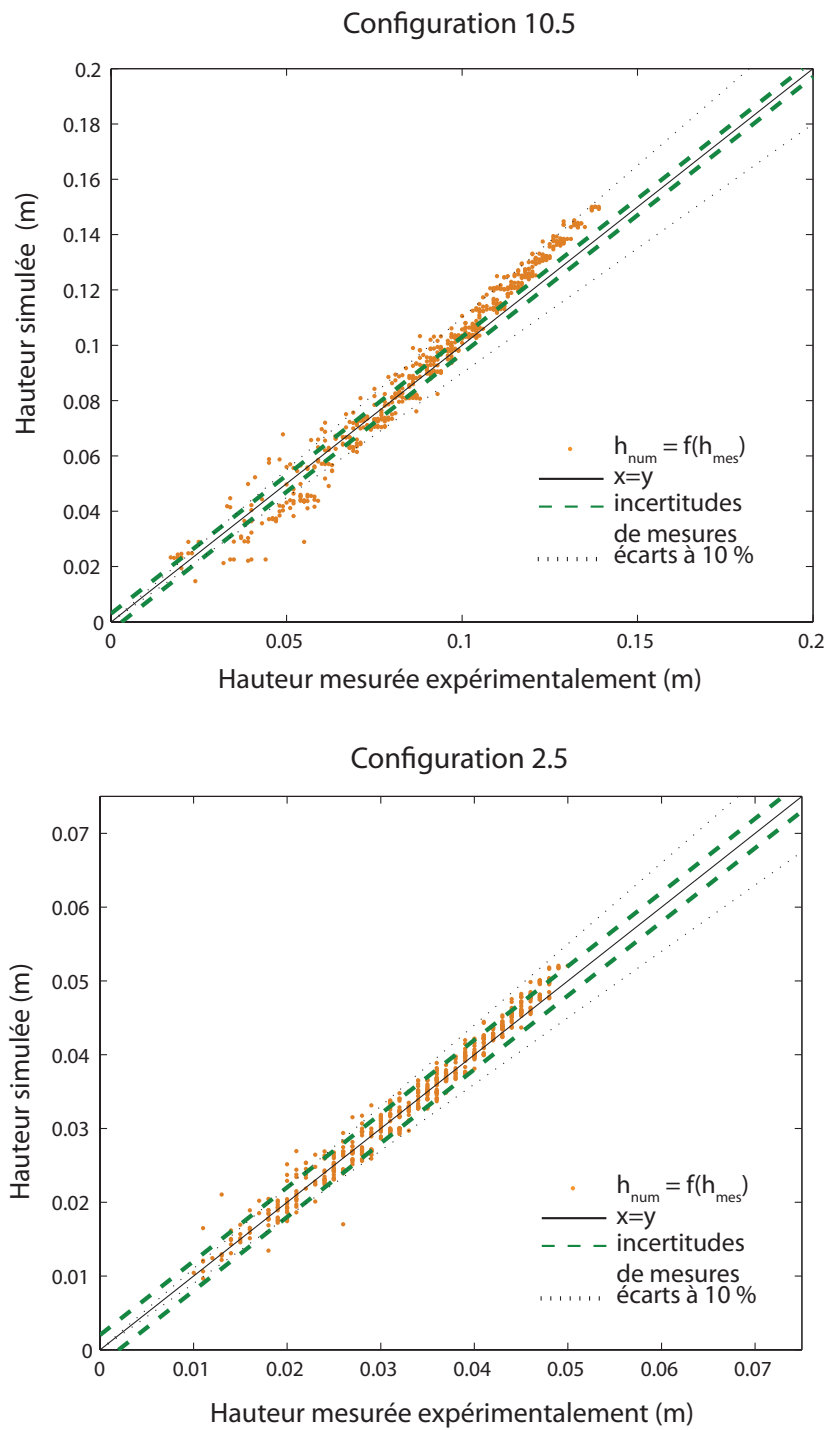


FIGURE 5.18 – Hauteurs d'eau simulées avec Neptune 2D en fonction des hauteurs d'eau mesurées expérimentalement. En haut : configuration 10.5. En bas : configuration 2.5

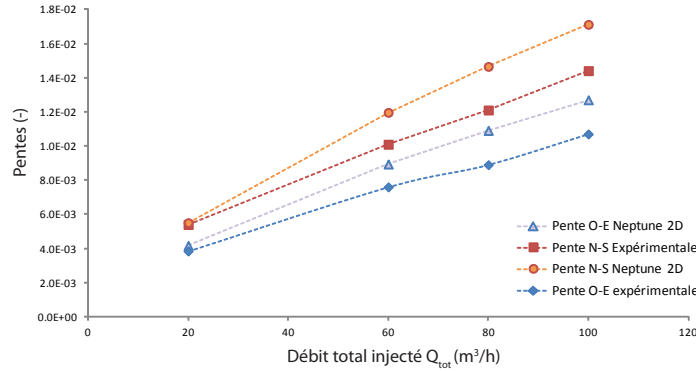


FIGURE 5.19 – Évolution des pentes globales dans les directions N-S et O-E en fonction du débit calculé à partir des données expérimentales et des résultats numériques de Neptune 2D.

	20 m³/h		60 m³/h		80 m³/h		100 m³/h	
Face	Exp.	Nept.	Exp.	Nept.	Exp.	Nept.	Exp.	Nept.
Est	39%	41%	40%	41%	40%	40%	41%	40%
Sud	61%	59%	60%	59%	60%	60%	59%	60%

TABLE 5.8 – Comparaison des pourcentages des débits globaux à l'échelle du quartier sortant par les faces Est et Sud pour différents débits.

Échelle de la rue

La répartition des débits à l'échelle de la rue calculée par Neptune 2D est comparée à la répartition mesurée expérimentalement sur la Figure 5.20. On constate que les grandes caractéristiques de la répartition sont correctement reproduites : les artères drainent le plus, les rues qui évacuent le moins sont situées dans le coin Sud-Est. De plus, quantitativement, les résultats sont proches des mesures expérimentales. Le Tableau 5.9 résume en chiffre la comparaison pour les différents débits testés (les résultats pour les configurations 6.5 et 8.5 sont disponibles dans l'Annexe 7.7). Globalement, les écarts relatifs observés sont de l'ordre de 10%, avec des écarts maximum pouvant dépasser les 25%. Ces derniers apparaissent principalement dans les rues véhiculant les plus petits débits (les rues 7 et G notamment). Cette information, liée à la représentation des hauteurs d'eau dans le quartier de la Figure 5.17, laisse supposer que la quantité d'eau rentrant dans le quart Sud-Est (délimité par les rue 4 et F) est sous-estimée par Neptune 2D. Là encore, ces écarts apparaissent comme importants relativement aux faibles débits de ces rues, mais dans l'absolu, ils sont inférieurs à 1% des débits totaux injectés. On remarquera que les résultats la configuration 2.5 sont meilleurs que pour les autres débits.

Quelques profils longitudinaux sont représentés sur la Figure 5.21 pour les simulations 2.5

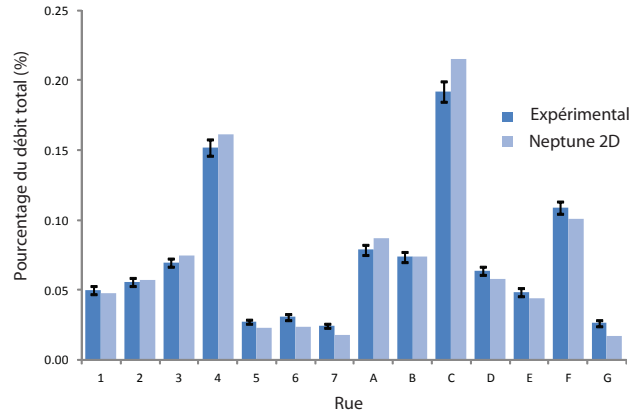


FIGURE 5.20 – Comparaison de la répartition des débits simulée par Neptune 2D et mesurée expérimentalement pour l’expérience 10.5.

et 10.5. On constate que l’outil numérique donne à cette échelle des résultats dont la qualité varie en fonction des débits injectés. Pour un débit de $20 \text{ m}^3/\text{h}$ et conformément aux précédentes observations réalisées à l’échelle globale, les profils longitudinaux numériques sont très satisfaisants : ils passent par presque tous les points expérimentaux en prenant en compte les incertitudes de mesure. Les structures hydrauliques particulières observées, comme ces plateaux de hauteurs entre deux carrefours ou les chutes brutales des hauteurs au passage du dernier carrefour, sont bien reproduites. Inversement, les résultats numériques obtenus pour des débits plus importants sont moins satisfaisants. Les profils en long pour un débit d’injection de $100 \text{ m}^3/\text{h}$ sont qualitativement corrects : les changements brutaux de hauteur d’eau au passage des carrefours et les hauteurs constantes entre deux carrefours sont calculées. Par contre, la différence de hauteur aux passages des carrefours n’est pas correctement reproduite. Cela entraîne des différences avec les hauteurs expérimentales qui semblent augmenter en allant de l’aval vers l’amont. Les hauteurs d’eau à l’amont sont alors largement sur-estimées (l’écart observé est de l’ordre de 10%). Ces observations expliquent les différences importantes dans les pentes globales décrites dans le paragraphe précédent.

Influence des conditions à l’amont

Des données expérimentales sont disponibles sur l’influence des conditions d’injection sur la répartition des débits pour l’expérience faisant intervenir un débit total d’injection $Q_{tot} = 60 \text{ m}^3/\text{h}$. Cette section étudie les capacités de Neptune 2D à reproduire de manière satisfaisante cette influence à l’échelle du quartier et de la rue. L’évolution de Q_{est} , la somme

Sortie	Configuration 2.5			Configuration 10.5		
	Exp.	Num.	Ecart	Exp.	Num.	Ecart
1	1.0	1.0	-4%	4.9	4.8	-3%
2	1.2	1.1	-6%	5.5	5.7	3%
3	1.4	1.5	7%	6.9	7.4	8%
4	3.0	3.1	4%	15.1	16.1	7%
5	0.5	0.6	15%	2.7	2.3	-16%
6	0.6	0.5	-8%	3.0	2.4	-22%
7	0.5	0.4	-18%	2.4	1.8	-26%
A	1.8	1.8	-3%	7.8	8.7	12%
B	1.6	1.5	-10%	7.3	7.4	0%
C	4.1	4.1	0%	19	21.5	13%
D	1.3	1.1	-10%	6.3	5.8	-8%
E	1.0	0.9	-16%	4.8	4.4	-8%
F	2.3	2.1	-10%	11	10.0	-7%
G	0.4	0.4	-8%	2.6	1.7	-36%

TABLE 5.9 – Comparaison de la répartition numérique et expérimentale des débits pour chaque rue du quartier expérimental

des débits sortants sur la face Est sont ainsi représentés sur la Figure 5.22 en fonction de ϕ_{Ouest} . On observera alors que l'influence des conditions d'injection est qualitativement prise en compte par Neptune 2D à l'échelle du quartier : plus ϕ_{Ouest} est faible, plus Q_{est} est faible. On remarque cependant que les résultats sont très satisfaisants pour ϕ_{Ouest} compris entre 20% et 80%, l'écart relatif observé étant inférieur à 2%. Cependant, dans les deux cas extrêmes où tous les débits sont injectés sur la face Nord ou sur la face Est, les résultats sont moins satisfaisants, avec une erreur relative à l'échelle du quartier de 8%. Cette observation est confirmée par la Figure 5.22 qui représente l'évolution de la RMSE sur les débits sortants à l'échelle de la rue en fonction de ϕ_{Ouest} . On constate alors que l'écart est quasi constant pour ϕ_{Ouest} compris entre 20% et 80% et sont presque deux fois plus importants dans les deux cas extrêmes $\phi_{Ouest} = 0\%$ et $\phi_{Ouest} = 100\%$. Le Tableau 5.10 représente les écarts relatifs pour les débits en sortie dans le cas $\phi_{Ouest} = 0\%$. On constate que les résultats sont, dans cette configuration particulière, peu satisfaisants : presque la moitié des différences relatives sont supérieures à 20% et les écarts dans les rues 1 et 2 sont particulièrement importants (supérieurs à 40 %).

Conclusion

En conclusion, Neptune 2D génère des résultats contrastés en fonction des débits injectés dans le quartier expérimental. En effet, pour le débit le plus faible testé de $20\text{ m}^3/\text{h}$, les résultats sont proches de l'expérimental. Pour les hauteurs d'eau, les écarts sont de l'ordre des incertitudes de mesure. Les pentes de hauteurs d'eau globales calculées sont donc proches

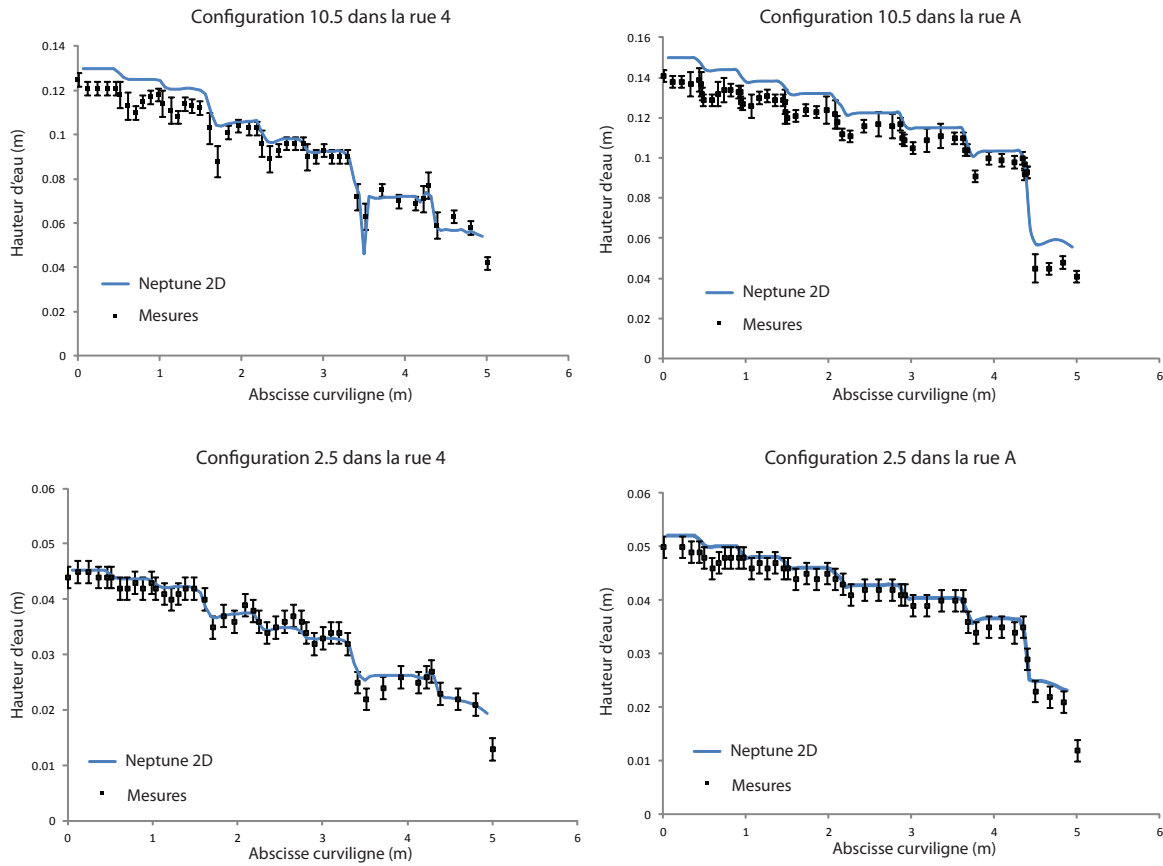


FIGURE 5.21 – Profils longitudinaux des hauteurs d’eau simulées par Neptune 2D. En haut : configuration 10.5. En bas : configuration 2.5. A gauche : dans la rue 4. A droite : dans la rue A.

de celles obtenues avec les mesures expérimentales. Concernant la répartition des débits, si elle est très satisfaisante à l’échelle globale (les écarts sont inférieurs aux incertitudes de mesure), les résultats à l’échelle de chaque rue sont un peu moins satisfaisants car ils sont de l’ordre 10%. Pour les autres débits plus importants testés, les résultats sont moins satisfaisants particulièrement pour le champ de hauteur d’eau. En effet, à l’échelle de la rue, les caractéristiques générales sont quantitativement reproduites, mais les écarts de hauteurs à l’amont et à l’aval de chaque carrefour ne sont pas correctement reproduits. Cela entraîne des écarts à l’amont du quartier qui peuvent atteindre 10% et des écarts sur les pentes globales dans les deux directions N-S et O-E du quartier de 20%. Ces écarts peuvent s’expliquer par une mauvaise modélisation des pertes de charge. Concernant la répartition des débits, cette dernière est satisfaisante à l’échelle du quartier, et acceptable à l’échelle de la rue. Neptune 2D est en mesure de reproduire de manière satisfaisante à l’échelle du quartier les influences

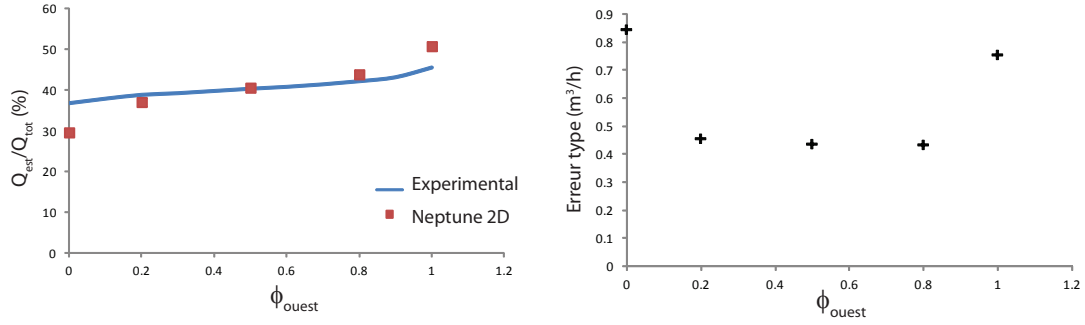


FIGURE 5.22 – Influence des conditions amont sur la répartition des débits simulée avec Neptune 2D. A gauche : évolution du ratio Q_{est}/Q_{tot} en fonction de λ_{Ouest} . A droite : évolution de l'erreur-type en fonction de λ_{Ouest} .

Rue	$Q_{Neptune2D}$ m ³ /h	$Q_{Expérimental}$ m ³ /h	Écarts (%)
1	1.4	2.9	-52%
2	1.7	3.1	-43%
3	3.2	3.6	-11%
4	7.6	7.9	-4%
5	1.4	1.5	-6%
6	1.5	1.7	-10%
7	1.0	1.3	-24%
A	6.1	4.8	27%
B	5.5	4.7	18%
C	14.5	13.0	11%
D	5.0	4.1	21%
E	3.4	3.0	12%
F	7.0	6.6	5%
G	0.9	1.4	-36%

TABLE 5.10 – Comparaison des écarts relatifs entre les débits mesurés et les débits simulés par Neptune 2D pour l'expérience $Q_{tot} = 60$ m³/h avec $\lambda_{Ouest} = 0\%$.

des conditions d'injection à l'amont de quartier. Les résultats à l'échelle de la rue pour les cas extrêmes $\lambda_{ouest} = 0\%$ et $\lambda_{ouest} = 100\%$ sont moyens, les écarts relatifs dépassant pour certains débits en sortie les 40%.

5.3 Comparaison de Neptune 2D et de Ansys-Fluent ®

Cette partie a pour objectif de comparer les résultats numériques obtenus à l'aide des deux outils testés sur le pilote inondation pour différents débits. A la suite de cette comparaison, nous proposerons des hypothèses pour expliquer les différences observées et proposer des améliorations à apporter.

5.3.1 Comparaison aux différentes échelles

Les précédentes parties de ce chapitre sur la validation des codes de calculs montraient que Neptune 2D comme Ansys-Fluent® généraient des résultats très satisfaisants en terme de répartition des débits à l'échelle du quartier. Les résultats obtenus sont comparables, il n'y a donc à cette échelle que peu de différence entre les deux logiciels. A l'échelle de la rue, on a pu constater que Neptune 2D est significativement moins précis pour calculer la répartition des débits pour les configurations à débits importants (configurations 6.5, 8.5 et 10.5). La Figure 5.23 représente la comparaison entre la répartition des débits obtenue à l'aide des deux logiciels pour la configuration 2.5. On constate alors que les résultats numériques en terme de répartition des débits sont comparables. Ce constat est confirmé par le Tableau 5.11 récapitulant l'erreur type entre les débits expérimentaux et les résultats numériques. A part pour la simulation 2.5, les erreurs commises par Neptune 2D sont significativement plus importantes que pour Ansys-Fluent®.

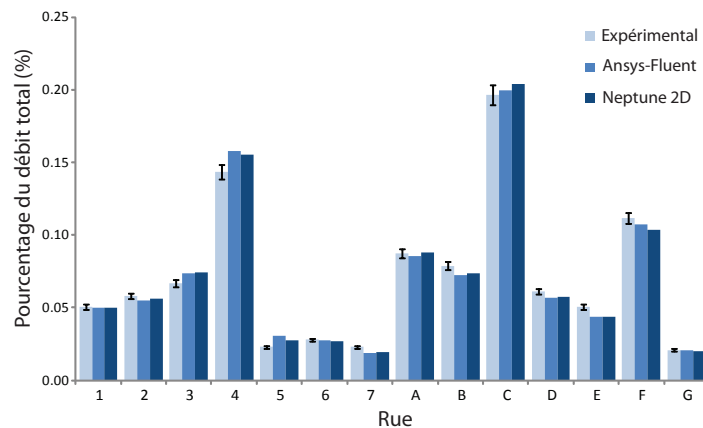


FIGURE 5.23 – Comparaison des répartitions des débits simulées et celle mesurée expérimentalement pour l'expérience 2.5.

