

Titre: Modélisation expérimentale des écoulements transitoires avec
Title: poches d'air emprisonnées dans les réseaux de drainage urbain

Auteur: Samba Bousso
Author:

Date: 2010

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Bousso, S. (2010). Modélisation expérimentale des écoulements transitoires avec
Citation: poches d'air emprisonnées dans les réseaux de drainage urbain [Mémoire de
maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
<https://publications.polymtl.ca/367/>

 Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/367/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Musandji Fuamba
Advisors:

Programme: Génie civil
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MODÉLISATION EXPÉRIMENTALE DES ÉCOULEMENTS TRANSITOIRES
AVEC POCHE D'AIR EMPRISONNÉES DANS LES RÉSEAUX DE
DRAINAGE URBAIN

SAMBA BOUSSO

DÉPARTEMENT DES GÉNIES CIVIL, GÉOLOGIQUE ET DES MINES
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE CIVIL)
AOÛT 2010

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

MODÉLISATION EXPÉRIMENTALE DES ÉCOULEMENTS TRANSITOIRES
AVEC POCHES D’AIR EMPRISONNÉES DANS LES RÉSEAUX DE
DRAINAGE URBAIN

présenté par : BOUSSO Samba

en vue de l’obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d’examen constitué de :

M. MAHDI Tew-Fik, Ph. D., président

M. FUAMBA Musandji, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. BENNIS Saad, Ph. D., membre

DÉDICACE

À maman,

pour son amour.

À papa,

qui a décidé que son fils ne restera pas au village pour faire paître les animaux et cultiver la terre, à une époque où envoyer son fils à l'école c'était accepter de s'attirer la foudre des gens au village.

À ma chérie bien aimée Adama Seye Ndiaye BOUSSO,

pour sa patience et son Amour.

REMERCIEMENTS

Je profite de cette occasion pour remercier toutes les personnes qui m'ont apporté un soutien indéfectible pour la réalisation de ce travail de mémoire d'études et de recherches.

Je tiens particulièrement à exprimer ma reconnaissance à mon directeur de recherche, M. Musandji Fuamba, Professeur au Département de Génie Civil, Géologique et des Mines, pour son soutien tout au long de la formation, sa capacité d'écoute et la confiance dont il a fait preuve à mon égard, mais aussi, ses orientations bien avant l'entame de ma formation.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance à Mathurin Daynou, qui m'a considéré comme un petit frère et m'a guidé tout au long de ce parcours. Il m'a initié à la modélisation et orienté dans le domaine de la programmation. Mes remerciements vont aussi à Momar Mbaye, Noudjo Kokou, Oumar Doumbouya et Essoyéké Batchabani qui ont bien voulu contribuer dans la touche finale de ce document en acceptant de le relire. J'accorde une mention spéciale à Étienne Bélanger qui a été d'un apport inestimable dans la mise en place du modèle de laboratoire. Merci de m'avoir fait découvrir tous ces beaux équipements.

J'associe Kouassi Merouane à ces remerciements, lui qui a été d'un apport sans limites dans les manipulations et les traitements de données.

Je joins à ces remerciements, Nasrin Javadi, celle qui a toujours apporté sa touche dans les périodes de pression. Merci d'avoir régulé de temps en temps la pression.

Mes remerciements solennels vont à l'égard du PCBF (Programme Canadien de Bourses pour la Francophonie) qui m'a financé cette formation.

Enfin que ma famille, mes frères et sœurs, ma mère, ma femme chérie, Bineta et Souleyemane trouvent ici la reconnaissance de leur soutien.

Je ne saurais trouver les mots justes pour dire à ma femme chérie MERCI pour sa patience et son soutien de tous les jours. Ce fut long et difficile, mais tu as tenu. Merci et le combat continue.

RÉSUMÉ

Les eaux pluviales urbaines sont évacuées par des réseaux de drainage qui sont conçus pour fonctionner en écoulement à surface libre. Or pour plusieurs raisons, comme une augmentation de l'intensité de la pluie ou de sa fréquence, une urbanisation accrue, ou des dysfonctionnements dans le réseau, la capacité d'évacuation de la conduite peut être dépassée. Ce dépassement de capacité entraîne une mise en charge partielle ou totale de la conduite. Le passage d'un écoulement à surface libre vers un écoulement en charge ou vice-versa représente un type d'écoulement appelé « écoulement transitoire ». Durant un écoulement transitoire, on observe des variations importantes de pression et de vitesse pouvant créer des dommages tels qu'une rupture de conduites, un effondrement d'infrastructures, une inondation de zones basses, une apparition de geyzers, etc. Ces écoulements transitoires sont très souvent accompagnés d'une entrée/évacuation de quantités importantes d'air dans le réseau.

Pour améliorer la conception des nouveaux réseaux de drainage et la réhabilitation des réseaux existants, les modèles de simulation doivent prendre en compte les écoulements transitoires en intégrant des aspects particuliers souvent négligés, notamment la dynamique de l'écoulement et les effets de l'air. C'est dans ce cadre que le Laboratoire d'Hydraulique de l'École Polytechnique a mis en place un programme qui vise la modélisation numérique et physique (expérimentale) des écoulements transitoires avec et sans poches d'air emprisonnées.

Le présent mémoire rentre dans le cadre de ce programme. Son objectif principal est de faire une analyse dynamique et expérimentale des écoulements transitoires avec poches et bulles d'air, dans le but de disposer d'éléments de comparaison et de pistes de solution pour la réalisation du modèle numérique particulièrement dans sa composante avec poches d'air. La principale hypothèse émise durant cette étude est que l'effet de l'air, souvent négligé, a un impact certain sur la dynamique de l'écoulement.

Les travaux de ce mémoire se structurent en trois grandes parties : une revue bibliographique, un travail numérique sur le modèle de simulation en cours de réalisation et des travaux expérimentaux.

i) La revue bibliographique a permis de faire une analyse critique des modèles existants et dresser une liste de leurs forces et leurs limites. Ces modèles sont classés suivant la technique de calcul

utilisée (fente de Preissmann, suivi du front ou approche à deux composantes de pression) et selon leur capacité à prendre en compte l'effet de l'air. Cette revue a montré qu'il existe une gamme très variée de modèles. Cependant aucun de ces modèles ne prend totalement en compte la dynamique de l'écoulement particulièrement sous l'effet de l'air.

ii) Le travail numérique a permis d'identifier une série d'aspects et paramètres physiques à investiguer expérimentalement, vue leur intérêt dans la modélisation. Ces paramètres sont donc la forme des fronts, les oscillations de pression dues à l'effet de l'air, les conditions d'initiation et de propagation des fronts d'onde, etc.

iii) Les investigations expérimentales ont permis d'identifier plusieurs types de fronts d'onde et leur interaction avec l'air. Ces investigations ont mis en exergue l'ampleur de la quantité d'air dans le front et son impact sur la réduction de la célérité des ondes de pression. Vis-à-vis des longueurs des fronts et des ondulations, les essais réalisés ont montré que les longueurs des fronts et les demi-longueurs des ondulations atteignent régulièrement une limite inférieure égale à la moitié du diamètre de la conduite. Cette limite suggère un pas spatial maximum de $D/2$ (D : diamètre de la conduite) lors de la modélisation numérique, si on veut tenir compte des paramètres importants qui ont un impact sur la dynamique de l'écoulement. Enfin, les premières comparaisons effectuées entre les résultats numériques et expérimentaux montrent que le modèle numérique présente une bonne capacité de simulation des écoulements transitoires. Ces résultats expérimentaux vont permettre de calibrer le modèle numérique.

Mots clés : Capture de choc, écoulements transitoires, front d'onde, modélisation numérique et expérimentale, poches d'air, suivi de choc.

ABSTRACT

Urban stormwaters are removed through sewer systems that are designed to operate in free surface flow. But for several reasons, such as increased intensity of rainfall or its frequency, increased urbanization, hydraulic failures, the pipe capacity may be exceeded. This overflow causes a partial or total pressurization pipe. The passage of free surface flow to pressurized flow is part of transient flows, during which the pressure and velocity variations are fast and can create damage such as the collapse of infrastructure, the ‘blow-off’ of manhole covers, geysers, and basement flooding, etc. These transient flows are often accompanied by entrance and release a large amount of air in sewers. To improve the design of new drainage systems and rehabilitation of existing sewers, taking into account the transient flows, simulation models should incorporate aspects often neglected, including the flow dynamics and air effects. For the reason the Hydraulics Laboratory of “École Polytechnique de Montreal” has implemented a program to construct a transient flows simulation model with and without air pockets. This master aims to make a dynamic analysis and experimental study of transient flows with air pockets and bubbles, in order to provide data for comparison and possible solutions for the realization of numerical model especially in its component with air pockets. The main hypothesis emitted during this study is that the air effect, often overlooked, strongly impacts the flow dynamics. This work is structured into three main parts: literature review, numerical work on the numerical model in progress and experimental work.

i) The literature review has enabled a critical analysis of existing models and develops their strengths and limitations. These models are classified according to the calculation method (Preissmann slot, interface tracking or two-compnent pressure approach) and for their ability to take into account the air effect. This review has shown that there is a diverse range of models, yet none of these takes fully into account the flow dynamics particularly as a result of the air.

ii) The numerocal work has identified the points on which experimental investigations must insist because their interest in modeling. These points are the front shapes, the pressure oscillations due to the air effectr, the front initiation condition and propagation, etc.

iii) The experimental investigations have identified several front types and their interaction with air. These investigations have highlighted the magnitude of the air quantity in front and its impact

on reducing acoustic wave speed. On the front and undulation lengths, the tests showed that the front lengths and undulation half-lengths consistently reach a lower limit equal to the half diameter of the pipe. This limit suggests a maximum spatial step should not exceed the pipe half diameter in the numerical modeling for not omit details impinging on the flow dynamics. Finally, the first comparisons between numerical and experimental results show that the numerical model shows good ability to simulate transient flows. These experimental results will allow us to calibrate the numerical model.

Keywords: Air pockets, bore front, numerical modeling and experimental, transient flows, shock capturing, shock fitting.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ.....	V
ABSTRACT.....	VII
TABLE DES MATIÈRES	IX
LISTE DES TABLEAUX.....	XIII
LISTE DES FIGURES.....	XV
LISTE DES FIGURES.....	XV
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XX
LISTE DES ANNEXES.....	XXI
INTRODUCTION.....	1
1.1 Cadre théorique	1
1.2 Problématique.....	3
1.3 Hypothèse.....	5
1.4 But de l'étude	5
1.5 Objectifs	5
1.6 Revue critique de la littérature	6
CHAPITRE 1 ARTICLE 1 : TRANSIENT FLOWS IN STORM WATER SYSTEMS : CRITICAL REVIEW OF LITERATURE AND PROSPECTS	7
1.1 Abstract	7
1.2 Résumé.....	8
1.3 Introduction	8

1.4	Classification of current numerical models based on the calculation technique.....	10
1.5	Evolution and Classification of Models according the air pocket effect	12
1.6	The Shock-Capturing Models	13
1.6.1	Summary of the Preissmann slot Principles	13
1.6.2	Single-Phase Flow Models.....	15
1.6.3	Diphasic Models.....	16
1.6.4	Finite volume Models.....	16
1.7	Two-component Pressure Approach	20
1.7.1	Summary of the Principles	20
1.8	Interface Tracking Models	21
1.8.1	Summary of the principles	21
1.8.2	Single Phase Flow Models based on the Method of Characteristics.....	22
1.8.3	Diphasic Models based on the Rigid Column.....	27
1.9	Strengths and limitations of current models.....	32
1.9.1	Preissmann Slot Models	32
1.9.2	Finite Volume Models.....	34
1.9.3	Two-component Pressure Approach (TPA).....	34
1.9.4	Interface-Tracking Models.....	35
1.10	Prospects.....	37
1.11	Conclusion and recommendations	38
CHAPITRE 2	DÉMARCHE ET ORGANISATION	40
2.1	Revue de la bibliographie.....	40
2.2	Le modèle numérique et la programmation	40
2.3	Travail expérimental	42

2.3.1	L'installation et le calibrage des appareils	42
2.3.2	La réalisation des essais et leur analyse	42
CHAPITRE 3 ARTICLE 2 : EXPERIMENTAL ANALYSIS OF TRANSIENT FLOWS IN URBAN DRAINAGE SYSTEMS IN THE PRESENCE OF AIR POCKETS		44
3.1	Abstract	44
3.2	Résumé	45
3.3	Introduction	45
3.4	Literature Review	47
3.5	Main objective of the study	48
3.6	Description of the experimental (physical) model setup	50
3.7	Methodology	51
3.8	Analysis of the results	53
3.8.1	Pressurization wave front propagating downstream	53
3.8.2	Stationary upstream pressurizing front	57
3.8.3	Variation of the fluid density for a stationary upstream front	58
3.8.4	Air bubbles and pockets impact on pressure	61
3.8.5	Pressurizing wave front propagating upstream	63
3.8.6	Two wave fronts in opposite direction	68
3.8.7	Upstream toward downstream depressurization fronts	71
3.9	Conclusion and recommendations	73
CHAPITRE 4 PRÉSENTATION DU MODÈLE PHYSIQUE ET DES RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES		75
4.1	Présentation du modèle de laboratoire	75
4.2	Étalonnage des instruments de mesure	81
4.2.1	Étalonnage des capteurs de pression	82

4.2.2	Étalonnage des débitmètres.....	84
4.2.3	Calcul d'incertitudes	86
4.3	Mesure de rugosité, friction, et coefficients de pertes de charge singulières.....	90
4.3.1	Essais réalisés	90
4.3.2	Présentation des résultats	91
4.4	Mesure de calibration du modèle numérique	97
4.4.1	Présentation sommaire du modèle.....	97
4.4.2	Essais pour la calibration.....	101
4.4.3	Aperçu de comparaison	105
4.5	Conclusion.....	107
CHAPITRE 5 DISCUSSION GÉNÉRALE		109
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		111
BIBLIOGRAPHIE		113
ANNEXES.....		118
ANNEXE I : Incertitudes sur les instruments de mesures		118

LISTE DES TABLEAUX

Table 1-1 : Strengths and weaknesses of the various models	37
Table 3-1 : Variables considered in the tests.....	52
Table 3-2 : Air-water interface – upstream wave front	55
Table 3-3 : Summary of test parameters upstream stationary wave front.....	59
Table 3-4 : Air-water interface – downstream bore front case	65
Table 3-5 : Summary data and results of the test downstream stationary front	67
Tableau 4-1 : Vérification du débitmètre Q_1	84
Tableau 4-2 : Vérification du débitmètre Q_2	84
Tableau 4-3 : Vérification du débitmètre Q_3	85
Tableau 4-4 : Calcul des incertitudes des capteurs	88
Tableau 4-5 : Calcul des incertitudes des capteurs (suite)	89
Tableau 4-6 : Calcul des incertitudes des débitmètres	89
Tableau 4-7 : Mesures de niveaux et débits pour déterminer n et f de C_1	92
Tableau 4-8 : Mesures de niveaux et débits pour déterminer K_{av} de R_1	92
Tableau 4-9 : Mesures de niveaux et débits pour déterminer K_{am} de R_3	92
Tableau 4-10 : Mesures de niveaux et débits en charge sur la conduite C_3	93
Tableau 4-11 : Rugosité de la conduite C_1	93
Tableau 4-12 : Rugosité de la conduite C_3	94
Tableau 4-13 : Friction de la conduite C_1	95
Tableau 4-14 : Friction de la conduite C_3	95
Tableau 4-15 : K_{av} à surface libre de R_1	96
Tableau 4-16 : K_{av} en charge de R_1	96

Tableau 4-17 : K_{am} en charge de R_1	97
Tableau 4-18 : Les paramètres géométriques et topographiques du modèle	102
Tableau 4-19 : Hydrogramme du regard R_1	104
Tableau 4-20 : Hydrogramme du regard R_3	104
Tableau 4-21 : Paramètres du modèle physique.....	106
Tableau 4-22 : Comparaison résultats essais vs simulation	106

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 : Preissmann slot.....	14
Figure 1-2 : Shock fitting approach scheme.....	22
Figure 1-3 : A meeting of two wave fronts	23
Figure 1-4 : Downstream front scheme.....	25
Figure 1-5 : Downstream front spread	25
Figure 1-6 : Stationary downstream front	25
Figure 1-7 : Upstream front scheme.....	25
Figure 1-8 : Oscillations at 40 cm after passage of the stationary front with a slope $S_0=0.3\%$	26
Figure 1-9 : Oscillations after the passage of a highly ventilated front on a slope $S_0=0.3\%$	26
Figure 1-10 : Inclined wave front (Politano <i>et al.</i> , 2007).....	26
Figure 1-11 : Rigid column 'A' from Li and McCorquodale (1999)	29
Figure 1-12 : Rigid column 'B' from Li and McCorquodale (1999)	29
Figure 1-13 : Rigid column 'C' from Li and McCorquodale (1999)	29
Figure 1-14 : Rigid column from Hamam and McCorquodale (1982)	30
Figure 1-15 : Conceptual design from Zhou <i>et al.</i> (2002)	32
Figure 3-1 : Entry of air into the pipe during the filling	46
Figure 3-2 : Pressurizing wave front propagating downstream	48
Figure 3-3 : Upstream and downstream wave fronts	49
Figure 3-4 : Pressurizing wave front propagating upstream	49
Figure 3-5 : Downstream depressurization wave front	49
Figure 3-6 : Plan view of the laboratory model	51
Figure 3-7 : Elevation of the laboratory model	51
Figure 3-8 : Initiation wave front scheme	53

Figure 3-9 : Upstream wave front initiation conditions for $S_0 = 0.3\%$	56
Figure 3-10 : Upstream wave front initiation conditions for $S_0 = 0.6\%$	56
Figure 3-11 : Upstream wave front initiation conditions for $S_0 = 1.5\%$	56
Figure 3-12 : Upstream wave front initiation conditions for $S_0 = 3\%$	56
Figure 3-13 : Different front shapes.....	56
Figure 3-14 : Upstream stationary front scheme with a slope of 1%.....	58
Figure 3-15 : Discharge and head according to the slope for a upstream stationary wave front ...	58
Figure 3-16 : Shape of the stationary front for $S_0 = 0.5\%$	58
Figure 3-17 : Shape of the stationary front for $S_0 = 1\%$	58
Figure 3-18 : Applying the equation of motion for upstream front	61
Figure 3-19 : Change in density of the fluid on the upstream stationary front in time, $S_0=0.3\%$..	61
Figure 3-20 : Pressure oscillations with $Q_{R1} = 29.26\text{m}^3/\text{h}$, $S_0 = 0.3\%$	61
Figure 3-21 : Depression at the entrance of the pipe, $Q_{R1} = 13.94\text{m}^3/\text{h}$, $S_0 = 0.3\%$	61
Figure 3-22 : Undulations with $Q_{R1} = 10.94\text{m}^3/\text{h}$, $S_0 = 0.3\%$	62
Figure 3-23 : Pressure sensors position.....	62
Figure 3-24 : Length of the air pocket before compression (at t), $S_0 = 0.3\%$ et $Q = 21.3\text{m}^3/\text{h}$	63
Figure 3-25 : Length of the air pocket after compression (at $t+0.105\text{s}$).....	63
Figure 3-26 : Shape of the air pocket counterflow	65
Figure 3-27 : Shape of the air pocket counterflow	65
Figure 3-28 : Air-entrained wave front	65
Figure 3-29 : Downstream wave front initiation conditions for $S_0 = 0.3\%$, $Q_{R1} = 12.4\text{m}^3/\text{h}$	66
Figure 3-30 : Downstream wave front initiation conditions for $S_0 = 0.6\%$, $Q_{R1} = 12.4\text{m}^3/\text{h}$	66
Figure 3-31 : Downstream wave front initiation conditions for $S_0 = 1.5\%$, $Q_{R1} = 16.25\text{m}^3/\text{h}$	66
Figure 3-32 : Downstream wave front initiation conditions for $S_0 = 3\%$, $Q_{R1} = 13.6\text{m}^3/\text{h}$	66

Figure 3-33 : Applying the equation of motion for downstream front.....	68
Figure 3-34 : Change in density of the fluid on the downstream stationary front in time	68
Figure 3-35 : Shapes of fronts when the air pressure is low	70
Figure 3-36 : Front shape unaffected by air	70
Figure 3-37 : Both fronts stop, the effect of air pressure starts	70
Figure 3-38 : Upstream front shape under the influence of pressure of the air.....	70
Figure 3-39 : The downstream front pushing upstream front	70
Figure 3-40 : Downstream front shape pushing the upstream front.....	70
Figure 3-41 : Shape of the upstream depressurization front for a mild slope	72
Figure 3-42 : General shape of the front for $S_0 = 0.3\%$	72
Figure 3-43 : Front velocity vs Slope at the middle of the pipe.....	72
Figure 3-44 : General shape of the front for $S_0 = 1,8\%$	72
Figure 3-45 : Shape of the upstream depressurization front for a steep slope	73
Figure 3-46 : Oscillations after the passage of the depressurization front, $S_0 = 0.3\%$	73
Figure 3-47 : Oscillations after the passage of the depressurization front, $S_0 = 2.3\%$	73
Figure 4-1 : Schéma du modèle physique – Vue en plan.....	76
Figure 4-2 : Schéma du modèle physique – élévation R1-R4.....	76
Figure 4-3 : Schéma du modèle physique – élévation R3 – R4	77
Figure 4-4 : Acquisition de données par 2 fils	78
Figure 4-5 : Acquisition de données par 3 fils	78
Figure 4-6 : Interface d'acquisition de données par LabView – Face avant du VI.....	79
Figure 4-7 : Interface d'acquisition de données par LabView – Diagramme du VI.....	80
Figure 4-8 : Installation du modèle	81
Figure 4-9 : Raccordement électrique	81

Figure 4-10 : Photo du modèle installé	81
Figure 4-11 : Photo du modèle installé	81
Figure 4-12 : Étalonnage du capteur R_1	82
Figure 4-13 : Étalonnage du capteur C1P1	82
Figure 4-14 : Étalonnage du capteur C1P2	82
Figure 4-15 : Étalonnage du capteur C1P3	82
Figure 4-16 : Étalonnage du capteur C1P4	83
Figure 4-17 : Étalonnage du capteur C1P5	83
Figure 4-18 : Étalonnage du capteur R_3	83
Figure 4-19 : Étalonnage du capteur C3P1	83
Figure 4-20 : Étalonnage du capteur C3P2	83
Figure 4-21 : Étalonnage du capteur C3P3	83
Figure 4-22 : Étalonnage du capteur C3P4	84
Figure 4-23 : Étalonnage du capteur R_4	84
Figure 4-24 : Calibrage du débitmètre Q_1	85
Figure 4-25 : Calibrage du débitmètre Q_2	85
Figure 4-26 : Calibrage du débitmètre Q_3	86
Figure 4-27 : Zones de mesures des différents coefficients	91
Figure 4-28 : Rugosité de la conduite C_1	93
Figure 4-29 : Rugosité de la conduite C_3	94
Figure 4-30 : Friction de la conduite C_1	95
Figure 4-31 : Friction de la conduite C_3	95
Figure 4-32 : K_{av} à surface libre du réservoir R_1	96
Figure 4-33 : K_{av} en charge du réservoir R_1	96

Figure 4-34 : K_{am} en charge du réservoir R_3	97
Figure 4-35 : Organigramme général du modèle	98
Figure 4-36: Les hydrogrammes de R_1 et R_3	104
Figure 4-37 : Variations piézométriques en R_1 et C1P1	105
Figure 4-38 : Variations piézométriques en C1P2 et C1P3	105
Figure 4-39 : Variations piézométriques en C1P4 et C1P5	105
Figure 4-40 : Variations piézométriques en R_3 et C3P1	105
Figure 4-41 : Variations piézométriques en C3P2 et C3P3	105
Figure 4-42 : Variations piézométriques en C3P4 et R_4	105
Figure 4-43 : Variations piézométriquesessai vs simulation en R_1	107
Figure 4-44 : Variations piézométriques : essai vs simulation en C1P1	107
Figure 4-45 : Variations piézométriques : essai vs simulation en C1P3	107
Figure 4-46 : Variations piézométriques : essai vs simulation en R_3	107
Figure 4-47 : Variations piézométriques : essai vs simulation en C3P2	107

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

CFI	Canada Foundation for Innovation
EPA	Environmental Protection Agency
ITM	The Illinois Transient Model
MOC	Method of Characteristics
MOUSE	MOdel for Urban Sewers
NI	National Instrument
NSERC	Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada
SWMM	Storm Water Management Model
SWS	Storm Water Systems
TPA	Two-component Pressure Approach

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I : Incertitudes sur les instruments de mesures	118
Figure I-1 : Tension de sortie du capteur R_1 à $H_{\text{moy}} = 27.6 \text{ cm}$	118
Figure I-2 : Tension de sortie du capteur C1P1 à $H_{\text{moy}} = 17.6 \text{ cm}$	118
Figure I-3 : Tension de sortie du capteur C1P2 à $H_{\text{moy}} = 18.7 \text{ cm}$	118
Figure I-4 : Tension de sortie du capteur C1P3 à $H_{\text{moy}} = 19.4 \text{ cm}$	118
Figure I-5 : Tension de sortie du capteur C1P4 à $H_{\text{moy}} = 18.9 \text{ cm}$	118
Figure I-6 : Tension de sortie du capteur C1P5 à $H_{\text{moy}} = 14.7 \text{ cm}$	118
Figure I-7 : Tension de sortie du capteur R_3 à $H_{\text{moy}} = 32.9 \text{ cm}$	119
Figure I-8 : Tension de sortie du capteur C3P1 à $H_{\text{moy}} = 23.2 \text{ cm}$	119
Figure I-9 : Tension de sortie du capteur C3P2 à $H_{\text{moy}} = 24.4 \text{ cm}$	119
Figure I-10 : Tension de sortie du capteur C3P3 à $H_{\text{moy}} = 24.8 \text{ cm}$	119
Figure I-11 : Tension de sortie du capteur C3P4 à $H_{\text{moy}} = 25.6 \text{ cm}$	119
Figure I-12 : Tension de sortie du capteur R_4 à $H_{\text{moy}} = 44.1 \text{ cm}$	119
Figure I-13 : Tension de sortie du débitmètre Q_1 à $Q_{\text{moy}} = 15.2 \text{ m}^3/\text{h}$	120
Figure I-14 : Tension de sortie du débitmètre Q_2 à $Q_{\text{moy}} = 12.5 \text{ m}^3/\text{h}$	120
Figure I-15 : Tension de sortie du débitmètre Q_3 à $Q_{\text{moy}} = 14.6 \text{ m}^3/\text{h}$	120

INTRODUCTION

1.1 Cadre théorique

Dans le but d'améliorer les conditions de vie des populations, beaucoup de villes ont adopté les réseaux de drainage urbain pour l'évacuation des eaux pluviales afin d'éviter les inondations des rues et des sous-sols. Cela permet de réduire les conséquences y relatives telles que les gênes de la circulation, les encombrements des rues, le développement de maladies hydriques, etc. La conception de ces réseaux obéit entre autres à deux considérations fondamentales : (i) une capacité supérieure au débit généré par la pluie de projet et (ii) une hypothèse d'un écoulement à surface libre dans les conduites. Or, pour plusieurs raisons, cette capacité est régulièrement dépassée :

1. Du fait de leur vétusté, la rugosité des conduites augmente avec comme conséquence la diminution de la capacité d'évacuation ;
2. La démographie galopante entraîne, d'une part, une imperméabilisation accrue par l'urbanisation, donc plus de débit de ruissellement, et d'autre part, elle génère plus de rejets d'eau dans les réseaux d'égout ;
3. La tendance à la hausse des pluviométries intenses et de leurs fréquences (Mailhot *et al.*, 2007), fait accroître les débits à évacuer.

Ainsi, la conséquence directe du dépassement de la capacité du réseau se traduit par des débordements plus fréquents.

Malgré la nouvelle tendance à la prise en compte de nouvelles pratiques de gestion locale des eaux de ruissellement par rétention et ou par infiltration, avec des quantités et des débits réduits à évacuer (InfraGuide, 2005), les réseaux de drainage existants débordent toujours. Ces débordements sont souvent accompagnés de dommages très graves tels que la rupture des canalisations, l'apparition des geysers, l'expulsion des couvercles de regards,... (Hamam et McCorquodale, 1982).

Au vu de ces aspects et de leurs conséquences, il convient de revoir les hypothèses de calcul des nouveaux réseaux et de mettre en place des modèles de simulation plus adaptés pour la gestion

des réseaux existants, tout en conciliant la fonctionnalité, les aspects techniques, financiers, sécuritaires et environnementaux.

Les principaux dysfonctionnements enregistrés lorsque la capacité d'évacuation est atteinte se traduisent dans le réseau par des variations brusques de vitesse et de pression dues à des processus dynamiques d'alternance entre des écoulements non permanents à surface libre et en charge.