Concernant les hauteurs d'eau, nous avons déjà constaté précédemment que les résultats obtenus avec Neptune 2D sont significativement moins satisfaisants que ceux obtenus à l'aide

d'Ansys-Fluent®. Néanmoins, nous avons représenté les profils longitudinaux des hauteurs d'eau dans les rues A et 4 pour les deux débits extrêmes sur la Figure 5.24. On constate alors que les résultats de simulations sont presque identiques pour Ansys-Fluent® et Neptune 2D pour le débit $20 \text{ m}^3/\text{h}$, alors qu'ils sont très différents pour le débits le plus important de $100 \text{ m}^3/\text{h}$. Dans ce cas, les résultats de simulations obtenus avec Ansys-Fluent® sont nettement plus satisfaisants que ceux générés par Neptune 2D. Cette observation est confirmée par l'étude des erreurs représentées dans le Tableau 5.11. On constate là aussi que l'erreur commise avec Neptune 2D sur le champ de hauteur est plus important pour les grands débits. Comme précédemment, les erreurs commises pour un débit de $20 \text{ m}^3/\text{h}$ par les deux logiciels sont comparables.

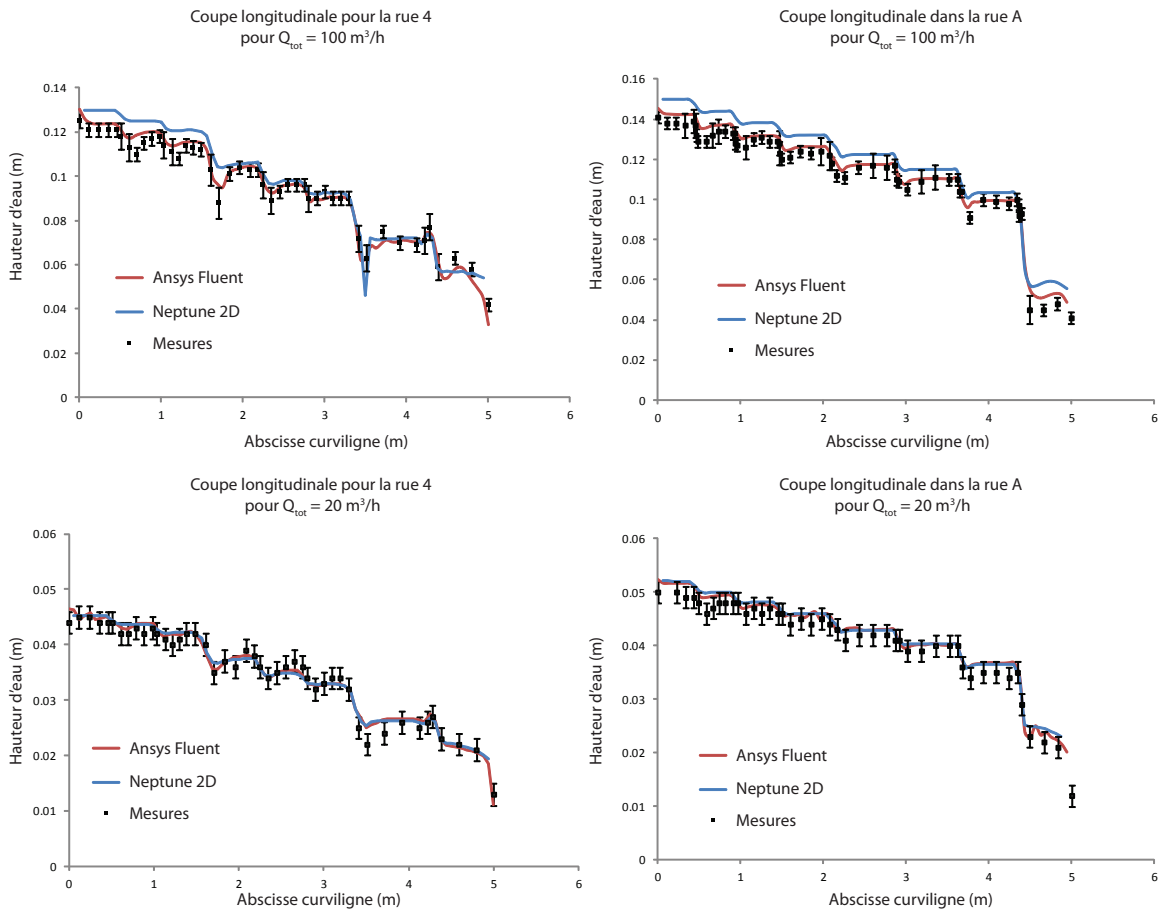


FIGURE 5.24 – Profils longitudinaux des hauteurs d'eau dans les rues A et C pour les débits injectés de $20 \text{ m}^3/\text{h}$ et de $100 \text{ m}^3/\text{h}$.

	RMSE sur la hauteur (m)		RMSE sur le débit (m ³ /h)	
	Ansys-Fluent®	Neptune 2D	Ansys-Fluent®	Neptune 2D
20 m ³ /h	1.5E-03	1.6E-03	0.13	0.11
60 m ³ /h	3.2E-03	4.2E-03	0.28	0.42
80 m ³ /h	3.5E-03	5.5E-03	0.37	0.63
100 m ³ /h	4.2E-03	7.0E-03	0.53	0.90

TABLE 5.11 – Comparaison des écarts entre chacun de logiciels et les mesures expérimentales.

5.3.2 Discussion

Cette section propose des hypothèses pour expliquer les résultats moins satisfaisants obtenus avec Neptune 2D pour les débits les plus importants.

La tri-dimensionnalité des écoulements

La différence la plus évidente entre les deux logiciels est le nombre de degré de liberté des écoulements simulés. La bibliographie (voir la Partie 2.1) met clairement en évidence la structure tridimensionnelle des écoulements qui se mettent en place dans les carrefours. Ces structures ne sont peut-être pas sans influence sur les variables mesurées comme la hauteur d'eau et le répartition des débits en sortie du quartier. La forme tridimensionnelle des zones de recirculation ou des surfaces de séparation a peut être une influence. Leur non prise en compte par BSV 2D et donc par Neptune 2D peut expliquer en partie les différences observées. De plus, les fortes hauteurs observées dans les expériences 6.5, 8.5 et 10.5 favorisent la mise en place de structures tridimensionnelles, l'écoulement ne pouvant plus être considéré comme plan dans ces configurations.

Des approches existent cependant, comme la méthode de Boussinesq, pour reconstituer le profil de vitesse sur la verticale à partir d'une approche 2D. Cette approche permettrait de prendre en compte une partie des effets tridimensionnels de l'écoulement et de calculer de manière plus exacte les célérités des ondes.

La non-hydrostaticité des pressions

Les équations de Barré de Saint-Venant 2D reposent sur une hypothèse forte : les forces de pression dynamiques verticales, exercées sur un plan horizontal sont négligeables par rapport à la pression hydrostatique. Nous n'avons malheureusement pas, pour l'instant, de capteur de pression sur le fond du pilote inondation ni de mesure de vitesses verticales pour vérifier la validité de cette hypothèse. Nous avons cependant utilisé les données numériques générées par le logiciel Ansys-Fluent®, validé dans la partie précédente, car la pression est une des

variables résolues.

La Figure 5.25 représente ΔP , la différence entre les pressions hydrostatiques et les pressions, calculées avec Ansys-Fluent® sur le fond du dispositif expérimental et défini par

$$\Delta P(x, y) = P(x, y, 0) - \rho gh(x, y) \quad (5.3)$$

avec $P(x, y, 0)$ les pressions calculées par Ansys-Fluent® sur le fond du quartier et $h(x, y)$ la hauteur d'eau calculée avec Ansys-Fluent®. La distribution de ΔP pour les configurations 6.5 et 8.5 sont représentées dans l'Annexe 7.7. On constate alors que des zones fortement non hydrostatiques apparaissent notamment aux jonctions des artères pour des débits importants, et qui sont beaucoup moins marquées pour le débit de $20 \text{ m}^3/\text{h}$. La non-hydrostaticité est générée par la présence de vitesses verticales dans l'écoulement. Plus les débits injectés sont importants, plus les vitesses sont importantes et plus les vitesses verticales qui vont éventuellement apparaître vont générer de la pression dynamique. Ainsi plus les débits sont importants, plus ces zones de pressions non-hydrostatiques deviennent nombreuses et importantes. Cette observation, qui reste à confirmer expérimentalement, pourrait expliquer les résultats obtenus avec Neptune 2D pour les forts débits. Les pressions n'étant plus hydrostatiques dans certains carrefours (notamment à l'aval des artères 4 et F), les équations de Barré de Saint-Venant ne sont théoriquement plus valides. Cela pourrait expliquer une mauvaise distribution des débits dans ces carrefours. Elle est peut-être responsable de la sous-estimation, notée dans la partie précédente, des débits entrants dans le quart Sud-Est du quartier par Neptune 2D.

Ces zones non-hydrostatiques sont-elles générées par les fortes vitesses en jeu dans ces configurations ou par les hauteurs d'eau importantes observées? Cette question pourrait être explorée numériquement avec Ansys-Fluent®. Cependant, la non-hydrostaticité étant générée par les vitesses, il est probable que les fortes vitesses observées soient responsables de la non-hydrostaticité. La distorsion verticale du dispositif expérimental serait alors sans conséquence sur l'apparition de ces zones.

Une modélisation approximative des zones de recirculation

Une étude plus détaillée des zones de recirculation a mis en évidence des différences notables entre les résultats générés par Ansys-Fluent® et Neptune 2D. Nous ne disposons malheureusement pas à l'heure actuelle de vitesses expérimentales pour pouvoir les comparer et valider les champs de vitesses numériquement établies. On peut cependant constater que les résultats obtenus à l'aide de Ansys-Fluent® sont plus satisfaisants que ceux obtenus avec Neptune 2D et dès lors comparer les zones de recirculation calculées par les deux logiciels ainsi que le champ de vitesses moyen dans tout le domaine.

La Figure 5.26 représente les vecteurs vitesses dans des carrefours et des rues du quartier expérimental calculés avec Neptune 2D et Ansys-Fluent®. Au premier abord, les champs de vitesse générés par les deux logiciels semblent comparables. En regardant plus en détails, des différences peuvent être observées. Cette impression est confirmée par la Figure 5.27 qui représente l'écart relatif entre la norme des vitesses V , définie par $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ avec u la vitesse dans la direction (Ox) et v la vitesse dans la direction (Oy) , calculé par Neptune 2D par rapport à ceux calculés par Ansys-Fluent®. Il apparaît que les vitesses calculées par Neptune 2D directement à l'aval des zones de recirculation sont inférieures à celles calculées par Ansys-Fluent®, alors qu'inversement elles sont supérieures dans les zones directement à l'aval des zones d'écoulement contracté.

Pour mieux comprendre et observer ces différences, nous avons représenté sur la Figure 5.28 les profils en travers des vitesses à l'aval d'un carrefour. A l'amont des deux rues, les profils de vitesse calculés par les deux logiciels sont relativement proches. Ils sont caractérisés par une asymétrie marquée et par des vitesses négatives (orientées de l'aval vers l'amont), caractéristiques des zones de recirculation. Plus à l'aval, les différences entre les deux codes de calcul sont plus significatives. Les profils de vitesse calculés par Ansys-Fluent® sont légèrement asymétriques. Le code de calcul homogénéise progressivement les vitesses sur la largeur de la rue de l'amont vers l'aval, contrairement aux résultats numériques de Neptune 2D. En effet, les profils de vitesse calculés par ce dernier sont fortement asymétriques à l'aval des rues. On peut aussi constater que les zones de recirculation calculées par Neptune 2D sont significativement plus longues : elles s'arrêtent vers $X = 2.45$ contre $X = 2.65$ pour Ansys-Fluent® dans la rue C. Dans la rue 4, des vitesses négatives sont calculées par Neptune 2D directement à l'amont du carrefour avec la rue D : la zone de recirculation ne se termine pas dans cette rue. On remarquera aussi qu'Ansys-Fluent®, à cause des conditions de type "mur", modélise l'effet des parois sur l'écoulement en imposant une vitesse de glissement nulle, contrairement à Neptune 2D qui ne prend pas en compte l'adhérence à la paroi.

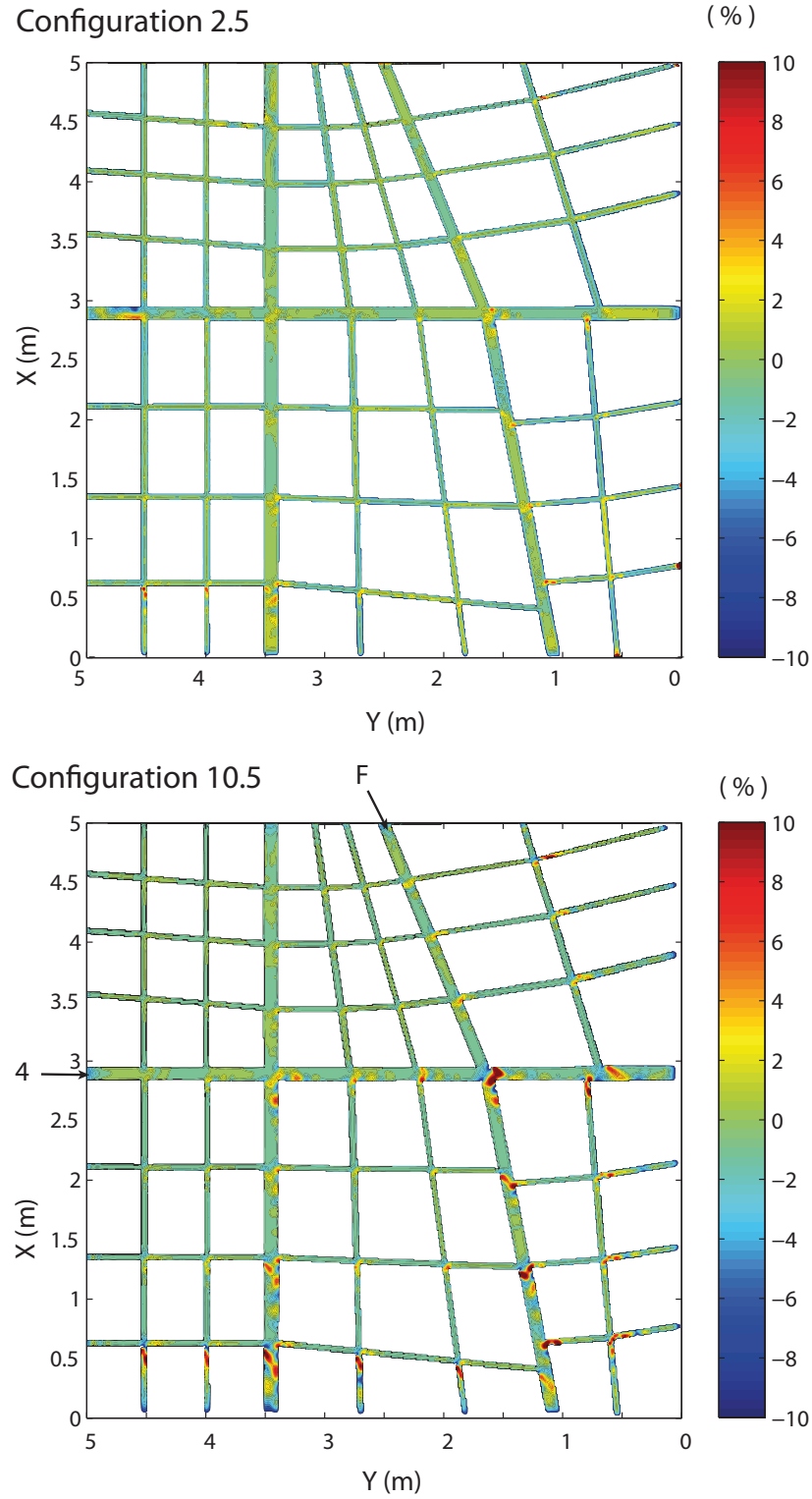
N'ayant pas de données expérimentales pour le champs de vitesse dans le pilote inondation, il est à l'heure actuelle impossible de valider les résultats générés par les codes de calcul. Cependant, les structures se développant dans les carrefours étant tridimensionnelles (Chapitre 2) et les résultats numériques d'Ansys-Fluent® étant plus proches des résultats expérimentaux que ceux de Neptune 2D, il est probable que les profils de vitesses calculés par le code 3D soient plus proches de la réalité. L'asymétrie des profils calculés par Neptune 2D n'est peut-être pas sans conséquence sur la répartition des débits en sortie de carrefour.

Modèle de turbulence

Les différences entre les profils de vitesses numériques peuvent s'expliquer par l'absence de diffusion latérale de quantité de mouvement dans Neptune 2D. En effet, la turbulence génère une diffusion turbulente physique qui est responsable de l'homogénéisation des vitesses sur la largeur des rues. Comme Ansys-Fluent® modélise la turbulence avec un modèle $k - \varepsilon$, il approche cette diffusion turbulente, contrairement à Neptune 2D.

On peut de plus noter que les pertes de charge sont directement liées à la dissipation d'énergie générée par la turbulence. Cette dissipation ne va donc pas être homogène dans l'espace. Elle s'accorde mal avec l'approche de Manning Strickler à coefficient constant qui s'applique de manière homogène sur tout l'espace modélisé. De plus, ce modèle est utilisé ici en dehors de son domaine de validité. Les équations de Manning Strickler modélisent initialement des pertes de charge, en régime turbulent rugueux, d'un écoulement à surface libre dans un canal. Cette approche considère que la dissipation d'énergie est répartie sur la section de manière homogène. L'approche a été étendue au cas particulier des milieux peu profonds sous l'hypothèse $h \ll b$ avec b la largeur de la rue et h la hauteur d'eau, ce qui permet de simplifier le rayon hydraulique et les frottements exercés par les parois verticales sur les écoulements. Cette hypothèse n'est dans notre cas plus vérifiée. La loi n'étant plus dans son domaine d'application, il est possible que les pertes de charge globales dans le pilote soient mal estimées, ce qui pourrait expliquer les sur-estimations des pentes des lignes piézométriques calculées par Neptune 2D.

Il serait intéressant de tester de nouvelles approches pour modéliser les pertes de charge dans Neptune 2D. L'approche Manning Strickler pourrait être conservée, en utilisant plusieurs coefficients de Manning en fonction des différentes zones d'écoulement. Cependant, il serait judicieux d'implémenter un modèle de turbulence dans Neptune 2D pour voir l'influence de ce dernier dans le calcul des écoulements au niveau d'un seul carrefour puis à l'échelle du quartier expérimental.

FIGURE 5.25 – Évolution de ΔP dans le quartier pour les simulations 2.5 et 10.5.

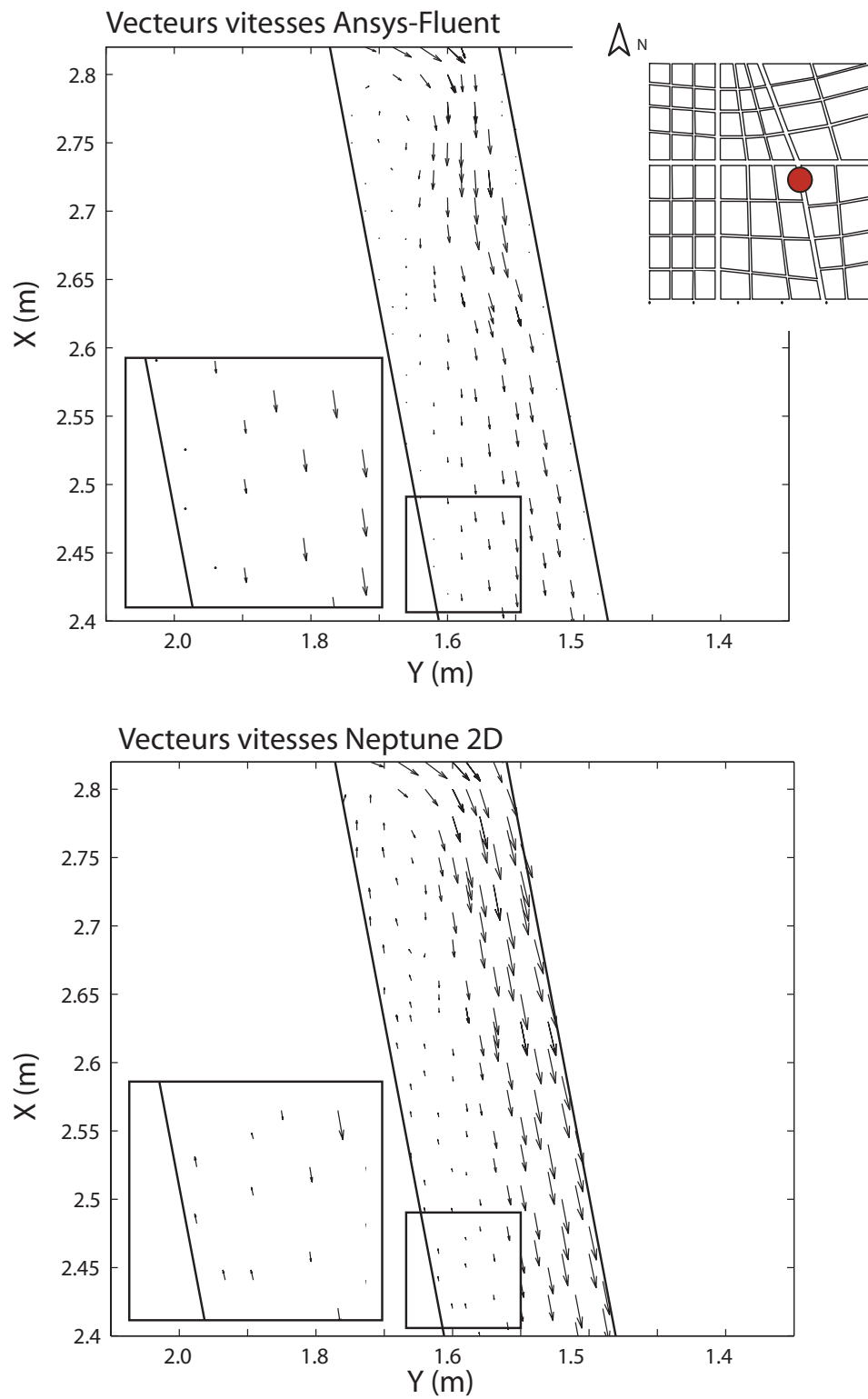


FIGURE 5.26 – Comparaison à la même échelle des champs de vitesses calculées par Neptune 2D (en bas) et par Ansys-Fluent® (en haut).