Plusieurs modèles et logiciels existent pour calculer ou simuler les réseaux de drainage avec une prise en compte partielle des phénomènes précédemment évoqués. Cependant, très peu de modèles prennent suffisamment en compte l'effet de l'air qui amplifie voire crée ces phénomènes (Guo et Song, 1990; Zhou *et al.*, 2004).

Les modèles peuvent être classifiés en deux approches : l'approche *shock capturing* ou capture de choc, principalement basée sur la fente de Preissmann (Cunge et Wegner, 1964) et l'approche *shock fitting* ou suivi de choc (Wiggert, 1972). Dans la première approche, on ne se préoccupe pas de la position du front d'onde c'est-à-dire la discontinuité entre l'écoulement à surface libre et celui en charge, tandis que dans la deuxième approche la position et la vitesse du front sont calculées à chaque pas de temps. À ces deux approches, il faut ajouter celle dite à deux composantes de pression (Vasconcelos et Wright, 2007) qui se base sur les propriétés élastiques de la conduite. Elle se propose comme alternative, même si elle n'est pas encore suffisamment éprouvée.

En plus de l'approche de calcul, les modèles diffèrent également sur :

- leur schéma numérique de résolution : les modèles avec la méthode des caractéristiques (Wiggert, 1972; Fuamba, 2002), les modèles à volume fini (León *et al.*, 2010), etc.
- leur capacité à mieux prendre en compte l'effet de l'air : modèles monophasiques plus fréquents et modèles diphasiques ou plutôt partiellement diphasiques (Li et McCorquodale, 2001).

Parmi les logiciels, nous pouvons noter Infonet (InfoNet, 2007), Mouse (DHI, 2003), SWMM (EPA, 2004; Rossman, 2005) qui utilisent tous l'approche *shock capturing*.

Pour des raisons de complexité, de gain de temps ou de manque d'hypothèses vérifiées, des simplifications sont faites dans la plupart des modèles, réduisant ainsi la chance de reproduire avec exactitude les phénomènes transitoires.

1.2 Problématique

Les inondations deviennent de plus en plus préoccupantes dans beaucoup de villes du monde, y compris celles du Canada. Leurs principales manifestations sont les débordements des réseaux d'égouts lorsque leur capacité maximale d'évacuation est atteinte ou en cas de dysfonctionnements. La fréquence de ces inondations augmente principalement avec les quatre facteurs suivants : les variations pluviométriques, la sous-estimation de la période de retour pendant la conception, l'urbanisation et la vétusté des réseaux de drainage : 1) avec les changements climatiques, on a tendance à observer des pluies de plus en plus intenses et fréquentes (Mailhot *et al.*, 2007); 2) pour des raisons financières, certaines municipalités choisissent de concevoir leur réseau de drainage avec une pluie de projet de période de retour assez faible (2 ou 5 ans, etc.); 3) l'urbanisation conduit à plus d'imperméabilisation des sols, par conséquent plus de débits et de volumes d'eau à évacuer; 4) la vétusté des réseaux les expose à des pannes fréquentes de pompage, des ruptures de canalisations, mais également elle contribue à une augmentation de la rugosité qui se traduit par une diminution de la capacité d'évacuation.

Tous ces facteurs favorisent un fonctionnement en régime mixte avec alternance d'écoulements à surface libre et en charge alors que le réseau est conçu pour un fonctionnement uniquement à surface libre (Hamam et McCorquodale, 1982). Les passages alternés d'écoulements à surface libre et en charge sont constitués de transitions c'est-à-dire de périodes de variations importantes de pression et de vitesse non suffisamment prises en compte par les outils actuels de simulation des réseaux. Ces phénomènes transitoires, amplifiés par l'effet de l'air, causent d'importants dégâts (effondrement des infrastructures hydrauliques, défaillances, refoulements au niveau des regards, geysers, inondations...) du fait des pressions très importantes (Guo et Song, 1990; Fuamba, 1997). Il devient donc nécessaire de disposer d'outils de simulation adéquats pour l'exploitation et la réhabilitation des réseaux existants mais aussi la conception des nouveaux réseaux.

Pour mettre en place ces types de solutions, des auteurs comme Fuamba (1997) se sont intéressés d'abord à décrire le comportement de l'écoulement, qui peut être résumé en quatre grandes phases. En effet, au début de la pluie, l'eau s'écoule graduellement par écoulement à surface libre. Le début de cette première phase, peu dynamique, est influencé par la rétention des bassins versants. C'est lorsque les premiers ruissellements arrivent à s'accumuler dans un regard d'entrée de réseau que commence cette première phase. Elle correspond à la phase pour laquelle le réseau est conçu pour transporter le débit de design. Lorsque le niveau d'eau atteint la crête de la conduite, un front de remplissage peut naître et se déplacer le long de cette conduite vers sa deuxième extrémité : c'est la deuxième phase. Après cette deuxième phase, deux états existent dans la conduite : une partie est à surface libre devant le front de remplissage et une autre en charge derrière le front.

La conduite se remplit pendant la propagation du front de remplissage. L'écoulement est très dynamique dans cette troisième phase où les variations de pression et de vitesse sont très rapides. Enfin, lorsque le front atteint la deuxième extrémité de la conduite, commence alors la quatrième phase où toute la conduite est en écoulement en charge.

Les réseaux d'égout sont traditionnellement conçus pour fonctionner en écoulement à surface libre. Les logiciels actuels (SWMM, MOUSE, etc.) permettent de simuler un réseau existant ou nouveau. Mais toute la complexité, engendrée par la dynamique des quatre phases, ci-avant décrites, et de l'effet de l'air, n'est pas entièrement prise en compte par ces logiciels.

Une gamme de méthodes de résolution des écoulements non permanents est utilisée dans ces logiciels. La méthode de Preissmann, très répandue, permet de résoudre numériquement les équations de Saint Venant en remplaçant les dérivées partielles par des différences finies. Elle est basée sur l'hypothèse que l'écoulement est à surface libre en tout temps (Cunge et Wegner, 1964).

D'autres modèles de type *shock fitting* ou suivi de choc sont aussi utilisés. Ils prennent en compte l'existence de deux états (surface libre et sous pression) dans la conduite.

Fuamba (1997) présente trois modèles de simulation des écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbains. S'appuyant sur les résultats de ces modèles, le Laboratoire d'Hydraulique de l'École Polytechnique de Montréal est entrain de réaliser un modèle plus évolué (sur lequel est basée notre étude) afin de prendre en compte les différents types de fronts

dans le réseau. Ce modèle devrait encore évoluer pour prendre en compte les effets des poches et bulles d'air.

1.3 Hypothèse

L'effet de l'air a un impact sur la dynamique de l'écoulement, particulièrement sur les variations de pression et les formes des différents types de fronts d'onde.

Les modèles de simulation en cours d'utilisation ne prennent pas entièrement en charge tous les phénomènes transitoires et diphasiques dans les réseaux de drainage. L'originalité de notre étude réside dans le développement de deux modèles avec et sans effet de l'air à des fins de comparaison. L'hypothèse sera réfutée si l'impact de l'effet de l'air n'est pas significatif dans les résultats expérimentaux.

1.4 But de l'étude

Le but principal de la présente étude est de faire une analyse expérimentale des écoulements transitoires avec poches et bulles d'air, dans le but de disposer d'éléments de comparaison et de pistes de solution pour la mise en place d'un modèle de simulation des écoulements transitoires. Plus spécifiquement, il s'agit d'abord de déterminer les différents coefficients de rugosité, de friction et de pertes de charge singulières du modèle physique à réaliser au laboratoire. Ensuite, d'explorer le comportement des fronts d'onde de remplissage et de vidange et réaliser une analyse descriptive de l'effet des poches et bulles d'air dans les écoulements.

1.5 Objectifs

La présente étude rentre dans le cadre d'un travail d'équipe pour la réalisation d'un modèle numérique qui comprendra deux parties : une première sans l'effet de l'air et une deuxième avec prise en charge de l'effet de l'air.

L'objectif global de ce travail consiste à :

- générer des fronts de propagation, mesurer et analyser l'impact de l'air sur ces fronts dans les conduites de drainage soumises à un processus de remplissage et de vidange à partir d'un modèle physique construit dans le Laboratoire d'Hydraulique de l'École Polytechnique de Montréal.

- Disposer de mesures pour la calibration du modèle numérique sans prise en compte de l'effet de l'air.

Plus spécifiquement, il s'agit de:

1. Mesurer les coefficients de rugosité, de friction et de pertes de charge singulières à surface libre et en charge.
2. Décrire et analyser la dynamique de l'écoulement sous les effets de l'air.
3. Réaliser les mesures de laboratoire pouvant servir à une calibration du modèle numérique.

1.6 Revue critique de la littérature

Dans ce travail, l'état de l'art sur le sujet est fait sous forme d'article. La question des écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbain a été abordée par beaucoup d'auteurs, mais elle reste toujours une grande préoccupation.

Transient Flows in Storm Water Systems: Critical Review of Literature and Prospects

Écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbain : revue critique de la littérature et perspectives

Journal name : **Journal of Hydraulic Research**

SAMBA BOUSSO, Master Student, Département des génies civil, géologique et des mines, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, succ. Centre-ville Montréal, QC, H3C 3A7, Canada. E-Mail: sambabouso@yahoo.fr

MATHURIN DAYNOU, PhD Student, Département des génies civil, géologique et des mines, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, succ. Centre-ville Montréal, QC, H3C 3A7, Canada. E-Mail: mathurin.daynou@polymtl.ca

MUSANDJI FUAMBA, (IAHR Member), PhD, Professor, Département des génies civil, géologique et des mines, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, succ. Centre-ville Montréal, QC, H3C 3A7, Canada. E-Mail: musandji.fuamba@polymtl.ca (author for correspondence)

CHAPITRE 1 ARTICLE 1 : TRANSIENT FLOWS IN STORM WATER SYSTEMS : CRITICAL REVIEW OF LITERATURE AND PROSPECTS

1.1 Abstract

Transient flows in storm water systems (SWS) are followed by complex phenomena (pressure and velocity variations, air pocket effects). From an experimental perspective, laboratory tests have contributed to a better understanding of the transient flows phenomena, in order to improve their numerical formalization into a realistic modelling of such complex phenomena. From a numerical perspective, Shock-Fitting and Shock-Capturing techniques are the two main approaches generally used with a few hypotheses and simplifications. None of the software and numerical models that are currently used simulate adequately transient flows in SWS as they either neglect or excessively simplify the transition phenomenon and trapped air pocket effects. In fact, such models generally use non-dynamic hypotheses (open-slot approach, non presence of trapped air).

This paper (1) updates the available knowledge regarding the transient flow modelling, (2) points out through a critical analysis the strengths and weaknesses of the current numerical models, and (3) identifies prospects for future research in transient flows.

1.2 Résumé

Les écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbains s'accompagnent de phénomènes complexes comme des variations instantanées de pressions et de vitesses, et de la présence de poches d'air sur une partie ou toute la longueur de la conduite. Des essais en laboratoire ont contribué à mieux comprendre ces phénomènes, afin d'améliorer la formalisation numérique des écoulements transitoires. Dans la simulation numérique, deux techniques (suivi et capture de choc) sont généralement utilisées, avec quelques hypothèses et simplifications dans le processus.

Malgré les nombreux logiciels et modèles numériques actuellement utilisés, on ne dispose pas encore d'outils suffisamment fiables pour simuler les écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbains, du fait de simplifications ou de négligence de l'effet de l'air. En fait, les modèles utilisent généralement des hypothèses non-dynamiques, comme l'approche de la fente de Preissmann ou la non prise en compte de la présence de poches d'air dans l'écoulement.

Dans cet article, les auteurs présentent d'abord les modèles de simulation des écoulements transitoires, couramment utilisés et ils dressent leur classification. Ensuite, ils analysent chaque type de modèles en présentant ses forces et ses faiblesses. Enfin, les auteurs exposent des perspectives de recherche, identifiées dans le domaine des écoulements transitoires.

Keywords: Free surface flow, interface tracking technique, Preissmann slot technique, pressurized flow, transient flow, urban drainage systems.

1.3 Introduction

Storm water systems (SWS) are designed and rehabilitated to easily evacuate all future rainstorm events that do not exceed the specified design hydrologic level by preventing water over-accumulation in the streets and avoiding flooding. When the discharge exceeds the pipe capacity

during critical rainstorm events, a pressurized flow can be established partially or completely along the entire pipe. Transition from a free surface flow to a pressurized flow can be followed by significant variations in flow depth, pressure and velocity; an entry or expulsion of large quantities of air into/out of the pipe can also occur. Transient flows are then generated. Transient flows can cause hydraulic failures such as the collapse of infrastructure, the ‘blowing-off’ of manhole covers, geysers, and basement flooding, as well as the release of air from the manholes.

Over the years, an increase in SWS overflow has been noticed, with damage ranging from the flooding of low-lying areas to water systems damage, such as pipe rupturing or appearance of geysers, which can be dangerous for public safety. As a result, the discharge to be evacuated tends to increase because of the ever growing urbanization. Drainage design rainfall also tends to be more frequent and more intensive (Mailhot *et al.*, 2007). Consequently, the flow dynamics in pipes is becoming more complex compared to the commonly assumed hypotheses. Instead of a permanent and uniform free surface flow, pipes are facing more and more transient flows which are more critical for their service life.

Although they are designed to operate in the free-surface regime (Samani *et al.*, 2003, Brière, 2000), drainage systems have been handling an increase in transient flows during periods of flooding. In the transient state, free-surface flows and pressurized flows may exist simultaneously. Several authors described the behaviour of the flow during transitional stages: Cunge and Wegner (1964), Yevjevich (1975), Yen (1977), Fuamba (1997), etc. Also laboratory experiments conducted since the 1980’s have made it possible to better understand the dynamics of water into the SWS: Valentine (1981), Hamam and McCorquodale (1982), Zech *et al.* (1984), Cardle *et al.* (1989), Baines (1991), and recently Aimable and Zech (2003), Vasconcelos and Wright (2005, 2008 and 2009), Mokhtar *et al.* (2006). The interaction between water and air has been described by Li and McCorquodale (1999) and Vasconcelos and Wright (2005). Studies conducted by researchers (Zhou *et al.*, 2004 and 2002, Vasconcelos and Wright 2003) have indicated that large peak pressures and severe pressure oscillations inside the drainage system may occur due to the resultant force of the air trapped in the sewer pipe. During transitional periods, a significant amount of air can be trapped in the pipe. Depending on the type of ventilation, the expulsion of this air can generate peaks of pressure and oscillations of great

amplitudes (Zhou *et al.*, 2002 and 2004) or phenomena like geysers. Song *et al.* (1983) and Guo and Song (1988 and 1990) have illustrated the formation process of these geysers. The displacement and formation process of air pockets during fast filling was analyzed by Hamam and McCorquodale (1982); Li and McCorquodale (1999 and 2001).

The transition phenomenon coupled to the trapped air problem has critical effects, yet existing numerical models (such as Mouse, HydroWorks, SWMM, etc.) dealing with the drainage system simulations either neglect or excessively simplify it. In fact, such models generally use non-dynamic hypotheses such as the open-slot approach and the non presence of trapped air into flowing water. The transient flow dynamic analysis should be part of both the design and the rehabilitation processes for building highly efficient sustainable drainage infrastructure. Because the current design approach lacks this kind of analysis, actual drainage systems face unpredictable phenomena, making them unsafe and more vulnerable to damage.

1.4 Classification of current numerical models based on the calculation technique

The fundamental assumption underlying the development of the primary transient flow models is the Preissmann slot. In fact, Preissmann and Werner (1961) were the first to imagine that assuming a slot upper a conduit helps to continue calculating pressurized flow as free-surface flow, by using the well known mass and momentum equilibrium equations and calculating the pressure wave celerity necessary for pressurized flow. When using the Preissmann slot, it is not necessary to know the position of discontinuity between the free surface flow and the pressurized flow. This technique is called “Shock-Capturing” technique. However, calculation of the transient flow hydrodynamic conditions such as the front wave location and celerity remains a great concern for the accuracy and stability of the numerical models. Strong pressure oscillations, compromising the stability of the models appear to wave fronts and its surroundings (Vasconcelos *et al.*, 2006).

Models based on the “**Shock-Capturing**” technique cannot predict the front location, and they usually under estimate the front celerity and the pressure in low piezometric flows. The equations used in these types of models are exclusively made for free surface flow. These models also present limitations on their capacity to calculate phenomena such as water hammer in pressurized

flow. The Preissmann's slot technique gives place sometimes to indecision requiring further iterations to determine the surface level at the time of the transition from pressurized flow to free surface flow (Nguyen, 1990). Also the accuracy of the Shock-Capturing models depends on the performance of the numerical resolution scheme and the choice of flow variables (Toro, 2001, Vasconcelos *et al.*, 2006). Using the Lax-Friedrichs scheme, Vasconcelos *et al.* (2006) showed that the wave front celerity is lower when depth and velocity are considered as flow parameters instead of the flow area and the flow rate. This difference expressed by the front celerity is greater when the height of the discontinuity is greater. The following models are representative of the shock-capturing models: Glaister (1988) Garcia-Navarro *et al.* (1994), Capart *et al.* (1997) and software as InfoNet (InfoNet, 2007), SWMM 5 (EPA, 2004) and MOUSE (DHI, 2003).

In addition to Preissmann's slot technique there is the shock capturing models family, we denote the finite-volume technique used in some models. Models Bourdarias and Gerbi (2006) and León *et al.* (2010) are the latest generation of **finite-volume models** for transients flow in sewers. Generally finite volume model overcome Prissmann slot limitation such as its inability to simulate sub-atmospheric pressures in pressurized flow conditions.

Contrary to the Shock-Capturing models, the hydrodynamic conditions (location and celerity) related to the wave front are calculated at each time step when using the “**Shock-Fitting**” technique or Interface-Tracking technique. To determine the transient flow conditions, Wiggert (1972), Song *et al.* (1983), Cardle and Song (1988), Guo and Song (1990), Fuamba (1997) and other suggested the calculation of (a) the wave front conditions by using the mass and momentum equilibrium equations around the front and (b) the free surface and pressurized conditions in the pipe cross-sections by using the equilibrium respective equations. The Method of Characteristics (MOC) offers a great opportunity as a numerical scheme. The explicit form facilitates the resolution of equations, including calculations of boundary conditions. Comparing the Lax-Friedrichs scheme and the MOC-Hartree method (Sturm, 2000), Vasconcelos *et al.* (2006) showed the weakness of the use of the Method of Characteristics without the wave front follow-up. In fact, their results showed a delay in the wave front propagation when using the MOC. Calculation in the pressurized zone can be done by the use of the Rigid Column Method (Wylie and Streeter, 1993). Li and McCorquodale (1999) proposed a model based on this approach which presents a good agreement between numerical and experimental results. The following

models are representative of the shock-fitting models: Wiggert (1972), Song *et al.* (1983); Cardle and Song (1988), Guo and Song (1990); Fuamba (1997), Gomez and Achiaga (2001), Zhou *et al.* (2002), Politano *et al.* (2007).

Regarding the Interface-Tracking models, the shape of the wave front is subject to many hypotheses. Zhou *et al.* (2002) assumed that the front is characterized by a vertical interface advancing in an air-filled pipe. This interface compresses air that is expelled towards manholes. Experiments conducted by Mokhtar *et al.* (2006) showed that the wave front shape is more complex, variable and strongly influenced by the upstream pressure. The front tends to be inclined more when the pressure decreases.

When using the Preissmann's slot technique in the pressurized zone, the additional head is stored in the slot. This head is included in the term centroid of the momentum equation. The pressure value as it relates to the presence of water in the cross-section and the surcharge pressure term are lumped together, which is adequate for surcharging flows where both terms are positive. However, if the surcharge pressure term becomes negative, the sum of the pressure head terms becomes less than the pipe depth, causing the regeneration of free surface flow (Vasconcelos *et al.*, 2006). This represents a limitation of the Preissmann's slot technique which reduces the validity of this technique for pressurized flows where the piezometric head is lower than the pipe's crown. To overcome this limitation, Vasconcelos and Wright (2007) proposed a **Two-component Pressure Approach (TPA)** capable of simulating full pipe flows with negative gauge pressures. This TPA mode includes the second pressure term in the formulation, by assuming that the unsteady pressurized flow is incompressible and an elastic behavior for the pipe walls.

1.5 Evolution and Classification of Models according the air pocket effect

Beyond the calculation technique, and the type of resolution scheme, the models differ by their ability to take into account the air pocket effect. The transient phenomena and the trapped air pockets in the sewers are concomitant. When the discharge to be evacuated exceeds the pipe capacity or when there is hydraulic failure involving an abrupt flow variable change, part of the pipe can be pressurized. This event is accompanied by particular phenomena in the flow (wave

front, air trapping, water hammer, etc.), which generally, cause damage to the system. The modelling of these phenomena is not yet entirely undertaken because of the complex transient dynamics of the instability of boundary conditions and the presence of two phases (water - air) in the flow. Previous works performed by Wiggert (1972), Song *et al.* (1983), Cardle and Song (1988), Guo and Song (1990), Garcia-Navarro *et al.* (1994), Capart *et al.* (1997), Fuamba (1997 and 2002) and Vasconcelos and Wright (2004) have helped to understand the transient flow issue. However, these works did not sufficiently integrate the effects of trapped air, despite studies conducted by Hamam and McCorquodale (1982), Li and McCorquodale (1999), Zhou *et al.* (2002, 2004) and Vasconcelos and Wright (2003, 2005, 2008 and 2009). The work of Zhou *et al.* (2002 and 2004) showed that the air trapped inside of sewers during rapid fillings can be a cause of important pressure peaks and high-pressure surges.

This paper (1) updates the available knowledge regarding the transient flow modelling, (2) points out in a critical analysis the strengths and weaknesses of the current numerical models, and (3) identifies prospects for future research in transient flows.

1.6 The Shock-Capturing Models

1.6.1 Summary of the Preissmann slot Principles

Flows in pipes are calculated by a system of two partial derivative equations, called Saint Venant equations. These equations express the conservation of mass and momentum, according to assumptions and simplification such as: (i) a hydrostatic distribution of pressure, (ii) a mild slope of the pipe, (iii) a uniform distribution of velocities at each cross-section and (iv) a permanent friction, etc.

In the free surface flow zone, there are two ways of presenting equations, according to flow parameters: a) the flow area and the flow rate (1.1) or b) the water depth and velocity (1.2).

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{A} + gA\bar{y} \right) + gA(S_f - S_0) = 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial y}{\partial t} + V \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{c^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + g \frac{\partial y}{\partial x} + g(S_f - S_0) = 0 \end{cases} \quad (1.2)$$

where A is the flow area, y the water depth, $\bar{y}$ the centroid depth, Q the flow rate, V the velocity, g the gravity acceleration, c the gravity wave celerity, S_0 the pipe slope, S_f the energy slope, x the spatial step and t the time step.

The choice of one system (1.1) or the other (1.2) was already discussed by Sturm (2000); Toro (2001) and Vasconcelos *et al.* (2006) have shown that (1.1) is more suited to give more accurate results when determining the wave front location in the pipe. In a case study, Vasconcelos *et al.* (2006) show that, when one uses the depth and velocity as flow variables (1.2) instead the flow rate and flow area (1.1), simulated wave front have incorrect propagate celerity. In addition, Toro (2001) shows that the front velocity is lower when using the non-conservative form (1.2) instead of the conservative (1.1).

Equations (1.1) and (1.2) are not definite when water depth reaches the crown. The benefit of the Preissmann slot (Figure 1-1), consisting in assuming a particular cross-section whose diameter does not have a limit at the top, is to continue calculating the flow with the same equations system even if a part of the pipe is pressurized. The main condition in choosing the width of the slot is to take into account the pressure wave celerity in pressurized flows (1.3).

$$F = \frac{gA}{a^2} \quad (1.3)$$

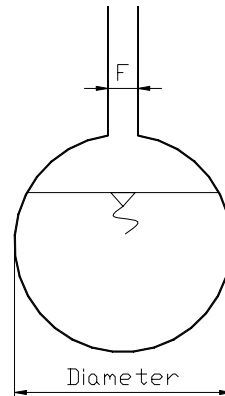


Figure 1-1 : Preissmann slot

where F is the width of the slot and a the pressure wave celerity in the pressurized flow.

The study conducted by Vasconcelos *et al.* (2006) showed the difficulty in selecting the slot width. Indeed, to obtain a satisfactory celerity, the slot should be sufficiently narrow in order to minimize the volume of water stored in the slot cross-section. Various authors (Vasconcelos *et al.*, 2006; Arora and Roe, 1997; Trajkovic *et al.*, 1999) have shown that a very narrow slot can compromise the stability of the model with spurious numerical oscillations.

The Preissmann slot models have the advantage to calculate the flow with the same equations system, without using a specific processing of the discontinuity. According to the effectiveness of the resolution scheme, this discontinuity can be more or less smoothed. Despite of the discontinuity limitation, the Preissmann slot remains largely used because of its simplicity.

1.6.2 Single-Phase Flow Models

When flow is exclusively of a free surface type, the use of such models (Glaister, 1988; Garcia-Navarro *et al.*, 1994) presents no particular limitations. Problems arise when the water depth reaches the pipe crown. In this case, the mass and momentum equations become indefinite. Cunge and Wegner (1964) suggested the use of a hypothetical slot on the crown aimed at: (i) allowing the pressurization of the pipe without modifying the equations and (ii) obtaining the necessary pressure wave celerity, much faster into the pressurized zone (Vasconcelos *et al.*, 2006). To achieve these two goals, dimensions of the hypothetical slot must satisfy the conditions of pressure wave celerity in the pressurized flow. A very small slot width is necessary to comply with equation (1.3). When the width of the slot is imposed, the determination of a realistic celerity becomes difficult, especially since it depends on the air trapped in the fluid. The Preissmann slot simplifies the problem of transient flow regime to a standard problem of free surface flow into a cross-section of special shape. The use of the slot allows having a centroid depth exceeding half the diameter. In these types of models, the mathematical formulation (1.4) of the equations system (1.1) is used by many authors (Capart *et al.*, 1997; Johnson *et al.*, 2002; Vasconcelos and Wright, 2007).

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} A \\ Q \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} Q \\ \frac{Q^2}{A} + gA\bar{y} \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ (S_0 - S_f)gA \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

The fundamental difference between current models lies in the numerical schema used and which impacts strongly on the quality of results and the stability of the model.

1.6.3 Diphasic Models

The diphasic models are usually used in the oil or nuclear power industries. Chaudhry (1979) presents a system of three equations resulting from the momentum, the energy and the continuity equations to calculate a homogeneous fluid (water-air). This system is solved by an implicit finite difference method similar to the Method of Characteristics, but which does not require the fulfilment of the Courant condition. Because of the complexity of the SWS boundary conditions associated with manholes where unsteady hydrographs are entering in systems, these types of models are not directly transposable into SWS.

Some researchers tried to integrate the air-water interaction to simulate transient flows in SWS. However, these attempts do not describe effectively the behaviour of diphasic flow in a highly reliable and generalized way. In the majority of cases, these models were developed to justify and corroborate observed results during experimental investigations (Hamam and McCorquodale, 1982; Li and McCorquodale, 1999 and 2001).

1.6.4 Finite volume Models

a) The finite volume model of Bourdarias and Gerbi (2007) simulates mixed flows and related phenomena. In this model, the free surface flow (1.5) and pressurized flow (1.6) equations are combined to obtain dual model under conservative form (1.7).

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{A} + gI_1 \cos \theta(x) \right) = gA(\sin \theta - S_f) + gI_2 \cos \theta(x) \end{cases} \quad (1.5)$$

In which: $I_1 = A\bar{y}$ and $I_2 = 0$ for uniform geometry of channel. Where A : flow area, Q : flow rate, x : axis direction, t : time step, θ : pipe incline, S_f : pipe slope.

$$\begin{cases} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial B}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{B^2}{M} + c^2 \rho M \right) = \rho g M (\sin \theta - S_f) + c^2 \frac{M}{A} \frac{dA}{dt} \end{cases} \quad (1.6)$$

In which : $M = \rho A$ and $B = \rho Q$.

Dual model conservative form is presented by equation (1.7):

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{A} + p(x, A, E) \right) = g A \sin \theta - g K(A, E) \frac{Q|Q|}{A} \end{cases} \quad (1.7)$$

In which : E denotes the “state” of the current point (free surface : $E = FS$, or pressurized: $E = Press$) and wher the pressure low term writes (1.8):

$$\begin{cases} p(x, A, E) = g I_1 \cos \theta(x) & \text{if } E = FS \\ p(x, A, E) = g I_1 A_{\max} \cos \theta(x) + c^2 (A - A_{\max}) & \text{if } E = Press \end{cases} \quad (1.8)$$

$$\begin{cases} K(A, E) = \frac{1}{K_s^2 R_h(A)^{4/3}} & \text{if } E = FS \\ K(A, E) = \frac{1}{K_s^2 R_h(A_{\max})^{4/3}} & \text{if } E = Press \end{cases} \quad (1.9)$$

Where : R_h : hydraulic radius, K : friction term, K_s : Strickler coefficient.

The interest for this transformation is that the momentum (second part in equations (1.5) and (1.6)), the pressure (1.8), the friction term (1.9) and the friction law (1.10) are continuous through transition point.

$$K(A) = \frac{1}{K_s^2 R_h(A)^{4/3}} \quad (1.10)$$

In this model authors use finite volume discretisation for i) first order Roe scheme and solution of the Riemann problem to solve the non transition point and ii) two solutions of Riemann problem and Rankine-Hugoniot jump condition to solve transition point. Numerical and experimental results give good agreement. The model can deal with multiple transitions between two types of flow.

b) The Illinois Transient Model (ITM) is a multipurpose Finite Volume shock-capturing model to analyze transient flows in closed-conduit systems ranging from dry-bed flows, to gravity flows, to partly gravity-partly surcharged flows (mixed flows) to fully pressurized flows (water hammer flows) (León and Oberg, 2010). This model have two features : i) it can simulate flow regimes in complex closed-conduit systems : describe positive and negative open channel-pressurized flow interfaces, interface reversals, simulate sub-atmospheric pressures in the pressurized flow region ; ii) it can simulate transient mixed flows when large pressure wave celerities (1000 m/s) are used.

ITM model governing equations are written in their vector conservative form as follows (1.11) (León *et al.*, 2007):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = S \quad (1.11)$$

In the ITM model the free surface region is simulated using the 1D Saint-Venant equations (1.12), the pressurized region is simulated using the classical 1D compressible water hammer equations and open channel-pressurized flow interfaces are simulated by enforcing mass, momentum and energy relations across open channel-pressurized flow interfaces (1.13) (León *et al.*, 2010).

$$U = \begin{bmatrix} \rho_w A \\ \rho_w Q \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho_w Q \\ \rho_w \frac{Q^2}{A} + A \bar{p} + \rho_w g A_f H \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho_w g A (S_0 - S_f) \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho_f A_f \\ \rho_f Q \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho_f Q \\ \rho_f \frac{Q^2}{A_f} + A_f p \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho_f g A_f (S_0 - S_f) \end{bmatrix} \quad (1.13)$$

Where : the variables for free surface flow are the following : A : flow area, Q : flow rate, $\bar{p}$: average pressure of water column over the cross-section area, H : gauge air pressure head, ρ_w : liquid density, S_0 : pipe slope, S_f : energy slope. The variables for the pressurized flow are the following : A_f : full cross-sectional area, p : pressure acting on gravity centre of A_f , ρ_f : fluid density for compressible water hammer flows. For single-phase flow conditions $H = 0$.

In compressible water hammer flows, the authors use un third equation (1.14) for calculate ρ_f , p and Q .

$$p = p_{ref} + a^2 (\rho_f - \rho_{ref}) \quad (1.14)$$

Where : a is the pressure wave celerity in single-phase flow conditions, ρ_{ref} and p_{ref} are the reference density and reference pressure, respectively. The reference state (subscript ref) is defined at the phase change from free surface to pressurized flow, for which all flow parameters in both free surface and pressurized flow regime are identical.

For determining the gauge air pressure head H in equation (1.14), authors use two Martin's (1976) equations: i) equation (1.15) for no air release, and ii) equation (1.16) for air release.

$$\frac{dH}{dt} = -k \frac{H^*}{V} \frac{dV}{dt} \quad (1.15)$$

$$\frac{dH}{dt} = -k \frac{H^*}{V} \frac{dV}{dt} + k \frac{H^*}{m} \frac{dm}{dt} \quad (1.16)$$

Where: V : is the air pocket volume, m : the masse of air, k : the heat capacity ratio. Those parameters are defined in Martin (1976) and Zhou *et al.* (2000).

The numerical scheme used in the ITM model is an explicit Finite Volume Godunov-type scheme. This Godunov-type scheme (Toro, 2001) has the peculiarity to capture shocks in the solution automatically, without explicitly tracking them. For evaluate the accuracy and robustness of the model, authors compare numerical results with Trajkovic *et al.* (1999) to simulate a positive mixed flow interface reversing its direction and becoming a negative

interface, Vasconcelos *et al.* (2006) to simulate sub-atmospheric pressures in pressurized flow regime the ITM model for simulating transient free surface flows, pressurized flows, etc. All comparison show good agreement.

1.7 Two-component Pressure Approach

1.7.1 Summary of the Principles

In the pressurized zones, when the piezometric head goes below the crown; the models based on the Preissmann slot regenerate systematically a free surface flow, assuming that the flow is sufficiently ventilated. To overcome this limitation Vasconcelos and Wright (2007) proposed an approach (1.17) known as two-component Pressure Approach (TPA). In this approach, pressure is expressed by two components: the first represents the hydrostatic-like pressure, which never exceeds the half of the pipe's diameter and the second represents the overpressure. This overpressure which can be either positive, when a full pipe occurs, or negative if a part of the pipe is depressurized without regenerating a free surface flow.

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{A} + gA(h_c + h_s) \right) + gA(S_f - S_0) = 0 \end{cases} \quad (1.17)$$

Where: h_c is the hydrostatic-like pressure ($h_c \leq D/2$), and h_s the overpressure. The other parameters remain identical to those previously defined.

This approach is based on assumed elastic behaviour of the pipe where the pressure wave celerity is given by an expression (1.18) of Wylie and Streeter (1993). This expression takes into account the variations of the cross-section and pressure, which are related to the elastic geometrical properties of the pipe by an expression (1.19) of Vasconcelos and Wright (2007).

$$a = \sqrt{\frac{A \Delta p}{\rho \Delta A}} \quad (1.18)$$

$$h_s = \frac{a^2}{g} \frac{\Delta A}{A} \quad (1.19)$$

Where: ΔA is the flow area variation A , Δp the pressure variation p and ρ the fluid density.

This model functions with a three step algorithmic calculation. Firstly, in the absence of transition, the value representing the overpressure is null while the one representing the hydrostatic one is calculated according to the conservative variable of the cross-section flow. Then, with the initialization of the transition phase on one of the two boundary conditions, the height of the overpressure becomes positive at the transition point and over the entire pressurized zone. Lastly, if a depressurized front is generated, the algorithm tests if there is sufficient ventilation. If it is the case, the depressurization will reduce the total head to a value lower than the crown and the free surface flow is automatically regenerated. Otherwise, the hydrostatic-like pressure is equal to half of the diameter whereas the overpressure becomes negative.

1.8 Interface Tracking Models

1.8.1 Summary of the principles

The Interface-tracking models use a numerical approach, which consists in separately treating the two sides of the bore front (Figure 1-2) and a special processing of the front by mass (1.20) and momentum (1.21) equations. In these types of models, three important groups are distinguished: a) the first corresponds to models which calculate free surface flow and pressurized flow with the Method of Characteristics, b) the second represents the models which calculate both flows via the rigid column and c) the third corresponds to the models which calculate the free surface flow with the Method of Characteristics and the pressurized flow using the rigid column or localized inertia approach (Wylie and Streeter, 1993).

$$A_1 (V_1 - w) = A_2 (V_2 - w) \quad (1.20)$$

$$g (A_1 h_1 - A_2 \overline{y_2}) = A_1 (V_1 - w)(V_2 - V_1) \quad (1.21)$$

$$w = \Delta x / \Delta t \quad (1.22)$$

Where the index 1 corresponds to the pressurized zone and index 2 to the free surface zone. A represents the flow cross-section, V the velocity, h_1 the pressure, $\bar{y}$ the centroid and w the wave celerity. Δx is the distance travelled by the wave front during the Δt time.

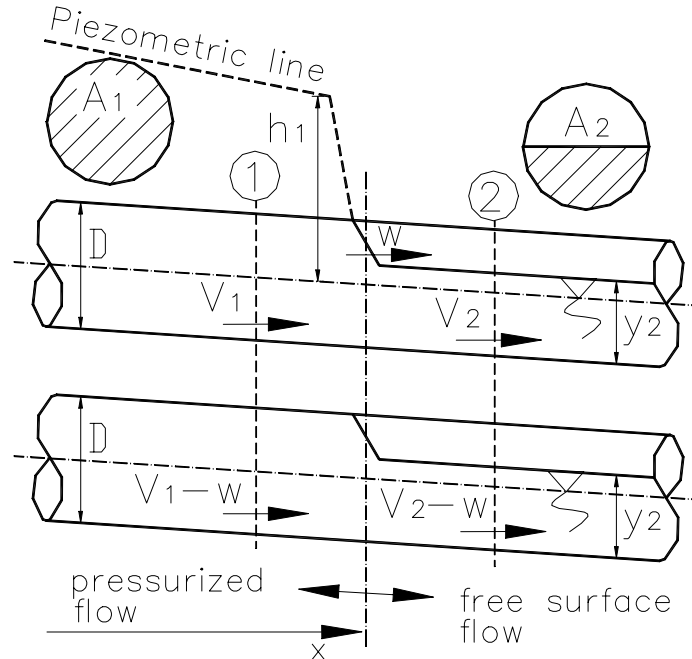


Figure 1-2 : Shock fitting approach scheme

Regarding the interface-tracking models, free surface flows are governed by the same equations than those used by the Preissmann slot models.

1.8.2 Single Phase Flow Models based on the Method of Characteristics

The interface-tracking models using the Method of Characteristics to solve the free surface and pressurized flows are indexed in the literature. The pressurized flow is generally calculated by applying the mass and momentum equations (1.23) in which the flow parameters are the piezometric head (H) and the velocity (V) (Wylie and Streeter, 1993).

$$\begin{cases} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial H}{\partial x} + VS_0 = 0 \\ g \frac{\partial H}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + gS_f = 0 \end{cases} \quad (1.23)$$

Song *et al.* (1983), Cardle and Song (1988) and Guo and Song (1990) were the first to develop a numerical model able to describe the pressure and the velocity conditions to each time step in

each interior pipe cross-section. Fuamba (1997 and 2002) analyzes a pressurizing wave front by taking into account the probability of critical and torrential flows appearing in the free surface flow. In his work, three one-dimensional models differing from each other by the used numerical method, were developed and tested successfully on real data and in a laboratory. A comparison of the three models was made and the selection criteria were suggested. However, these models require intensive calculation resources because of the large number of iterations. These models do not take into consideration the presence of several fronts (Figure 1-3) and the presence of transient diphasic flow.

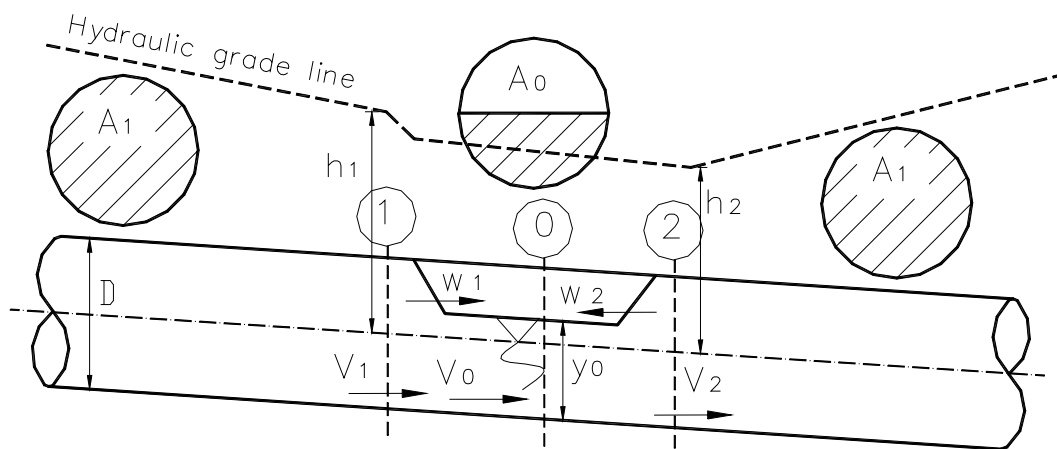


Figure 1-3 : A meeting of two wave fronts

The effect of air in the Interface-tracking models, with the Method of Characteristics to calculate the pressurized and free surface flows, was partially tackled by the work of Gomez and Achiaga (2001). To reduce the amplitude of the pressure oscillations due to the water hammer effect, when two bore fronts meet, the authors proposed to reduce the value of the pressure wave celerity, just after the collision, to numerically reproduce the test results obtained from the laboratory. This reduction of the pressure wave celerity is explained by the presence of air between the two fronts. Indeed, the experimental investigation of Wylie and Streeter (1993) showed that a pressure wave celerity of 1000 m/s for a zero air content in the fluid decreases to 200 m/s for a 1% air content and to zero when the air content is 100%. The impact of this pressure wave celerity on maximum pressures can be understood if an analogy is made with the

phenomena of water hammer in closed pipes. Equation (1.24) developed by Joukowski-Alliévi (Carlier, 1986) shows the pressure variation is directly associated with this pressure wave celerity a :

$$\Delta H = \pm a \frac{V_2 - V_1}{g} \quad (1.24)$$

Where: V_1 and V_2 are the water velocities in the two wave fronts, ΔH is the pressure variation. The processing of two wave fronts collision remains a topic that has not been sufficiently investigated. The calculation of the pressure wave celerity when fronts get into collision, is not enough documented in the literature. This is also the case for the characterization of the wave front and the determination of the air content volume in the wave front in order to calculate the exact pressure wave celerity. In real SWS cases with particular manhole situations such as a supply-fall, a significant amount of air can be introduced in the pipe. Experimental tests performed on a physical model (Figure 1-4) in the Hydraulic Research Laboratory of École Polytechnique de Montréal have shown that a pressurized wave front generated from a supply-fall and propagating upstream contains a large amount of air (Figures 1-5 and 1-6) (Bousso *et al.*, 2010). This quantity of air decreases once one departs from the front. In the case of a stationary downstream front (Figure 1-7), obtained when energy is just sufficient to remain motionless, the air content is weaker than when the discharge is sufficient enough to force the wave front (Figure 1-5) to advance against the flow. This last front is similar to the air-entrained hydraulic bore observed by Ead and Ghamry (2002) in circular pipes. This presence of air in the wave front and in the pressurized zone, but at a lower rate, can also be observed without being supplied by a fall (Figure 1-4). Given these reasons, it appears important to classify the front types and to quantify the air content in order to take into account the fluid density variation in the models, particularly when calculating the wave front location and the pressurized flow conditions near the front.

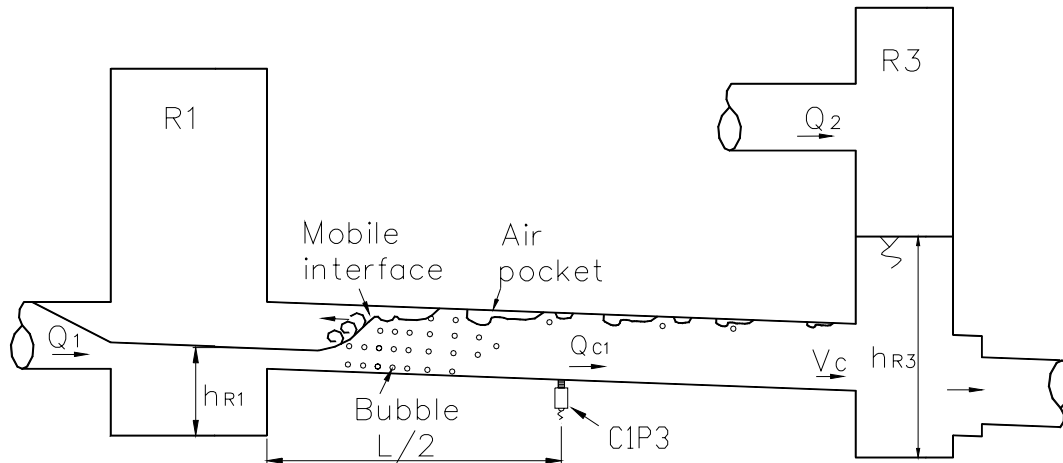


Figure 1-4 : Downstream front scheme

The physical impact of the captured air is detected by physical oscillations which are important enough when the wave front reaches the cross-section (Figures 1-8 and 1-9). These oscillations could be due to the compression and expansion of air bubbles and pockets.



Figure 1-5 : Downstream front spread



Figure 1-6 : Stationary downstream front

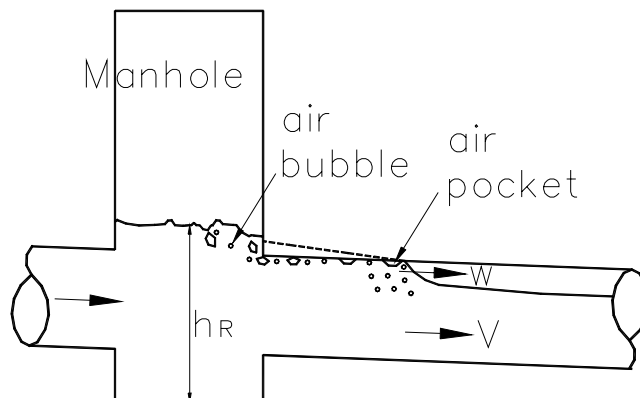


Figure 1-7 : Upstream front scheme

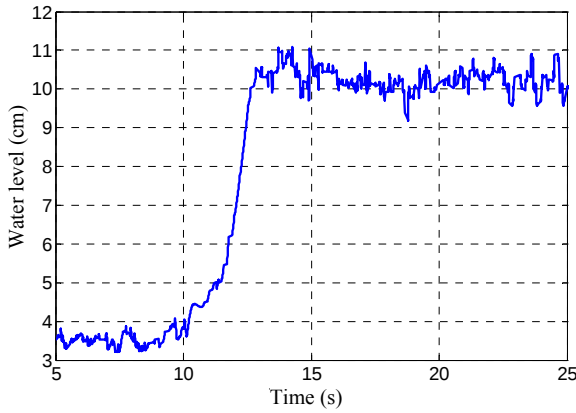


Figure 1-8 : Oscillations at 40 cm after passage of the stationary front with a slope $S_0=0.3\%$

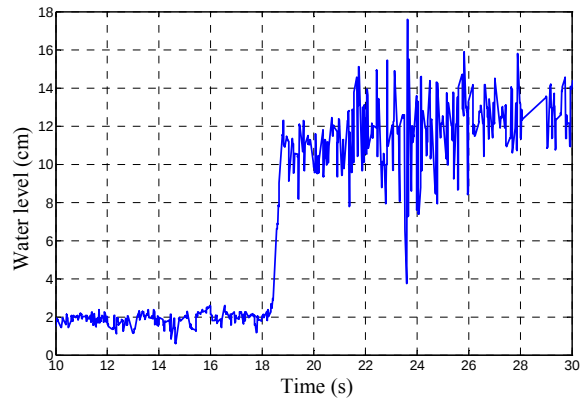


Figure 1-9 : Oscillations after the passage of a highly ventilated front on a slope $S_0=0.3\%$

To overcome the usual assumption of vertical interface between the pressurized and the free surface flow, and to calculate the flow conditions even if the energy is insufficient, Politano *et al.* (2007) have proposed a model in which the mass and the momentum equations are applied on an inclined interface (Figure 1-10).

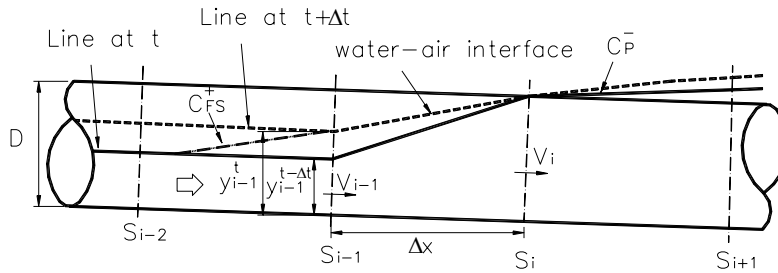


Figure 1-10 : Inclined wave front (Politano *et al.*, 2007)

In this model, the Method of Characteristics is used to calculate the free surface flow conditions by applying equation (1.2) and the pressurized flow conditions by applying equation (1.23). The mass (1.25) and momentum equations (1.26), applied to the movable interface between sections S_i and S_{i-1} , with the positive characteristic for free surface in S_{i-1} and the negative characteristic in the pressurised flow S_i , allows to obtain four equations for calculating the four unknowns (water depths and velocities) for both sections S_i and S_{i-1} .

$$\frac{d(A_{i-1} - A)}{dt} \Delta x = A_{i-1} V_{i-1} - A V_i \quad (1.25)$$

$$A_{i-1} V_{i-1}^2 - A V_i^2 + g \overline{y_{i-1}} A_{i-1} - (H_i - Z_i - D/2) A + g \Delta x S_0 (A_{i-1} + A) / 2 \quad (1.26)$$

where A_{i-1} and A_i are respectively flow cross-section in S_{i-1} and S_i , V_{i-1} and V_i are velocities at selected areas A_{i-1} and A_i respectively, $\overline{y_{i-1}}$ is the centroid depth in S_{i-1} , H_i the piezometric head at S_i , Z_i the invert elevation of the cross-section S_i , A the full cross-section of the pipe, D the pipe diameter and S_0 the pipe slope.

Results of this model, compared to experimental results, show good agreement. However, this model does not take into account the effect of air or the eventuality of several wave fronts.

Wiggert's (1972) developed a numerical model which is part of the first generation. He uses the equation (1.19) to calculate the pressurized flow conditions such as a rigid column and the free surface flow using the Method of Characteristics applied to equation (1.2).

1.8.3 Diphasic Models based on the Rigid Column

The models of Li and McCorquodale (1999); Zhou *et al.* (1999, 2002 and 2004) are the most known for this type of models. Li and McCorquodale (1999 and 2001) applied the rigid columns principle to the pressurized flow to study the trapped air effects in SWS conduits. Hamam and McCorquodale (1982) assumed a hypothetical stationary air bubble being compressed and expanded between two rigid columns. This approach was extended by Li and McCorquodale (1999) who modeled the trapped air bubble propagation (Figure 1-11). Indeed, there authors solved the set of equations formed by (1) the resulting force applied to the rigid column, (2) the mass equation and (3) the momentum conservation equation to obtain accelerations of columns A (1.27) and C (1.29). The acceleration of column B (1.28) is obtained by applying the momentum equation combined to the mass equation and the rate of variation of the rigid column mass (Figures 1-11, 1-12 and 1-13).

$$\begin{aligned}
\frac{dV_A}{dt} = & \frac{g}{L_A} \left[S_i - \frac{V_A^2}{2g} - K_A \frac{V_A |V_A|}{2g} \right] - \frac{p_a + \frac{\gamma_w y_B A_B}{2A_p}}{\rho_w L_A} \\
& + gS_0 - f_A \frac{V_A |V_A|}{8R_A} + \frac{V_A V_b}{L_A} + \frac{V_A |V_A|}{L_A} - \frac{V_A |V_A + V_b|}{L_A} \\
& - \frac{(V_A + V_b)(V_B - V_b)}{L_A}
\end{aligned} \tag{1.27}$$

$$\frac{dV_B}{dt} = gS_0 - f_B \frac{V_B |V_B|}{8R_B} + \frac{V_B A_p (V_A - V_C)}{A_B L_B} \tag{1.28}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dV_C}{dt} = & -\frac{g}{L_C} \left[S_F - \frac{V_C^2}{2g} + K_C \frac{V_C |V_C|}{2g} \right] + \frac{p_a + \frac{\gamma_w y_B A_B}{2A_p}}{\rho_w L_A} \\
& + gS_0 - f_C \frac{V_C |V_C|}{8R_C} + \frac{V_C V_b}{L_C} + \frac{V_C |V_C|}{L_C} + \frac{V_C |V_C + V_b|}{L_C} \\
& - \frac{(V_C + V_b)(V_C - V_B)}{L_C}
\end{aligned} \tag{1.29}$$

where subscript A, B and C correspond to the water columns A, B and C respectively; L is the column length, f the friction, V the velocity, y the water depth, K the pipe entrance or exit loss coefficient, S_0 the pipe slope, A_p the full cross-section, p_a the air pressure in through the wave front and γ_w and ρ_w the water unit weight and density.

In addition to equations (1.27) to (1.29), the authors used the mass conservation equation between two consecutive manholes, the air bubble mass continuity equation and pseudo adiabatic expansion equation.

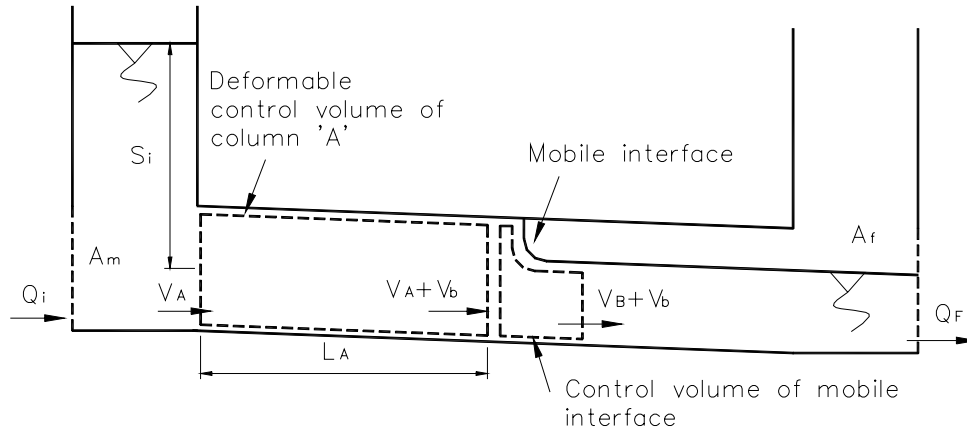


Figure 1-11 : Rigid column 'A' from Li and McCorquodale (1999)

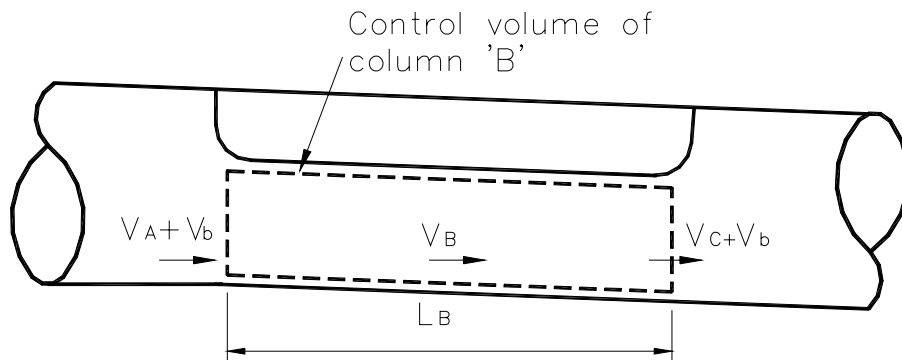


Figure 1-12 : Rigid column 'B' from Li and McCorquodale (1999)

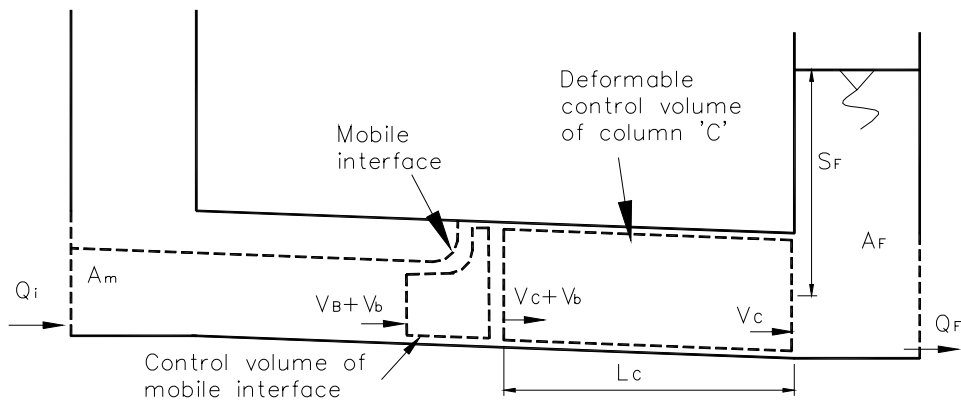


Figure 1-13 : Rigid column 'C' from Li and McCorquodale (1999)

Results from this model, compared to experimental results, showed good agreement on the pressure variation. However, the model overpredicts the minimal and maximum pressure values.

This model can simulate only one air bubble. Generally speaking, the rigid columns based models calculate the pressure value and assume the value constant into the pressurized zone. Even if they can integrate the air trapped effects, these models cannot however describe the pressure and velocity conditions at each time step.

An ordinary differential equation based on the momentum equilibrium of a rigid column represents the majority of the Rigid-Column models. Li and McCorquodale (1999) presented this equation (1.30) for a pressurized column of a downward pipe whose downstream end is connected to a submerged manhole (Figure 1-14).

$$x_1 \frac{dV_2}{dt} = g(h_0 - h_1) - wV_2 - \left[\left(K_s + \frac{f x_1}{D} \right) \frac{|V_2|}{V_2} - 1 \right] \frac{V_2^2}{2} + g x_1 S_0 \quad (1.30)$$

where x_1 is the length of the pressurized column, V_2 the water velocity in the column, w the pressurized column propagation celerity, h_0 the head generating the wave front, h_1 the pressure head at the front, K_e the exit head loss coefficient, f the Darcy friction factor, D the pipe diameter and S_0 the pipe slope.