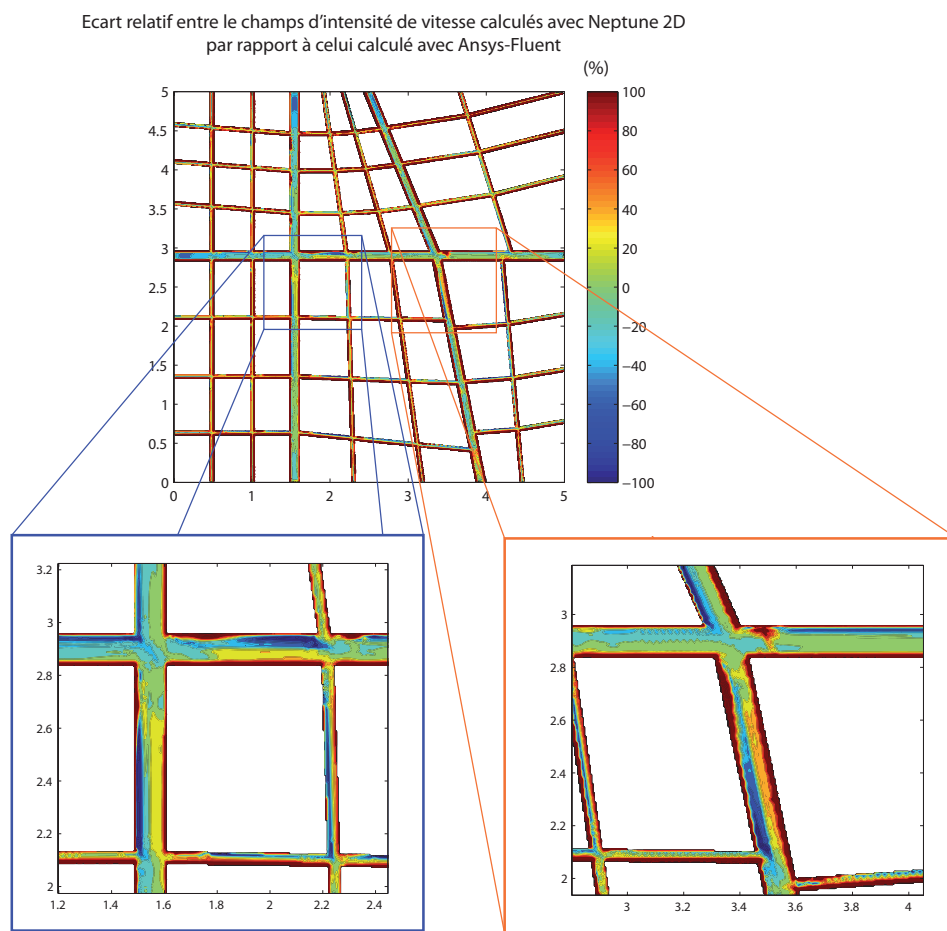


FIGURE 5.27 – Comparaison de la norme des vecteurs vitesses calculée par Ansys-Fluent par rapport à celle calculée par Neptune 2D.

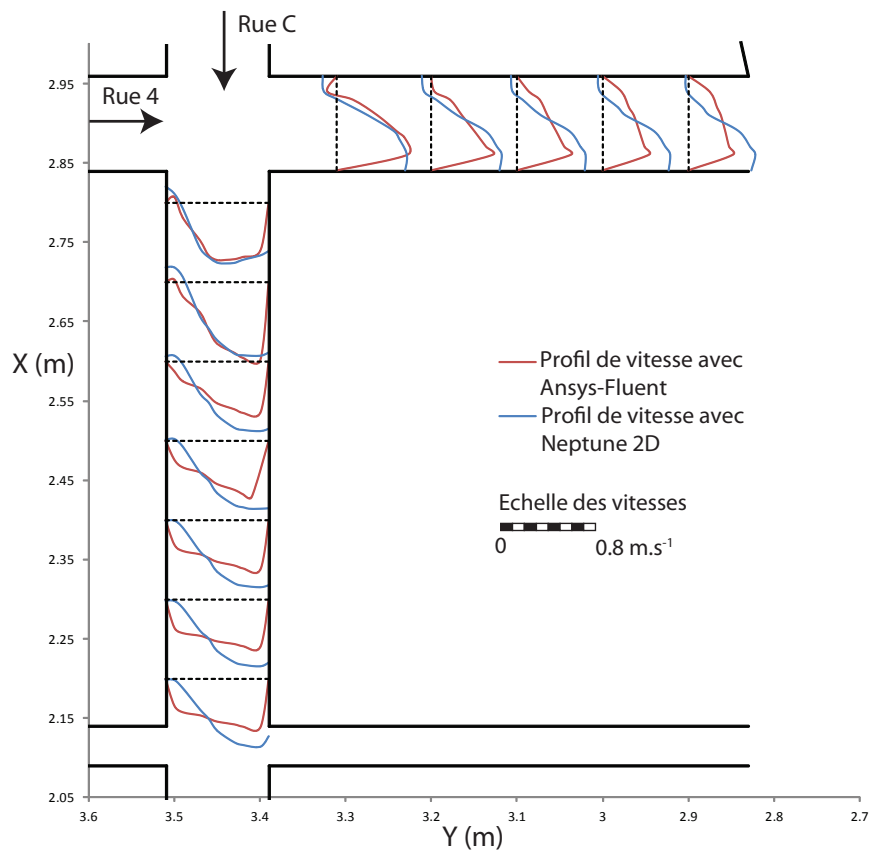


FIGURE 5.28 – Profils de vitesse à l’aval du carrefour entre les artères C et 4 pour la simulation 10.5.

5.4 Conclusion

Ce chapitre présente la comparaison des résultats numériques obtenus avec les logiciels Ansys-Fluent® et Neptune 2D avec les résultats expérimentaux présentés dans le Chapitre 4, ce qui a permis leur validation et l'encadrement de leur utilisation.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence qu'Ansys-Fluent® est :

1. valide pour modéliser les écoulements dans le pilote expérimental. Les résultats obtenus aux différentes échelles (du quartier et de la rue) pour les hauteurs d'eau et pour les débits en sortie sont satisfaisants, les écarts étant majoritairement inférieurs aux incertitudes de mesures et quasiment systématiquement inférieurs à 10% ;
2. génère des résultats numériques, dans notre configuration, peu influencés par le choix des modèles de turbulence testés. Les écarts entre les simulations calculées avec le modèle $k - \varepsilon$ et $k - \varepsilon$ RNG sont très faibles ;
3. l'étude de convergence sur le maillage a montré une influence limitée du nombre de mailles par rue pour modéliser les écoulements. Nous noterons que le maillage le plus fin ne possède que 4 à 8 mailles dans la largeur des rues, ce qui reste *a priori* trop peu pour modéliser de manière satisfaisante les zones de recirculation. Un maillage encore plus fin permettrait une meilleure représentation de ces zones, ce qui entraînerait *a priori* de meilleurs résultats notamment sur les hauteurs d'eau qui apparaissent comme légèrement sur-estimées à l'amont du pilote et sous-estimées à l'aval ;
4. l'influence des conditions d'injection à l'amont du quartier sur la répartition des débits en sortie est correctement modélisée à l'échelle de la rue et du quartier. On notera les résultats légèrement moins satisfaisant pour le cas particulier où toute l'eau est injectée sur la face Nord.

Ansys-Fluent® apparaît donc comme un outil fiable pour modéliser les écoulements dans le pilote inondation. Son utilisation, en complément des mesures expérimentales, peut permettre une meilleure compréhension du système étudié. De plus, il peut être utilisé pour générer une base de données numériques sur les écoulements dans les carrefours ou les réseaux de carrefours, pour à terme, proposer un modèle fiable pour représenter les zones urbaines.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence que Neptune 2D est :

1. valide pour modéliser les répartitions des débits à l'échelle du quartier pour tous les débits injectés, les écarts avec l'expérimental étant inférieurs aux incertitudes de mesure ;
2. valide qualitativement pour modéliser les écoulements. Les grandes caractéristiques des écoulements comme les chutes de hauteur d'eau au passage des carrefours ou les rues

véhiculant le plus (ou le moins) de débit sont correctement reproduites. Quantitativement, les résultats numériques sont moins précis que ceux d'Ansys-Fluent® : des écarts de 30% sont observés sur les hauteurs d'eau et certains débits en sortie ;

3. capable de reproduire l'influence des conditions aux limites amont quantitativement. Les résultats ont le même degré de précision pour les différentes configurations testées, excepté pour les cas extrêmes (toute l'eau injectée sur la face Ouest ou inversement sur la face Nord). Dans ces deux configurations, les écarts sur la répartition des débits à l'échelle du quartier avec l'expérimental sont conséquents, puisqu'ils atteignent 40% ;
4. influencé par le coefficient de Strickler utilisé pour modéliser les pertes de charge par frottement. L'étude de sensibilité réalisée a montré qu'un coefficient de $80 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$ donne les meilleurs résultats numériques.
5. valide quantitativement dans certains cas pour modéliser les écoulements faisant intervenir des débits faibles. Il a en effet été constaté que les résultats numériques générées pour l'expérience 2.5 étaient aussi précis que ceux d'Ansys-Fluent. En effet, les hauteurs d'eau et la répartition des débits dans ce cas particuliers sont comparables pour les deux codes de calcul. Les écarts avec l'expérimental sont ainsi inférieurs à 10%.

Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer l'augmentation des écarts avec les débits injectés :

1. les zones de recirculation et les pertes de charges au niveau de chaque carrefour ne sont pas *a priori* correctement représentés pour ces débits. Cela entraîne la sur-estimation des différences entre les hauteurs amont et aval au niveau de chaque carrefour. Les hauteurs globales à l'amont du quartier se retrouvent donc sur-estimées, tout comme les pentes globales du plan moyen des hauteurs dans le pilote ;
2. la non prise en compte du profil tri-dimensionnel du champ de vitesse ;
3. la non modélisation précise de la turbulence. En effet, il est probable qu'un modèle de turbulence introduise de la diffusion turbulente et une dissipation énergétique plus réaliste ;
4. des zones d'écoulement non-hydrostatique apparaissent dans certains carrefours. Dès lors, les équations de BSV2D ne sont plus valides dans ces zones. Cela peut potentiellement expliquer la mauvaise répartition des débits en sortie pour les débits importants, ainsi que les hauteurs d'eau particulièrement faibles modélisées dans le quart Sud-Est du pilote.

Neptune 2D apparaît donc comme un outil utilisable pour modéliser les écoulements dans le pilote inondation. Son utilisation dépend de la finalité de l'étude à réaliser. Il semble adapté pour des problématiques d'ingénierie, répartissant de manière satisfaisante les débits à l'échelle du quartier notamment, mais manque de précision pour une utilisation dans le cadre de la

recherche. Cependant, les bons résultats générés pour l'expérience 2.5 laissent penser qu'il est améliorable et que dans un cadre, qui reste à éclaircir, il peut fournir des résultats précis, même à l'échelle de la rue.

Chapitre 6

Conclusion

Des études ont été réalisées dans le passé sur les écoulements en jonctions, bifurcations et carrefours, fréquemment rencontrés lors d'inondations en milieu urbain. Ils sont complexes, tridimensionnels et encore mal connus. Aucun modèle complet de carrefour, reliant la répartition des débits aux formes géométriques et aux conditions hydrodynamiques, n'a pu être élaboré. Les nombreuses interactions entre les carrefours, et leurs conséquences à l'échelle globale sur un quartier n'ont pas ou peu été étudiés. En effet, seulement quelques modèles réduits à l'échelle du quartier ont été réalisés ces dernières années. Les données et les connaissances des écoulements à cette échelle restent donc insuffisantes.

A l'heure actuelle, le moyen classiquement utilisé pour simuler ces écoulements est la simulation numérique, avec des outils qui résolvent principalement les équations de Barré de Saint-Venant 2D. De nombreuses méthodes numériques ont été mises au point pour les résoudre. Les développements de schémas d'ordre élevé, de limiteurs de pente et de schémas discontinus ont conduit à des outils de plus en plus précis, mais de plus en plus gourmands en temps de calcul. De plus, le développement de schémas adaptés aux maillages non-structurés, à la gestion de mailles sèches et des topographies réelles ont permis leur utilisation pratique sur des géométries réelles et complexes. Cependant, leur validité pour modéliser les écoulements en ville n'est pas parfaitement définie, notamment par manque de données expérimentales. Les effets possibles des écoulements tridimensionnels ou d'éventuelles pressions non-hydrostatiques ne sont pas encore connus, mais pourraient conduire à la non validité des hypothèses de BSV 2D ou du modèle de frottement de Manning-Strickler dont les conséquences restent à évaluer. Enfin, l'augmentation des puissances de calcul des ordinateurs permet l'utilisation d'outils 3D complexes comme Ansys-Fluent®. Ils ont pourtant encore été peu utilisés à l'échelle du quartier. Leurs résultats à l'échelle locale, sur la simulation d'écoulements dans un carrefour, sont satisfaisants, mais leur utilisation à une échelle plus grande, et donc sur des maillages nécessairement moins fins, doit encore être validée.

Ce travail de thèse avait pour objectif d’apporter une contribution pour améliorer la modélisation des inondations en milieu urbain, en considérant le problème sous l’aspect numérique et expérimental. Différentes approches ont ainsi été menées pour le remplir :

- amélioration du code de calcul 2D développé au laboratoire pour le rendre plus efficace et adapté aux modélisations des inondations en ville ;
- création de données expérimentales à l’échelle d’un quartier en mettant en place un modèle réduit au laboratoire ;
- validation des codes de calcul 2D et 3D pour modéliser ces écoulements à l’échelle du quartier.

Un chapitre a été dédié à chacune de ces approches.

Ainsi, le code numérique développé au laboratoire a été amélioré. Il résout les équations de Barré de Saint-Venant 2D à l’aide d’un schéma aux éléments finis Discontinuous Galerkin. Etant du second ordre et discontinu, le code était dans son état originel relativement précis. Certains développements numériques étaient cependant nécessaires : les temps de calcul étaient beaucoup trop importants et l’utilisation pratique du code de calcul était rendu impossible par la non-gestion de la topographie et des mailles sèches. Nous avons ainsi successivement :

1. changé le langage de programmation, ce qui a conduit à un gain de temps de calcul très important ;
2. implémenté un nouveau limiteur de pente, plus précis et quasiment deux fois plus rapide que celui initialement utilisé ;
3. exploré de nouvelles méthodes d’intégration des flux numériques aux interfaces, sans améliorations notoires ;
4. implémenté une discrétisation temporelle dite Eigenvector-Reconstruction (EVR). Cette dernière a induit une diminution des temps de calcul par 1,5 et a stabilisé la solution numérique en présence de mailles sèches ;
5. proposé une nouvelle gestion des termes sources, en modifiant les solveurs de Riemann calculant les flux numériques entre deux mailles de calcul. Cette approche a rendu le schéma well-balanced et capable de gérer des topographies réelles et complexes.

Toutes ces modifications ont conduit à un code, baptisé Neptune 2D, précis, well-balanced et bien plus rapide et plus stable que le programme d’origine. Il a été validé sur des cas-tests analytiques mais aussi sur des données expérimentales.

Dans un second temps, un modèle réduit d’un quartier européen moyen a été mis en place au laboratoire. D’une taille de 5 m x 5 m, il a permis l’observation d’écoulements en régime permanent dans un milieu urbain. Le champ de hauteur ainsi que la répartition des débits

en sortie ont été mesurés. L'étude expérimentale, bien que préliminaire compte tenu du peu d'expériences réalisées, a permis la génération de données de validation des codes numériques. L'analyse de ces données ont conduit à la description qualitative d'un régime d'écoulement contrôlé par les carrefours. Ils sont responsables de la distribution des débits dans le quartier. Mais ce sont aussi des singularités : ils génèrent des pertes de hauteurs d'eau locales, responsables de la distribution des hauteurs d'eau par palier observée dans les rues. Ces pertes de hauteurs ont été analysées qualitativement comme des pertes de charges, mais des données plus complètes, contenant par exemple le champ vitesse dans le quartier expérimental, permettrait d'aborder le problème avec une approche beaucoup plus quantitative. L'analyse de ces données a mis en évidence l'existence d'un lien entre les différentes variables d'écoulement. La répartition des débits apparaît comme faiblement dépendante des débits à l'amont. De même, l'évolution quantitative des hauteurs d'eau est indépendante des débits à l'amont : les hauteurs se distribuent à l'échelle du quartier autour d'un plan et à l'échelle de la rue selon des courbes maîtresses nommées "profil normalisé", caractérisées par des paliers séparés par des chutes de hauteurs d'eau brutale. Les pentes du plan moyen, tout comme l'amplitude des chutes de hauteurs, sont quant à elles directement fonction des débits à l'amont.

De nombreuses perspectives expérimentales peuvent être envisagées. L'installation à venir d'un capteur de vitesse dans l'écoulement devrait fournir des données intéressantes sur la distribution des débits à l'intérieur du quartier et au niveau de chaque carrefour. De plus, il permettra une approche plus rigoureuse des pertes de charges, en utilisant la notion de puissance hydraulique, qui ne nécessite plus l'hypothèse de conservation du débit. A court terme, d'autres séries d'expériences sont envisageables :

1. l'estimation de l'influence des conditions à la limite aval sur l'écoulement à l'échelle du quartier. Des seuils pourront être rajoutés sur chacune des sorties ;
2. l'observation des écoulements dans le quartier avec des pentes fortes. En effet, les pentes du dispositif expérimental sont réglables et peuvent atteindre 2%. Les pentes fortes pourraient favoriser le passage des écoulements en régime torrentiel ;
3. l'injection des débits dans une seule rue. Cette approche permettrait d'estimer le cône d'influence d'une entrée sur les écoulements à l'échelle d'un quartier ;
4. l'influence d'une condition amont de type hauteur d'eau sur les écoulements. Cette approche est techniquement réalisable en asservissant les pompes à une mesure de hauteur en entrée. Cette série d'expériences fournirait des informations sur la perte de charge globale générée par le quartier et se rapprocherait de situation plus réelle d'inondation en ville.

Enfin à plus long terme, l'étude de nouvelles géométries semble intéressante. Les écoulements sur des quartiers plus homogènes pourraient être étudiés, contribuant à une approche

multi-échelle des écoulements en ville. Cette étude pourrait conduire à l'écriture d'équations homogénéisées sur le quartier.

Dans un dernier temps, ces résultats expérimentaux ont été comparés avec ceux obtenus par Neptune 2D et le code 3D Ansys-Fluent®. Il ressort alors que le code 3D permet une modélisation fiable des écoulements à l'échelle du quartier expérimental : les grandes caractéristiques hydrauliques sont qualitativement reproduites, et les écarts observés entre le numérique et l'expérimental sont de l'ordre des incertitudes. La grande majorité des écarts sont donc inférieurs à 10%. Nous pouvons donc utiliser ce logiciel pour simuler les écoulements dans le pilote inondation. Le code Neptune 2D génère des résultats plus contrastés, dont la validité dépend des débits injectés dans le pilote. Pour les débits les plus faibles testés, les résultats sont satisfaisants et très proches de ceux générés par Ansys-Fluent®. Les écarts sont donc de l'ordre des incertitudes de mesure. Par contre, pour les débits les plus importants, les résultats des simulations numériques apparaissent moins satisfaisants. Les structures hydrauliques, comme les chutes brutales des hauteurs d'eau au passage des carrefours, sont qualitativement reproduites, mais leurs amplitudes ne sont pas correctes. Cela entraîne des écarts sur les hauteurs d'eau généralement aux alentours de 10% et pouvant atteindre 20%. Ces erreurs locales se répercutent à l'échelle globale, les erreurs sur les pentes du plan moyen étant du même ordre. Il en est de même pour la répartition des débits à l'échelle de la rue. Seule la répartition des débits à l'échelle du quartier donne des résultats satisfaisants. Différentes causes peuvent expliquer le manque de précision du code 2D :

1. la non-hydrostaticité des pressions dans certains carrefours. Cette dernière remet localement en cause l'utilisation des équations de Barré de Saint-Venant 2D.
2. la structure 3D des écoulements, non prise en compte par le schéma numérique. De plus, les hauteurs d'eau observées sont telles que l'hypothèse des milieux peu profonds (hauteur faible devant la largeur) n'est plus vérifiée.
3. une reproduction approximative des zones de recirculation. En effet, des écarts significatifs ont été observés dans les champs de vitesse en sortie des carrefours entre les deux modèles. Les zones de recirculation calculées par Neptune 2D sont plus longues, et les profils de vitesse présentent des asymétries marquées. Cela peut être du à l'absence de diffusion turbulente dans les équations résolues.
4. l'absence de modèle de turbulence. En effet, les frottements sont modélisés dans Neptune 2D par le modèle de Manning-Strickler. La validité de ce dernier reste à évaluer dans ces écoulements. En effet, les hauteurs d'eau importantes observées et l'utilisation d'un unique coefficient sur le quartier sont autant de limites de ce modèle. De plus, l'utilisation d'un modèle de turbulence introduit un terme de diffusion supplémentaire lié à la turbulence. Cette dernière pourra contribuer à l'homogénéisation des vitesses en

sortie de carrefours.

Ces différentes causes méritent d'être étudiées, afin d'évaluer leurs conséquences sur les écoulements à l'échelle du quartier. Ces observations conduisent à des perspectives à court terme concernant le développement de Neptune 2D. Il semble en effet intéressant d'implémenter de nouvelles équations afin de complexifier le modèle actuellement utilisé, pour prendre en compte de nouveaux phénomènes. Ainsi, il serait intéressant de remplacer le modèle de Manning-Strickler par un modèle de turbulence pour modéliser les pertes d'énergie. De plus, une approche de Boussinesq pourrait permettre la reproduction des profils de vitesse sur la hauteur, et ainsi de prendre en compte certains des effets tridimensionnels des écoulements. Concernant les code 3D, leur utilisation à l'échelle du quartier est validée. Cet outil pourra donc être utilisé, à court terme, en complément des données expérimentales pour comprendre et analyser les écoulements qui se mettent en place dans le quartier. De plus, son utilisation sur de nouvelles géométries (difficilement réalisables au laboratoire à court terme) pourra fournir des données intéressantes à l'échelle du quartier.