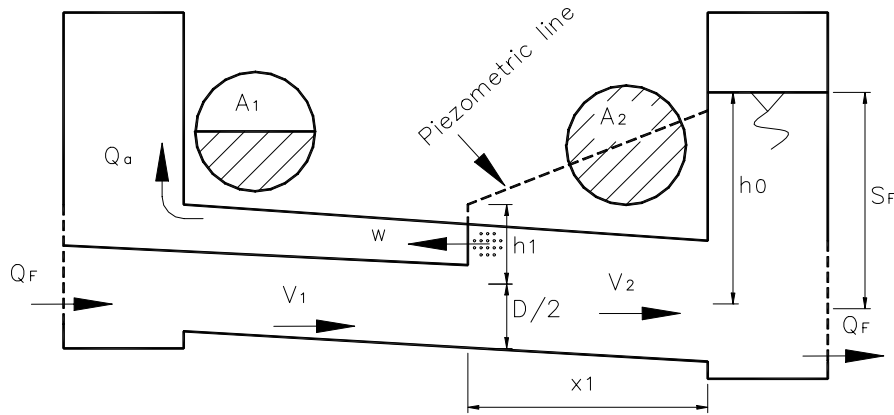


Figure 1-14 : Rigid column from Hamam and McCorquodale (1982)

Equation (1.30) was first used in its simplified form (1.31) by Wiggert (1972) in an Interface-tracking model.

$$x_1 \frac{dV_2}{dt} = g(h_0 - h_1) + g x_1 \left(S_0 - \frac{n^2}{R_h^{4/3}} V_2 |V_2| \right) \quad (1.31)$$

where n is the Manning roughness and R_h the hydraulic radius.

In addition to the momentum (1.32) and continuity (1.33) equations, Li and McCorquodale (1999) used equation (1.34) to estimate the air relative velocity over the flowing water mass in the free surface flow zone. Milne-Thomson (1938) developed an equation showing instability caused by air on the water surface.

$$\gamma \bar{y}_1 A_1 + p(A_1 - A_2) - \gamma \bar{y}_2 A_2 + \gamma h_1 A_2 = \rho A_1 (V_1 + w)(V_2 - V_1) \quad (1.32)$$

$$(V_1 + w)A_1 = (V_2 + w)A_2 \quad (1.33)$$

where γ is the water density, $\bar{y}_1$ and $\bar{y}_2$ the centroid depths at upstream and downstream from the front, A_1 and A_2 the upstream and downstream flow areas, V_1 and V_2 the upstream and downstream velocities, h_1 the pressure in the pressurized zone, p the air pressure at the wave front, and w the wave celerity.

$$V_a = \frac{Q_a}{A_2 - K_G A_1} = \frac{w(A_2 - A_1)}{A_2 - K_G A_1} \quad (1.34)$$

where: V_a is the air velocity expelled by the pressurizing front, Q_a the air flow in front of the wave front, A_1 and A_2 the flow areas respectively on the free surface flow and the pressurized flow and $K_G = 1.2$ accounts for the gradually varied nature of the free surface (Hamam and McCorquodale, 1982).

In the model of Zhou *et al.* (2002 and 2004), the Martin's differential equation (1976) (1.35) is used to determine the air absolute pressure through the wave front (Figure 1-15).

$$\frac{dH^*}{dt} = -k \frac{H^*}{V_a} \left(\frac{dV_a}{dt} - Q_a \right) \quad (1.35)$$

where : H^* is the absolute air pressure, V_a the air volume in the front, Q_a the air flow when coming out of the pipe.

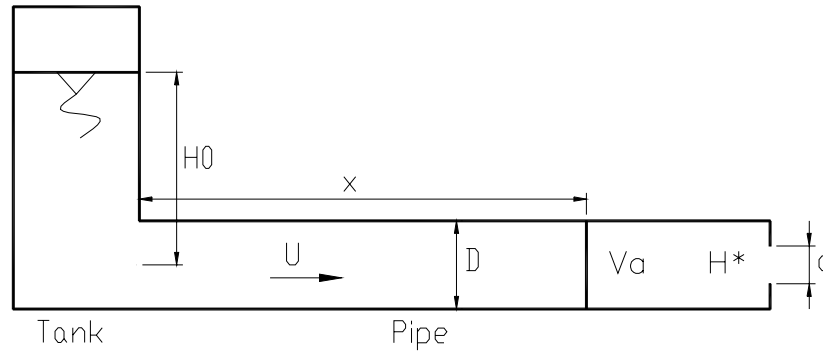


Figure 1-15 : Conceptual design from Zhou *et al.* (2002)

1.9 Strengths and limitations of current models

As noted before, a wide range of transient flow models exists. But the validity of these models depends closely on the choice of the numerical resolution method, unknown flow factor parameters, boundary conditions and whether or not the air effect is taken into account. The following sections present strengths and limitations of current models as available in the literature (Table 1-1).

1.9.1 Preissmann Slot Models

Ability to manage progressive transitions: These models make it possible to have a gradual transition between free surface flow and pressurized flow, far away from the wave front. In such a case, they are preferred to Interface-tracking models (Vasconcelos *et al.*, 2006).

Simplicity and homogeneity: Authors like Vasconcelos *et al.* (2006) underline the popularity of the Preissmann slots models because of their simplicity. The use of a single resolution scheme in pressurized flow and in free surface flow zones also enables these models to maintain some consistency in the results. This circumvents the effects of changing the equations system, such as change from rigid column with the Method of Characteristics.

Underestimation of pressure wave celerities: The difficulties encountered in the Preissmann slot models are usually the calculation of pressure wave celerities (1.18) and the wave front location. Indeed, the pressure wave celerity depends strongly on the quantity of air trapped in the fluid. A slot adapted to a good celerity is a sufficiently narrow slot, in respect of equation (1.3). However,

this situation generates spurious numerical oscillations. In this case, the time step is too small and it affects the capacity of the model to run numerical simulations over a long period; whereas a large slot leads to too low pressure wave celerities, with unrealistic results. Then the volume of water stored in the slot becomes very important and the wave front location is not accurate (Vasconcelos *et al.*, 2006).

Spurious numerical oscillations: Authors like Arora and Roe (1997); Trajkovic *et al.* (1999); Vasconcelos *et al.* (2006, 2009) showed the appearance of very strong spurious oscillations, if the flow transition coincides with the front. These oscillations are also observed when the celerity of the pressure wave is high or the time step very small. The use of digital filters like that of Press *et al.* (1989) makes it possible to attenuate these oscillations. However, these filters pose two types of problem. The first one is the attenuation of all kinds of numerical oscillations, whereby some can be of physical origin like the oscillations generated during the air pockets release or the oscillations after the passage of the front (Figures 1-8 and 1-9) (Bousso *et al.*, 2010). The second problem is the numerically time consuming effort which can reach 60%, according to Vasconcelos *et al.* (2006). In a recent comparative study, Vasconcelos *et al.* (2009) proposed a second more complex technique, based on a hybrid flow approach which introduces a digital diffusion near the front, with better results.

However, according to our observations from experimental investigations (see Figures 1-8 and 1-9), the air rate generates important physical oscillations. To differentiate these oscillations from those of numerical origin, it is advisable to characterize the types of fronts by determining the lengths in which the density variation is important and also the zone of high strong pressure oscillations.

Free surface flow regeneration: In the pressurized flow zones, when the piezometric head is below the crown, a free surface flow is regenerated even if the ventilation is insufficient (Cunge *et al.*, 1981; Song *et al.*, 1983; Vasconcelos *et al.*, 2006).

1.9.2 Finite Volume Models

No restriction on low piezometric flow: The main limitation of the Preissmann slot models is its inability to simulate sub-atmospheric pressures in pressurized flow conditions. The Finite Volume Illinois Transient model overcomes this limitation by its robustness (León *et al*, 2010).

No restriction in pressure wave celerity: Contrary to the Pressmann slot and TPA models, Finite volume by León *et al*. (2010) can realistically simulate pressure wave celerity.

Complex scheme: A finite volume scheme can be complex and may be difficult to set, especially in its resolution. It requires a mathematical formulation with robust powerful solvers. To facilitate the numerical resolution, Bourdarias and Gerbi (2007) made use of a linearized Riemann solver. However, as pointed out by Toro (2001) and León *et al.*, 2010, this linearization for free surface flows is not sufficiently robust to be generally used. In particular, this solver may give negative depths in cases involving strong rarefactions leading to very shallow water.

1.9.3 Two-component Pressure Approach (TPA)

Ability of calculating pressurized flows with low piezometric head: This approach (Vasconcelos and Wright, 2007) overcomes the limitation related to the presence of low piezometric head. By decomposing hydrostatic pressure and those related to overpressure, the approach can simulate low piezometric pressurized flows. By checking the presence of ventilation, it prevents regeneration of an unjustified free surface flow.

Low pressure wave celerity: As in the Preissmann slot models; this model is also confronted with the difficulty of taking into account the actual pressure wave celerity. The use of a real wave celerity obtained from the geometrical and elastic characteristics of the pipe leads to instabilities of the model.

Absence of the air effect: Consideration for the air effect remains a major concern for current models.

1.9.4 Interface-Tracking Models

Better positioning of the wave front: The Interface-Tracking models offer a better estimate of the wave front celerity and its positioning. Pressurized front pressure is calculated with the continuity (1.20) and momentum (1.21) equations applied at the wave front cross-section, allowing a better accuracy on the piezometric head at any location and time.

Better identification of the free surface flow zone: By the use of the Method of Characteristics, free surface flow is calculated by taking into account its real flow rate: sub-critical, critical or supercritical flow (Fuamba, 2002).

Difficulty of determining large discontinuity: The Interface-Tracking methods using the Method of Characteristics are not stable when a major discontinuity appears in the flow. The flow parameters can have several solutions which compromise the stability of the model (Chaudhry, 1995). To avoid this constraint, it might be necessary to initiate a wave front each time. While this situation leads to the presence of a multitude of fronts difficult to manage.

Long computing time: The interface tracking requires important iterations of nonlinear mass and momentum equations across the front. To fulfill the Courant condition, a very small time step on the pressurized side is needed, compared to that on the free surface flow. The wave front and the pressurized zones conditions are thus calculated with more several iterations, compared to the free surface zones conditions. This procedure requires important computing time and calculation resources. The displacement of the wave front is sometimes a few millimeters (Δx too small); the Courant condition calculation in this situation can also give a time step that is too small (1.36).

$$\Delta t = \Delta x / (a + |V|) \quad (1.36)$$

where: Δt is the time step, Δx the spatial step, a the pressure wave celerity and V the velocity.

Processing of two wave fronts moving in opposite direction not yet mastered: There have not been a sufficient number of studies done to understand flow behavior when two wave fronts meet. If the velocities or the piezometric head between the two waves are very different, a water

hammer effect can occur on contact, which can create instabilities in the Method of Characteristics (Chaudhry, 1995). Serious oscillations that could compromise the stability of the model can also appear. To reduce the water hammer effect, Gomez and Achiaga (2001) propose decreasing the pressure wave celerity.

Inability to propagate a wave front with insufficient piezometric head: The initiation and the maintenance of a wave front require a sufficiently large head in the pressurized zone. When the head is insufficient, neither the initiation of the wave front nor its displacement is possible. This restriction limits the calculation of a slow filling system with a low head and very low inflow. When the wave front is flattened to extend over a great length as Mokhtar *et al.* (2006) tests showed or quite simply if the wave tends to disappear, the Interface-Tracking model along with the vertical interface hypothesis is not valid. This situation is attenuated by Politano *et al.* (2007) who considered the interface with a certain slope. In the models like that of Fuamba (2002), when the pressurization wave changes course, the positive or negative characteristics used to calculate the free flow side present some limitations. In these situations one should consider depressurization front equations.

Difficulty in initiating a wave front from internal boundary conditions: When a hydraulic bore develops inside a free surface flow section, a partial pressurization can occur within the pipe. No model yet exists with satisfactory results. These limitations are also underlined by Cardle and Song (1988) and Vasconcelos *et al.* (2006).

Table 1-1 : Strengths and weaknesses of the various models

Model	Strengths	Weaknesses
Preissmann slot	▪ Ability to manage progressive transitions ▪ Simplicity and homogeneity	▪ Underestimation of pressure wave celerities ▪ Spurious numerical oscillations ▪ Free surface flow regeneration
Finite volume	▪ No restriction on low piezometric flow ▪ No restriction in pressure wave celerity	▪ Complex scheme
TPA	▪ Ability of calculating pressurized flows with low piezometric head	▪ Low pressure wave celerity ▪ Absence of air's effect
Interface-Tracking	▪ Better positioning of the wave front ▪ Better identification of the free surface flow zone	▪ Difficulty of determining large discontinuity ▪ Long computing time ▪ Processing of two wave fronts moving in opposite direction not yet mastered ▪ Inability of propagating a wave front with insufficient piezometric head ▪ Difficulty in initiating a wave front internal boundary conditions

1.10 Prospects

Accounting for the air effect in current models is still only partial. Formulations like those of Hamam and McCorquodale (1982) and Li and McCorquodale (1999) suppose only one air pocket. Vasconcelos and Wright (2003, 2005, and 2009) show the limitation of the single-phase models.

More developed approaches, applying mass and momentum equations to each phase of the water-air seem to be the best way to go for better solutions. In this regard the proposals of De Henaut and Raithby (1995), Nguyen (1999), and Issa and Kempf (2002) should be relevant. Their four

basic momentum and mass equations of the two water-air phases are summarized in the studies of Vasconcelos *et al.* (2006). Solving this system of equations should be a possible solution in the simulation of two-phase transient flows. More research oriented towards the modeling of boundary conditions, coupled with entry/release of large quantities of air from the manholes is, however, required in order to improve the reliability and stability of transient numerical models.

On the experimental level, large investigations need to be carried on the shape of the front wave in rapidly or slowly filling fronts; the depressurization wave front; the pressure and the unit weight variation across the wave front. To date, the bulk of the investigations carried out are horizontal pipes or milder slopes, in rapid fillings without an initial level or a level at rest. Characterizations of the transient flows in pipes on greater slopes with an initial flow will provide more valuable and relevant information.

1.11 Conclusion and recommendations

This bibliographical review of literature on transient flows deals with various numerical models. It shows that the models currently in use represent a significant documentation on the topic for the last two decades. However, considerable research work is still needed to overcome existing limitations resulting in the fact that none of the current models fully takes into account more complexity of the transient flow issue. The instability of the boundary conditions and the air effect as well as the discontinuity calculations are among the key constraints in these models. The performance of the transient flow models in terms of accuracy, stability and capacity to deal with various configurations depends on the numerical resolution scheme used, taking into account the air effect and the boundary conditions. In this paper the authors have shown that the pressurized wave front generated from a supply-fall can contain a large amount of air. And also this amount of air is responsible for high pressure oscillations.

Several authors have contributed to advancing theoretical and empirical knowledge in this field. However, developing a model able of reproducing the complexity of the phenomenon remains a challenge. The trapped air, the impact of non-permanent friction and the boundary conditions in the presence of air remain some of the challenges still to be explored.

Acknowledgments

The writers would like to express their gratitude to NSERC (Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada) and CFI (Canada Foundation for Innovation) for their financial support to this research.

CHAPITRE 2 DÉMARCHE ET ORGANISATION

Le travail de recherche, objet du présent mémoire, se structure en trois grandes parties interactives : la revue bibliographique, le travail numérique et le travail expérimental complété par l'analyse des résultats.

2.1 Revue de la bibliographie

La revue de la bibliographie constitue la première étape, elle fait l'objet d'un article (chapitre 1). Cette revue montre qu'il existe une grande variété de modèles de simulation des écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbains. Ces modèles peuvent globalement se regrouper, vis-à-vis de l'approche de calcul, en deux grandes familles : modèles avec approche capture de choc (*shock capturing*) et modèles avec approche suivi de choc (*shock fitting*). À ces deux types de modèles s'ajoute un troisième type appelé approche à deux composantes de pression qui se base essentiellement sur l'élasticité de la conduite et procède par une décomposition de la pression en deux composantes. Outre les approches, les modèles peuvent se différencier par les types de schémas numériques de résolution et la prise en compte ou non de l'effet de l'air. Les performances des modèles sont liées à ces différents éléments de classification. Avec la revue bibliographique, nous avons constaté que la gamme de modèles sans prise en compte de l'effet de l'air est beaucoup plus importante.

Malgré les diverses tentatives, la prise en compte de l'effet de l'air n'est jusque là que partielle. La formulation de l'effet de l'air est faite, en général, pour résoudre un problème particulier, cela empêche sa généralisation. Cet aspect d'étude partielle est aussi également constaté dans les essais en laboratoire qui sont effectués jusqu'à présent.

Notre étude rentre dans le cadre d'un programme de mise en place d'un modèle de simulation numérique des écoulements transitoires, qui se veut assez ambitieux pour prendre en charge les effets de l'air, souvent occultés.

2.2 Le modèle numérique et la programmation

Rappelons que l'objectif du projet est l'étude expérimentale des écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbain. Toutefois une analyse numérique a été complétée en appui au travail

sur le modèle mathématique développé par un étudiant au doctorat. Ce travail numérique et de programmation (voir chapitre 4) a permis d'identifier, d'une part les types d'essais les plus pertinents à réaliser au laboratoire, et d'autre part les forces et faiblesses de ce modèle qui seront présentées ultérieurement sous forme d'article scientifique encore en cours de rédaction. En effet, le choix des investigations sur les conditions d'initiation et de propagation des fronts d'onde a été fortement motivé par les difficultés de convergence et les instabilités rencontrées dans la simulation numérique.

Le travail numérique consiste à :

- identifier les équations des différentes parties de l'écoulement : écoulement à surface libre, écoulement transitoire et écoulement en charge;
- formaliser les équations des conditions aux limites.

Dans chaque type d'écoulement, des équations de conditions aux limites sont développées, la principale difficulté étant de s'assurer la convergence de ces équations généralement non linéaires. Après chaque formalisation des conditions aux limites et de leur programmation en C++, le modèle est testé en adoptant des pentes de conduites et hydrogrammes d'entrée variés pour couvrir les différents cas réels de sollicitation des réseaux de drainage et de la stabilité du modèle numérique développé. Si les résultats semblent cohérents avec une bonne stabilité du modèle, la formulation sera retenue. Sinon, elle est modifiée ou reprise totalement. Cependant, ce processus itératif présente un risque d'abandonner une bonne formulation parce que tout simplement la technique de résolution n'a pas été capable de choisir la bonne solution en cas de système d'équations à solutions multiples. Trois points particuliers sont à noter dans la programmation :

- Respect strict de la condition de Courant pour une meilleure stabilité du modèle;
- Subdivision du pas de temps en une dizaine de sous pas de temps lorsque les apports de l'hydrogramme sont très importants, pour résoudre les conditions aux limites;
- Utilisation des outils de résolution de «Numerical recipes in C++» (N.R, 2010) pour résoudre les systèmes d'équations non linéaires des conditions aux limites;

- Utilisation de la programmation orientée objet et des structures chaînées qui ont permis d'éviter de manipuler des matrices consommatrices de beaucoup de ressources, pour améliorer le temps de calcul.

2.3 Travail expérimental

Le travail expérimental est présenté aux troisième et quatrième chapitres. Il comprend essentiellement deux parties :

- l'installation du modèle physique, le calibrage des appareils et le calcul d'incertitude;
- la réalisation des essais et l'analyse des résultats.

2.3.1 L'installation et le calibrage des appareils

L'installation du modèle, présentée au quatrième chapitre, a été une occasion de découverte d'une gamme variée d'équipements. Ce travail réalisé avec l'appui du technicien du laboratoire comprend la plomberie, l'électricité et la programmation des équipements que sont la carte d'acquisition de données, les débitmètres, les capteurs de pression et les vannes électriques. Tous les équipements de mesure sont calibrés avant leur utilisation. Après la calibration, les calculs d'incertitude relative à la qualité des instruments de mesure sont effectués pour s'assurer de la qualité des mesures.

2.3.2 La réalisation des essais et leur analyse

Après la réalisation du modèle physique, trois types d'essais sont réalisés :

- Des essais servant à la détermination des coefficients de pertes de charge. Les résultats présentés au quatrième chapitre visent à déterminer les coefficients de rugosité, de friction et de pertes de charge singulière à l'entrée et à la sortie des réservoirs;
- Des essais d'exploration visant à faire une analyse descriptive et dynamique des écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbain en présence de poches d'air. L'analyse de ces essais fait l'objet du deuxième article (voir chapitre 3);
- Des essais permettant de tester le modèle numérique en termes de sensibilité aux différents paramètres de dépendance et en termes de qualité des résultats. Cette analyse de sensibilité et la comparaison de résultats numériques et expérimentaux ne sont pas

présentées dans ce document compte-tenu que le modèle n'est pas encore présenté dans sa globalité par l'étudiant qui y travaille pour son doctorat.

Après ces différents travaux et analyses, une discussion générale (chapitre 5) a permis de synthétiser les résultats obtenus et faire le lien entre les différents chapitres, avant de présenter la conclusion de ce travail et de formuler quelques recommandations.

Experimental analysis of transient flows in urban drainage systems in the presence of air pockets

Analyse expérimentale des écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbain en présence des poches d'air

Journal name : **JOURNAL OF HYDRAULIC RESEARCH**

SAMBA BOUSSO, Master Student, Département des génies civil, géologique et des mines, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, succ. Centre-ville Montréal, QC, H3C 3A7, Canada. E-Mail: sambabouso@yahoo.fr

MATHURIN DAYNOU, PhD Student, Département des génies civil, géologique et des mines, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, succ. Centre-ville Montréal, QC, H3C 3A7, Canada. E-Mail: mathurin.daynou@polymtl.ca

MUSANDJI FUAMBA, (IAHR Member), PhD, Professor, Département des génies civil, géologique et des mines, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, succ. Centre-ville Montréal, QC, H3C 3A7, Canada. E-Mail: musandji.fuamba@polymtl.ca (author for correspondence)

CHAPITRE 3 ARTICLE 2 : EXPERIMENTAL ANALYSIS OF TRANSIENT FLOWS IN URBAN DRAINAGE SYSTEMS IN THE PRESENCE OF AIR POCKETS

3.1 Abstract

This paper analyses different wave front shape and its propagation conditions in pipes, the physical behaviour of the air bubbles and pockets and their effects. Results are obtained by exploring the physics and dynamics of the wave fronts on a physical model built for this purpose. The variety of the shapes observed calls for more caution in the modelling of transient flows. The front shape depends on the energy that generates it, the pipe slope, the air pressure, and other parameters. The front lengths and the undulation half-lengths regularly attain minimum values of about $D/2$ (D : pipe diameter). These values suggest that a calculation spatial step in the numerical

model below this minimum values can lead to omit important details in flow. The magnitude of the oscillations observed deserves special attention in order not to confuse these physical oscillations with those of numerical origin in the simulation models, especially when using a numerical oscillations filter.

3.2 Résumé

Cet article analyse différentes formes du front d'onde et leurs conditions de propagation dans les réseaux de drainage urbains. Il analyse également le comportement physique des bulles et poches d'air ainsi que leur impact sur la propagation de front. Les résultats de cette étude sont obtenus à partir d'analyse physique et la dynamique de fronts d'onde, sur un modèle physique, construit à cet effet. Les auteurs montrent qu'il existe une très grande variété de formes de front d'onde. Cette forme dépend de l'énergie générant le front, de la pente de la conduite, de la pression, et d'autres paramètres non totalement maîtrisés. Les longueurs des fronts et de la demi-longueur des ondulations atteignent très souvent un minimum, correspondent à $D/2$, D étant le diamètre de la conduite. Ces valeurs suggèrent que le pas spatial dans les modèles numériques ne devrait pas dépasser cette valeur, pour ne pas omettre d'importants détails dans l'écoulement. L'amplitude des oscillations observées, mérite également une attention particulière afin de ne pas confondre ces oscillations physiques avec celles d'origines numérique dans les modèles de simulation, en particulièrement lors l'utilisation d'un filtre numérique.

Keywords: Air pockets, numerical and experimental modeling, storm water systems, transient flows, wave front.

3.3 Introduction

Storm Water Systems (SWS) are traditionally designed to operate with free surface flow. However complete or partial portion of the SWS pipes can be pressurized, due to a few reasons: rapid opening/closing of valves, sudden stopping/starting of the pumps, the submerging of

manholes or exceeding of the hydraulic capacity of a pipe. The result is a complex flow composed of a mixture of water/air during the transition between two permanent flow states: free surface and pressurized flow.

The accurate simulation of transient flow requires considering and reproducing all physical phenomena taking place during the transition flow process to facilitate the development of the numerical modelling. Among existing transient numerical models, those using the "Shock Fitting" technique present the particularity of tracking the wave front propagation, by applying the two fundamental equations of continuity and momentum around the wave front. In this approach, the shape of the wave front has been the subject of several hypotheses and considerations: a vertical front (Fuamba, 2002, Zhou *et al.*, 2002 and 2004), or an inclined front (Politano *et al.*, 2007).

The flow is considered as a single phase flow if it is composed exclusively of water. When a wave front is generated, a single phase flow is observed, sometimes accompanied by air bubbles and pockets just below the pipe crown. The air bubbles and pockets enter the pipe from the manhole when the water level above the pipe crown is relatively low or when the water entering the manhole is accompanied by large air cavities (Figures 3-1a and 3-1b). The wave front propagation may then consist of mixed fluid (more or less homogeneous mixture of water and air). This is particularly the case when the inflow becomes very large; and then it creates a high turbulence at the water surface. Flow is considered of a two-phase flow or a “diphase flow” composed of a mixture of water and air.

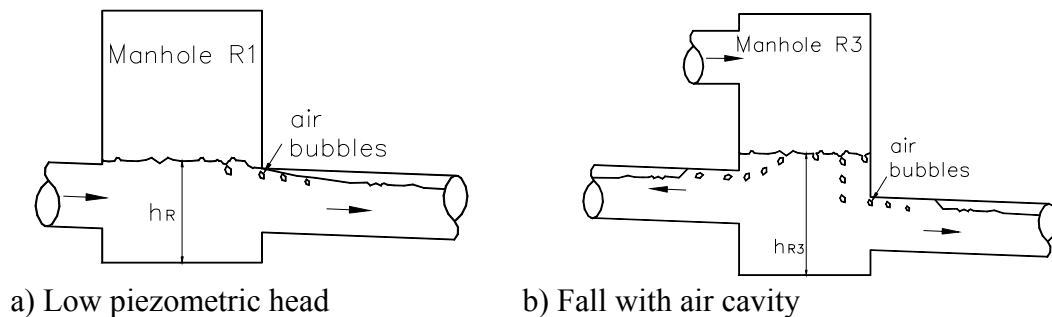


Figure 3-1 : Entry of air into the pipe during the filling

3.4 Literature Review

The transition from a free surface flow to a pressurized flow, and vice versa, in SWS has already been the subject of many numerical and experimental studies. Numerically speaking, several approaches are used. The first and most popular approach integrates the hypothetical Preissmann slot to determine the transient flow hydrodynamic conditions, when flow turns into pressurized type. The slot allows the calculation of the flow dynamic conditions by the use of the two fundamental equations of mass and momentum conservation of a free surface flow (Cunge and Wegner, 1964). Models based on the “**Shock-Capturing**” technique cannot predict the front location, and they usually underestimate the front celerity and the pressure in low piezometric flows.

The second approach, called “**Shock-Fitting**” technique presents the advantage of tracking the wave front location at any time. The two fundamental equations of continuity and momentum equilibrium are applied around the wave front cross section to determine the hydrodynamic conditions of the transient flow. A number of hypotheses are made about the flow’s behaviour and the effect of air. Wiggert (1972), Fuamba (2002) and Zhou *et al.* (2002, 2004) assume a vertical front. However, Politano *et al.* (2007) assumed an inclined moving interface to calculate a low piezometric head. Li and McCorquodale (1999) conducted a numerical and experimental study on transient flow where the air-water interaction was considered. Their mathematical model simulates the transient flow during an air release from the manhole. The air-water interaction has been described in studies done by Amiable and Zech (2003), Vasconcelos and Wright (2005, 2009) and Mokhtar *et al.* (2006). Guo and Song (1988, 1990) and Zhou *et al.* (2002, 2004) have integrated air in their numerical models to partially address the issue because of its complexity.

This paper analyses the wave front shape and its propagation conditions in pipes, the physical behaviour of the air bubbles and pockets and their impact on the wave front propagation. Despite attempts to take into account the effect of air in transient flows, no model has been sufficiently tested to the point of reproducing accurately enough all the dynamics of this particular type of flow.

3.5 Main objective of the study

The main objective of this study is to explore the physics and dynamics of the wave front in SWS (shape, size and behaviour), in order to improve the understanding and the mathematical modelling of transient flow including air bubbles and pockets by using the “Shock-Fitting” technique. The physical conditions of the wave front initiation are also determined, considering a wide range of slope values. These experimental results will serve to calibrate and validate numerical models based on the Shock-Fitting technique.

The following wave front types have been analyzed:

- a) Pressurizing wave front propagating downstream, initialization at an end manhole (Figure 3-2).
- b) Two pressurizing wave fronts: the first one propagating downstream, the second one upstream, initialization at an end manhole (Figure 3-3).
- c) Pressurizing wave front propagating upstream, initialization at an intermediate manhole (Figure 3-4).
- d) Depressurizing wave front propagating downstream, initialization at an end manhole (Figure 3-5).

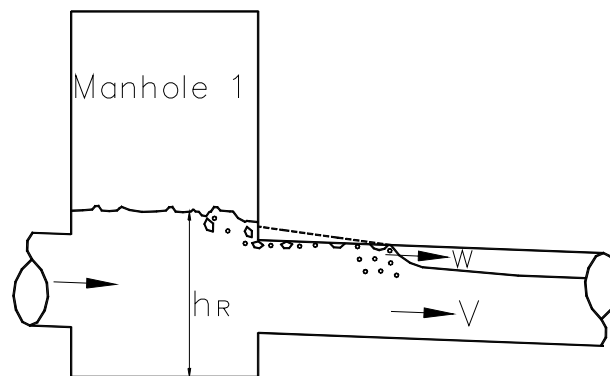


Figure 3-2 : Pressurizing wave front propagating downstream

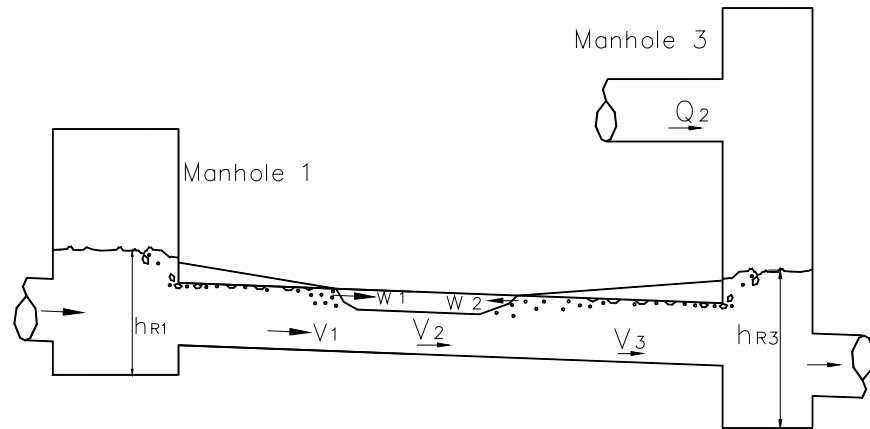


Figure 3-3 : Upstream and downstream wave fronts

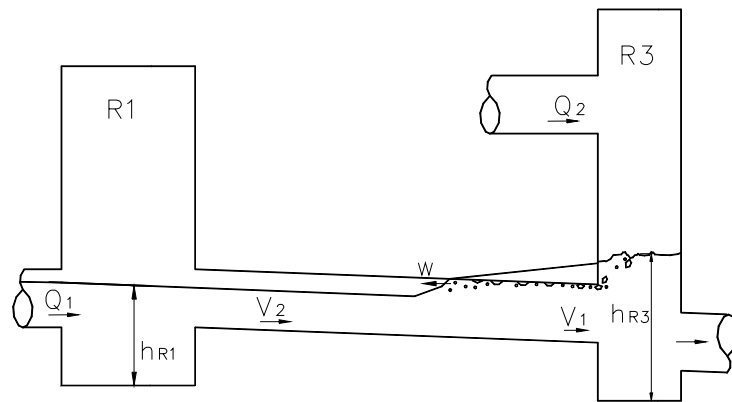


Figure 3-4 : Pressurizing wave front propagating upstream

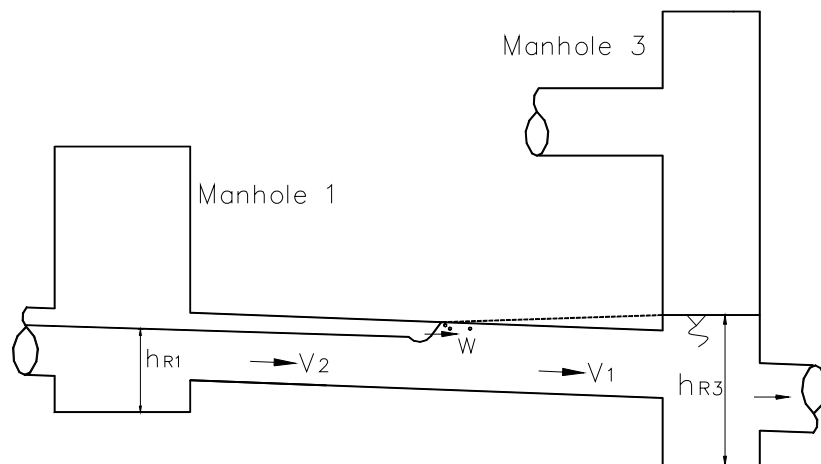


Figure 3-5 : Downstream depressurization wave front

3.6 Description of the experimental (physical) model setup

Experimental tests were conducted at the Hydraulics Laboratory of “École Polytechnique de Montreal” on a physical model (Figures 3-6 and 3-7) built for this specific purpose. The physical model consists of three transparent PVC pipes (C_1 , C_2 and C_3) and four tanks (R_1 , R_2 , R_3 and R_4) acting as manholes. Pipes C_1 , C_2 and C_3 have a diameter of 0.10 m each and respective lengths of 5.52 m, 5.49 m and 4.82 m. Tanks R_1 , R_2 and R_4 have a horizontal section of 1.03 m x 1.03 m while R_3 is circular with a diameter of 0.40 m.

The tanks are equipped with supports of adjustable heights to provide the pipes with the desired variable slopes. Six electrical ball valves are mounted on the model so as to individually isolate the pipes and the tanks. Each of the tanks, R_1 , R_2 , and R_3 , can be supplied individually, with an adjustable flow, by a large tank. Sixteen pressure sensors (Hoskin types P9-4H2-1H1-DN1C0 and P9-DN1C0), two electromagnetic flowmeters (Arkon MAG910E) and one ultrasonic flowmeter (HEDLAND HTTF) are fixed to the physical model in order to respectively measure water level, pressure and flow rate at different positions along the model. A combined weir (0.10 m in height and width in the triangular part and 0.10 m in height and 0.50 m in width in the rectangular part) is installed in the R_4 tank to obtain the total flow out of the system. A high-resolution camera (STV-LRC with 200 frames per second) records the wave front shape, in order to characterize its behaviour and its dynamic (shape, celerity, air content, air bubbles or pockets shape, etc.). All recorded data values are saved by a personal computer using a data acquisition card.

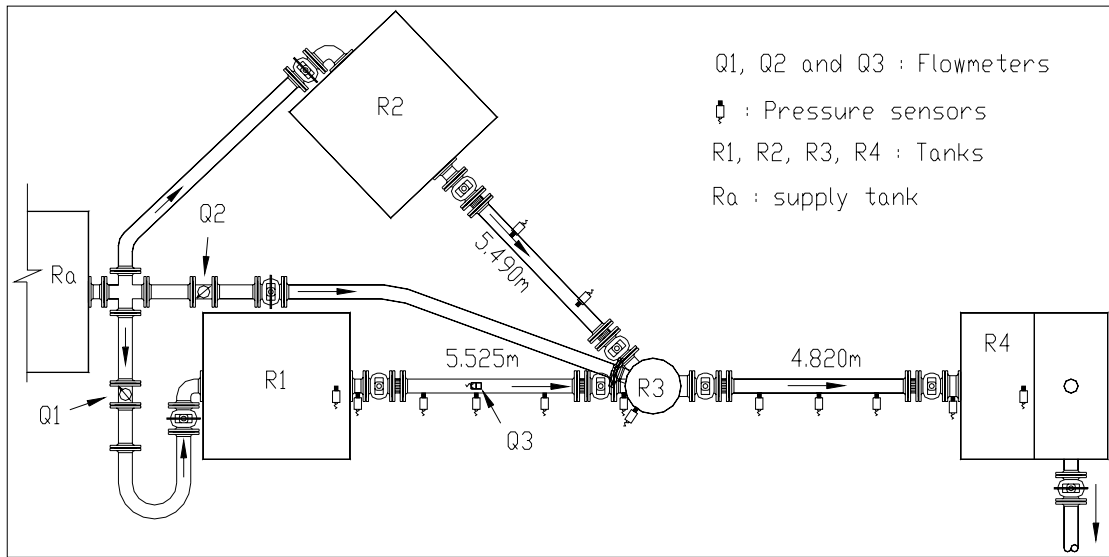


Figure 3-6 : Plan view of the laboratory model

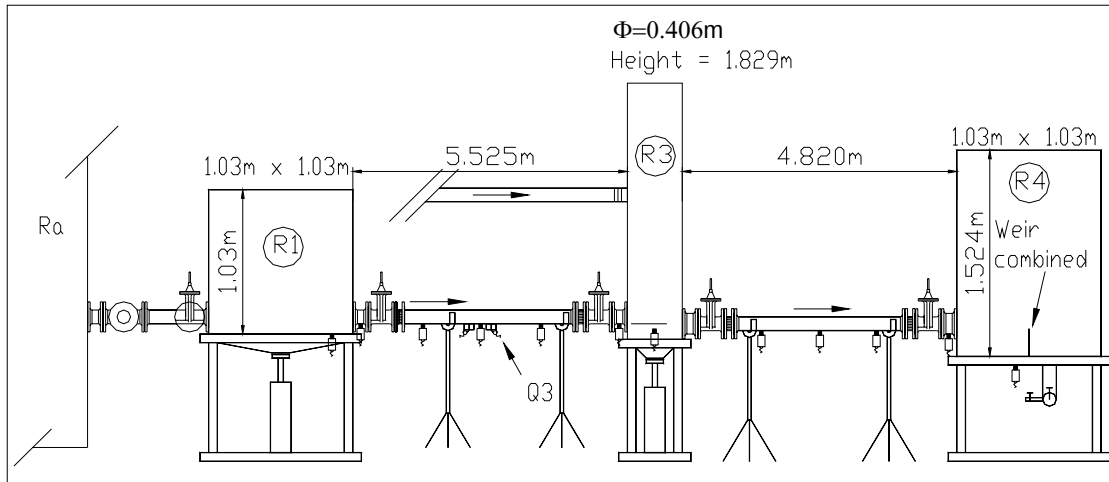


Figure 3-7 : Elevation of the laboratory model

3.7 Methodology

Inflows (hydrographs) entering the SWS at manholes sections are measured by flowmeters. Water levels in tanks and at different locations in pipes are measured by pressure sensors. A 200 frame per second video camera records the successive change of wave front shapes and air pockets and bubbles and makes it possible in this way to determine the wave front celerity. The wave front lengths and the zone of high air content are determined from the videos. An analysis of the flow rate and pressure is used to assess the impact of wave front celerity, air pockets and bubbles in flow dynamics.

The wave fronts are generated by varying inflow values in manholes by operating the valves. The wave fronts are initialized by taking into account the flow depth in the pipe, the pipe slope and the water level in the tank. Table 3-1 presents the range of experimental values used in the tests. In this table y is the initial flow depth, D is the pipe diameter, Q is the flow rate generate a wave front, Q_p is the pipe capacity flowing in a full section calculated by the Manning formula (with a roughness coefficient of 0.013: commercial value)). Results are analyzed by taking into account pipe slopes, inflows, water levels in tanks, conditions of air evacuation, and other relevant parameters depending on each studied case.

Table 3-1 : Variables considered in the tests

Variables		Used values			
Slope	0.3%	0.6%	1%	1.5%	3%
y/D	0.5	0.7	0.85	0.95	
Q		$< 1.3Q_p$	$(1.3 - 1.7)Q_p$	$\geq 1.7Q_p$	

The operating process to generate pressurizing wave fronts is summarized as follows:

- First the pipe slope is adjusted.
- Then, the upstream valve is opened to reach the fixed starting water depth in the pipe. Flow is adjusted until permanent flow is reached.
- Finally, the data acquisition program as well as the video camera are started. Afterwards, supply valves ($1/4$ turn type) are opened instantly to reach the required water depth at fixed pipe cross sections.

To operate the system in order to generate depressurizing wave fronts, the process is slightly different:

- First the pipe slope is adjusted.
- Then, the pipe is filled at $5D$'s head on the inlet crown. This head is chosen to allow a continuous flow during depressurization.

Finally, the data acquisition program as well as the video camera are started to record the pressure, the flow rate, and the depressurizing wave fronts shape.

3.8 Analysis of the results

Current numerical models using the Shock-Fitting technique assume that the transient flow initializes at the manhole exit downstream cross section as soon as the water level reaches the pipe crown at that section. This means that the energy in the manhole is sufficient enough to pressurize the first pipe cross section (Figure 3-8). Tests performed by Vasconcelos and Wright (2005) on -0.2% to $+0.2\%$ pipe slopes, show that the most pronounced wave fronts are only observed with an initial water level between 60% and 80% of the diameter.

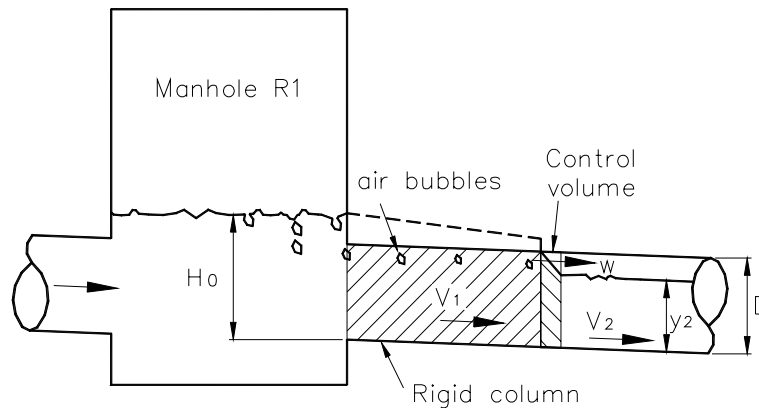


Figure 3-8 : Initiation wave front scheme

3.8.1 Pressurization wave front propagating downstream

The results show that the pressurizing wave front is more pronounced when the initial depth at the entry of the pipe is between $0.5D$ and $0.85D$ with inflows more than $1.5Q$. When the flow depth is between $0.4D$ to $0.6D$, a wave front is not always observed. In fact, if the flow is low ($<1.3Q$), the filling pipe is progressive and no wave front exists. The filling phase is accompanied by a few undulations on the free surface flow.

These undulations, with average lengths of about $1D$ to $2D$, tend to trap air pockets. The head on the crown at the entry of the pipe, at the moment of the front initiation, varies with the slope. The initialisation head is greater when the pipe slope is more important (Figures 3-9 to 3-12). Table 3-2 summarizes the conditions of initiation and the observed front shapes (Figures 3-13).

a) 0.3% and 0.6% pipe slopes: When the inflow is low, the wave front is not always observed. The pipe pressurization is gradual, with some average length undulations ($2D$ to $3D$). The minimum and maximum flow depths in the undulations are on average $0.7D$ and $0.95D$. When the water level in the manhole is low, i.e. $H_0/D < 1.3$, a significant amount of air bubbles are carried in the flow direction. The quantity of air pockets is greater when the inflow is greater. The entry of these bubbles and pockets is facilitated by the low head above the crown of the pipe (Figure 3-1-a). Two types of fronts are observed: undulatory fronts (Table 3-2, Figure 3-13-a) and inclined fronts (Table 3-2, Figure 3-13-b). The undulatory fronts have relatively low celerities (0.05 to 0.3 m/s). The front length (L_o), i.e. distance between its contact with the pipe crown and the beginning of the normal flow, averages $1D$ to $2D$. The inclined front displays no undulations. This front has a higher celerity of 0.5 to 0.6 m/s. Its inclination is spread over a distance of up to $6D$.

In the case of low or moderate initial flow depths ($y/D < 0.7$) and a high inflow $Q/Q_p \geq 1.5$, a generally very fast hydraulic bore spreading over the entire pipe length is noted. A pressurizing front is rarely observed after the passage of this hydraulic bore, if the hydraulic depth after this bore exceeds $0.9D$.

b) 1%, 1.5% to 3% pipe slope: In these types of pipe slopes, low inflows ($< 1.3Q_p$), do not always generate a pressurizing front. In this case, the pressurization is progressive with undulations that seem shorter (lengths $< 2D$). For high inflows and lower initial levels (less than $0.7D$), a hydraulic bore that propagates along the entire pipe is noted with a relatively high celerity (1.1 m/s for $y/D = 0.5$ and $Q = 2Q_p$). This hydraulic bore is sometimes followed by a large undulatory movement of water, a phenomenon described by Vasconcelos and Wright (2005) as U-tube oscillation.

When the flow is moderate or large enough ($> 1.3Q_p$), two types of pressurizing fronts are observed: the undulatory front (Table 3-2, Figure 3-13-a) and a concave front (Table 3-2, Figure 3-13-c). The undulatory front is similar to that observed for 0.3% and 0.6% pipe slopes. As for the concave front, the radius of curvature increases with the slope. The front length varies between $2.5D$ and $3.5D$. Its celerity is higher (0.3 to 0.5 m/s). The front demonstrates a concavity that is greater for higher flows. This looks like a concave curvature of a large radius ($> D$).

The quantities of air pockets and bubbles in the wave front and in the pressurized zones increase with the pipe slope. Large quantities of bubbles and small air pockets (usually less than 3 cm) with an average celerity of 0.5 to 1 m/s circulate under the crown and escape through the front. Significant pressure oscillations (amplitudes of 5D) are noted when the front approaches or passes by the pressure sensor. This could indicate that the air ahead of the front is strongly compressed. The normal flow depth, after the zone that is gradually varied, is generally 0.6D to 0.8D. Air intrusions are noted for 1%, 1.5% and 3% pipe slopes, with inflows exceeding $1.5Q_p$.

It is very rare to obtain front initiation with a head over the crown at the pipe inlet less than 1.3D, i.e. $H_0/D < 1.3$. This value seems to increase with the pipe slope.

Table 3-2 : Air-water interface – upstream wave front case

y/D	$S_0 = 0.3\%$			$S_0 = 0.6\%$			$S_0 = 1\%$			$S_0 = 1.5\%$			$S_0 = 3\%$		
	Q ₁	Q ₂	Q ₃	Q ₁	Q ₂	Q ₃	Q ₁	Q ₂	Q ₃	Q ₁	Q ₂	Q ₃	Q ₁	Q ₂	Q ₃
0.95	a, ○+	a, ○+	b, ▲, ∞+, ○+	a, ○+	a, ○+	b, ▲, ○+	a, ○+	c, ○+	a, ○+	c, ○+	c, ○+	a, ○+	c, ○+	c, ○+	c, ○+, ∞+
0.85	a, ○+	a, ○+	b, ▲, ∞+, ○+	a, ○+	a, ○+, ∞+	b, ▲, ○+	a, ○+	c, ○+	a, ○+	c, ○+	c, ○+	a, ○+	c, ○+	c, ○+	c, ○+, ∞+
0.70	●	a, ○+	b, ▲, ∞+, ○+, □	a, ○+	a, ○+	b, ▲, ○+, □	●	c, ○+	a, ○+	●	c, ○+	a, ○+	●	c, ○+	c, ○+
0.5	●	a, ○+	b, ▲, ∞+, ○+, □	a, ○+	a, ○+, □	b, ▲, ○+, □	●	c, ○+	a, ○+, □	●	c, ○+	a, ○+, □	●	c, ○+	c, ○+, □
Discharge															

● : rarely bore front; a à h : shape of front (Figure 3-13); ▲ : interface with air cavity beneath the crown; □ : hydraulic bore; ∞+ : air pocket in the direction flow; ∞- : air pocket counterflow; ○+ : air bubbles in the direction flow; ○- : air bubbles counterflow, $Q_1/Q_p < 1.3$, $1.3 < Q_2/Q_p < 1.7$, $Q_3/Q_p > 1.7$.

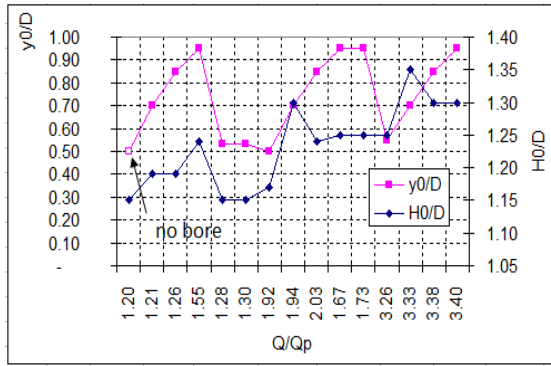


Figure 3-9 : Upstream wave front initiation conditions for $S_0 = 0.3\%$

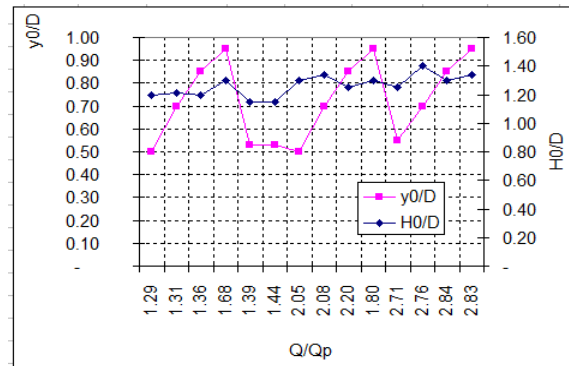


Figure 3-10 : Upstream wave front initiation conditions for $S_0 = 0.6\%$

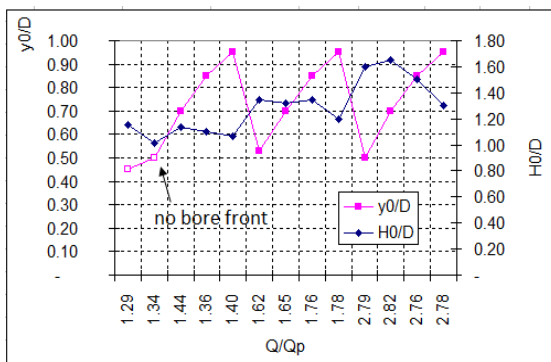


Figure 3-11 : Upstream wave front initiation conditions for $S_0 = 1.5\%$

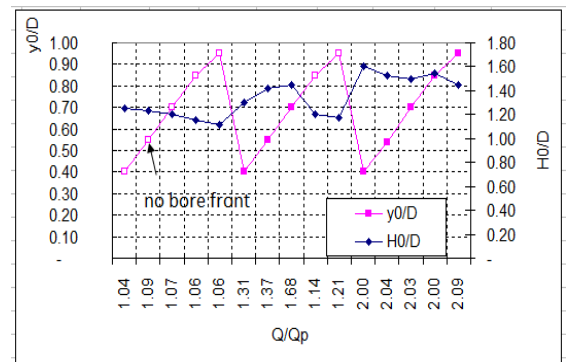
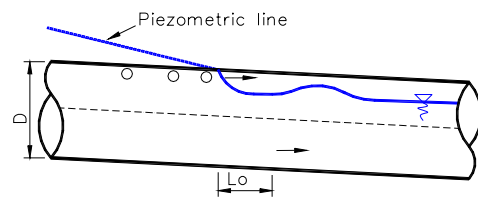
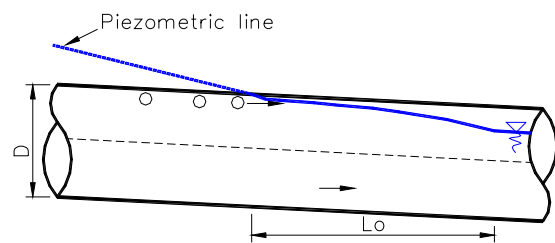


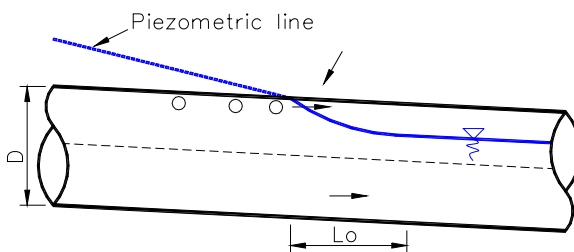
Figure 3-12 : Upstream wave front initiation conditions for $S_0 = 3\%$



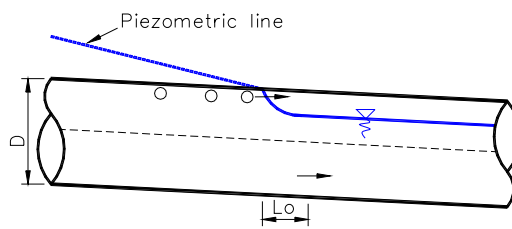
a)



b)



c)



d)

Figure 3-13 : Different front shapes

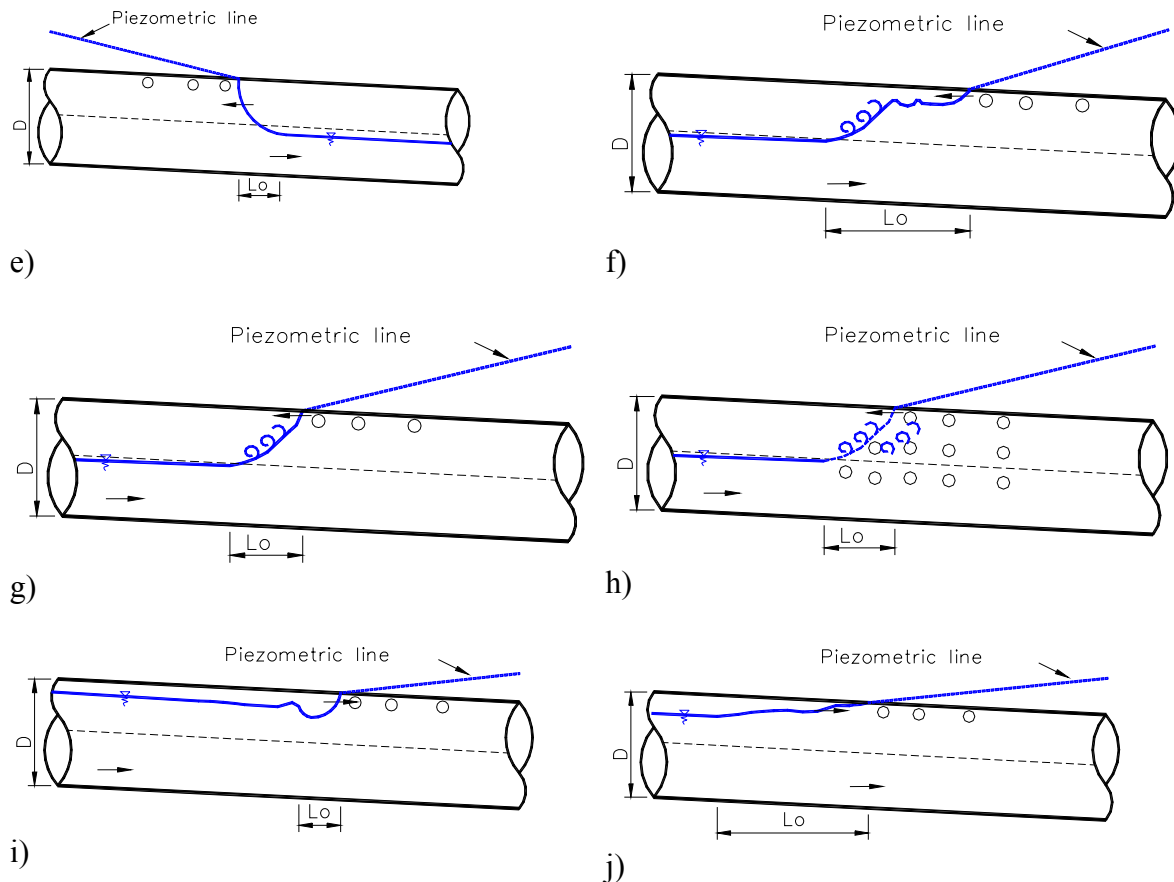


Figure 3-13 : Different front shapes (continuation)

3.8.2 Stationary upstream pressurizing front

Front initiation requires sufficient upstream energy, following pipe slope, inflow and water level in upstream manhole. Once the front is initiated, it may be subjected to two types of motion, either it advances by pressurizing the pipe if the energy is sufficient, or it moves backwards by depressurizing the pipe if the energy is insufficient. Between these two possibilities of movement, the front can be immobilized and remain in this state for a long period of time until one of the flow parameters changes (i.e. flow). The wave front stopping corresponds to an equilibrium point, where the flow remains constant for each pipe slope value. Different tests conducted with different pipe slopes demonstrate a flow rate equilibrium that appears to be a linear function of the pipe slope.