Bibliographie

- [1] K.E.K. Abderrezzak, L. Lewicki, A. Paquier, N. Riviere, and G. Travin. Division of critical flow at three-branch open-channel intersection. *Journal of Hydraulic Research*, 49(2) :231–238, 2011.
- [2] Ansys. *Release notes v14*. Ansys Inc, 2011.
- [3] Q. Araud, P. Finaud-Guyot, V. Guinot, R. Mosé, and J. Vazquez. An eigenvector-based linear reconstruction approach for time stepping in discontinuous galerkin scheme used to solve shallow water equations. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Submitted, 2011.
- [4] Q. Araud, P. Finaud-Guyot, V. Guinot, R. Mose, and J. Vazquez. Exploration of different methods to calculate the flux at the interface of a discontinuous galerkin scheme to solve the shallow water equations. In *10th conference ont he hydroinformatics HIC, Hamburg*, 2012.
- [5] E. Audusse, F. Bouchut, M.O. Bristeau, R. Klein, and B. Perthame. A fast and stable well-balanced scheme with hydrostatic reconstruction for shallow water flows. *SIAM Journal of Scientific Computing*, 25(6) :2050–2065, 2004.
- [6] E. Audusse and M.O. Bristeau. A well-balanced positivity preserving second-order scheme for shallow water flows on unstructured meshes. *Journal of Computational Physics*, 206(1) :311–333, 2005.
- [7] J. Berlamont. *Scale models ofr rivers*. PhD thesis, Université Catholique de Louvain, 1981.
- [8] A. Bermudez, A. Dervieux, J.A. Desideri, and M.E. Vazquez. Upwind schemes for the two-dimensional shallow water equations with variable depth using unstructured meshes. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 155(1-2) :49–72, 1998.
- [9] A. Bermudez and M.E. Vazquez. Upwind methods for hyperbolic conservation laws with source terms. *Computers and Fluids*, 23(8) :1049–1071, 1994.

- [10] J.L. Best. Flow dynamics at river channel confluences : implications for sediment transport and bed morphology. *Recent developments in fluvial sedimentology*, 39 :27–35, 1987.
- [11] J.L. Best and I. Reid. Separation zone at open-channel junctions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(11) :1588–1594, 1984.
- [12] R. Biswas, K.D. Devine, and J.E. Flaherty. Parallel, adaptive finite element methods for conservation laws. *Applied Numerical Mathematics*, 14(1-3) :255–283, 1994.
- [13] K.F. Bradbrook, P.M. Biron, S.N. Lane, K.S. Richards, and A.G. Roy. Investigation of controls on secondary circulation in a simple confluence geometry using a three-dimensional numerical model. *Hydrological Processes*, 12(8) :1371–1396, 1998.
- [14] K.F. Bradbrook, S.N. Lane, and K.S. Richards. Numerical simulation of three-dimensional, time-averaged flow structure at river channel confluences. *Water Resources Research*, 36(9) :2731–2746, 2000.
- [15] K.F. Bradbrook, S.N. Lane, K.S. Richards, P.M. Biron, and A.G. Roy. Large eddy simulation of periodic flow characteristics at river channel confluences. *Journal of Hydraulic Research*, 38(3) :207–215, 2000.
- [16] S. Bunya, E.J. Kubatko, J.J. Westerink, and C. Dawson. A wetting and drying treatment for the runge-kutta discontinuous galerkin solution to the shallow water equations. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 198(17-20) :1548–1562, 2009.
- [17] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides : Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Editions Cépaduès, 2000.
- [18] G.C. Christodoulou. Incipient hydraulic jump at channel junctions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 119(3) :409–421, 1993.
- [19] B. Cockburn and C.W. Shu. The Runge-Kutta discontinuous Galerkin method for conservation laws V : Multidimensional systems. *Journal of Computational Physics*, 141(2) :199–224, 1998.
- [20] S.F. Davis. Simplified second-order godunov-type methods. *SIAM Journal of Statistical Science and Computing*, 9(3) :445–473, 1988.
- [21] C. Dawson and J. Proft. Discontinuous and coupled continuous/discontinuous galerkin methods for the shallow water equations. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 191(41-42) :4721–4746, 2002.
- [22] C. Dawson and J. Proft. Coupled discontinuous and continuous galerkin finite element methods for the depth-integrated shallow water equations. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 193(3-5) :289–318, 2004.

- [23] A. Ern, S. Piperno, and K. Djadel. A well-balanced runge-kutta discontinuous galerkin method for the shallow-water equations with flooding and drying. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 58(1) :1–25, 2008.
- [24] P. Finaud-Guyot. *Modélisation macroscopique des inondations fluviales et urbaines : Prise en compte des écoulements directionnels et des échanges lit majeur-lit mineur*. PhD thesis, Université de Montpellier II, 2009.
- [25] P. Finaud-Guyot, C. Delenne, J. Lhomme, V. Guinot, and C. Llovel. An approximate-state riemann solver for the two-dimensional shallow water equations with porosity. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 62(12) :1299–1331, 2010.
- [26] S. Fischer. *Développement d'une instrumentation ultrasonore pour la mesure des vitesses des liquides au-delà de la limite de Nyquist par une approche spectrale*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2004.
- [27] L. Fraccarollo, H. Capart, and Y. Zech. A godunov method for the computation of erosional shallow water transients. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 41(9) :951–976, 2003.
- [28] H.A. Gallegos, J.E. Schubert, and B.F. Sanders. Two-dimensional, high-resolution modeling of urban dam-break flooding : A case study of baldwin hills, california. *Advances in Water Resources*, 32(8) :1323–1335, 2009.
- [29] T. Gallouët, J.M. Hérard, and N. Seguin. Some approximate godunov schemes to compute shallow-water equations with topography. *Computers and Fluids*, 32(4) :479–513, 2003.
- [30] R. Ghostine. *Contribution à la résolution numérique des équations de Barre de Saint Venant bidimensionnelles par une méthode de type éléments finis discontinus : application à la simulation des écoulements au sein des carrefours dans la ville*. PhD thesis, Uds - INSA - ENGEES, 2009.
- [31] R. Ghostine, G. Kesserwani, R. Mosé, J. Vazquez, and A. Ghenaim. An improvement of classical slope limiters for high-order discontinuous galerkin method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 59(4) :423–442, 2009.
- [32] R. Ghostine, G. Kesserwani, J. Vazquez, N. Rivière, A. Ghenaim, and R. Mose. Simulation of supercritical flow in crossroads : Confrontation of a 2d and 3d numerical approaches to experimental results. *Computers and Fluids*, 38(2) :425–432, 2009.
- [33] S.K. Godunov. A difference method for numerical calculation of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics. *Matematicheskii Sbornik*, 89(3) :271–306, 1959.
- [34] J.L. Grace and M.S. Priest. *Division of flow in open channel junctions*. PhD thesis, Engineering Experimental Station, Alabama, Polytechnic Institute, Auburn, Ala, 1958.

- [35] V. Guinot. The discontinuous profile method for simulating two-phase flow in pipes using the single component approximation. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 37(3) :341–359, 2001.
- [36] V. Guinot. *Wave Propagation in Fluids, Models and Numerical Techniques*. ISTE-Wiley, 2008.
- [37] V. Guinot. Multiple porosity shallow water models for macroscopic modelling of urban floods. *Advances in Water Resources*, 37(0) :40 – 72, 2011.
- [38] V. Guinot and C. Delenne. Muscl schemes for the shallow water sensitivity equations with passive scalar transport. *Computers and Fluids*, 59(0) :11–30, 2012.
- [39] S.K. Gurrarn, K.S. Karki, and W.H. Hager. Subcritical junction flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123 :447, 1997.
- [40] W.H. Hager. Transitional flow in channel junctions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 115(2) :243–259, 1989.
- [41] S. Haider, A. Paquier, R. Morel, and J.Y. Champagne. Urban flood modelling using computational fluid dynamics. In *Proceedings of the Institution of Civil Engineers. Water and Maritime Engineering*, volume 156, pages 129–135, 2003.
- [42] A. Harten. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws* 1. *Journal of Computational Physics*, 49 :357–393, 1983.
- [43] C.C. Hsu, C.J. Tang, W.J. Lee, and M.Y. Shieh. Subcritical 90° equal-width open-channel dividing flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(7) :716–720, 2002.
- [44] C.C. Hsu, F.S. Wu, and W.J. Lee. Flow at 90 equal-width open-channel junction. *Journal of Hydraulic Engineering*, 124 :186, 1998.
- [45] J. Huang, L.J. Weber, and Y.G. Lai. Three-dimensional numerical study of flows in open-channel junctions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(3) :268–280, 2002.
- [46] M.E. Hubbard and P. Garcia-Navarro. Flux difference splitting and the balancing of source terms and flux gradients. *Journal of Computational Physics*, 165(1) :89–125, 2000.
- [47] T. Ishigaki, K. Toda, and K. Inoue. Hydraulic model tests of inundation in urban area with underground space. In *30th IAHR Congress*, pages 487–493, 2003.
- [48] W. Jaafar, S. Fischer, and K. Bekkour. Velocity and turbulence measurements by ultrasound pulse doppler velocimetry. *Measurement*, 42(2) :175–182, 2009.
- [49] Y. Jia, T. Zhu, C.K. Riahi-Nezhad, and Y. Zhang. Numerical modeling of flow through a breached levee and during levee closure. In *World Environmental and Water Resources Congress 2010 : Challenges of Change*, pages 1304–1316, 2010.

- [50] G. Kesserwani. *Modélisation des équations 1D de Barré de Saint Venant par la méthode des éléments finis de type discontinus de Galerkin à discrétisation temporelle de Runge-Kutta*. PhD thesis, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 2008.
- [51] G. Kesserwani, R. Ghostine, J. Vazquez, A. Ghenaim, and R. Mosé. Application of a second-order runge-kutta discontinuous galerkin scheme for the shallow water equations with source terms. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 56(7) :805–821, 2008.
- [52] G. Kesserwani, R. Ghostine, J. Vazquez, A. Ghenaim, and R. Mosé. Riemann solvers with runge–kutta discontinuous galerkin schemes for the 1d shallow water equations. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134 :243–255, 2008.
- [53] G. Kesserwani, R. Ghostine, J. Vazquez, R. Mosé, M. Abdallah, and A. Ghenaim. Simulation of subcritical flow at open-channel junction. *Advances in Water Resources*, 31(2) :287–297, 2008.
- [54] G. Kesserwani, Q. Liang, J. Vazquez, and R. Mosé. Well-balancing issues related to the rkdg2 scheme for the shallow water equations. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 62(4) :428–448, 2010.
- [55] G. Kesserwani, R. Mosé, J. Vazquez, and A. Ghenaim. A practical implementation of high-order rkdg models for the 1d open-channel flow equations. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 59(12) :1389–1409, 2009.
- [56] A.A. Khan, R. Cadavid, and S.S.Y. Wang. Simulation of channel confluence and bifurcation using the cche2d model. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers : Water and Maritime Engineering*, 142(2) :97–102, 2000. cited By (since 1996) 11.
- [57] S. Krüger and P. Rutschmann. Modeling 3d supercritical flow with extended shallow-water approach. *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(9) :916–926, 2006.
- [58] P.D. Lax. Hyperbolic systems of conservation laws ii. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 10 :537–566, 1957.
- [59] P. Lesaint and P.A. Raviart. On a finite element method for solving the neutron transport equation. In *Mathematical aspects of finite elements in partial differential equations*, pages 89–145, 1974.
- [60] R.J. LeVeque. Balancing source terms and flux gradients in high-resolution godunov methods : the quasi-steady wave-propagation algorithm. *Journal of Computational Physics*, 146(1) :346–365, 1998.
- [61] J. Lhomme. *Modélisation des inondations en milieu urbain : approches unidimensionnelle, bidimensionnelle et macroscopique*. PhD thesis, Université de Montpellier II, 2006.

- [62] C.W. Li and C. Zeng. 3d numerical modelling of flow divisions at open channel junctions with or without vegetation. *Advances in Water Resources*, 32(1) :49–60, 2009.
- [63] C.W. Li and C. Zeng. Flow division at a channel crossing with subcritical or supercritical flow. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 62(1) :56–73, 2010.
- [64] H. Li and R.X. Liu. The discontinuous galerkin finite element method for the 2d shallow water equations* 1. *Mathematics and computers in simulation*, 56(3) :223–233, 2001.
- [65] G. Lipeme Kouyi. *Expérimentations et modélisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la séparation particulaire deans les déversoirs d'orage*. PhD thesis, Université Louis Pasteur, 2004.
- [66] G. Lipeme Kouyi, D. Fraisse, N. Rivière, V. Guinot, and B. Chocat. 1d modelling of the interactions between heavy rainfall-runoff in urban area and flooding flows from sewer network and river. In *11th International Conference on Urban Drainage, Edinburgh, Scotland, UK*, 2008.
- [67] G. Lipeme Kouyi, N. Rivière, V. Vidalat, A. Becquet, B. Chocat, and V. Guinot. Urban flooding : one-dimensional modelling of the distribution of the discharges through cross-road intersections accounting for energy losses. *Water Science and Technology*, 61(8) :2021, 2010.
- [68] G. Lipeme Kouyi, J. Vazquez, and J.B. Poulet. 3d free surface measurement and numerical modelling of flows in storm overflows. *Flow Measurement and Instrumentation*, 14(3) :79–87, 2003.
- [69] G. Luyckx, G. Vaes, and J. Berlamont. Experimental investigation on the efficiency of a high side weir overflow. *Water Science and Technology*, 39(2) :61–68, 1999.
- [70] O. Mark, S. Weesakul, C. Apirumanekul, S.B. Aroonnet, and S. Djordjevic. Potential and limitations of 1d modelling of urban flooding. *Journal of Hydrology*, 299(3-4) :284–299, 2004.
- [71] E. Mignot. *Experimental and numerical study of a flood in an urban area : specific analysis of the flows in a crossroads*. PhD thesis, Cemagref Lyon, 2005.
- [72] E. Mignot, H. Bonakdari, P. Knothe, G. Lipeme Kouyi, A. Bessette, N. Rivière, and J.L. Bertrand-Krajewski. Experiments and 3d simulations of flow structures in junctions and of their influence on location of flowmeters. In *12th International Conference on Urban Drainage, Porto Alegre, Brazil, 11-16 September 2011*, 2011.
- [73] E. Mignot, A. Paquier, and S. Haider. Modeling floods in a dense urban area using 2d shallow water equations. *Journal of Hydrology*, 327(1-2) :186–199, 2006.
- [74] E. Mignot, A. Paquier, and N. Rivière. Experimental and numerical modeling of symmetrical four-branch supercritical. *Journal of Hydraulic Research*, 46(6) :723–738, 2008.

- [75] E. Mignot, N. Rivière, R. Perkins, and A. Paquier. Flow patterns in a four-branch junction with supercritical flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(6) :701–713, 2008.
- [76] L.S. Nania, M. Gómez, J. Dolz, P. Comas, and J. Pomares. Experimental study of subcritical dividing flow in an equal-width, four-branch junction. *Journal of Hydraulic Engineering*, 137(10) :1298–1305, 2011.
- [77] L.S. Nanía, M. Gómez, and J. Dolz. Experimental study of the dividing flow in steep street crossings. *Journal of Hydraulic Research*, 42(4) :406–412, 2004.
- [78] V.S. Neary, F. Sotiropoulos, and AJ Odgaard. Three-dimensional numerical model of lateral-intake inflows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125(2) :126–140, 1999.
- [79] J. Nougaro and P. Boyer. Sur la séparation des eaux dans les dérivations de canaux à section rectangulaire. *La Houille Blanche*, 29(3) :199–203, 1974.
- [80] A. Paquier. Rapport final du projet rives "risque d'inondation en ville et évaluation de scénarios". Technical report, CEMAGREF LYON UR HHLY FRA, 2009.
- [81] A.S. Ramamurthy, L.B. Carballada, and D.M. Tran. Combining open channel flow at right angled junctions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(12) :1449, 1988.
- [82] A.S. Ramamurthy, J. Qu, and D. Vo. Numerical and experimental study of dividing open-channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(10) :1135–1144, 2007.
- [83] A.S. Ramamurthy and M.G. Satish. Division of flow in short open channel branches. *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(4) :428–438, 1988.
- [84] A.S. Ramamurthy, D.M. Tran, and L.B. Carballada. Dividing flow in open channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, 116(3) :449–455, 1990.
- [85] W.H. Reed and T.R. Hill. Triangular mesh methods for the neutron transport equation. In *Los Alamos Report LA-UR-73-479*, 1973.
- [86] N. Rivière and R.J. Perkins. Supercritical flow in channel intersections. In *Proc., RiverFlow 2004, 2nd Int. Conf. on Fluvial Hydraulics*, pages 1073–1077. IAHR, Napoli, Italy, 2004.
- [87] N. Riviere, R.J. Perkins, B. Chocat, and A. Locus. Flooding flows in city crossroads : experiments and 1-d modelling. *Water Science and Technology*, 54(6-7) :75–82, 2006.
- [88] N. Rivière, G. Travin, and R.J. Perkins. Subcritical open channel flows in four branch intersections. *Water Resources Research*, 47(10) :W10517, 2011.
- [89] P.L. Roe. Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. *Journal of Computational Physics*, 43(2) :357–372, 1981.
- [90] P.L. Roe and J. Pike. Efficient construction and utilisation of approximate riemann solutions. In *Computing Methods in Applied Science and Engineering, North-Holland*, pages 499–518, 1984.

- [91] A.M.A. Sattar, A.A. Kassem, and M.H. Chaudhry. Case study : 17th street canal breach closure procedures. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(11) :1547, 2008.
- [92] M. Schwalt and W.H. Hager. Experiments to supercritical junction flow. *Experiments in Fluids*, 18(6) :429–437, 1995.
- [93] D. Schwanenberg and M. Harms. Discontinuous galerkin finite-element method for transcritical two-dimensional shallow water flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(5) :412–421, 2004.
- [94] S. Shabayek, P. Steffler, and F.E. Hicks. Dynamic model for subcritical combining flows in channel junctions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(9) :821, 2002.
- [95] A. Shakibainia, M.R.M. Tabatabai, and A.R. Zarrati. Three-dimensional numerical study of flow structure in channel confluences. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 37(5) :772–781, 2010.
- [96] A.S. Shettar and K. Keshava Murthy. A numerical study of division of flow in open channels. *Journal of Hydraulic Research*, 34(5) :651–675, 1996.
- [97] S. Soares-Frazao and V. Guinot. An eigenvector-based linear reconstruction scheme for the shallow-water equations on two-dimensional unstructured meshes. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 53(6) :23–55, 2007.
- [98] S. Soares-Frazão, J. Lhomme, V. Guinot, and Y. Zech. Two-dimensional shallow-water model with porosity for urban flood modelling. *Journal of Hydraulic Research*, 46(1) :45–64, 2008.
- [99] S. Soares-Frazão and Y. Zech. Dam-break flow through an idealised city. *Journal of Hydraulic Research*, 46(5) :648–658, 2008.
- [100] F. Sotiropoulos and VC Patel. Turbulence anisotropy and near-wall modeling in predicting three-dimensional shear-flows. *AIAA journal*, 33(3) :504–514, 1995.
- [101] K. Sridharan. *Division of flow in open channels*. PhD thesis, Indian Institute of Science, Bangalore, India, 1966.
- [102] J.J. Stoker. *Water Waves*. New York : Interscience, 1957.
- [103] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of Optical Society of America*, 72(1) :156–160, 1982.
- [104] E.H. Taylor. Flow characteristics at rectangular open-channel junctions. *ASCE Transactions*, 109 :893–902, 1944.
- [105] G. Testa, D. Zuccala, F. Alcrudo, J. Mulet, and S. Soares-Frazão. Flash flood flow experiment in a simplified urban district. *Journal of Hydraulic Research*, 45(S1) :37–44, 2007.

- [106] E.F. Toro. *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics*. Springer, 1997.
- [107] E.F. Toro. *Shock-capturing methods for free-surface shallow flows*. Wiley New York, 2001.
- [108] S. Van Emelen, S. Soares-Frazão, C.K. Riahi-Nezhad, M.H. Chaudhry, J. Imran, and Y. Zech. Simulations of the new orleans 17th street canal breach flood. *Journal of Hydraulic Research*, 50(1) :70–81, 2012.
- [109] B. Van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme. IV. a new approach to numerical convection. *Journal of Computational Physics*, 23(7) :276–299, 1977.
- [110] B. Van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme. V. a second-order sequel to Godunov’s method. *Journal of Computational Physics*, 32(8) :101–136, 1979.
- [111] B. Van’t Hof and EAH Vollebregt. Modelling of wetting and drying of shallow water using artificial porosity. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 48(11) :1199–1217, 2005.
- [112] H.K. Versteeg and W. Malalasekera. *An introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method*. Prentice Hall, 1995.
- [113] L.J. Weber, E.D. Schumate, and N. Mawer. Experiments on flow at a 90 open-channel junction. *Journal of Hydraulic Engineering*, 127(5) :340–350, 2001.
- [114] Y. Xing and C.W. Shu. A new approach of high order well-balanced finite volume weno schemes and discontinuous galerkin methods for a class of hyperbolic systems with source terms. *Communications in Computational Physics*, 1(1) :100–134, 2006.