Figure 3-14 shows that the flow equilibrium increases proportionally with the pipe slope whereas the head in the upstream tank decreases. When the front reaches this equilibrium point, its

propagation celerity is zero. Any increase in flows leads to its advancement. However, a decrease of the flow causes it to reverse or depressurize the upstream column via the manhole (Figure 3-15). The front shape is variable. It has fairly large undulations when the pipe slope is low, i.e. less than 0.6% (Figure 3-16). Contrarily, for larger pipe slopes the front has a curvature that is quite regular for a gradually varied flow. For example, this curvature extends over 2D's length for 1% pipe slope (Figure 3-17).

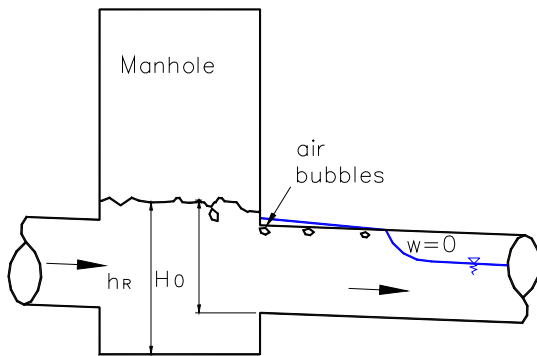


Figure 3-14 : Upstream stationary front scheme with a slope of 1%

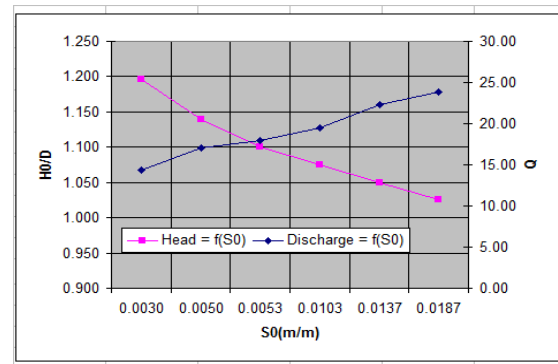


Figure 3-15 : Discharge and head according to the slope for an upstream stationary wave front

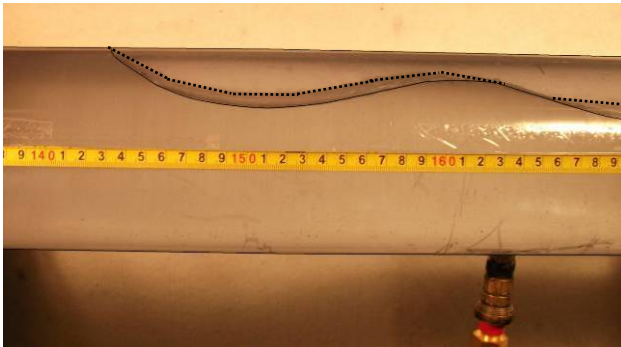


Figure 3-16 : Shape of the stationary front for $S_0 = 0.5\%$

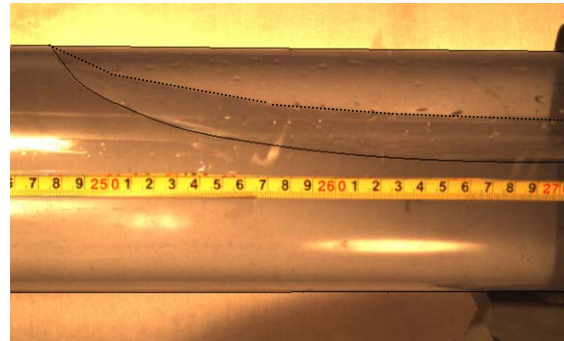


Figure 3-17 : Shape of the stationary front for $S_0 = 1\%$

3.8.3 Variation of the fluid density for a stationary upstream front

In the various equations considered in the single phase models, it is assumed that the density of the fluid is constant ($\rho = 1000 \text{ kg} / \text{m}^3$). However, the observations show that the head of the front sometimes exhibits large quantities of air. These air quantities can be located solely in the front or along the entire length of the pressurized portion. As an illustration of the magnitude of the quantity of air, their estimation was done during a stationary front with a slope of 0.3%.

The results of a test (Table 3-3) in which the wave front is stationary between two sensors; C1P2 and C1P3 are analysed. The test is performed with a constant inflow in the R₁ tank (Figure 3-2). The flow was observed as continuous over a long period during which all the considered parameters remained constant (flow, water levels in R₁ and R₃ and pressure on all pipe sensors). In this case, it is considered that the flow rate in the C₁ pipe is identical to the inflow of the R₁ tank.

The observed flow is characterized by bubbles and air pockets flow continues under the pipe crown. These bubbles and pockets are expelled at the front head.

Table 3-3 : Summary of test parameters upstream stationary wave front

Slope of C ₁ :	0.3%	Water level on C1P2 (m) :	0.108
Inflow of R ₁ (m ³ /h) :	14.35	Water level on C1P3 (m) :	0.091
Water level in R ₁ (m) :	0.210	Water level in R ₃ (m) :	0.197

With no equipment to measure the amount of air, it is estimated with the momentum (3.1) and continuity (3.2) equations applied around the front (Figure 3-18).

$$F_1 - F_2 + PS_0 - F_f = \rho_2 A_2 (V_2 - w) - \rho_1 A_1 (V_1 - w) \quad (3.1)$$

$$(V_1 - w) A_1 = (V_2 - w) A_2 \quad (3.2)$$

The terms of the equation (3.1) are:

- The hydrostatic force in the pressurized cross-section:

$$F_1 = \rho_1 g A_1 h_1 \quad (3.3)$$

- The hydrostatic force in the free surface cross-section:

$$F_2 = \rho_2 g A_2 \overline{y_2} \quad (3.4)$$

- The weight of the control volume fluid:

$$P = \rho_1 g A_1 L_1 + \rho_2 g A_2 L_2 \quad (3.5)$$

- The force of resistance of the wall, broken into two components, taking into account the pressurized portion and the free surface portion:

$$F_r = \rho_1 g A_1 f \frac{V_1^2}{2gD} + \rho_2 g A_2 \frac{n^2 V_2^2}{R_h^{4/3}} \quad (3.6)$$

After arrangement and elimination of the front celerity ($w = 0$), the outcome is:

$$\rho_1 = \rho_2 A_2 \left[g \left(\bar{y}_2 - L_2 S_0 + \frac{n^2 V_2^2}{R_h^{4/3}} \right) + V_2^2 \right] / A_1 \left[g \left(h_1 + A_1 L_1 S_0 - A_1 f \frac{V_1^2}{2gD} \right) - V_1^2 \right] \quad (3.7)$$

in which indexes 1 and 2 represent respectively the upstream and downstream cross-sections from the front, A is the flow area; V the velocity; h_1 the pressure; $\bar{y}$ the centroid depth; S_0 the pipe slope; ρ the water density and g the acceleration of gravity.

Figure 3-19 displays the variation curve of the density as a function of time. It shows a fluid density in the front and in its immediate vicinity of $915 \pm 40 \text{ kg/m}^3$. That is to say that the air content in the fluid is 8.5%. The impact of this air on the flow parameters, results in a decrease of the pressure wave celerity (a). Indeed, this celerity depends on the fluid density (ρ), the modules of elasticity of the fluid (K) and the pipe (E_c). According to Streeter and Wylie (1967), it can be expressed as:

$$a = \sqrt{\frac{K / \rho}{1 + \frac{K D}{E_c e}}} \quad (3.8)$$

with :

$$K = \sqrt{\frac{K_e}{1 + \tau_a \left(\frac{K_e}{K_a} - 1 \right)}} \quad (3.9)$$

$$\rho = \rho_a \tau_a + \rho_e \tau_e \quad (3.10)$$

Where ρ_e and ρ_a are the respective densities of water and air; τ_e and τ_a are the water-air rates; K_e and K_a are the modules of elasticity of water and air. This 8.5% air content causes a 92%

celerity reduction (3.8). This decrease seems too to be important to be neglected in simulation models.

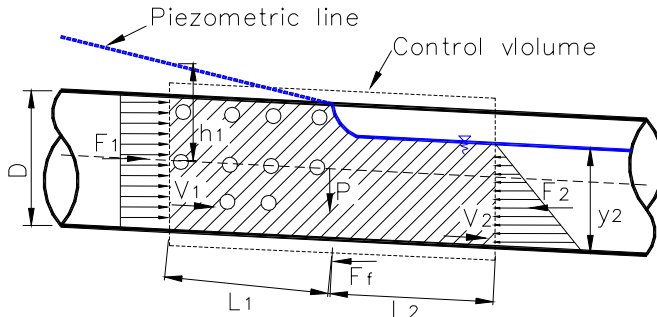


Figure 3-18 : Applying the equation of motion for upstream front

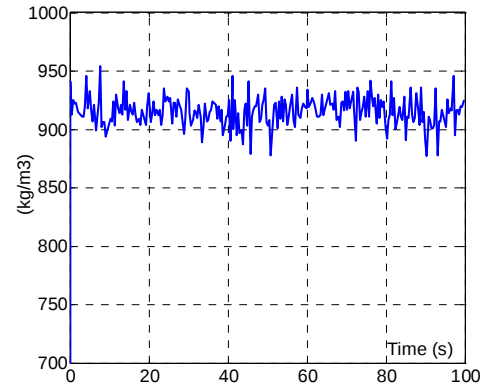


Figure 3-19 : Change in density of the fluid on the upstream stationary front in time, $S_0=0.3\%$

3.8.4 Air bubbles and pockets impact on pressure

Figures 3-20, 3-21 and 3-22 present three different behaviours in which the particularities described below may be noted. All these figures refer to the installation shown in Figure 3-23:

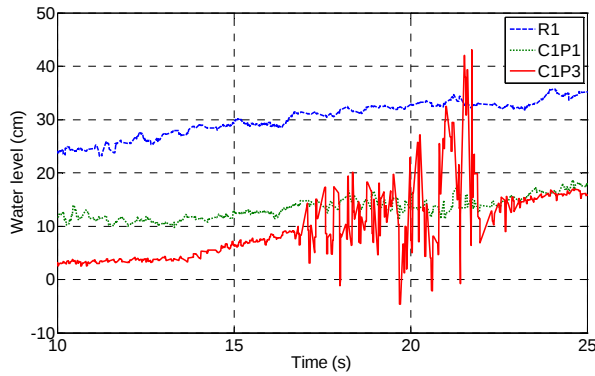


Figure 3-20 : Pressure oscillations with $Q_{R1} = 29.26\text{m}^3/\text{h}$, $S_0 = 0.3\%$

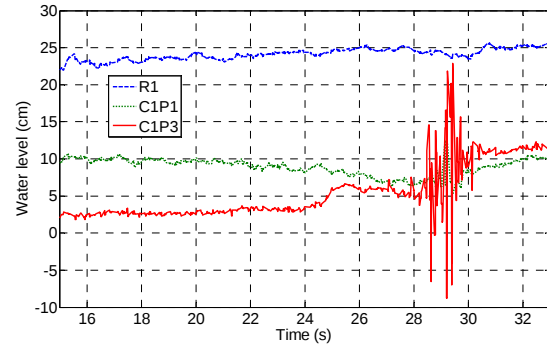


Figure 3-21 : Depression at the entrance of the pipe, $Q_{R1} = 13.94\text{m}^3/\text{h}$, $S_0 = 0.3\%$

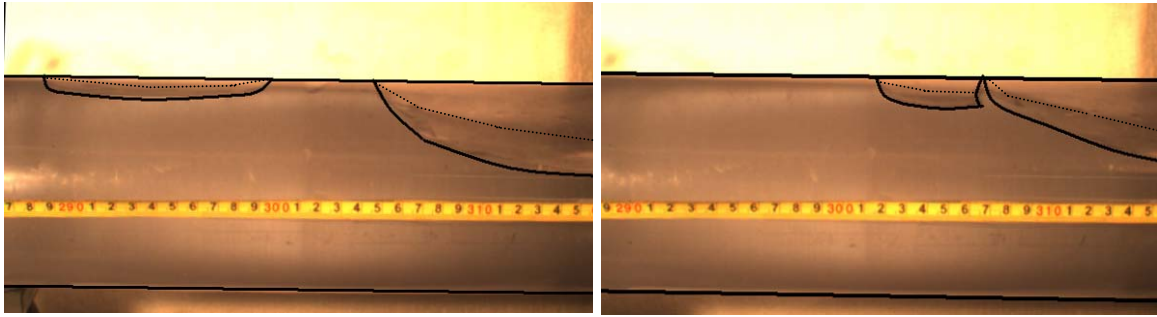


Figure 3-24 : Length of the air pocket before compression (at t), $S_0 = 0.3\%$ et $Q = 21.3\text{m}^3/\text{h}$ Figure 3-25 : Length of the air pocket after compression (at $t+0.105\text{s}$)

b) Depression at the pipe entrance: Contrary to the previous case, a moderate variation of the front pressure is observed on Figure 3-21. This variation is limited in the immediate vicinity of the front. This figure corresponds to a situation where there are fewer air pockets than in the previous case. These pressure variations are observed when the inflows are $1.2Q$ to $2Q$. We can hypothesize that a *vena contracta* occurs at the entry of the pipe as indicated by Finnemore and Franzini (2002). Unfortunately this pipe part is not transparent and therefore does not allow a verification of this hypothesis.

c) Free surface flow undulations before the front: When the flow depth behind the front (downstream side) is large ($y/D > 0.7$), high amplitude undulations are observed (Figure 3-22). The troughs of these undulations can become air pockets, that are trapped in the front like the Helmholtz instability described by Hamam and McCorquodale (1982).

3.8.5 Pressurizing wave front propagating upstream

The supply to the R_3 tank happens via a one metre supply-fall (Figure 3-1-b), unlike that of R_1 (Figure 3-1-a) where there is no fall. The pressurizing wave front propagating upstream generated in this case displays significant differences compared to that of the pressurizing wave front propagating downstream, starting from the R_1 Manhole. Three general patterns are observed (Table 3-4, Figures 3-13-f, g and h). Large amounts of air bubbles and pockets are seen in the front as well as in the pressurized column. This amount increases with the inflow in the R_3 tank. The front (Figure 3-13-h) is characterized by a strong aeration zone which can extend over a

10D's length. The air bubbles in the front head moving roll in the opposite flow direction. However, in the rest of the pressurized zone, these bubbles move with 0.8 to 1.2 m/s celerities in the flow direction.

Two types of air pockets are observed in the pressurized column: air pockets with widths less than 0.5D moving in the flow direction at celerities less than those of the bubbles, and pockets with widths greater than 0.5D moving in the opposite direction. During their movement, the large pockets can decrease in volume. In fact, under the action of the drag force, the small bubbles and air pockets detach themselves from these large pockets to drain downstream. If this volume decreases to a width of less than 0.5D, the pockets change direction to flow downstream in the flow direction.

Small air pockets can also change direction if their volume is increasing. Indeed, when small air pockets catch up other larger ones, they merge. Once these merged, pockets may reach a 0.5D's width, they then change direction and flow counterflow. The large pockets that evacuate upstream retain almost the same shape (Figures 3-26 and 3-27). When they meet with large bubbles or pockets, they merge to grow even more. The small bubbles, approximately 5 mm or less, tend to avoid these air pockets. They can at times fuse into the pockets on the lateral sides.

When the inflow is quite large with a low water level in the R_3 tank, the air pockets can occupy up to half of the pipe volume within 30% of the diameter below the crown. Regardless of the water level in the R_3 tank, a very high flow can create a highly ventilated front consisting of a homogeneous mixture of air bubbles (Figure 3-28), similar to the air-entrained hydraulic bore described by Ead and Ghamry (2002).

With respect to the pipe slope, there is no significant difference on the wave front. The differences are more visible compared to the inflow and the flow depth.

The head on the pipe crown at the moment of initiation is higher compared to that obtained for the pressurizing wave front propagating downstream (Figures 3-29 to 3-32). This water head consistently exceeds 1.4D ($H_0/D \geq 1.4$) for 1.5% and 3% pipe slopes. It is difficult to determine an exact tendency, although it seems to be influenced by the inflow to the R_1 tank.

The pressure variations at the head of the wave front are greater when large air pockets are expelled in that zone. This expulsion, as indicated above (section 3.8.4), seems to occur by compression and decompression.

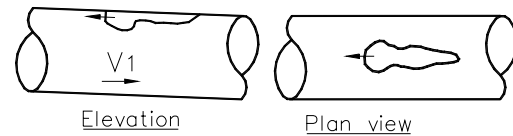
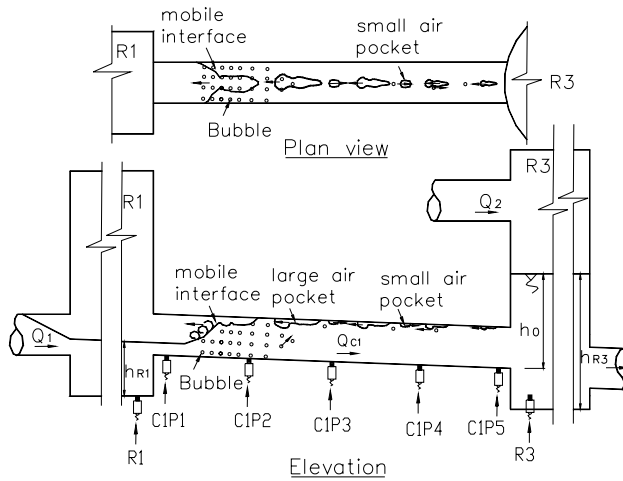


Figure 3-27 : Shape of the air pocket counterflow

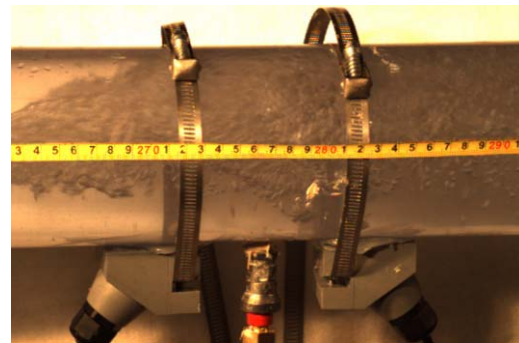


Figure 3-26 : Shape of the air pocket counterflow Figure 3-28 : Air-entrained wave front

Table 3-4 : Air-water interface – downstream bore front case

		$S_0 = 0.3\%$			$S_0 = 0.6\%$			$S_0 = 1.5\%$			$S_0 = 3\%$		
y/D	0.95	f, ∞-	g, ∞-	f, ∞-	g, ∞+	g, ∞+	f, ∞+	g, ∞+	g, ∞+	h, ∞-	g, ∞+	g, ∞+	h, ∞-
	0.85	f, ∞-	f, ∞-	h, ∞-	g, ∞+	g, ∞+	h, ∞+	g, ∞+	g, ∞+	h, ∞-	f, ∞+	g, ∞+	h, ∞-
	0.5-0.6	●	f, ∞+	h, ∞-	f, ∞+	g, ∞+	h, ∞+	●	f, ∞+	h, ∞-	f, ∞+	g, ∞+	h, ∞-
		$Q_{R1}=12.4\text{m}^3/\text{h}$			$Q_{R1}=12.4\text{m}^3/\text{h}$			$Q_{R1}=16.24\text{m}^3/\text{h}$			$Q_{R1}=13.60\text{m}^3/\text{h}$		
		Q1	Q2	Q3	Q1	Q2	Q3	Q1	Q2	Q3	Q1	Q2	Q3
		Discharge											

● : rarely bore front; a à h : shape of front (Figures 3-13); ▲ : interface breakdown;
 □ : hydraulic bore; ∞+ : air pocket in the direction flow; ∞- : air pocket counterflow;
 ∞+ : air bubbles in the direction flow; ∞- : air bubbles counterflow, Q_1 , Q_2 et Q_3 are variables to take into account the flow of R_1 (see figures 3-29 to 3-32).

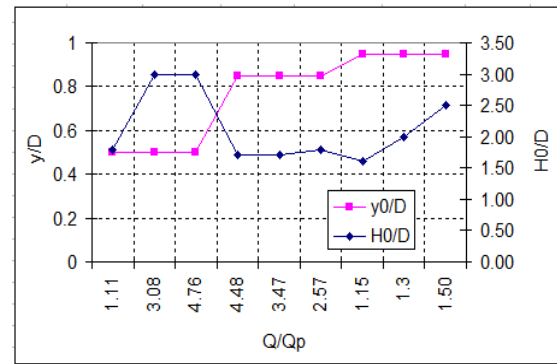
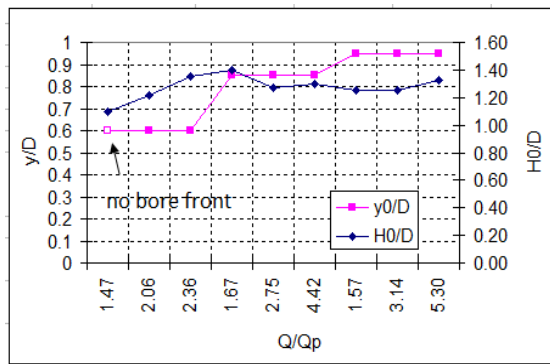


Figure 3-29 : Downstream wave front initiation conditions for $S_0 = 0.3\%$, $Q_{R1} = 12.4\text{m}^3/\text{h}$

Figure 3-30 : Downstream wave front initiation conditions for $S_0 = 0.6\%$, $Q_{R1} = 12.4\text{m}^3/\text{h}$

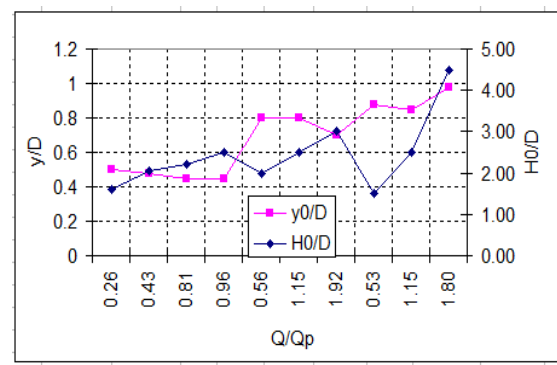
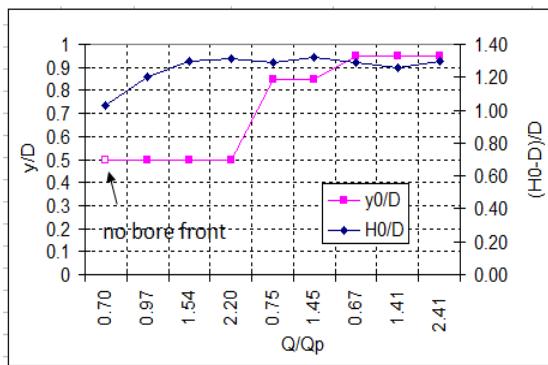


Figure 3-31 : Downstream wave front initiation conditions for $S_0 = 1.5\%$, $Q_{R1} = 16.25\text{m}^3/\text{h}$

Figure 3-32 : Downstream wave front initiation conditions for $S_0 = 3\%$, $Q_{R1} = 13.6\text{m}^3/\text{h}$

3.8.5.1 Fluid density variation in the pressurizing wave front propagating upstream

As with the pressurizing wave front propagating downstream, an estimate of the fluid density in the pressurizing wave front propagating upstream is made for a test case that is rather illustrative. In this test, the front is stationary on the C1P3 sensor (Figure 3-26). Calculations are performed between the C1P2 and C1P4 sensors. The table 3-5 summarizes the parameters of the test. The inflow in R_1 and its water level is constant; it can be considered that the flow in the pipe is identical to the inflow of R_1 . The flow is characterized by large air bubbles and pockets under the crown of the pipe. They are intermittently flowing with celerities ranging from 0.2 to 0.3 m/s for the bubbles and 0.15 to 0.25 m/s for the small pockets (width less than 0.5D) and -0.25 to -0.15m/s for the large pockets (width greater than 0.5D). The latter are counter-current.

Table 3-5 : Summary data and results of the test downstream stationary front

Slope of C ₁ :	0.3%	Water level in C1P2 (m) :	0.0325
Inflow of R ₁ (m ³ /h) :	12.45	Water level in C1P3 (m) :	0.082
Inflow of R ₃ (m ³ /h) :	16.55	Water level in C1P4 (m) :	0.127
Water level in R ₁ (m) :	0.179	Water level in R ₃ (m) :	0.305

The momentum (3.11) and continuity (3.12) equation are also applied to this type of front to estimate the fluid density.

$$F_2 - F_1 + PS_0 - F_f = \rho_1 A_1 (V_1 + w) - \rho_2 A_2 (V_2 + w) \quad (3.11)$$

$$(V_1 + w) A_1 = (V_2 + w) A_2 \quad (3.12)$$

The terms of the equation (3.11) F_1 , F_2 , P and F_r , are identical to those used in equations (3.3), (3.4), (3.5) and (3.6), but their positions are adapted to the figure 3-33.

After transforming and eliminating the front celerity ($w = 0$), the following equation is obtained:

$$\rho_1 = \rho_2 A_2 \left[g \left(\bar{y}_2 + L_2 S_0 - \frac{n^2 V_2^2}{R_h^{4/3}} \right) + V_2^2 \right] / A_1 \left[g \left(h_1 - L_1 S_0 + f \frac{V_1^2}{2gD} \right) + V_1^2 \right] \quad (3.13) \quad \text{where}$$

indexes 1 and 2 represent the downstream and upstream cross-sections of the front respectively, A : flow area, V : velocity, h_1 : pressure, $\bar{y}$: the centroïde depth, S_0 : the pipe slope, ρ : the fluid density and g : gravity acceleration.

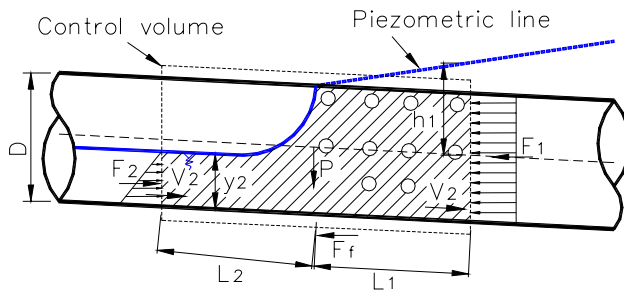


Figure 3-33 : Applying the equation of motion for downstream front

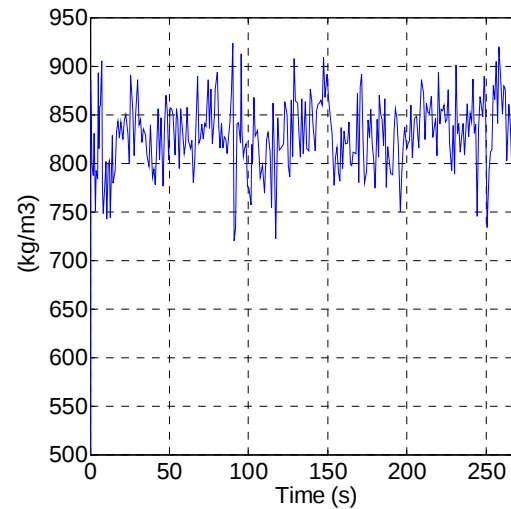


Figure 3-34 : Change in density of the fluid on the downstream stationary front in time

Figure 3-34 shows a very large variation of the density ($825 \pm 100 \text{ kg/m}^3$). This corresponds to an air content about 17.5%. Referring to the graph of Streeter and Wylie (1967), a decrease of 94% of the pressure wave celerities is obtained.

3.8.6 Two wave fronts in opposite direction

The cases of the pressurization fronts moving towards each other play a key role in the modelling of flow in sewers, especially with the Interface tracking model. When two-pressurizing fronts approach each other, the air situated in the cavity between them compresses and tries to evacuate by one of the extremities. This phenomenon is partially addressed in the studies on the geyser causes by Guo and Song (1988, 1990), in rapidly filling pipe by Zhou *et al.* (2002, 2004). In their numerical model, Gomez and Achiaga (2001) have also confronted the problem related to the treatment of two fronts meeting.

To reduce the effect of water hammer observed, after the shock of the two fronts, the authors reduced the pressure wave celerity. As for Wang *et al.* (2003), they assume in their model that the pocket between the two wave fronts tends toward a state of equilibrium. At times, it may create a hydraulic bore between the two fronts. Another type of equilibrium state is also shown in the tests by Aimable and Zech (2003). In these tests conducted on three aligned pipes separated by

manholes, a constant flow is admitted in the first manhole. The downstream extremity of the last pipe is fitted with a valve that raises the water level at the end. After a filling phase of the first and last pipes, two pressurizing wave fronts are generated in both ends of the second pipe. The authors note that the air pocket between the two fronts, at times, reached a state of still equilibrium.

All these studies lead to the conclusion that the recognition of the air effect in models remains a predominant concern. But, as pointed out by Vasconcelos *et al.* (2006) water-air interactions are not sufficiently understood and can therefore be a source of serious operational problems. In order to better understand the behaviour of the two wave fronts as they get closer to one another, the shape filmed by the camera and the recorded pressures is analysed. The fronts are generated by input hydrographs in manholes R_1 and R_3 (Figure 3-3). The tests are performed with a wide range of slopes and flows (Table 3-1).