Chapitre 7

Annexes

Sommaire

7.1	Annexe 1 : Description de la méthode aux éléments DG	256
7.2	Annexe 2 : Conditions aux limites	261
7.2.1	Introduction du problème	261
7.2.2	Condition hauteur d'eau imposée	263
7.2.3	Condition débit imposé	264
7.2.4	Condition Froude imposé	265
7.2.5	Condition de sortie libre	265
7.3	Annexe 3 : Calcul des incertitudes sur les débits	266
7.3.1	Mesures de hauteur d'eau et incertitudes lors d'une vidange d'un canal	266
7.3.2	Courbe de tarage théorique	267
7.3.3	Calage du paramètre α	268
7.3.4	Bilan	271
7.4	Annexe 4 : Hauteurs expérimentales	272
7.4.1	Champs de hauteurs	272
7.4.2	Profils de hauteur normalisée dans les rues	274
7.5	Annexe 5 : Plan et coordonnées du quartier urbain	276
7.6	Annexe 6 : Charge générées par Ansys-Fluent®	279
7.7	Annexe 7 : Comparaison entre le numérique et l'expérimental	282
7.7.1	Comparaison de Ansys-Fluent® avec l'expérimental	282
7.7.2	Comparaison de Neptune 2D avec l'expérimental	286
7.7.3	Pression hydrostatique dans le quartier	289

7.1 Annexe 1 : Description de la méthode aux éléments DG

Les équations de Barré de Saint Venant 2D (BSV) (2.22), décrites dans le chapitre bibliographique, peuvent être résolues numériquement en utilisant une approche aux éléments finis Discontinuous Galerkin (DG). Le domaine étudié est discrétisé en cellules de calcul (Figure 7.1).

On suppose, dans les approches aux éléments finis discontinus, que la solution approchée $\tilde{\mathbf{U}}_i$ sur la maille i , dépendant de l'espace et du temps, peut s'écrire de la forme

$$\tilde{\mathbf{U}}_i(x, y, t) = \sum_p \varphi_i^{(p)}(x, y) \mathbf{U}_i^{(p)}(t) \quad (7.1)$$

avec p différents points de la maille i , $\varphi_i^{(p)}$ la fonction d'interpolation associée qui dépend de l'espace et $\mathbf{U}_i^{(p)}(t)$ une fonction ne dépendant que du temps. On veut alors que

$$\tilde{\mathbf{U}}_i(x_p, y_p, t) = \mathbf{U}_i^{(p)}(t) \quad (7.2)$$

avec (x_p, y_p) les coordonnées du p ième point de la i ème maille. Cette approche implique que

$$\varphi_i^{(p)}(x_k, y_k) = \delta_{pk} \quad (7.3)$$

avec δ_{pk} la fonction de Kronecker défini par

$$\begin{cases} \delta_{pk} = 1 & \text{si } p = k \\ \delta_{pk} = 0 & \text{si } p \neq k \end{cases} \quad (7.4)$$

L'approche DG utilise comme fonction de base $\varphi_i^{(p)}$ avec $p = (1, 2, 3)$.

Dans notre cas, nous souhaitons créer un schéma du second ordre. Cela implique que les fonctions d'interpolation sont des polynômes du premier ordre. Nous faisons de plus le choix (arbitraire, d'autres approches existent) de résoudre les équations sur un maillage triangulaire, et de choisir comme point de calcul le milieu des interfaces. Les fonctions d'interpolations sont alors définies par

$$\begin{aligned}
\varphi_i^{(1)}(x, y) &= \frac{1}{2|\Pi_i|} [(y_{m_i^{(2)}} - y_{m_i^{(3)}}).x + (x_{m_i^{(3)}} - x_{m_i^{(2)}}).y + x_{m_i^{(2)}}.y_{m_i^{(3)}} - y_{m_i^{(2)}}.x_{m_i^{(3)}}] \\
\varphi_i^{(2)}(x, y) &= \frac{1}{2|\Pi_i|} [(y_{m_i^{(3)}} - y_{m_i^{(1)}}).x + (x_{m_i^{(1)}} - x_{m_i^{(3)}}).y + x_{m_i^{(3)}}.y_{m_i^{(1)}} - y_{m_i^{(3)}}.x_{m_i^{(1)}}] \quad (7.5a) \\
\varphi_i^{(3)}(x, y) &= \frac{1}{2|\Pi_i|} [(y_{m_i^{(1)}} - y_{m_i^{(2)}}).x + (x_{m_i^{(2)}} - x_{m_i^{(1)}}).y + x_{m_i^{(1)}}.y_{m_i^{(2)}} - y_{m_i^{(1)}}.x_{m_i^{(2)}}]
\end{aligned}$$

avec $m_i^{(p)}$ le milieu de la p ème interface ayant pour coordonnées $(x_{m_i^{(p)}}; y_{m_i^{(p)}})$, $|\Pi_i|$ l'aire du triangle formé par le milieu de chacune des interfaces. Cette approche conduit ainsi aux particularités suivantes

$$\varphi_i^{(p)}(m_i^{(k)}) = \delta_{pk} \quad (7.6a)$$

$$\mathbf{U}_i^{(k)}(t) = \mathbf{U}_i(m_i^{(k)}, t) \quad (7.6b)$$

$\tilde{\mathbf{U}}_i$ est une approximation de la solution exacte \mathbf{U} . Or \mathbf{U} résout l'équation de BSV2D (2.22)

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} - \mathbf{S}(\mathbf{U}) = 0 \quad (7.7)$$

On aura donc

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\tilde{\mathbf{U}})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\tilde{\mathbf{U}})}{\partial y} - \mathbf{S}(\tilde{\mathbf{U}}) = \varepsilon \quad (7.8)$$

avec ε l'erreur liée à l'approximation, aussi appelé résidu.

Dans l'approche aux éléments finis, on souhaite que

$$\int_{\Omega_i} \varepsilon_i P_i d\Omega = 0 \quad (7.9)$$

sur chaque maille Ω_i avec P_i fonctions poids. Différentes fonctions poids peuvent être utilisables. Dans l'approche DG, les fonctions poids sont égales aux fonctions d'interpolation. Cela conduit alors à l'équation discrétisée suivante

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} \mathbf{U} \varphi_i^{(p)} d\Omega_i + \int_{\Omega_i} \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} \right) \varphi_i^{(p)} d\Omega_i = \int_{\Omega_i} \mathbf{S} \varphi_i^{(p)} d\Omega_i \quad (7.10)$$

L'intégrale sur flux numérique est simplifiée à l'aide d'une intégration par partie. On aura ainsi,

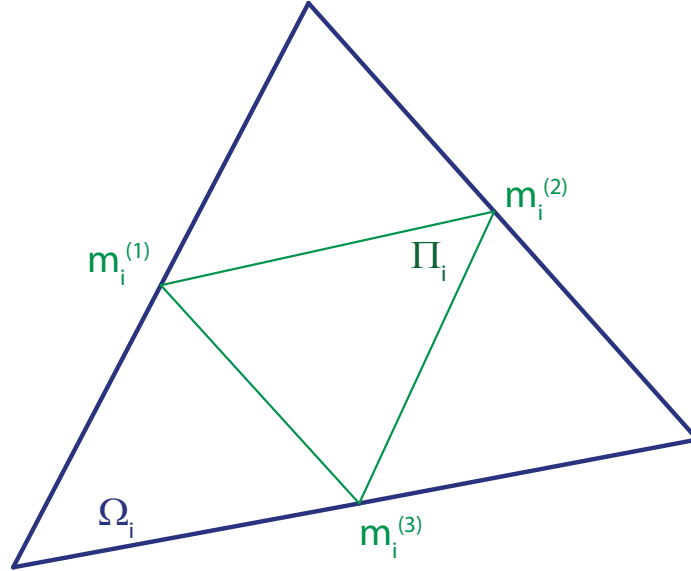


FIGURE 7.1 – Schéma d'une maille quelconque.

en se plaçant dans le repère $(\xi^{(p)}, \psi^{(p)})$ associé à la p ième interface de la maille considérée

$$\int_{\Omega_i} \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} \right) \varphi_i^{(p)} d\Omega_i = \int_{\Omega_i} \left(\mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}} \frac{\partial \varphi_i^{(p)}}{\partial \xi^{(p)}} \right) d\Omega_i - \int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)}} d\Gamma \quad (7.11)$$

avec $\mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}}$ le flux normal à la p ième interface de la maille i défini par $\mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}} = \mathbf{F} \cdot n_x^{(p)} + \mathbf{G} \cdot n_y^{(p)}$ avec $n_x^{(p)}$ et $n_y^{(p)}$ les composantes du vecteur normal $\mathbf{n}^{(p)}$ de la p ième interface et $\Gamma^{(p)}$ la p ième interface

$$\mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}} = \begin{pmatrix} h \\ q_{\xi^{(p)}} \\ r_{\xi^{(p)}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h \\ hu_{\xi^{(p)}} \\ hv_{\xi^{(p)}} \end{pmatrix} \quad (7.12)$$

avec $u_{\xi^{(p)}}$ la vitesse dans la direction normale à l'interface et $v_{\xi^{(p)}}$ la vitesse dans la direction transverse à l'interface.

L'intégrale surfacique est ensuite simplifiée à l'aide de l'approximation de gauss. Cette dernière simplifie une intégrale surfacique sur un triangle en considérant les valeurs de la fonction

au milieu des interfaces de la manière suivante

$$\int_{\Omega_i} f d\Omega \simeq \frac{|\Omega_i|}{3} \sum_{k=1}^3 f(m_i^{(k)}) \quad (7.13)$$

avec $|\Omega_i|$ l'aire du triangle et f une fonction quelconque à intégrer. Cette approche permet de simplifier l'intégrale surfacique $\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} \mathbf{U} \varphi_i^{(k)} d\Omega_i$ de la manière suivante

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} \mathbf{U} \varphi_i^{(k)} d\Omega_i \simeq \frac{|\Omega_i|}{3} \sum_{l=1}^3 \mathbf{U}(m_i^{(l)}) \varphi_i^{(k)}(m_i^{(l)}) \quad (7.14a)$$

Les particularités mathématiques des fonctions tests simplifient alors l'équation (7.14a). En effet, si $l \neq k$, $\varphi_i^{(k)}(m_i^{(l)}) = 0$ et si $l = k$, $\varphi_i^{(k)}(m_i^{(l)}) = 1$. L'équation (7.14a) devient alors

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} \mathbf{U} \varphi_i^{(k)} d\Omega_i \simeq \frac{|\Omega_i|}{3} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U}(m_i^{(k)}) \quad (7.14b)$$

La même approche peut être utilisé pour les autres intégrale surfacique, ce qui conduit alors aux simplifications suivantes

$$\int_{\Omega_i} \mathbf{S} \varphi_i^{(p)} d\Omega_i \simeq \frac{|\Omega_i|}{3} \mathbf{S}(\mathbf{U}_i^{(p)}) \quad (7.14c)$$

$$\int_{\Omega_i} \mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}} \frac{\partial \varphi_i^{(p)}}{\partial \xi^{(p)}} d\Omega_i \simeq \frac{|\Omega_i|}{3} \sum_{l=1}^p \mathbf{F}_{i,\xi^{(p)}}(\mathbf{U}_i^{(l)}) \frac{\partial \varphi_i^{(p)}}{\partial \xi^{(p)}} \quad (7.14d)$$

L'intégrale sur l'interface $\Gamma^{(p)}$ peut quant à elle être simplifiée à l'aide d'une approximation de Gauss. On aura ainsi :

$$\int_{\Gamma^{(p)}} \mathbf{F}_{\xi^{(p)}} d\Gamma = \frac{1}{2} [\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*(A^{(p)}) + \mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*(B^{(p)})] w_p \quad (7.15)$$

avec $\mathbf{F}_{\xi^{(p)}}^*$ le flux numérique calculé à l'interface p entre deux mailles, $A^{(p)}$ et $B^{(p)}$ les points de Gauss sur la p ième interface et w_p la longueur de la p ième interface (voir la Figure 3.1). La solution à l'interface étant discontinues, ce flux peut être approché à l'aide d'un solveur de Riemann (voir le chapitre bibliographique).

Le schéma obtenu est

$$\frac{\partial \mathbf{U}_i^{(p)}}{\partial t} = \sum_{l=1}^3 [\mathbf{F}_{i,\xi^{(l)}}^{(l)} \frac{\partial \varphi_i^{(p)}}{\partial \xi} - \frac{3}{\Omega_i} \mathbf{F}_{\xi}^{*(l)} w_l + \mathbf{S}(\mathbf{U}_i^{(l)})] \quad (7.16a)$$

$$\mathbf{F}_{\xi}^{*(l)} = \frac{1}{2} (\mathbf{F}_{\xi^{(l)}}^*(A^{(l)}) + \mathbf{F}_{\xi^{(l)}}^*(B^{(l)})) \quad (7.16b)$$

On notera alors que cette approche permet de calculer l'évolution temporelle de la solution

au milieu des trois interfaces des mailles triangulaires, $\mathbf{U}_i^{(p)}$ avec $p = (1, 2, 3)$. La solution approchée en tout point de la maille pourra alors être reconstituée à l'aide des fonctions de bases (7.1). La solution sur chaque maille est alors reconstruite à partir de la valeur en trois points. Elle est donc approchée par un polynôme du premier degré. La discrétisation spatiale est donc du second-ordre [19].

7.2 Annexe 2 : Conditions aux limites

Nous allons décrire dans cette annexe les méthodes utilisées pour calculer les flux numériques sur les mailles situées à la limite du domaine étudié.

7.2.1 Introduction du problème

Le schéma utilisé Discontinuous Galerkin nécessite le calcul des flux numériques aux travers des trois interfaces des mailles triangulaires. Il a été montré dans l'étude bibliographique (Chapitre 2) que ces flux peuvent être calculés par des solveurs de Riemann. Ces derniers se basent sur les états gauche et droit de part et d'autre de chaque interface. Or pour les mailles situées sur les limites du domaine, un de ces états (soit le gauche, soit le droit) n'est pas connu. Les solveurs de Riemann ne sont donc plus directement utilisables sur les bords. Il faut donc proposer de nouvelles méthodes pour estimer les flux numériques entrants (ou sortants) dans le domaine.

L'utilisateur est donc contraint d'apporter de l'information sur les écoulements sur les bords. Les approches utilisées sont basées sur l'imposition, par l'utilisateur, d'une des variables de l'écoulement (la hauteur, le débit) ou d'une relation entre elles (nombre de Froude). Toutefois, pour pouvoir calculer le flux entrant ou sortant, il est nécessaire de connaître complètement les deux états de part et d'autres du domaine. Deux méthodes peuvent être utilisées pour calculer toutes les variables inconnues en fonction des informations fournies par l'utilisateur et des variables de l'écoulement à l'intérieur du domaine. Elles sont présentées ci-dessous : la méthode des caractéristiques et les relations de saut de Rankine Hugoniot. On notera que dans le cas d'une condition limite entrante en régime torrentiel, il faudrait fixer les valeurs de deux grandeurs de l'écoulement à la limites. Ce type de condition limite n'est pas prise en compte pour des raisons algorithmiques.

Pour les différentes approches proposées, nous considérons par convention que la maille L est une maille virtuelle en dehors du domaine étudié, et que la maille R est la maille située au bord du domaine étudié. Les différentes méthodes vont permettre l'approximation numérique du flux sur l'interface $\mathbf{F}_{\xi,L}$, le flux normal à l'interface calculée sur la cellule virtuelle L . De plus, nous nous plaçons ici dans le repère de l'interface. Le problème à l'interface peut être considéré comme un problème unidirectionnel. L'information sur la quantité de mouvement transversale qui rentre dans le domaine est alors négligée. Cela revient à imposer systématiquement la troisième composante du vecteur flux $\mathbf{F}_{\xi,L}$ à 0.

Méthode des caractéristiques

En considérant l'interface sur le bord de la cellule étudiée, le problème est localement unidirectionnel dans la direction normale à l'interface et peut s'écrire

$$\frac{\partial \mathbf{U}_\xi}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_\xi}{\partial \xi} = 0 \quad (7.17)$$

avec \mathbf{U}_ξ le vecteur conservé dans la direction normal à l'interface et \mathbf{F}_ξ le flux normal à l'interface.

Le système est un système hyperbolique. Il peut s'écrire sous sa forme non conservative

$$\frac{\partial \mathbf{U}_\xi}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}_\xi}{\partial \xi} = 0 \quad (7.18)$$

Par définition mathématique d'un système hyperbolique, la matrice jacobienne présente certaines particularités très intéressantes : elle est diagonalisable. Il est dès lors possible d'exprimer ce système vectoriel en un système scalaire en effectuant un changement de variable. En effet \mathbf{A} , de par ses propriétés, peut s'écrire $\mathbf{A} = \mathbf{P}\mathbf{\Lambda}\mathbf{P}^{-1}$. En effectuant le changement de variable suivant $\mathbf{U}_\xi = \mathbf{P}\mathbf{W}$, un système vectoriel apparaît

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{\Lambda} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \xi} = 0 \quad (7.19)$$

qui peut se décomposer en plusieurs équations scalaires

$$\frac{\partial w_k}{\partial t} + a_k \frac{\partial w_k}{\partial \xi} = 0 \quad (7.20)$$

Physiquement, cette équation est une équation d'advection. Cela revient à dire que l'information w_k est advectée par l'écoulement à la vitesse a_k . Ces propriétés mathématiques vont nous permettre de résoudre le problème à l'aide de la méthode dites des caractéristiques. On appelle les grandeurs w_k les invariants de Riemann.

En prenant en compte l'expression de \mathbf{U} et de \mathbf{F} , l'équation (7.20) s'écrit

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(u_\xi + 2c) + (u_\xi + c) \frac{\partial}{\partial \xi}(u_\xi + 2c) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(u_\xi - 2c) + (u_\xi - c) \frac{\partial}{\partial \xi}(u_\xi - 2c) &= 0 \end{aligned} \quad (7.21)$$

avec u_ξ la vitesse normale à l'interface et c la célérité des ondes en milieu peu profond défini par $c = \sqrt{gh}$ avec g la constante de gravité. Nous nous sommes servi de ces caractéristiques

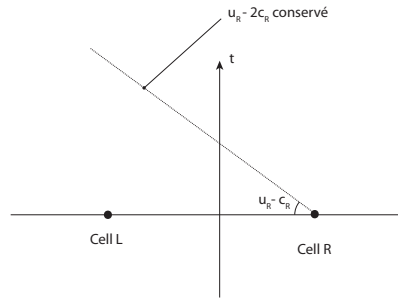


FIGURE 7.2 – Schéma dans le diagramme des phases d'une maille située à la frontière du domaine

pour calculer les flux limites. En effet, l'équation (7.21) est équivalente à

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(u_\xi + 2c) = 0 \quad \text{le long de} \quad \frac{dx}{dt} = u_\xi + c \\ \frac{d}{dt}(u_\xi - 2c) = 0 \quad \text{le long de} \quad \frac{dx}{dt} = u_\xi + c \end{aligned} \quad (7.22)$$

L'équation (7.22) traduit le fait que des quantités sont conservées et se déplacent à une certaine vitesse dans l'écoulement. Elle permet de faire le lien entre un état connu et un état inconnu de l'écoulement.

Relation de saut

Les relations de saut peuvent aussi être utilisées pour calculer les flux numériques sur les bords du domaine étudié. En utilisant les relations de saut de Rankine-Hugoniot, on peut écrire (Figure 7.3)

$$\mathbf{F}_{\xi,L} - \mathbf{F}_{\xi,R} = \lambda(\mathbf{U}_L - \mathbf{U}_R) \quad (7.23)$$

avec $\lambda = u_{\xi,R} + c_R$. Cette équation permet de relier la grandeur imposé sur la maille virtuelle L avec l'autre grandeur de l'écoulement à déterminer.

7.2.2 Condition hauteur d'eau imposée

Soit la cellule R située à la limite du domaine étudié et L la cellule virtuelle extérieure sur laquelle nous imposons notre condition de hauteur. On imposera comme flux à l'interface

$$\mathbf{F}_{\xi,L} = \begin{pmatrix} h_L \\ \frac{q_L^2}{2} + \frac{1}{2}gh_L^2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.24)$$

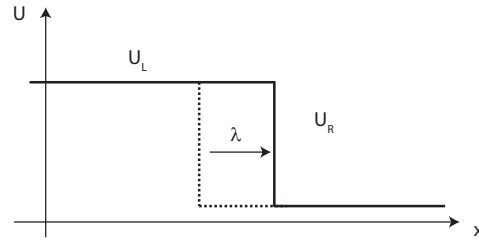


FIGURE 7.3 – Schéma des relations de saut de Rankine-Hugoniot

La méthode des caractéristiques est ici utilisée pour calculer le flux numérique à la frontière. Dans le cas d'un écoulement fluvial, de l'information remonte de l'aval. On aura donc le long de la caractéristique schématisée sur la Figure 7.2

$$u_L - 2c_L = u_R - 2c_R \quad (7.25)$$

Ce qui conduit à

$$u_L = u_R + 2(c_L - c_R) \quad (7.26)$$

c_L est connue car la hauteur sur cette maille virtuelle est imposée par l'utilisateur, ainsi que u_R et c_R qui sont situés dans le domaine modélisé. Si l'écoulement est torrentiel en sortie, *ie* $u_R + c_R < 0$, on imposera alors une sortie libre, *cad* $h_L = h_R$ et $u_L = u_R$.

7.2.3 Condition débit imposé

Le flux numérique dans cette condition est imposé à l'aide des relations de saut. En effet, l'utilisation de la méthode des caractéristiques aboutirait à une équation non linéaire qui requiert une méthode de résolution itérative, coûteuse en temps de calcul.

$q_{\xi,L}$ est connu puisque le débit à l'interface est imposé. En introduisant cette grandeur connue dans l'équation (7.23), le flux numérique à imposer sur les frontières extérieures est

$$\mathbf{F}_{\xi,L} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}gh_R^2 + \frac{q_{\xi,R}^2}{h_R} + \lambda(q_{imposé} - q_R) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.27)$$

Il est possible de modéliser une limite imperméable sur une frontière de type "mur" en utilisant cette condition de débit imposé. Il suffit alors d'imposer un débit nul à l'interface.

7.2.4 Condition Froude imposé

La condition de type “Froude imposé” permet de modéliser :

- les chutes libres, comme dans le cas du pilote expérimental, caractérisé par un nombre de Froude égal à l’unité.
- les seuils en reliant le débit avec la hauteur d’eau dans le canal.