It is noted that initially, the two pressurization fronts are almost identical to those studied in sections 3.8.1 and 3.8.5, i.e. fronts not affected by air. As the two fronts get closer to one another (Figure 3-35), the pressure of the air pocket between them increases. When the fronts arrive at a 5 to 7D's distance, the upstream front begins to change its curvature as a result of air pressure (Figures 3-36, 3-37 and 3-38). A significant decrease in the flow depth under the air cavity between the two fronts, is observed. This decrease is more pronounced in the immediate surroundings of the downstream front (Figure 3-39). It closely resembles the "pre-bore motion" described by Vasconcelos and Wright (2005) during the air release at manhole.

In all the tests conducted, the flow depth under the air cavity varies between 0.35 and 0.5D. The shape of the upstream wave front during its backward movement resembles the shape of the large bubble observed by Gardner and Crow (1970) on a horizontal depressurizing channel. Unlike the upstream front, the downstream front behaves like a hydraulic bore (Figure 3-40) of significant length (often reaches 3D), especially when large air pockets are expelled towards the front head. The air bubbles content contained in the downstream front head is relatively lower when the pocket compresses. This could be due to the air bubbles implosion under the effect of the strong pressure between the two fronts.

The expulsion of the air pocket to the R_1 manhole is accompanied by water jets of varying sizes. These jets resemble the geysers presented by Guo and Song (1988) and the phenomenon of compression - decompression in the pressurization of a horizontal pipe by Zhou *et al.* (2002, 2004). No notorious differences were noted in the front shapes due to the slope of the pipe.

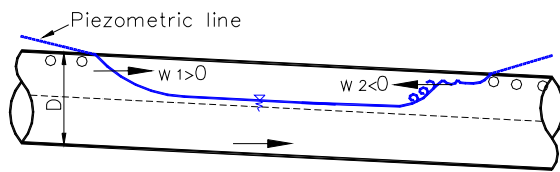


Figure 3-35 : Shapes of fronts when the air pressure is low

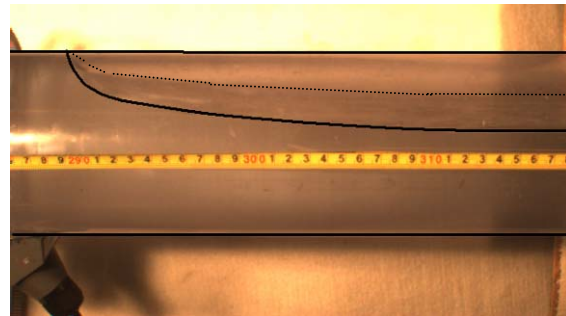


Figure 3-36 : Front shape unaffected by air

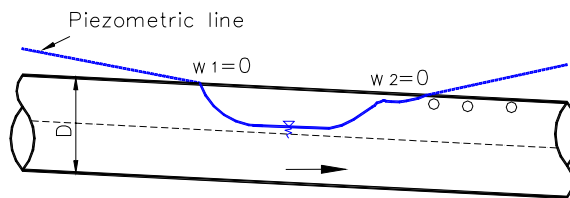


Figure 3-37 : Both fronts stop, the effect of air pressure starts

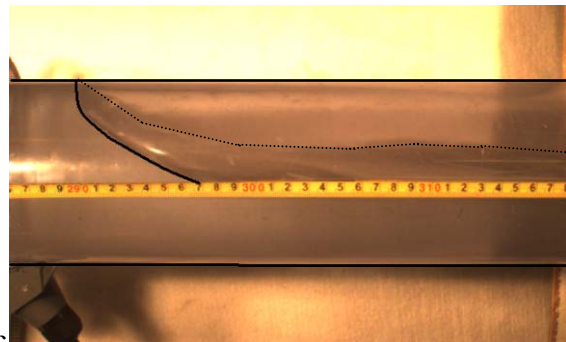


Figure 3-38 : Upstream front shape under the influence of pressure of the air

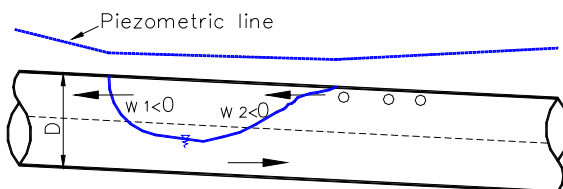


Figure 3-39 : The downstream front pushing upstream front

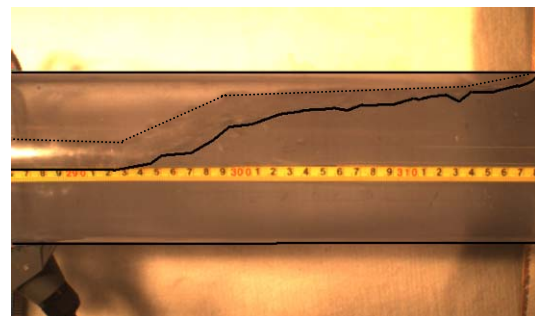


Figure 3-40 : Downstream front shape pushing the upstream front

3.8.7 Upstream toward downstream depressurization fronts

The tests are performed on the R_1 - C_1 - C_3 - R_3 - R_4 line (Figures 3-6 and 3-7). After a filling phase of the system at 5D's water head on pipe crown in R_1 , the valve supply is closed. Then, the data acquisition system is started. Depressurizing wave fronts are generally propagated downstream. Sometimes a depressurizing wave front propagating upstream is observed, but its slow displacement celerity does not allow its observation in the pipe transparent portion. It is therefore not studied.

The depressurizing wave fronts propagating downstream that have been observed are classified into three forms: a concavity that is pronounced enough for small slopes, a pointed head when the slope becomes large, and an intermediate form between the two.

When the pipe slope is mild ($S_0 < 1.6\%$), the front shape is similar to those observed on a horizontal channel by Benjamin (1968), Gardner and Crow (1970) and Wilkinson (1982), except that the length of the concavity is shorter, generally less than $0.4D$ (Figures 3-41 and 3-42). The concavity seems to be composed of two curves where the one composed of the head of the front has the lowest radius. On the front head, we notice short enough intumescences that spread at the same celerity as the front. They are followed by a normal flow zone with an almost constant depth ($y_2 \approx 0.8D$). The front celerities as a whole are generally 1 m/s (Figure 3-43). However, it should be noted that this shape can be submitted to distortions during the moving of the front. The air cavity in the front sometimes seems to suck water from the intumescences to fill the cavity, occasionally transforming it into a "V" shape.

When the pipe slope increases ($S_0 > 1.6\%$), it can be seen that the depressurizing front moves in fits and starts. It is often preceded by large air pockets and bubbles that get trapped in the pressurized column and that move in the flow direction. The average celerities are slightly lower (Figure 3-43). The front shape displays a big difference compared to milder pipe slopes. The head of the air cavity is usually pointed (a height of 0.5 cm to 1 cm). The front is followed by a zone of gradually varied flow in which the free surface slope decreases inversely with the pipe slope. However, this zone length increases with the pipe slope (Figures 3-44 and 3-45).

Considering the pressures, relatively large oscillations but lower amplitudes are observed after the passing of the wave front. These oscillations disappear after the front arrives at the downstream manhole. The oscillations seem to be more persistent in time with steep pipe slopes (Figures 3-46 and 3-47).

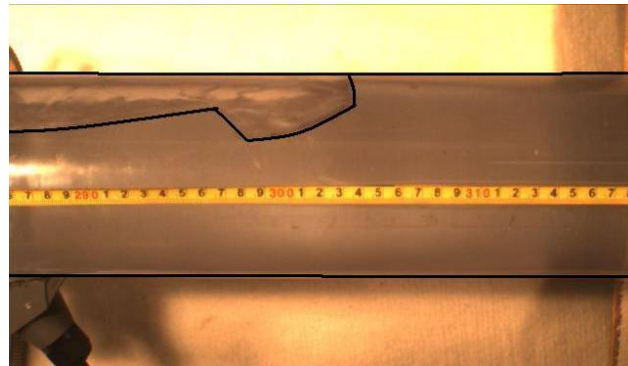
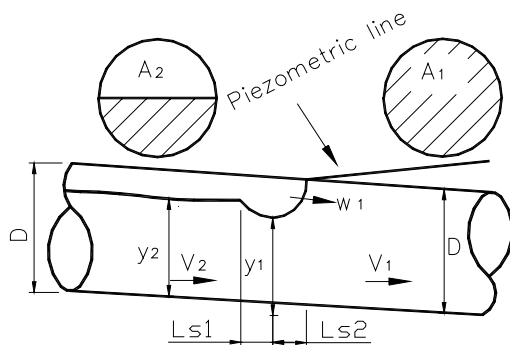


Figure 3-41 : Shape of the upstream depressurization front for a mild slope $S_0 = 0.3\%$

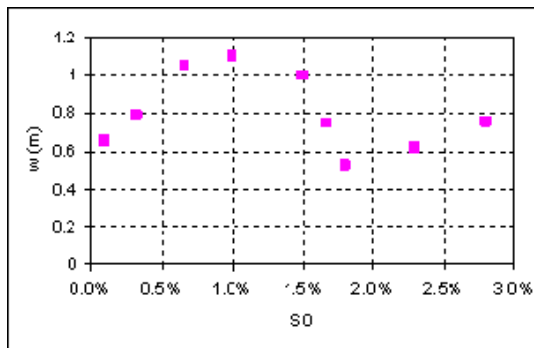


Figure 3-43 : Front velocity vs Slope at the middle of the pipe

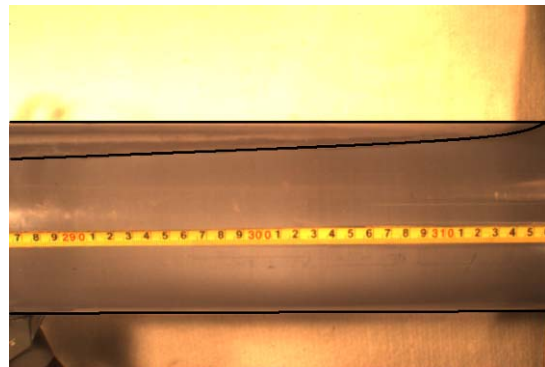


Figure 3-44 : General shape of the front for $S_0 = 1.8\%$

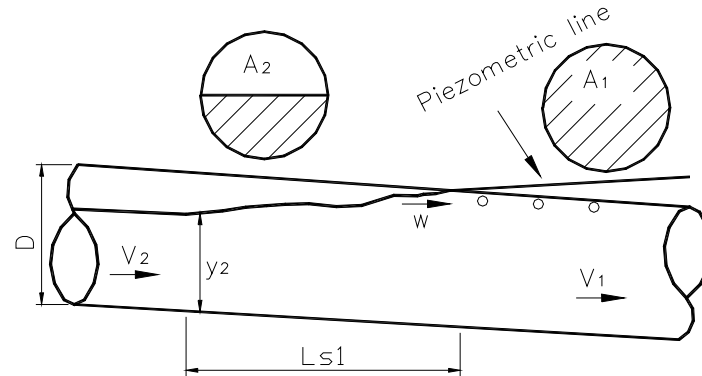


Figure 3-45 : Shape of the upstream depressurization front for a steep slope

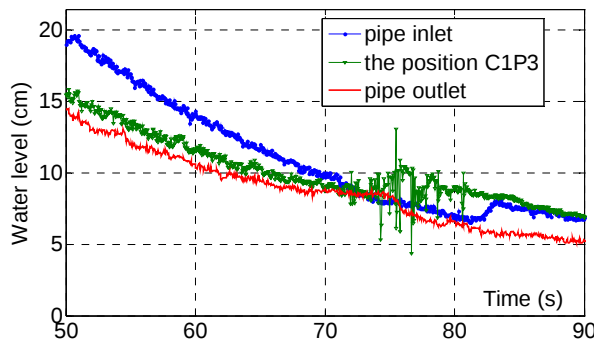


Figure 3-46 : Oscillations after the passage of the depressurization front, $S_0 = 0.3\%$

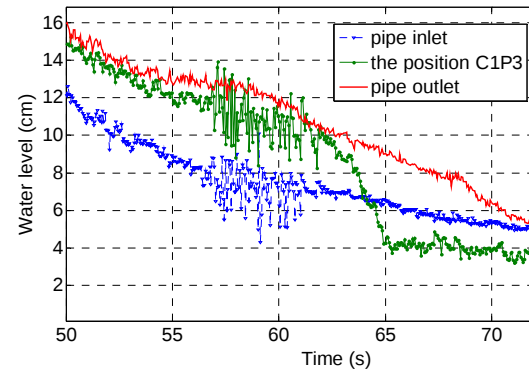


Figure 3-47 : Oscillations after the passage of the depressurization front, $S_0 = 2.3\%$

3.9 Conclusion and recommendations

This article analyzed different shape wave fronts observed during pipe pressurization and depressurization. The diversity of the shapes observed calls for more caution in the modelling of transient flows. The shape fronts depend on the energy they carry, the pipe slope, the air pressure, and other parameters not fully understood. The front lengths and the undulation half-lengths regularly attain minimum values of about $D/2$. These values suggest that a calculation spatial step (Δx) in the numerical model over this minimum values, can lead to an omission of important details in the flow.

The air effect on the front and the pressurized column manifests itself particularly during large variations in pressure. The magnitude of the oscillations observed deserves special attention in order not to confuse these physical oscillations with those of numerical origins in the simulation models, especially when using a numerical oscillations filter. The amount of air pockets and bubbles as well as the duration of their persistence in the front and in the pressurized column after the front illustrate the need to carefully handle the equations that take into account the fluid density in this portion. It is concluded that the density and the pressure wave celerities are not constant in the front and in the pressurized portion in front vicinity. Even if the method used to estimate the air content into the stationary front is not a sufficiently accurate experimental measurement, it gives an indication of the magnitude of the air quantity. Estimating more accurately this amount of air according to the flow conditions, the supply to the tanks and their water levels, deserves further investigation.

Acknowledgments

The writers would like to express their gratitude to NSERC (Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada) and CFI (Canada Foundation for Innovation) for their financial support to this research.

CHAPITRE 4 PRÉSENTATION DU MODÈLE PHYSIQUE ET DES RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

4.1 Présentation du modèle de laboratoire

Le modèle physique (Figures 4-1, 4-2 et 4-3) a été réalisé dans le cadre de cette étude. Il est composé de deux conduites parallèles (C_1 et C_2) suivies d'une troisième conduite C_3 en série avec les deux premières. Elles sont en PVC transparent, de longueurs respectives de 5.52 m, 5.49 m et 4.82 m. Les diamètres de C_1 et C_2 sont de 4 pouces alors que celui de C_3 peut être interchangé en 4 pouces ou 6 pouces selon les besoins. Les conduites amont C_1 et C_2 sont alimentées chacune par un réservoir de 1.03 m x 1.03 m de section horizontale sur une hauteur de 1.00 m. Le réservoir intermédiaire, raccordant les trois conduites a une section horizontale 16 pouces de diamètre sur une hauteur de 1.83 m. La troisième conduite vidange dans un réservoir de 1.03 m*1.03 m de section sur une hauteur de 1.52 m. Chacun des trois premiers réservoirs (R_1 , R_2 et R_3) est alimenté individuellement par une conduite de 4 pouces, raccordée à un grand réservoir d'alimentation. Une vanne manuelle installée sur chaque conduite d'alimentation permet de réguler le débit d'alimentation. Des débitmètres électromagnétiques de quatre pouces (arkon MAG 910E) installés sur les conduites d'alimentation des premier et troisième réservoirs permettent d'obtenir leurs débits d'entrée. Un débitmètre portatif ultrasonique (HEDLAND HTTF) est utilisé pour mesurer selon les besoins le débit à différentes positions sur l'une des trois conduites C_1 , C_2 et C_3 . Les extrémités de chacune de ces conduites sont munies de vannes électriques du type EPM3-120P de marque HAYWARD. Deux vannes EPM8-120P de marque HAYWARD de six pouces sont prévues pour la conduite C_3 lorsqu'elle sera interchangée de quatre à six pouces. Des capteurs de pression sont installés sur les conduites et les réservoirs afin d'obtenir les pressions ou les niveaux d'eau.

Un déversoir combiné (triangulaire-rectangulaire) est installé dans le quatrième réservoir pour mesurer le débit total à la sortie du système. L'eau évacuée du dernier réservoir est, soit rejetée dans le canal d'évacuation du laboratoire par une conduite de 4 pouces, soit renvoyée dans l'un des réservoirs amont par l'intermédiaire d'une pompe de vidange.

Dans le but de disposer d'un modèle capable de faire des essais sur une très large plage de pentes (-10% à +10%), les réservoirs sont munis de supports ajustables pour régler les pentes des conduites. Pour assurer une flexibilité entre les conduites et les réservoirs, des conduites flexibles de 0.40 m de longueur en moyenne sont insérées. Cependant, ces conduites flexibles et les vannes empêchent de suivre le front d'onde dans les environs immédiats des réservoirs du fait qu'elles ne sont pas transparentes.

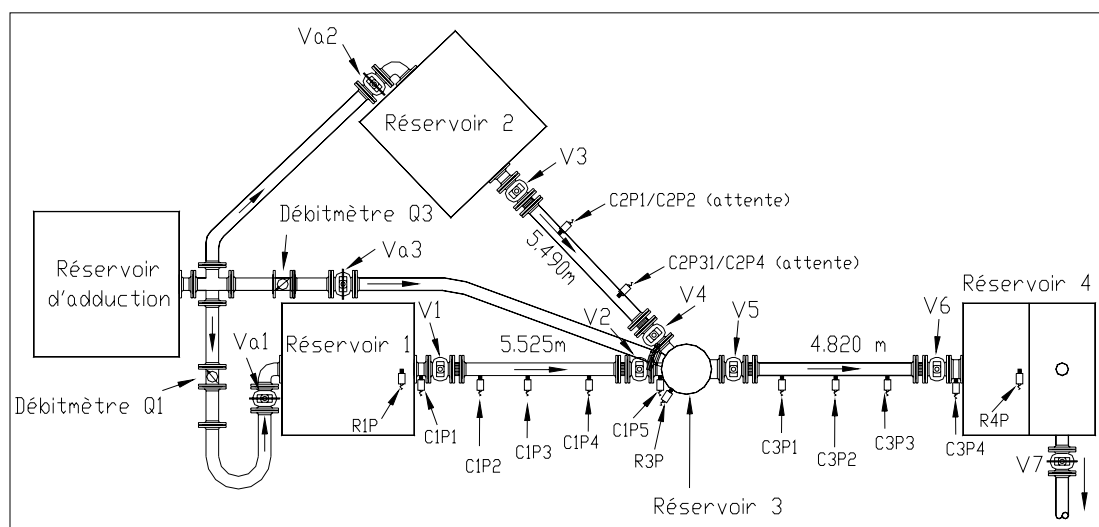


Figure 4-1 : Schéma du modèle physique – Vue en plan

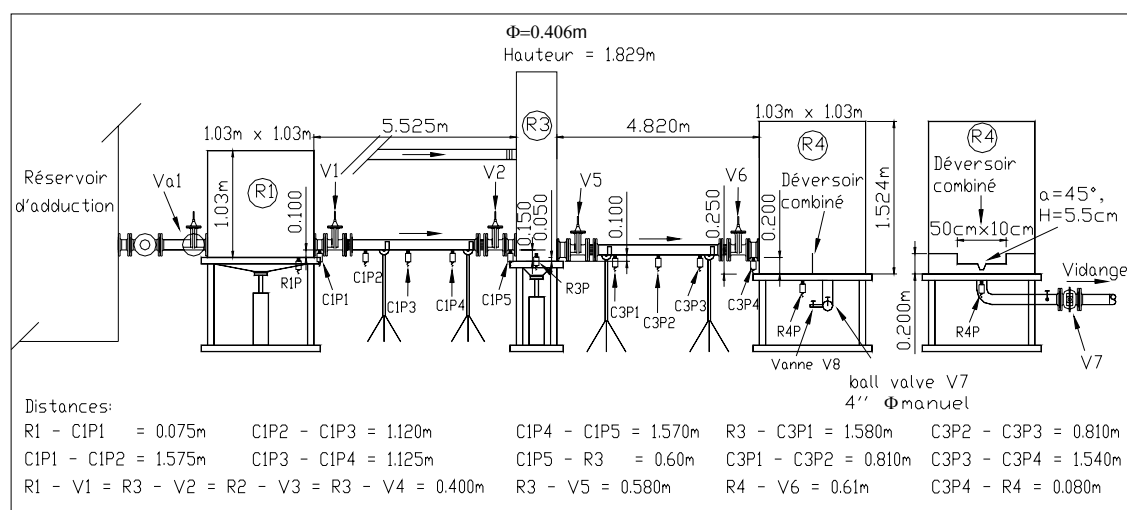


Figure 4-2 : Schéma du modèle physique – élévation R1-R4

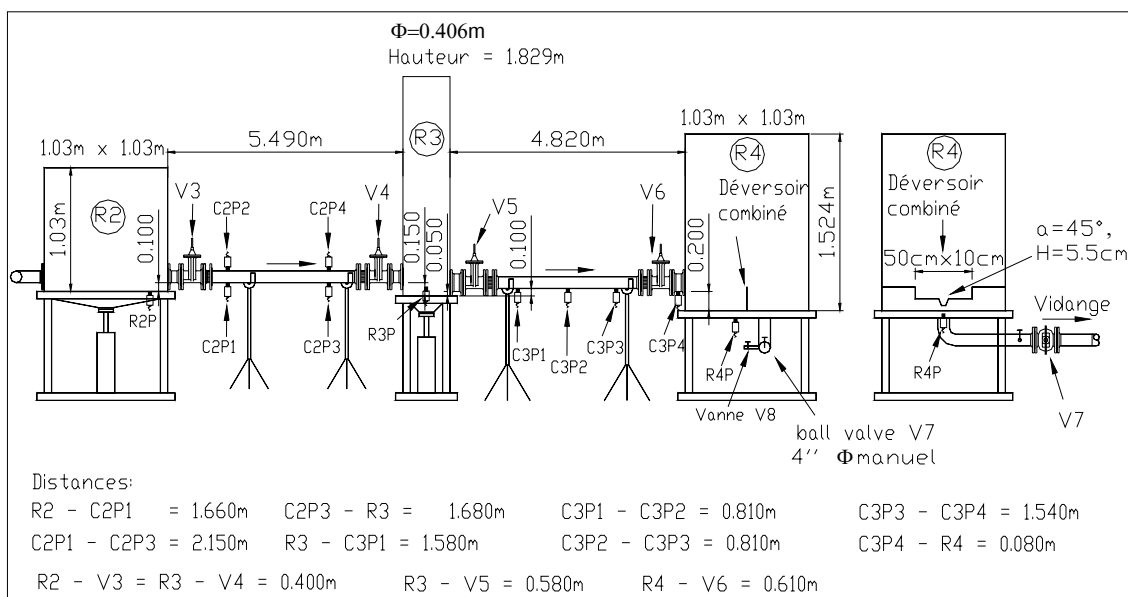


Figure 4-3 : Schéma du modèle physique – élévation R3 – R4

Une caméra (SVSi) haute résolution (200 images par seconde) permet de filmer la propagation du front d'onde afin de caractériser son comportement, sa forme, sa vitesse et déterminer la taille et la vitesse des bulles et poches d'air présentes dans l'écoulement. Cette caméra fonctionne avec le logiciel StremView LR.

L'acquisition des mesures des treize (13) capteurs de pression et des trois (03) débitmètres installés se fait par une carte d'acquisition de données du type SCC 68 de National Instrument raccordée à l'ordinateur. Deux types de connexion des capteurs et débitmètres sont réalisés :

- Une connexion à deux fils avec une résistance pour permettre à la carte de lire une tension. Cette connexion (Figure 4-4) est utilisée pour :
 - Les capteurs 0-5 psi (0-3.52 m) du type P9-4H2-DN1C0 de Hoskin Scientific qui retournent une intensité de 4 à 20 mA. Une résistance de 510 ohms est connectée en parallèle à chaque capteur;
 - Les débitmètres électromagnétiques qui retournent par leurs bornes (+2 et -3) un signal d'intensité de 4 à 20 mA. Une résistance de 1000 ohms est installée en parallèle pour obtenir à la sortie de la carte une tension;

- o Le débitmètre ultrasonique qui retourne également un signal d'intensité de 4 à 20 mA entre les bornes (+5 et -6). La meilleure courbe (débit-tension) est obtenue avec une résistance de 680 ohms.
- Une connexion à trois fils (Figure 4-5), utilisée pour les capteurs de pression 0-3 psi (0-2.11 m) du type P9-1H1-DN1C0 de Hoskin Scientific retournant directement une tension de 0 à 10 V.

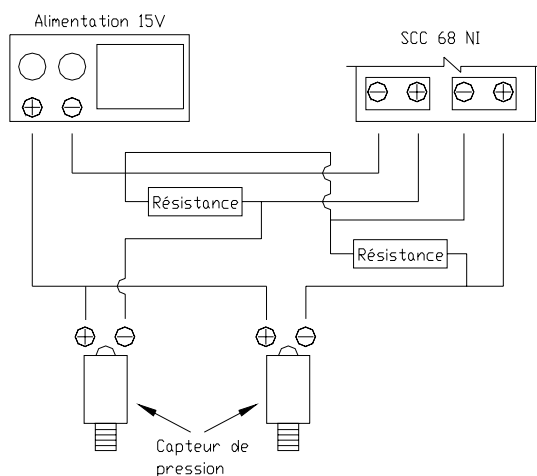


Figure 4-4 : Acquisition de données par 2 fils

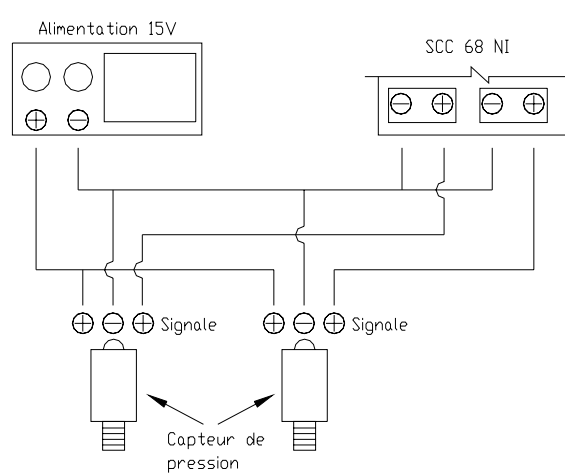


Figure 4-5 : Acquisition de données par 3 fils

L'interface reliant les instruments de mesure et l'ordinateur est gérée par un logiciel d'acquisition de données LabView. L'interface du programme appelée instrument virtuel (VI) est présentée aux figures 4-6 et 4-7.