Nous avons utilisé dans ce cas la méthode des caractéristiques. Comme précédemment :

$$u_L - 2c_L = u_R - 2c_R \quad (7.28)$$

De plus, en imposant le Froude dans la maille virtuelle L :

$$Fr_{imposé} = \frac{u_L}{c_L} \quad (7.29)$$

On aura donc

$$c_L = \frac{u_R - 2c_R}{Fr_{imposé} - 2} \quad (7.30)$$

On peut déduire de la célérité la hauteur d’eau h_L sur la maille de calcul virtuelle puis calculer la deuxième composante du vecteur flux de la même manière que dans la section Condition de hauteur imposée.

7.2.5 Condition de sortie libre

Dans le cas d’un écoulement torrentiel, aucune information ne remonte de l’aval vers l’amont. On ne doit donc rien imposer sur la maille virtuelle aval. On considère alors que flux numérique à la frontière correspond au flux dans la maille R située à la frontière. On aura alors

$$\mathbf{F}_{\xi,L} = \mathbf{F}_{\xi,R} \quad (7.31)$$

7.3 Annexe 3 : Calcul des incertitudes sur les débits

Cette annexe présente la technique utilisée pour déterminer la courbe de tarage de chaque canal, utilisée par la suite dans le cadre de cette thèse pour calculer les débits en sortie du pilote inondation. L'approche détaillée ainsi que les incertitudes relatives des mesures sont présentées ci-dessous.

7.3.1 Mesures de hauteur d'eau et incertitudes lors d'une vidange d'un canal

L'évolution des hauteurs d'eau lors de la vidange de chaque canal a été mesurée de la manière suivante :

1. la sortie de chaque canal a été bouchée par une planche ce qui a permis leur remplissage ;
2. lorsque le canal est rempli et sur le point de déborder, la planche qui faisait obstruction est soudainement ôtée. Le canal va alors se vider ;
3. l'évolution de la hauteur d'eau dans le canal est alors mesurée en continu par les capteurs ultrasons.

La Figure 7.4 représente l'évolution de la hauteur d'eau dans le canal F en fonction du temps lors de sa vidange. Elle va nous servir dans un second temps de référence expérimentale pour évaluer la pertinence de la courbe de tarage établie théoriquement par une approche physique. Les incertitudes de mesures dans l'établissement de cette courbe sont principalement liées aux incertitudes des capteurs ultrasons utilisés. Ces incertitudes proviennent de la fréquence d'acquisition utilisée lors de la réception de l'écho de la surface libre, qui entraîne une incertitude spatiale sur la localisation de la surface libre. De plus les incertitudes sur les mesures de température entraînent des incertitudes sur la vitesse de propagation des ondes dans l'eau. La surface libre est déterminée avec l'écho de l'onde émise à l'aide de la formule suivante¹ :

$$h = 2 * \Delta t * c \quad (7.32)$$

avec h la hauteur d'eau de la surface libre, c la célérité des ondes sonores dans l'eau et Δt l'écart entre l'instant d'émission et l'instant de réception de l'écho. On aura ainsi

$$\frac{dh}{h} = \frac{d\Delta t}{\Delta t} + \frac{dc}{c} \quad (7.33)$$

La célérité des ondes dans l'eau va dépendre de la température mesurée à l'aide d'un thermocouple dont l'incertitude est de 0.1K, ce qui entraîne une incertitude sur la vitesse de 0.4 m/s pour des célérités caractéristiques de 1450 m/s. L'incertitude $d\Delta t$ lié à la fréquence

1. plus de détails sur les capteurs à ultrasons sont présentés dans le Chapitre 4 de la thèse.

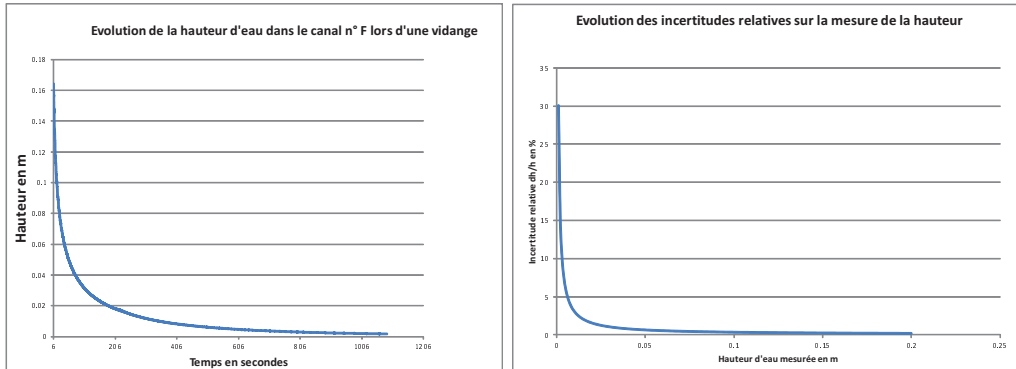


FIGURE 7.4 – Hauteur d'eau dans un canal de sortie lors d'une vidange. A gauche : Evolution temporelle de la hauteur lors d'une vidange d'un canal. A droite : Incertitude relative dh/h lors en fonction de la hauteur d'eau mesurée dans le canal.

d'acquisition du signal est évaluée à environ 10^{-7} s pour des écarts de temps Δt variant entre $3 \cdot 10^{-7}$ s pour une hauteur de 1 mm à $6 \cdot 10^{-6}$ s pour des hauteurs de 20 cm. Cette approche nous a permis de déterminer le graphe des incertitudes de mesure en fonction de la hauteur présentées sur la Figure 7.4. La mesure est fiable à 10 % à partir d'une hauteur d'eau mesurée de 3mm.

7.3.2 Courbe de tarage théorique

La courbe de tarage de chaque seuil a été établie par une approche théorique. La forme des seuils est connue, puisqu'ils ont été dessinés au laboratoire. Ils sont basés sur deux cercles dont le centre est volontairement décalé (voir Figure 7.5). Pour une hauteur d'eau dans le canal h_0 donnée, il est possible de calculer le débit total déversé à l'aide de la vitesse de l'écoulement V en calculant l'intégrale suivante

$$Q = \iint V \cdot dS \quad (7.34)$$

En considérant que la vitesse est constante sur toute la largeur pour une hauteur donnée, on peut simplifier l'équation 7.34 en

$$Q = \int_0^{h_0} V(z)l(z)dz \quad (7.35)$$

avec $l(z)$ la largeur de passage du seuil pour une hauteur z donnée. Cette intégrale peut être discrétisée, en prenant un pas d'espace Δz suffisamment petit, par

$$Q = \sum_{i=1}^N V(i \cdot \Delta z) \cdot l(i \cdot \Delta z) \cdot \Delta z \quad (7.36)$$

Cette approche nécessite la connaissance de la vitesse en fonction de la hauteur. En supposant que la charge sur les lignes de courant le long du canal est constante et que la pression sur la section est la pression atmosphérique (condition de jet) on aura

$$h_0 + \frac{P_a}{\rho g} = \frac{P_a}{\rho g} + \frac{V^2(z)}{2g} + z \quad (7.37)$$

avec P_a la pression atmosphérique, ρ la masse volumique de l'eau, g la constante de gravité. On aura donc

$$\frac{V^2(z)}{2g} + z = h_0 \quad (7.38)$$

$$V(z) = \sqrt{2g(h_0 - z)} \quad (7.39)$$

Le débit peut alors être calculé sous la forme

$$Q_{th} = \sum_{i=1}^N \sqrt{2g(h_0 - i\Delta z)} l(i\Delta z) \cdot \Delta z \quad (7.40)$$

$$= \sum_{i=1}^N \sqrt{2g(h_0 - i\Delta z)} \cdot (E - \sqrt{R^2 - (z_1 + h_0)^2}) \Delta z \quad (7.41)$$

avec E , R et z_1 des paramètres géométriques connus représentés sur la Figure 7.5.

Cependant, les hypothèses de charge constante sur les lignes de courant et de la vitesse dépendant uniquement de la hauteur ne sont en pratique pas parfaitement exactes. Un coefficient de débit α , qui devra être calé avec l'expérimental, est donc introduit dans l'équation pour prendre en compte ces phénomènes. Notre loi semi-empirique devient alors

$$Q = \alpha \sum_{i=1}^N \sqrt{2g(h_0 - i\Delta z)} \cdot (E - \sqrt{R^2 - (z_1 + h_0)^2}) \Delta z \quad (7.42)$$

7.3.3 Calage du paramètre α

Le paramètre α doit être calibré avant de pouvoir utiliser la courbe de tarage théorique. Nous avons pour cela simulé une vidange théorique du canal à l'aide de la formule 7.42 établie précédemment. Soit Δt le pas de temps entre deux mesures de hauteur expérimentales lors de la vidange d'un canal. On pourra calculer à l'aide de la formule théorique la diminution de

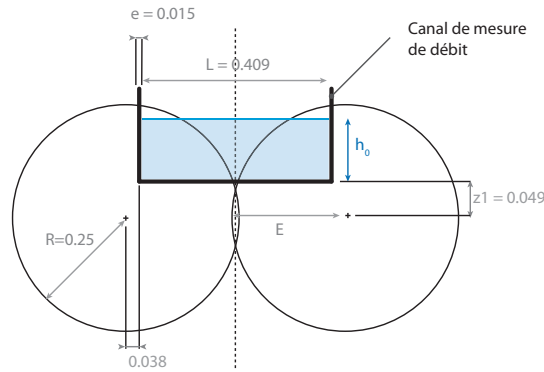


FIGURE 7.5 – Schéma de construction des seuils dans les canaux de mesure des débits. Les distances sont en mm.

la hauteur d'eau Δh pendant ce pas de temps Δt à l'aide de la définition du débit déversé

$$Q_{\text{entrée}} - Q_{\text{dev}} = \frac{\Delta h}{\Delta t} * S \quad (7.43)$$

avec S la surface du canal dans le plan (Ox) , (Oy) . Le débit d'entrée $Q_{\text{entrée}}$ étant lors des vidanges nul, on aura

$$\Delta h = - \frac{Q_{\text{dev}} \cdot \Delta t}{S} \quad (7.44)$$

Il est alors possible de calculer par itération l'évolution de la hauteur d'eau dans le canal lors d'une vidange en suivant l'algorithme suivant

1. On détermine h_0 hauteur initiale au début de la vidange.
2. On calcule le débit correspond $Q(h_0)$ à l'aide de la formule 7.42.
3. On calcul la diminution de hauteur d'eau généré par ce débit pendant un pas de temps Δt connu à l'aide de la formule 7.44.
4. On calcule la nouvelle hauteur dans le canal $h_1 = h_0 + \Delta h$.
5. On répète l'opération jusqu'à la vidange complète du canal.

Le coefficient α a dans un second temps été calé pour que les écarts entre la courbe théorique et les résultats expérimentaux soient les plus faibles possibles. La Figure 7.6 représente l'évolution de la hauteur d'eau obtenue expérimentalement, comparée avec le modèle théorique calé.

Le coefficient de corrélation est défini par

$$R^2 = \frac{(\sum_i (x_i - \bar{x}) \cdot (y_i - \bar{y}))^2}{\sum_i (x_i - \bar{x})^2 \times \sum_i (y_i - \bar{y})^2} \quad (7.45)$$

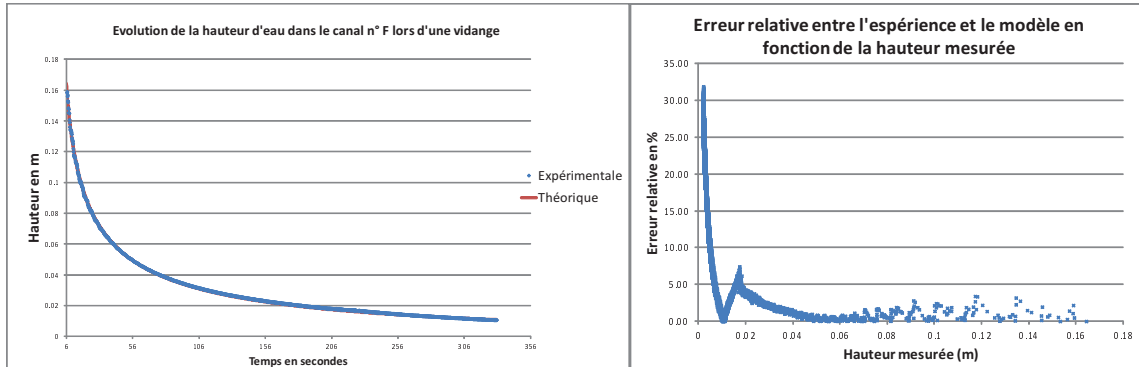


FIGURE 7.6 – Gauche : Comparaison entre l'évolution de la hauteur d'eau théorique et expérimentale. Droite : Erreur relative en fonction de la hauteur d'eau mesurée

Il permet d'évaluer l'écart entre deux courbes. R^2 varie entre 0 et 1, sachant que si les deux courbes sont parfaitement identiques $R = 1$. Dans le cas du canal F $R = 0,999$ ce qui traduit un excellent accord entre le modèle théorique utilisé et la réalité physique observée.

La Figure 7.6 représente l'erreur relative entre les deux courbes. Les écarts relatifs entre le modèle théorique et les hauteurs d'eau mesurées sont à partir de 0.7 cm inférieur à 5%. En absolu, l'écart maximum est globalement inférieur à 1mm, sauf pour des hauteurs d'eau importantes (supérieure à 10cm) où il atteint 4 mm. Cela s'explique par la présence de d'ondes de détente au début de la vidange, non prises en compte par le modèle théorique qui calcule le débit déversé en régime permanent. Nous noterons que ces ondes ne sont pas observées lors de mesures des débits en sortie du pilote inondation, le régime étant alors permanent.

Courbe de tarage et incertitudes

Toutes les courbes de tarage utilisées pour calculer les débits en sortie sur le pilote inondation ont été générées avec la méthode présentée précédemment. Le modèle théorique corrigé décrivant à quelques dixièmes de millimètres près l'écoulement dans les canaux lors d'une vidange est utilisé pour calculer les débits suite à la mesure de la hauteur d'eau dans le canal. La courbe de tarage utilisée pour le canal F est représentée sur la Figure 7.7. Nous avons pu constater la présence de vaguelettes de +/- 1mm lors de l'utilisation des canaux pour mesurer les débits en sortie, liées aux vibrations de la structure et à des restes du régime transitoire. Cette incertitude lors de la mesure de la hauteur va entraîner des incertitudes de débits. Ces dernières sont représentées sur la Figure 7.7. Elles sont inférieurs à 3.5 % pour tous les débits étudiés.

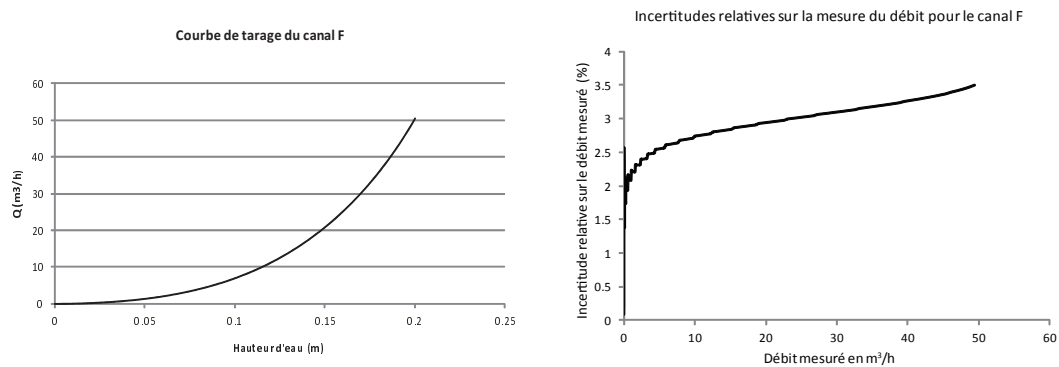


FIGURE 7.7 – A gauche : Courbe de tarage pour le canal F. A droite : Erreur relative dQ/Q en fonction du débit mesuré

7.3.4 Bilan

Les courbes de tarage ont été établies à l'aide d'une loi semi-empirique. Des équations physiques basées sur l'hypothèse de la pression atmosphérique dans le jet en sortie de seuil associées à des considérations géométriques du seuil ont permis d'établir le calcul d'un débit théorique déversé pour une hauteur donnée dans le canal. L'évolution de la hauteur d'eau dans chaque canal a été mesurée et comparée à l'évolution théorique estimée à l'aide de la loi précédemment établie. Un coefficient α est alors ajusté dans la loi semi - théorique pour que les deux courbes soient le plus proches possibles (les écarts sont inférieurs à 1 mm). L'utilisation des courbes de tarage ainsi créées permet l'estimation des débits dans les canaux avec des incertitudes relatives inférieures à 5%.

7.4 Annexe 4 : Hauteurs expérimentales

7.4.1 Champs de hauteurs

Les champs de hauteurs expérimentalement observées pour des débits injectés de $Q_{int} = 60\text{m}^3/\text{h}$ et $Q_{int} = 80\text{m}^3/\text{h}$ et pour $\lambda_{O_{uest}} = 50\%$ sont représentés ci-dessous sur la Figure 7.8.

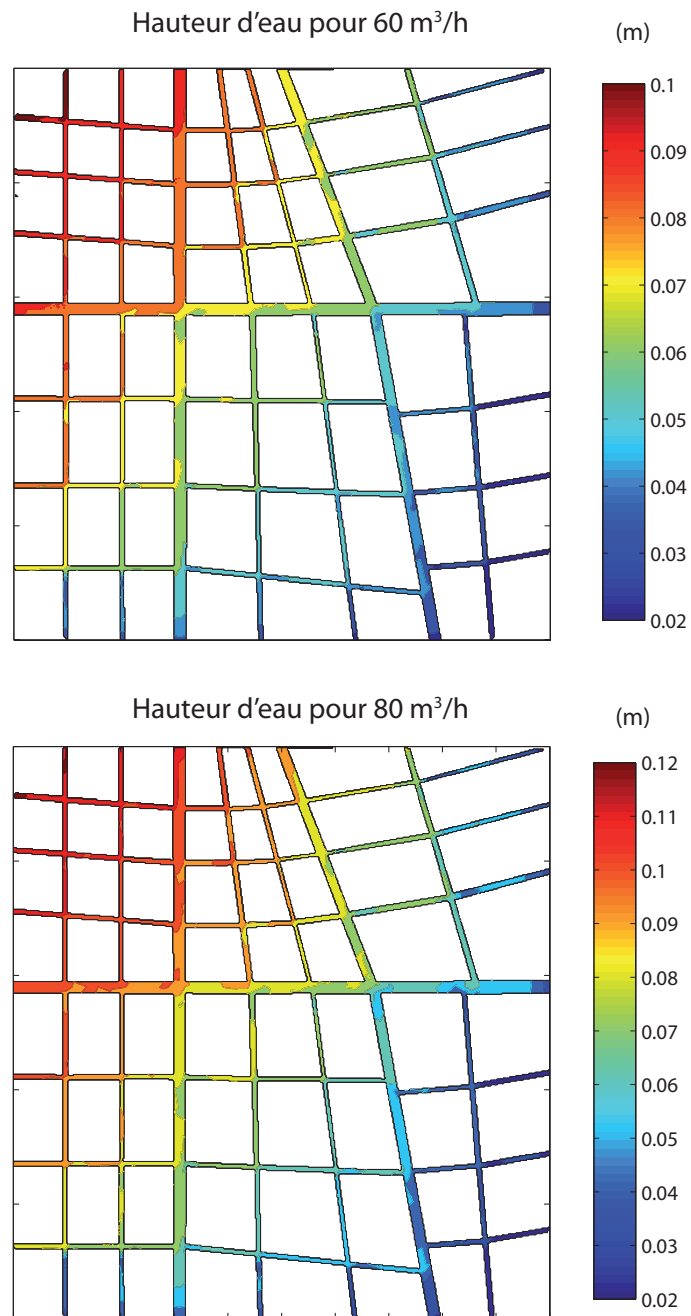


Figure 7.8: Hauteur d'eau dans le quartier expérimental pour les expériences $Q_{tot} = 60 \text{ m}^3/\text{h}$ (en haut) et $Q_{tot} = 80 \text{ m}^3/\text{h}$ (en bas)

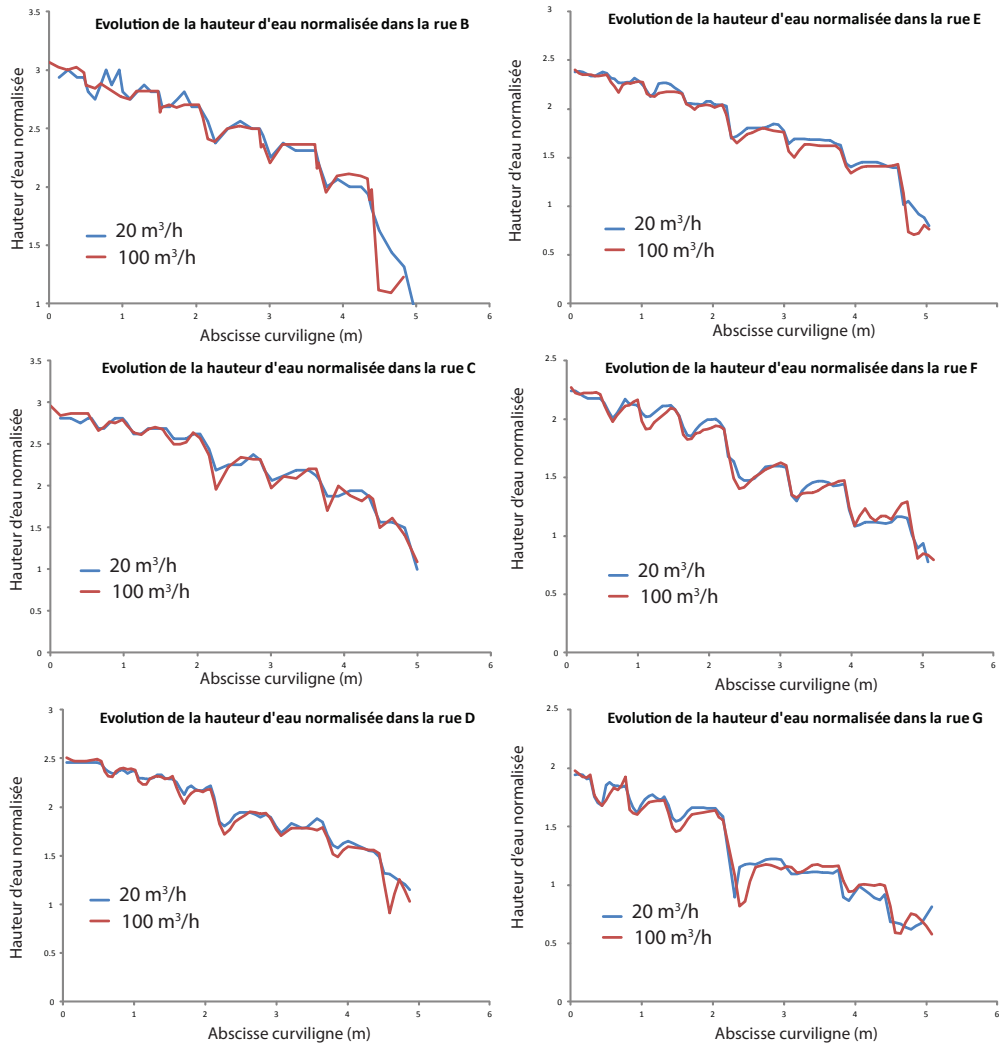


Figure 7.9: Profils de hauteur d'eau normalisée dans les rues d'axe Nord-Sud.

7.4.2 Profils de hauteur normalisée dans les rues

Les profils de hauteurs normalisées ont été réalisées dans toutes les rues du pilotes. Les Figures 7.9et 7.10 présentent ainsi les résultats obtenus dans toutes les rues.

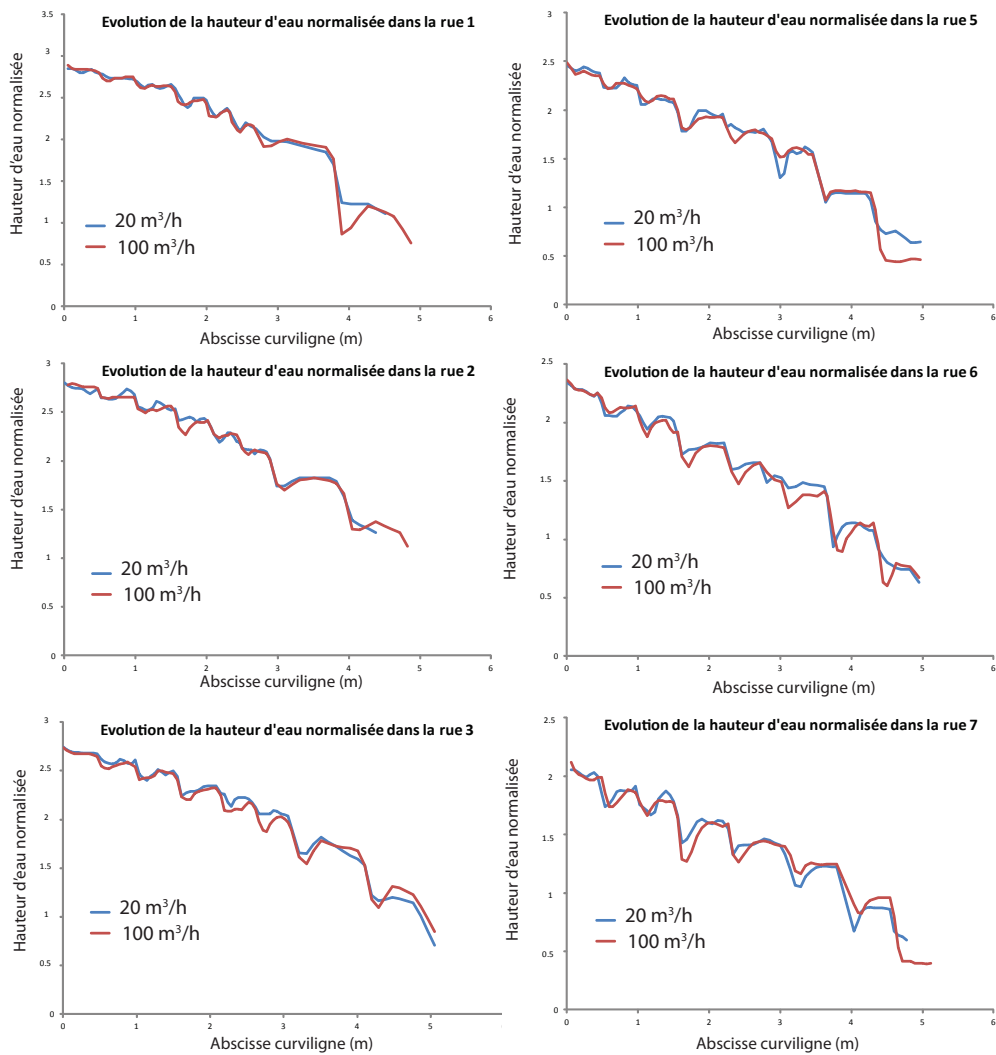


Figure 7.10: Profils de hauteur d'eau normalisée dans les rues d'axe Ouest-Est.

7.5 Annexe 5 : Plan et coordonnées du quartier urbain

Nous présentons dans cette annexe les coordonnées des différents îlots du quartier expérimental. Le repère associé au quartier ainsi que la nomenclature utilisée sont résumés sur la Figure 7.11. Les Tables 7.1 et 7.2 récapitulent les coordonnées des différents îlots.

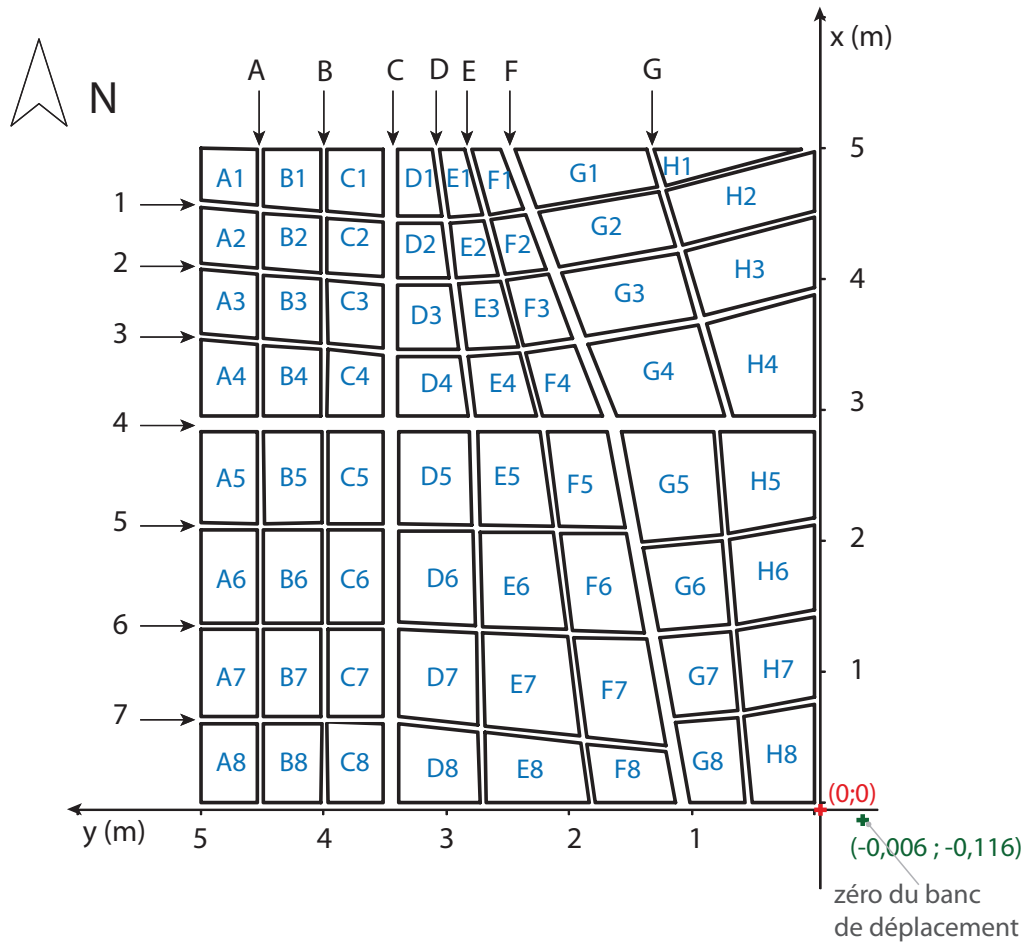


Figure 7.11: Plan, repère et nomenclature des îlots du quartier virtuel

Ilots	Point 1		Point 2		Point 3		Point 4	
	x	y	x	y	x	y	x	y
A1	4.997	5	4.995	4.54	4.57	4.541	4.602	5
A2	4.55	5	4.513	4.54	4.089	4.541	4.12	5.002
A3	4.071	5.001	4.038	4.541	3.55	4.541	3.586	5.001
A4	3.536	5.001	3.503	4.541	2.954	4.541	2.951	5.001
A5	2.836	5.001	2.836	4.541	2.134	4.541	2.136	5.001
A6	2.086	5.001	2.085	4.541	1.376	4.541	1.376	5.001
A7	1.326	5.001	1.325	4.541	0.655	4.541	0.655	5.001
A8	0.604	5.001	0.606	4.541	-0.002	4.541	-0.003	5.001
B1	4.524	4.021	4.559	4.491	4.994	4.49	4.993	4.018
B2	4.05	4.021	4.084	4.49	4.505	4.49	4.474	4.018
B3	3.514	4.019	3.549	4.492	4.033	4.49	3.998	4.02
B4	2.955	4.019	2.952	4.492	3.495	4.489	3.464	4.019
B5	2.137	4.016	2.134	4.485	2.836	4.487	2.836	4.017
B6	1.376	4.017	1.375	4.487	2.083	4.487	2.084	4.016
B7	0.655	4.019	0.656	4.489	1.326	4.489	1.324	4.019
B8	-0.001	4.018	-0.001	4.489	0.604	4.49	0.605	4.017
C1	4.994	3.517	4.485	3.517	4.522	3.969	4.994	3.969
C2	4.468	3.97	4.441	3.519	4.017	3.517	4.044	3.969
C3	3.993	3.969	3.959	3.516	3.474	3.516	3.508	3.968
C4	3.46	3.968	3.421	3.518	2.952	3.516	2.956	3.969
C5	2.835	3.966	2.835	3.514	2.135	3.514	2.135	3.966
C6	2.086	3.966	2.084	3.515	1.375	3.515	1.376	3.968
C7	1.324	3.966	1.324	3.514	0.655	3.514	0.655	3.967
C8	0.606	3.969	0.604	3.515	-0.002	3.513	-0.001	3.967
D1	4.479	3.041	4.48	3.395	4.993	3.393	4.993	3.112
D2	4.009	2.975	4.009	3.396	4.432	3.394	4.432	3.033
D3	3.464	2.896	3.462	3.394	3.957	3.394	3.958	2.968
D4	3.411	2.824	3.437	2.398	2.955	2.265	2.955	2.764
D5	2.953	2.825	2.953	3.394	3.409	3.394	3.408	2.889
D6	2.12	2.789	2.135	3.392	2.836	3.391	2.833	2.809
D7	1.35	2.763	1.377	3.387	2.08	3.389	2.071	2.782
D8	0.591	2.739	0.655	3.387	1.324	3.386	1.298	2.755

Table 7.1: Coordonnées des îlots du quartier urbain, dans le repère présenté sur la Figure 7.11

Ilots	Point 1		Point 2		Point 3		Point 4	
	x	y	x	y	x	y	x	y
E1	4.99	2.85	4.492	2.707	4.478	2.979	4.989	3.055
E2	4.432	2.971	4.448	2.695	4.028	2.573	4.009	2.915
E3	3.962	2.904	3.982	2.558	3.486	2.414	3.466	2.834
E4	2.833	2.743	2.837	2.231	2.115	2.129	2.122	2.724
E5	2.068	2.725	2.064	2.124	1.325	2.017	1.348	2.705
E6	1.295	2.705	1.269	2.013	0.508	1.909	0.586	2.687
E7	0.535	2.686	0.459	1.901	0	1.839	0	2.672
E8	-0.001	2.723	-0.001	3.391	0.604	3.391	0.54	2.739
F1	4.534	2.373	4.496	2.649	4.99	2.791	4.99	2.555
F2	4.075	2.187	4.034	2.523	4.455	2.639	4.493	2.354
F3	3.547	1.969	3.496	2.368	3.991	2.51	4.039	2.167
F4	2.954	1.73	2.953	2.215	3.438	2.348	3.49	1.948
F5	2.104	1.543	2.108	2.081	2.834	2.181	2.835	1.685
F6	1.302	1.383	1.317	1.971	2.06	2.073	2.059	1.532
F7	0.44	1.214	0.498	1.856	1.262	1.962	1.247	1.37
F8	-0.001	1.129	-0.002	1.79	0.448	1.852	0.39	1.207
G1	4.993	1.362	4.707	1.276	4.551	2.263	4.988	2.445
G2	4.67	1.265	4.249	1.129	4.091	2.075	4.507	2.25
G3	4.195	1.114	3.705	0.965	3.564	1.867	4.052	2.063
G4	3.506	1.842	3.647	0.946	2.957	0.733	2.951	1.613
G5	2.836	1.57	2.839	0.823	2.05	0.755	1.996	1.409
G6	1.95	1.396	2.003	0.749	1.358	0.696	1.312	1.273
G7	1.264	1.258	1.31	0.687	0.703	0.629	0.662	1.141
G8	0.613	1.131	0.65	0.624	0	0.565	0	1.011
H1	4.993	0.109	4.711	1.214	4.993	1.306		
H2	4.516	0	4.258	1.071	4.679	1.208	4.976	0
H3	3.938	0	3.722	0.9	4.211	1.057	4.475	0
H4	2.957	0	2.957	0.663	3.658	0.883	3.882	0
H5	2.177	0	2.059	0.703	2.834	0.773	2.838	0
H6	1.469	0	1.365	0.638	2.01	0.693	2.124	0
H7	0.804	0	0.709	0.579	1.313	0.633	1.418	0
H8	0	-0.002	0	0.51	0.659	0.572	0.753	-0.002

Table 7.2: Coordonnées des îlots du quartier urbain, dans le repère présenté sur la Figure 7.11 (suite).

7.6 Annexe 6 : Charge générées par Ansys-Fluent®

Nous présentons dans cette annexe une vérification numérique effectuée à l'aide d'Ansys-Fluent de l'hypothèse posée dans le Chapitre 4 sur la charge hydraulique. Ne pouvant à l'heure actuelle pas mesurer les vitesses de l'écoulement dans pilote inondation, il nous est impossible de calculer les charges hydrauliques dans le quartier expérimental. Cependant, nous pouvons avoir accès à cette information via le code de calcul Ansys-Fluent®, dont l'utilisation est validée dans le Chapitre 5 de cette thèse (les écarts entre le numérique et l'expérimental sont globalement de l'ordre de grandeur des incertitudes).

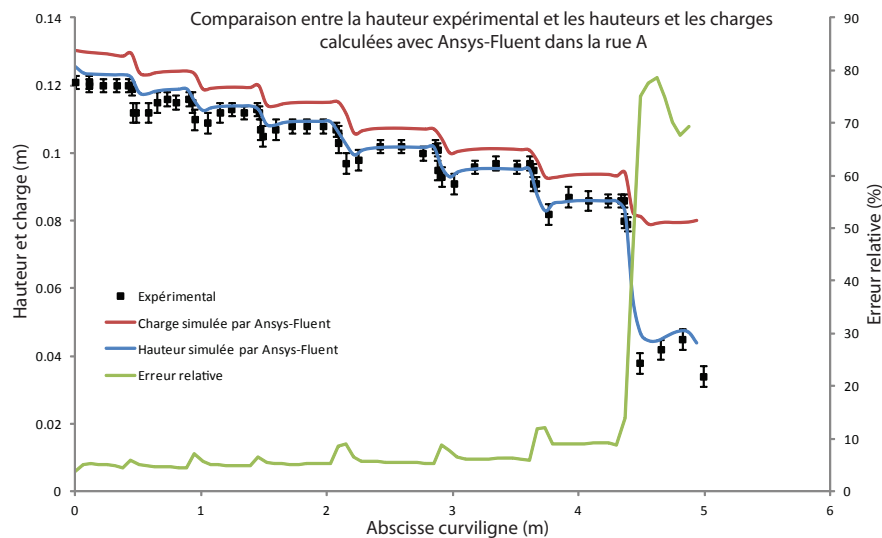


Figure 7.12: Comparaison de la charge et de la hauteur pour la rue A et pour la simulation 8.5.

Les Figures 7.12, 7.13 et 7.14 présentent l'évolution des hauteurs d'eau dans quelques rues du pilote inondation, comparée aux charges calculées à l'aide du logiciel Ansys-Fluent®. On constate alors que pour les différentes rues considérées, les évolutions qualitatives des deux grandeurs sont très semblables : les paliers et les chutes brutales au passage des carrefours sont observées dans les deux cas. Quantitativement, les écarts observés sont inférieurs à 10 % à l'amont du quartier, peuvent atteindre 20% entre les deux derniers carrefours. Dans le dernier tronçon de rue, l'écoulement est très fortement accéléré par la présence d'une chute libre. La part de la charge liée à la hauteur d'eau diminue donc très fortement, pour ne représenter que 50% de la charge en sortie du pilote. Considérer que la hauteur d'eau est représentative de la charge est une hypothèse recevable surtout à l'amont du quartier, où la hauteur d'eau correspond à 95 % de la charge calculée. Cette hypothèse est plus discutable à l'aval du quartier et non acceptable dans le dernier tronçon de chacune des rues.

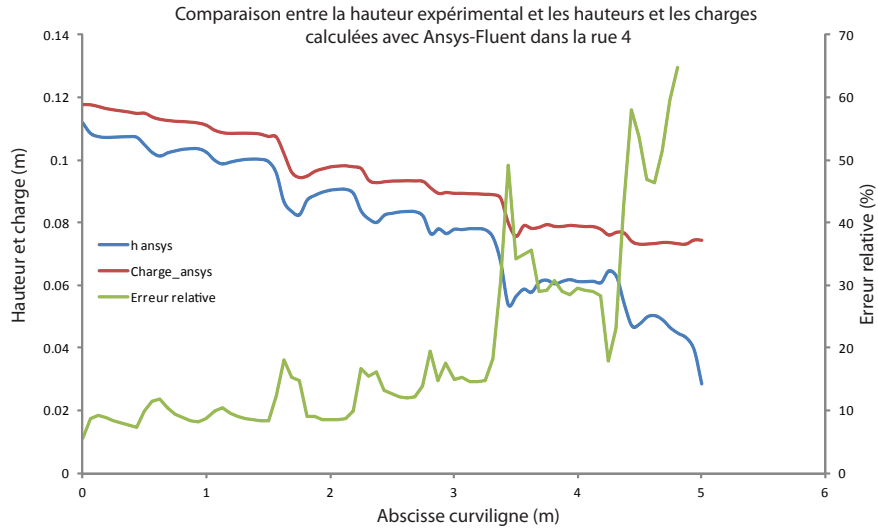


Figure 7.13: Comparaison de la charge et de la hauteur pour la rue 4 et la simulation 8.5.

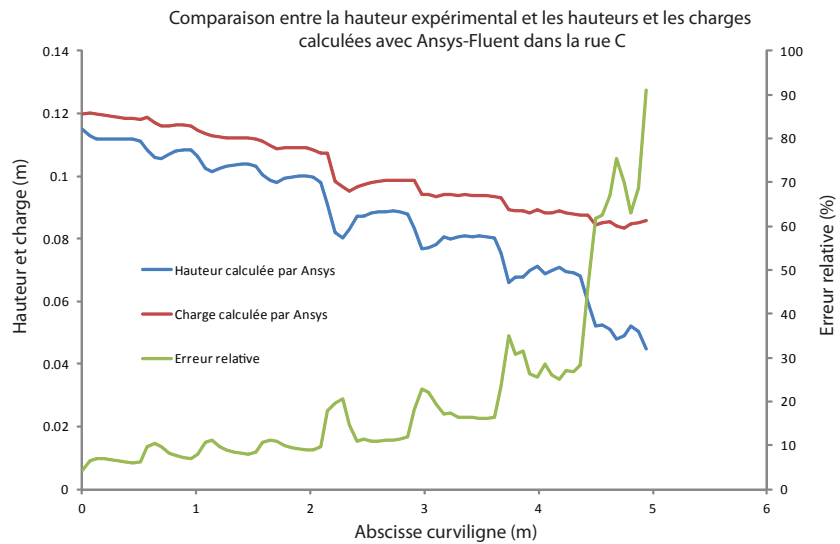


Figure 7.14: Comparaison de la charge et de la hauteur pour la rue C et pour la simulation 8.5.

7.7 Annexe 7 : Comparaison entre le numérique et l'expérimental

7.7.1 Comparaison de Ansys-Fluent® avec l'expérimental

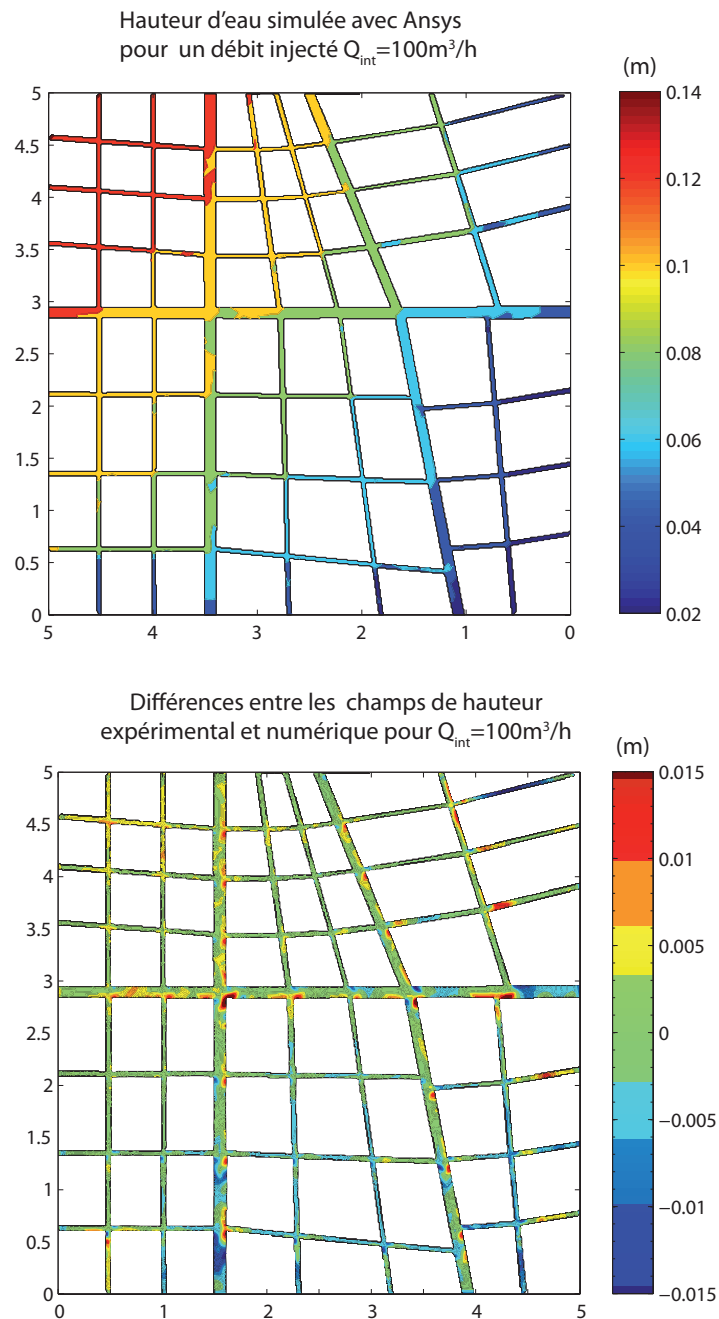


Figure 7.15: Champ de hauteur calculé numériquement par Ansys-Fluent. En haut : hauteur pour la simulation 10.5. En bas : écart absolu avec l'expérimental.

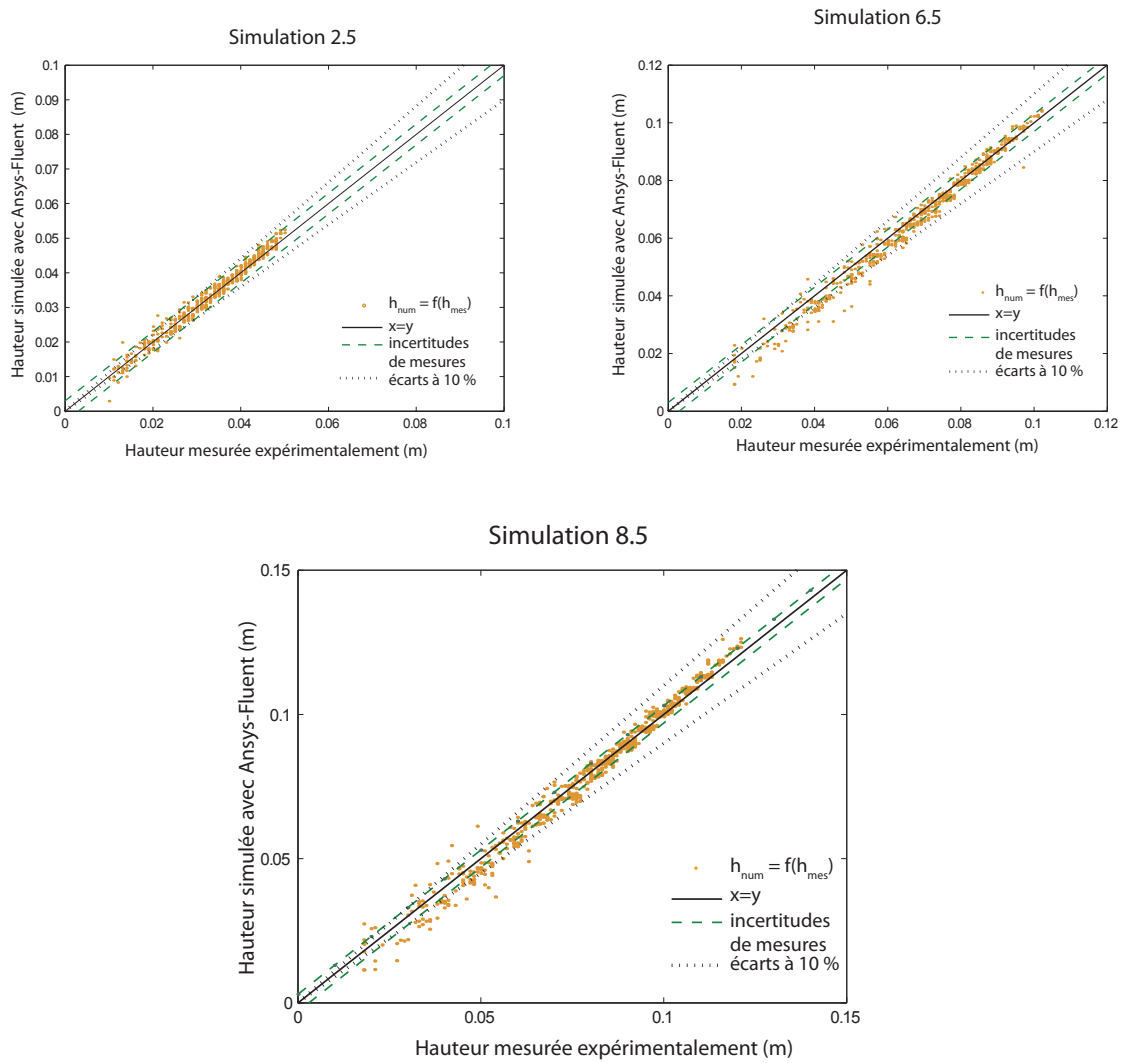


Figure 7.16: Hauteurs d'eau simulées avec Ansys-Fluent® en fonction des hauteurs d'eau mesurées expérimentalement pour les expériences 2.5, 6.5 et 8.5.

Sortie	60 m ³ /h			80 m ³ /h		
	Exp	Ansys	Ecart (%)	Exp	Ansys	Ecart
1	3.0	2.9	-6%	4.0	3.7	-6%
2	3.4	3.3	-2%	4.3	4.4	0%
3	4.2	4.4	4%	5.6	5.8	4%
4	9.0	9.5	6%	12	13	5%
5	1.6	1.7	9%	2.1	2.3	7%
6	1.8	1.6	-10%	2.4	2.1	-11%
7	1.3	1.1	-17%	1.8	1.5	-19%
A	4.9	5.1	3%	6.3	6.6	5%
B	4.5	4.3	-5%	5.9	5.6	-5%
C	12	12	4%	16	16	4%
D	3.9	3.4	-12%	5.1	4.5	-11%
E	3.0	2.6	-12%	3.9	3.4	-12%
F	6.6	6.5	0%	8.6	8.7	1%
G	1.5	1.2	-16%	2.0	1.6	-18%

Table 7.3: Comparaison de la répartition numérique (calculée avec Ansys-Fluent®) et expérimentale des débits pour chaque rue du quartier expérimental pour les configuration 6.5 et 8.5.

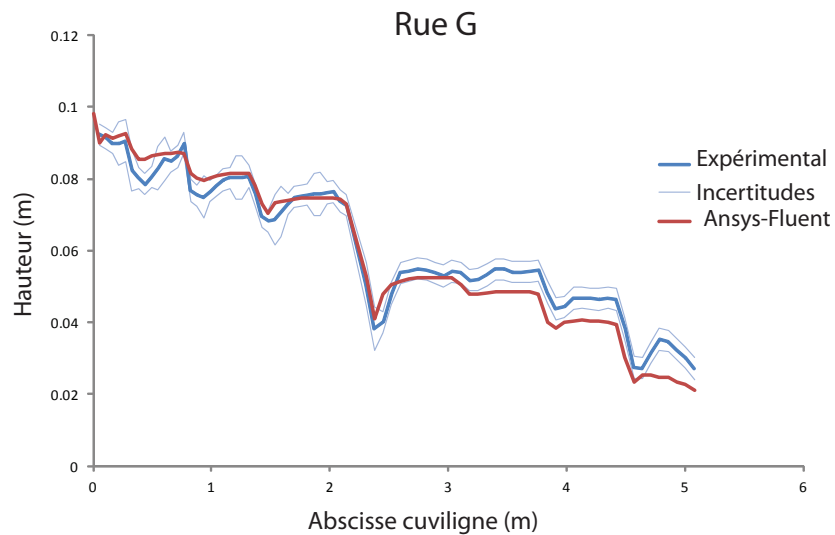


Figure 7.17: Comparaison d'Ansys-Fluent® avec l'expérimentale. Hauteur d'eau dans la rue G pour la configuration 10.5.

7.7.2 Comparaison de Neptune 2D avec l'expérimental

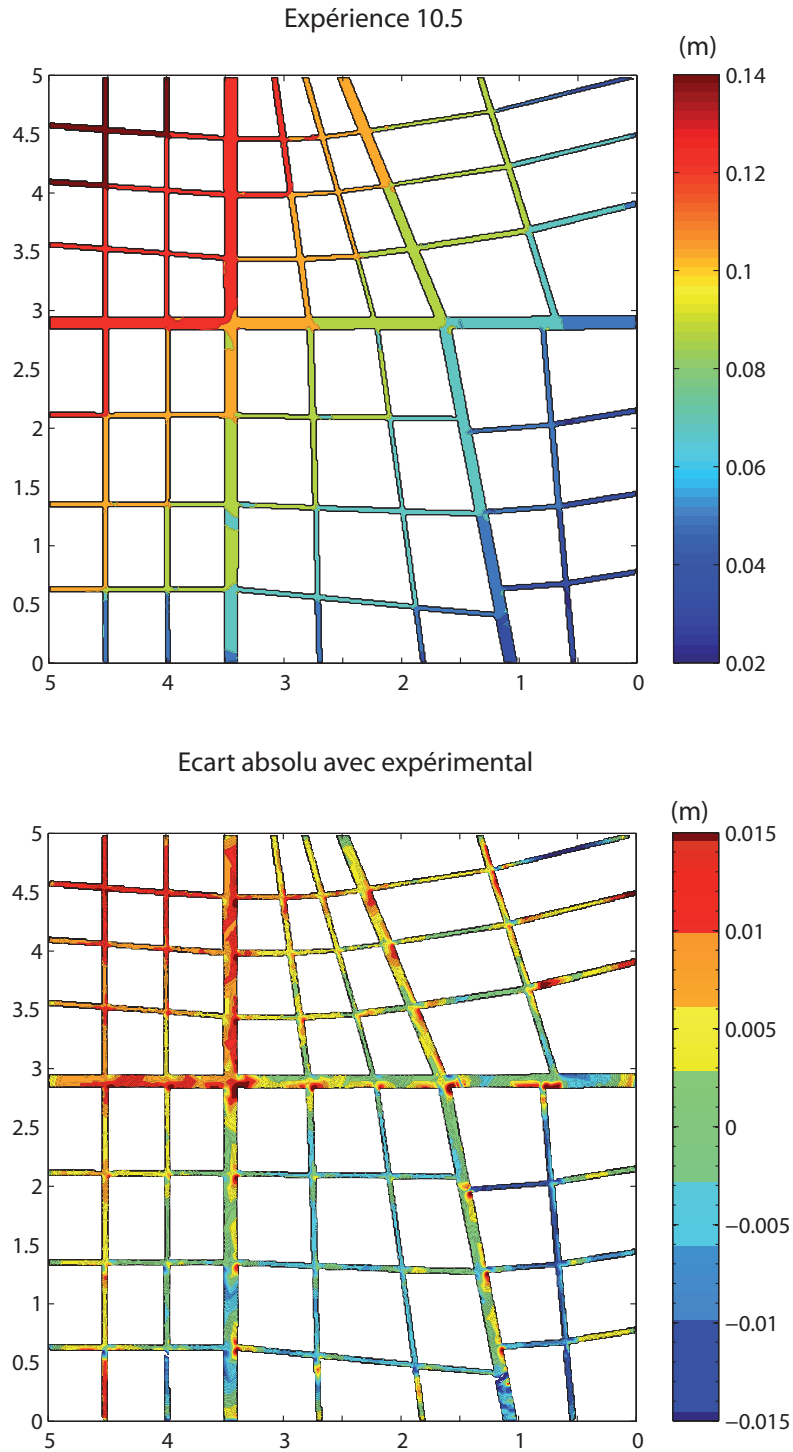


FIGURE 7.18 – Champ de hauteur calculé numériquement par Ansys-Fluent. En haut : hauteur pour la simulation 10.5. En bas : écart absolu avec l'expérimental.

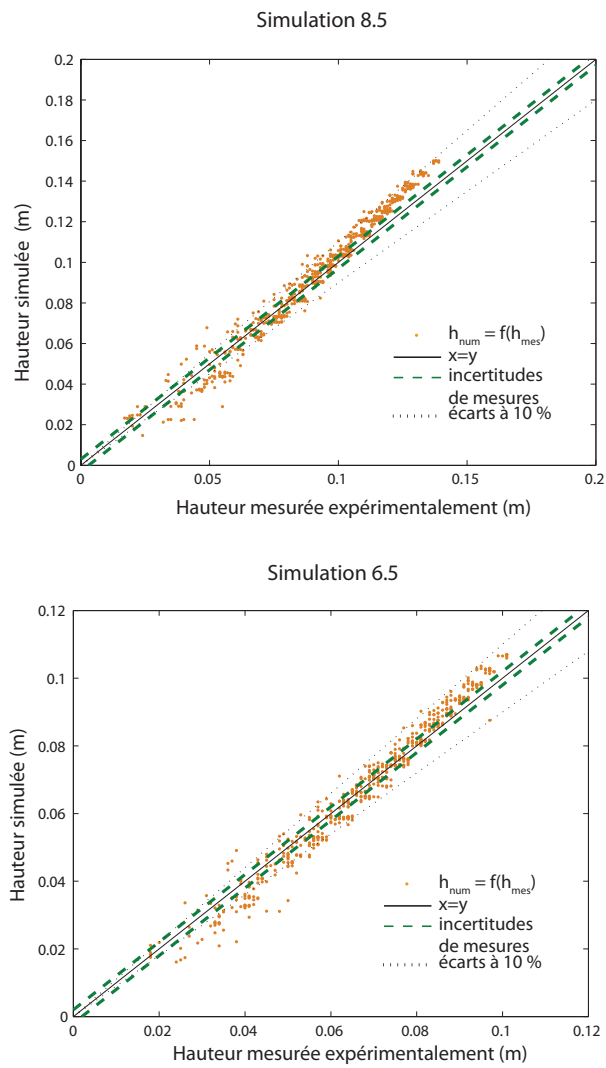


FIGURE 7.19 – Hauteurs d'eau simulées avec Neptune 2D en fonction des hauteurs d'eau mesurées expérimentalement pour les expériences 6.5 et 8.5.

Sortie	60 \mm			80 \mm		
	Exp.	Num.	Ecart	Exp.	Num.	Ecart
1	3.0	2.9	-4%	4.0	3.8	-4%
2	3.4	3.4	1%	4.3	4.5	4%
3	4.2	4.5	6%	5.6	5.9	7%
4	9.0	9.6	7%	12	12.9	8%
5	1.6	1.4	-9%	2.1	1.8	-17%
6	1.8	1.4	-18%	2.4	1.9	-21%
7	1.3	1.1	-20%	1.8	1.4	-23%
A	4.9	5.3	7%	6.3	7.0	10%
B	4.5	4.1	-9%	5.9	5.4	-9%
C	12	12.8	9%	16	17.1	10%
D	3.9	3.5	-11%	5.1	4.6	-9%
E	3.0	2.6	-12%	3.9	3.5	-9%
F	6.6	6.3	-4%	8.6	8.4	-2%
G	1.5	1.1	-28%	2.0	1.4	-30%

TABLE 7.4 – Comparaison de la répartition numérique (calculée avec Ansys-Fluent®) et expérimentale des débits pour chaque rue du quartier expérimental pour les configuration 6.5 et 8.5.

7.7.3 Pression hydrostatique dans le quartier

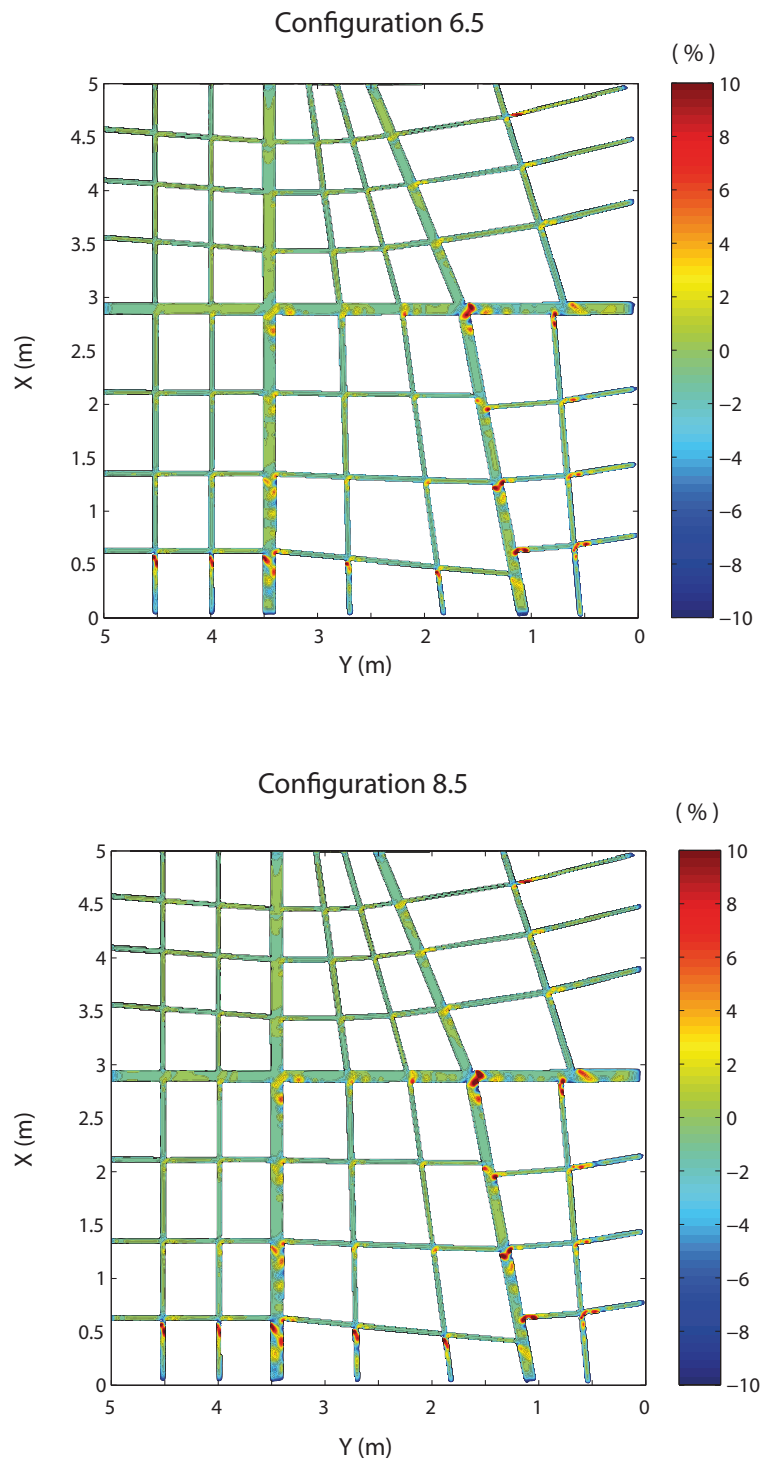


Figure 7.20: Évolution de ΔP dans le quartier pour les simulations 6.5 et 8.5.



Quentin ARAUD

Simulations des écoulements en milieu urbain lors d'un évènement pluvieux extrême

Résumé :

Les écoulements en milieu urbain sont complexes et à l'heure actuelle estimés à l'aide d'outils informatiques. Pourtant, le manque de données expérimentales sur des géométries urbaines rend la validation et l'encadrement de l'utilisation de ces derniers difficile. Cette thèse présente les résultats obtenus sur un modèle physique d'un quartier urbain. La distribution des hauteurs d'eau ainsi que la répartition des débits en sortie du quartier expérimental sont mesurées. Leur étude a mis en évidence certains comportements caractéristiques des écoulements. Les données expérimentales ont été comparées aux simulations numériques générées avec un code 3D (Ansys-Fluent®) et un outil de recherche (Neptune 2D) mis au point durant cette thèse. Ce dernier résout les équations de Barré de Saint Venant 2D à l'aide d'un schéma EVR-DG, associé à une modification des solveurs de Riemann qui rend le code de calcul well-balanced. Les écarts observés entre Ansys-Fluent® et l'expérimental sont majoritairement en-dessous de 10%. Le code Neptune 2D apparait quant à lui légèrement moins précis : les écarts peuvent atteindre 20 à 30%. Diverses hypothèses sont avancées pour expliquer ces écarts.

Mots-clés : écoulements en milieu urbain, modèle physique, Barré de Saint Venant, EVR-DG, Ansys-Fluent®, validation numérique

Summary :

This study deals with urban floods. Nowadays, numerical tools are used to simulate those complex flows. Nevertheless, the lack of experimental make the validation of the softwares difficult. This work presents experimental results of an urban flood physical model. The water height and the outflows at every outlet are measured and compared to numerical results. This study highlights some observed specificities of urban flows. In order to simulate those flows, a numerical tool (Neptune 2D) was developed during this PhD to solve the 2D shallow water equations with an EVR-DG scheme. Modifications of the Riemann solvers lead to a well-balanced scheme. Numerical results were also provided with a 3D software (Ansys-Fluent®). Differences between Ansys-Fluent® and experimental results are mainly under 10%. Neptune 2D is less accurate, with differences reaching 20 to 30%. Some hypotheses are discussed to explain those discrepancies.

Key-words : free surface flows in urban area, physical model, shallow water equations, EVR-DG, Ansys-Fluent®, numerical validation