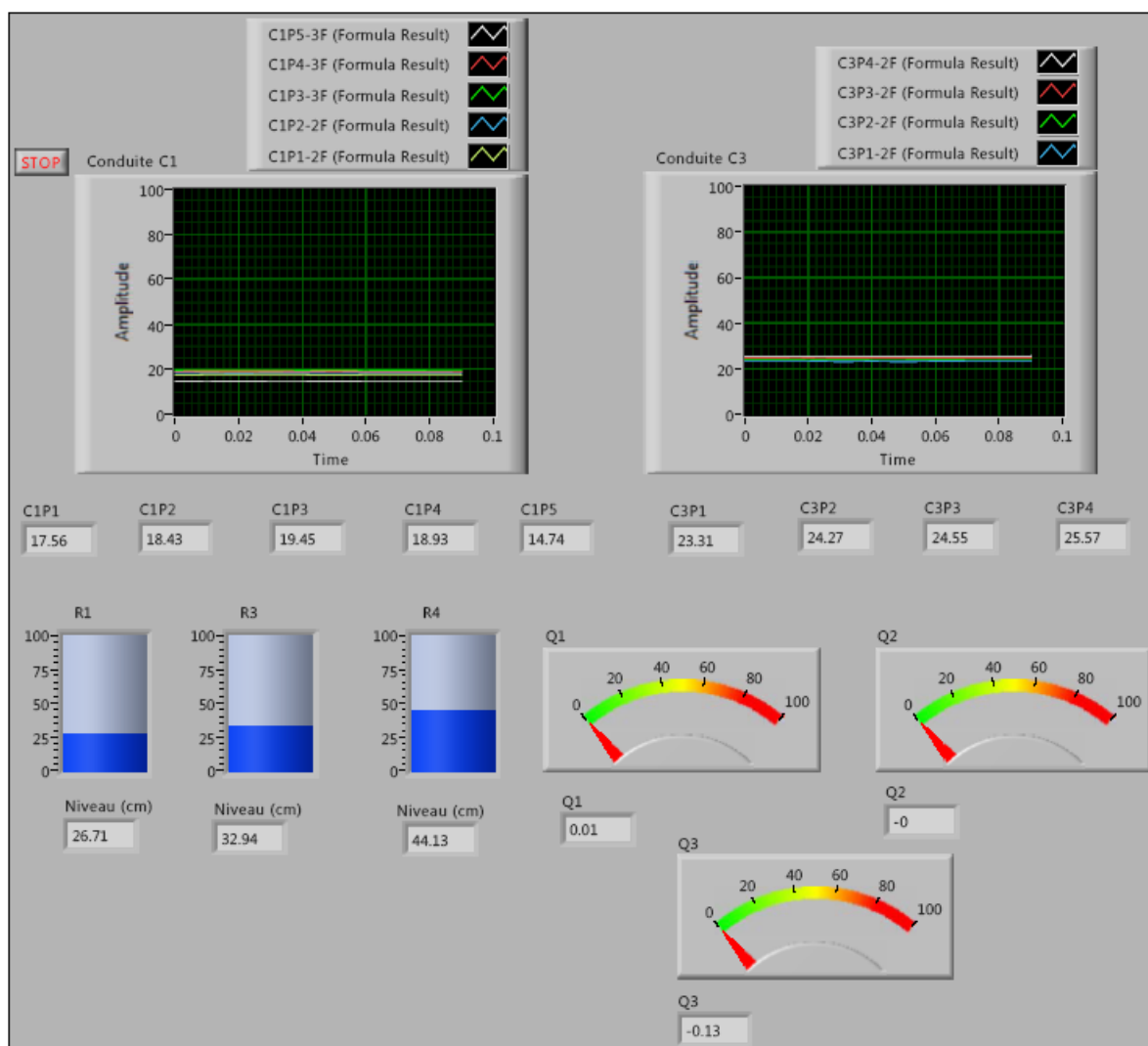


Figure 4-6 : Interface d'acquisition de données par LabView – Face avant du VI

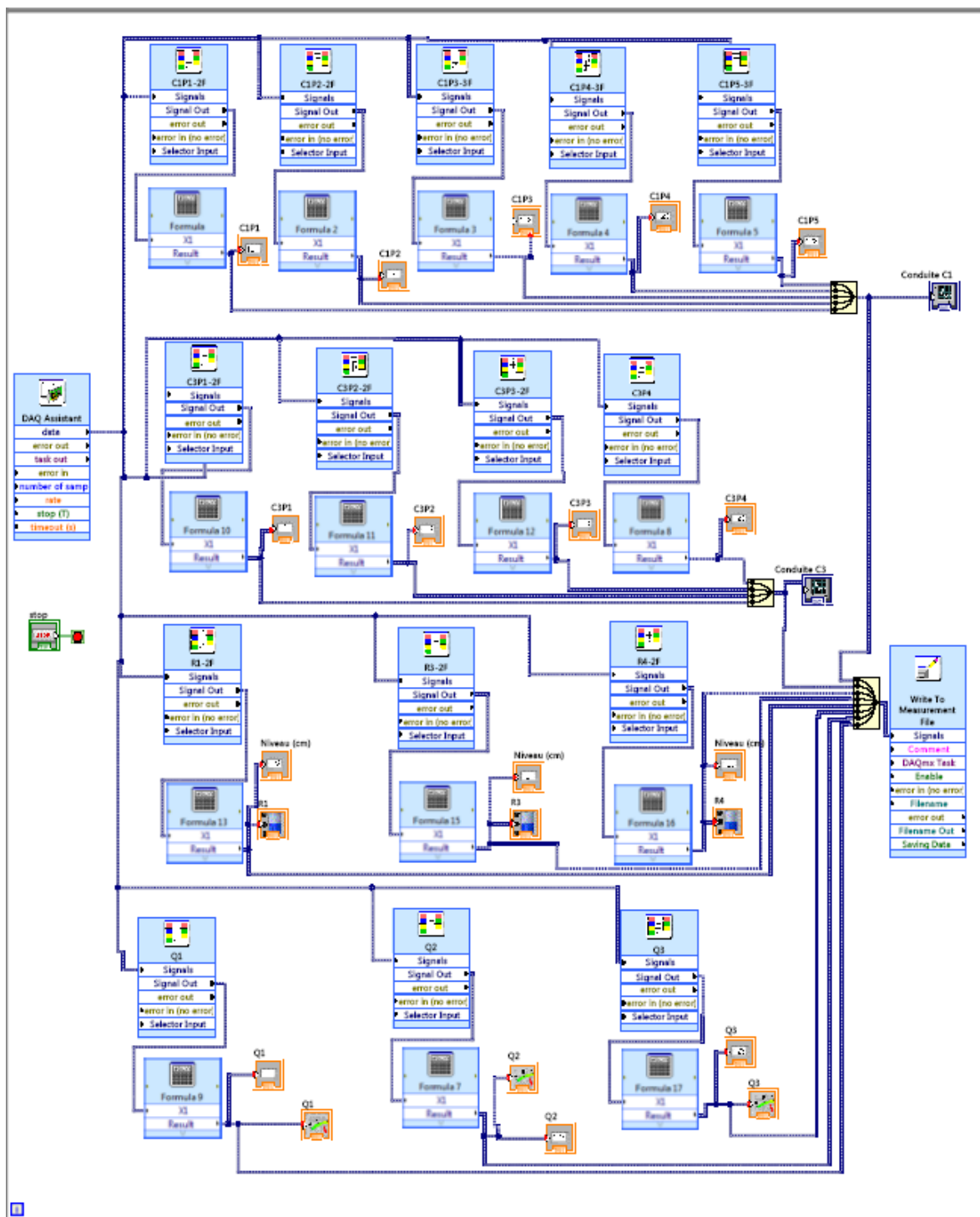


Figure 4-7 : Interface d'acquisition de données par LabView – Diagramme du VI

La carte d'acquisition de données SCC 68 NI dispose de seize (16) canaux, utilisés exclusivement pour les équipements de mesure installés sur le tronçon R_1 - R_4 . Il est à prévoir de

raccorder les six vannes électriques sur la carte Agilent Technologies 34980A et les capteurs à rajouter particulièrement ceux de la conduite C_2 pour mieux automatiser l'installation et améliorer la densité des mesures. La connexion des vannes nécessite un convertisseur de signal (Signal Conditioners) pour gérer l'angle d'ouverture des vannes proportionnellement à leur tension de commande.

Dans cette même perspective d'amélioration de l'installation, il serait plus intéressant d'arriver à une synchronisation automatique de la caméra avec l'horloge de l'ordinateur ou du temps de début d'exécution du programme de LabView.



Figure 4-8 : Installation du modèle



Figure 4-9 : Raccordement électrique



Figure 4-10 : Photo du modèle installé



Figure 4-11 : Photo du modèle installé

4.2 Étalonnage des instruments de mesure

Avant de procéder aux essais, tous les appareils de mesure (douze (12) capteurs de pression, deux (02) débitmètres électromagnétiques, un (01) débitmètre ultrasonique, un (01) déversoir combiné) sont étalonnés. Une tension en courant continu de 0 à 10 V est mesurée au bord de chaque

instrument de mesure, en fonction de la grandeur, objet de la mesure (hauteur d'eau / pression pour les capteurs, débit pour les débitmètres). Les fonctions des courbes d'étalonnage sont introduites dans les champs «formule» du programme d'acquisition (Figure 4-7) de données pour enregistrer directement les grandeurs recherchées (hauteur d'eau / pression ou débit).

4.2.1 Étalonnage des capteurs de pression

L'étalonnage de chaque capteur a été fait à l'aide d'un tube de 5 mm de diamètre monté sur une échelle graduée de hauteur totale de 2 m. Plusieurs niveaux ont été mesurés pour des valeurs de tension de 0 à 10 V. À partir de ces mesures, une droite de régression (4.1) donnant la hauteur d'eau en fonction de la tension est déterminée pour chaque capteur.

$$H = aU + b \quad (4.1)$$

où H : représente la hauteur d'eau ou pression sur le capteur et U : la tension mesurée.

Les figures 4-12 à 4-23 présentent les mesures et les droites de régression de chaque capteur de pression.

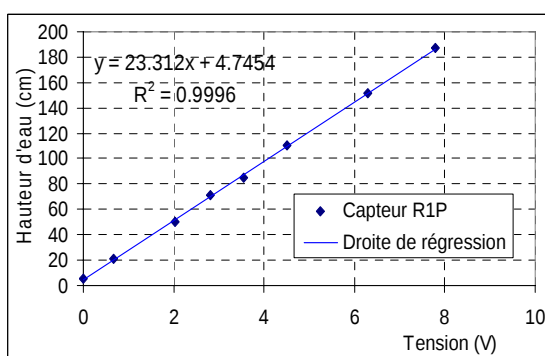


Figure 4-12 : Étalonnage du capteur R1

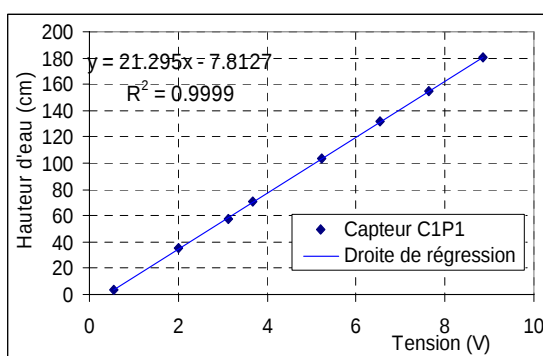


Figure 4-13 : Étalonnage du capteur C1P1

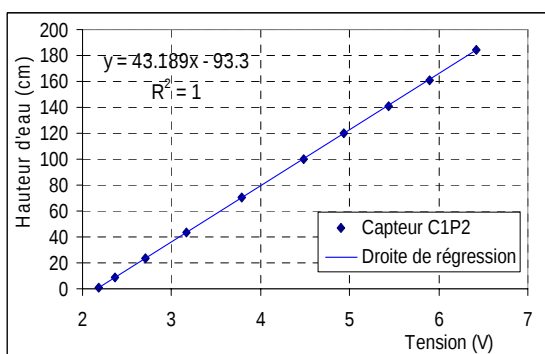


Figure 4-14 : Étalonnage du capteur C1P2

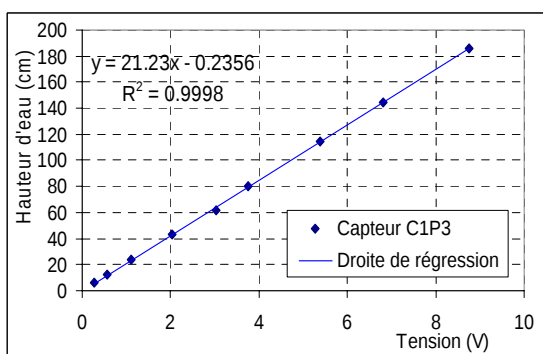


Figure 4-15 : Étalonnage du capteur C1P3

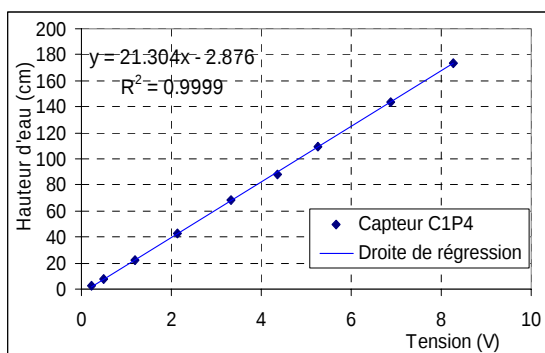


Figure 4-16 : Étalonage du capteur C1P4

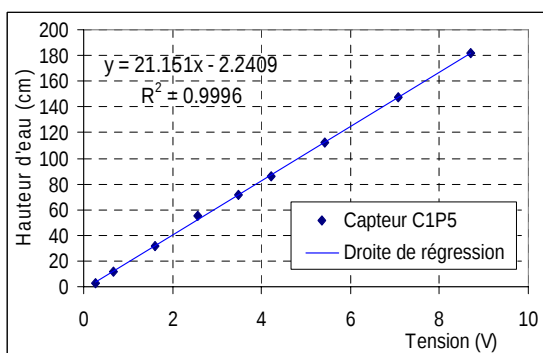


Figure 4-17 : Étalonage du capteur C1P5

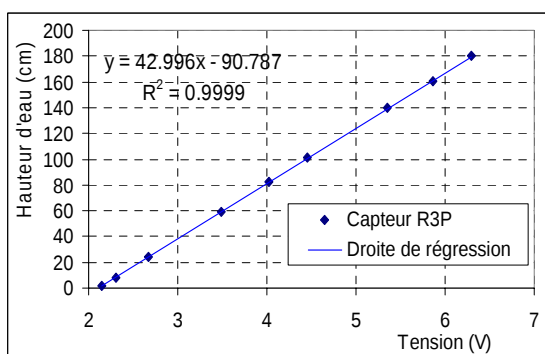
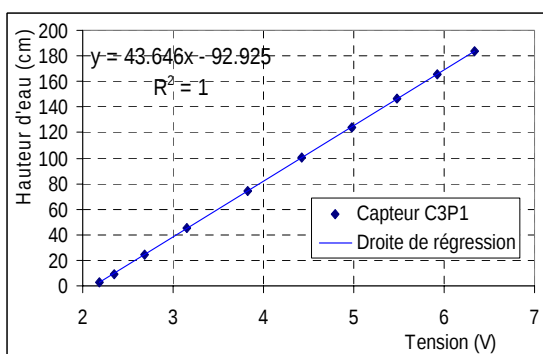
Figure 4-18 : Étalonage du capteur R₃

Figure 4-19 : Étalonage du capteur C3P1

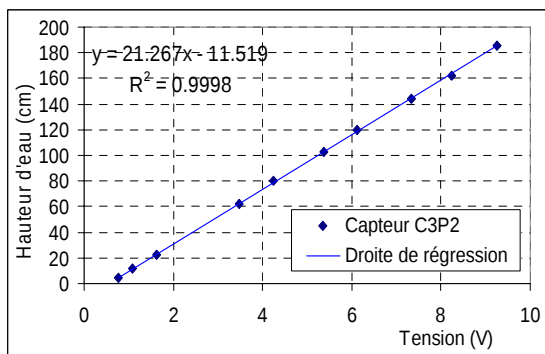


Figure 4-20 : Étalonage du capteur C3P2

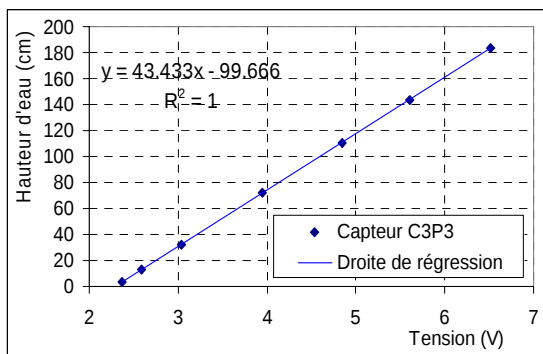


Figure 4-21 : Étalonage du capteur C3P3

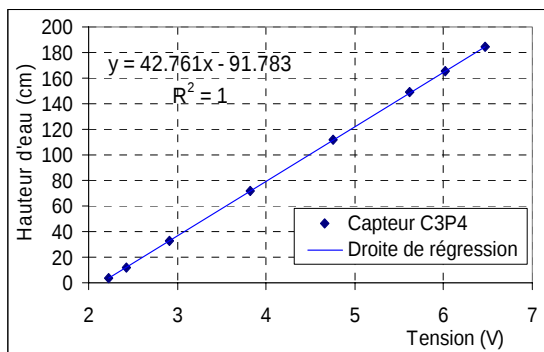


Figure 4-22 : Étalonnage du capteur C3P4

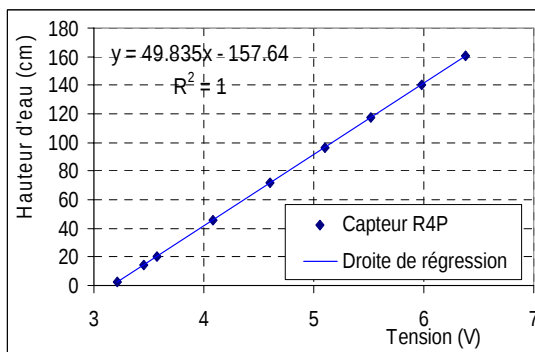


Figure 4-23 : Étalonnage du capteur R4

4.2.2 Étalonnage des débitmètres

Les calibrations des débitmètres sont toutes effectuées à l'usine. Le fournisseur conseille de ne modifier aucun paramètre. Cependant, une vérification sommaire a été faite afin de s'assurer de la fiabilité de chaque débitmètre. Cette vérification consiste à comparer le débit moyen de remplissage ($Q = \nabla / \Delta t$) du réservoir aval entre deux niveaux (H_1 et H_2) et le débit lu sur l'afficheur du débitmètre (Q_a) où $\nabla = S_h (H_2 - H_1)$ et Δt le temps de remplissage mesuré au chronomètre et S_h la section horizontale du réservoir.

Pendant les mesures, les lectures sur les débitmètres sont quasi-constantes. Cette procédure est répétée trois fois avec des ouvertures différentes de la vanne amont du débitmètre. Les tableaux 4-1, 4-2 et 4-3 présentent les différentes valeurs obtenues. Les différences observées sont dans l'ensemble inférieures à 2%.

Tableau 4-1 : Vérification du débitmètre Q_1

Mesures	Hauteur initiale (m)	Hauteur finale (m)	Durée (s)	Section réservoir (m^2)	Débit calculé (m^3/h)	Débit lu (m^3/h)	Différence %
1	0.252	0.425	30.4	1.0609	21.73	22.06	-1.5%
2	0.273	0.497	28.6		29.91	29.58	1.1%
3	0.327	0.563	35.6		25.32	25.80	-1.9%

Tableau 4-2 : Vérification du débitmètre Q_2

Mesures	Hauteur initiale (m)	Hauteur finale (m)	Durée (s)	Section réservoir (m^2)	Débit calculé (m^3/h)	Débit lu (m^3/h)	Différence %
1	0.322	0.462	25.6	0.1257	20.89	20.49	1.9%
2	0.383	0.606	21.5		39.61	38.98	1.6%
3	0.304	0.517	35.4		22.98	23.37	-1.7%

Tableau 4-3 : Vérification du débitmètre Q₃

Mesures	Hauteur initiale (m)	Hauteur finale (m)	Durée (s)	Section réservoir (m ²)	Débit calculé (m ³ /h)	Débit lu (m ³ /h)	Différence %
1	0.193	0.349	21.6	0.1257	27.58	27.94	-1.3%
2	0.213	0.417	31.5		24.73	24.29	1.8%
3	0.254	0.524	34.7		29.72	30.19	-1.6%

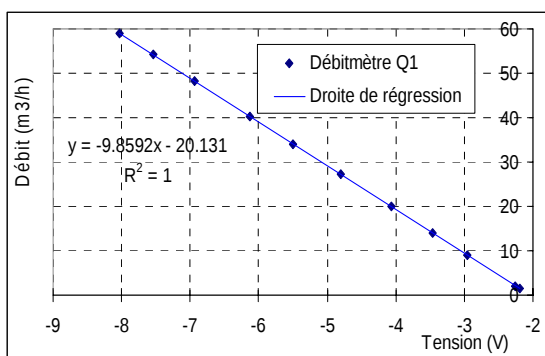
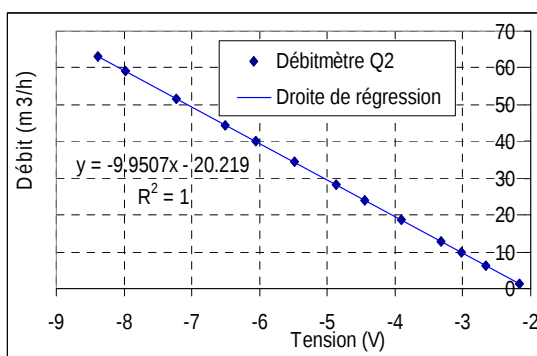
Après cette vérification, une courbe d'étalonnage (débit-tension) est effectuée pour chaque débitmètre afin d'enregistrer directement les débits par la carte d'acquisition de données. L'étalonnage des débitmètres est fait de la même manière que celle des capteurs de pression à la différence que les débits mesurés sont directement lus sur l'afficheur du débitmètre.

Rappelons que les résistances installées en parallèle aux débitmètres permettent de lire une tension à la carte d'acquisition de données. Les mesures des débitmètres électromagnétiques représentent des droites dont les régressions sont sous la forme l'équation (4.2) (Figures 4-24 et 4-25).

$$Q = aU + b \quad (4.2)$$

Où Q : représente le débit et U : la tension mesurée.

La courbe de débit du débitmètre ultrasonique (Hedland HTTF) se présente quant à elle sous forme polynomiale (Figure 4-26).

Figure 4-24 : Calibrage du débitmètre Q₁Figure 4-25 : Calibrage du débitmètre Q₂

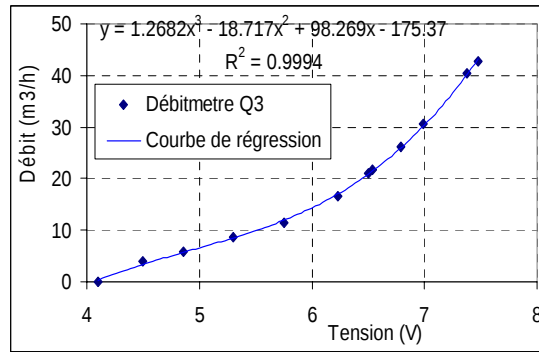


Figure 4-26 : Calibrage du débitmètre Q₃

4.2.3 Calcul d'incertitudes

Pour s'assurer de la qualité des mesures réalisées, l'incertitude de chacun des instruments de mesure a été déterminée. C'est-à-dire l'écart probable entre la valeur dite vraie de la grandeur et celle mesurée est évalué pour chaque instrument de mesure. Cet écart est constitué de deux parties. D'une part, les erreurs systématiques qui sont fortement réduites pour les capteurs par l'utilisation d'une mesure de référence, laquelle est soustraite de toutes les mesures. D'autre part, les erreurs accidentelles sont minimisées par la répétition des mesures, les purges régulières des capteurs lorsque des bulles d'air créent des oscillations anormales, l'élimination de toute mesure de qualité douteuse.

Pour chacun instrument de mesure, l'incertitude type est déterminée comme étant la racine carrée de la variance (JCGM, 2008) :

$$\mu(f) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \mu^2(x_i) \quad (4.3)$$

où f est la relation fonctionnelle déterminant la mesurande Y à partir des n grandeurs x_i ($Y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$). La mesurande Y est soit la hauteur d'eau H ou le débit Q , $\mu(x_i)$ est l'incertitude type.

A partir de l'équation (4.3), les incertitudes $\mu(f)$ sont calculées en adoptant une formule générale sous la forme :

$$(Y = aX + b) \quad (4.4)$$

avec :

$$\mu_Y = \frac{100}{Y} \sqrt{u_a^2 \left(\frac{\partial Y}{\partial a} \right)^2 + u_x^2 \left(\frac{\partial Y}{\partial X} \right)^2 + u_b^2 \left(\frac{\partial Y}{\partial b} \right)^2} \quad (4.5)$$

Après transformation on obtient :

$$\mu_Y = \frac{100}{Y} \sqrt{u_a^2 X^2 + u_X^2 a^2 + u_b^2} \quad (4.6)$$

Les figures I-1 à I-15 présentent les tensions de sortie mesurées aux deux bornes de chaque instrument pour une hauteur H ou débit Q donné. A partir de ces mesures, les moyennes (U_{moy}) et les écarts types (σ) sont déterminés (Tableaux 4-4, 4-5 et 4-6). Les écarts μ_a et μ_b sont calculés respectivement avec les équations (4.7) et (4.8) (Patthey, 2010).

$$\mu_a = \sqrt{\frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N (Y_i - \bar{Y})^2 / \sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2} \quad (4.7)$$

$$\mu_b = \sqrt{\frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N (Y_i - \bar{Y})^2 / \left(\frac{1}{N} + \frac{\bar{X}^2}{\sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2} \right)} \quad (4.8)$$

L'écart μ_X est calculé quant à lui en tenant compte de l'écart type (σ) des mesures, de la précision due à la non linéarité et à l'hystérésis de l'instrument (μ_h de 0.10%), de la précision du système d'enregistrement (μ_{syst} 0.01V) : $\mu_X = 2\sigma + \mu_h + \mu_{syst}$ (4.9)

L'ensemble des résultats est présenté aux tableaux 4-4, 4-5 et 4-6. Les graphiques des variations des mesures sont présentés en annexes 1. Les incertitudes exprimées en pourcentage sont assez faibles, par conséquent on peut retenir que les mesures sont fiables et que la précision de 5% peut être retenue.

Tableau 4-4 : Calcul des incertitudes des capteurs

	R1P	C1P1	C1P2	C1P3	C1P4	C1P5
a	23.3120	21.2950	43.1890	21.2300	21.3040	21.1510
b	4.7454	-7.8127	-93.3000	-0.2356	-2.8760	-2.2409
U_{moy} (V)	0.9429	1.1915	2.5927	0.9256	1.0240	0.7995
σ (V)	0.0035	0.0034	0.0031	0.0060	0.0032	0.0060
H (cm) à U_{moy}	26.7	17.6	18.7	19.4	18.9	14.7
Tension de sortie U_s	10	10	10	10	10	10
$\mu_h = 0.10\%U_s$	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
μ_{syst}	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
μ_x	0.0271	0.0268	0.0263	0.0320	0.0264	0.0320
μ_a (V)	0.4176	0.3814	0.7735	0.3802	0.3816	0.3779
μ_b (V)	0.4089	0.4195	1.2470	0.3702	0.3900	0.3432
μ_Y (cm)	0.85	0.84	0.79	0.85	0.79	0.69
μ_Y (%)	3.2%	4.8%	4.2%	4.4%	4.2%	4.7%

Tableau 4-5 : Calcul des incertitudes des capteurs (suite)

	R3P	C3P1	C3P2	C3P3	C3P4	R4P
a	42.9960	43.6460	21.2670	43.4350	42.7610	49.8350
b	-90.7870	-92.9250	-11.5190	-99.6330	-91.7830	-157.6400
U_{moy} (V)	2.8759	2.6614	1.6883	2.8642	2.7461	4.0484
σ (V)	0.0019	0.0014	0.0064	0.0038	0.0016	0.0019
H (cm) à U_{moy}	32.9	23.2	24.4	24.8	25.6	44.1
Tension de sortie U_s	10	10	10	10	10	10
$\mu_h = 0.10\%U_s$	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
μ_{syst}	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
μ_x	0.0237	0.0227	0.0327	0.0275	0.0233	0.0238
μ_a (V)	0.7700	0.7816	0.3809	0.7778	0.7658	0.8925
μ_b (V)	1.3072	1.2767	0.4988	1.3175	1.2705	1.7965
μ_Y (cm)	1.52	1.19	1.07	1.28	1.19	2.10
μ_Y (%)	4.6%	5.1%	4.4%	5.2%	4.7%	4.8%

Tableau 4-6 : Calcul des incertitudes des débitmètres

	Q ₁	Q ₂	Q ₃
a	-9.8592	-9.9507	11.9130
b	-20.1310	-20.2190	-52.8190
U_{moy} (V)	-3.5867	-3.2841	5.6633
σ (V)	0.0286	0.0282	0.0411
Q (m ³ /h) à U_{moy}	15.2	12.5	14.6
Tension de sortie U_s	10	10	10
$\mu_h = 0.10\%U_s$	0.01	0.01	0.01
μ_{syst}	0.01	0.01	0.01
μ_x	0.0772	0.0763	0.1023
μ_a (V)	0.1766	0.1782	0.2222
μ_b (V)	0.3337	0.3221	0.5290
μ_Y (m ³ /h)	0.68	0.61	0.79
μ_Y (%)	4.5%	4.9%	5.4%

4.3 Mesure de rugosité, friction, et coefficients de pertes de charge singulières

Un des principaux objectifs de ces travaux est de disposer de résultats expérimentaux pour tester et valider le modèle de simulation en cours de réalisation. Pour cette raison, les coefficients de rugosité, de friction et de pertes de charge singulières du modèle physique sont déterminés.

Dans la formulation des écoulements par les équations de Saint Venant, plusieurs hypothèses sont faites pour faciliter leur résolution. Parmi ces hypothèses, celle relative à la friction permanente occupe une place de choix. Plusieurs auteurs dont Wylie et Streeter (1993) et Graf et Altinakar (1996) supposent que l'utilisation de la friction permanente, même si l'écoulement est non permanent, présente un impact très peu prononcé sur les résultats. Les essais de Fuamba (1997) ont montré une amélioration des résultats de l'ordre de 2% sur les pressions en prenant en compte la friction dynamique.

A notre connaissance, cette problématique de la friction non permanente n'a pas grandement évolué. Dans la suite de cette analyse, l'hypothèse considérant que la friction est permanente est maintenue. Tous les coefficients à déterminer le seront sous l'hypothèse d'un écoulement permanent.

Il s'agit donc de déterminer :

- Le coefficient de rugosité n de Manning des conduites pour un écoulement à surface libre;
- Le coefficient de friction f de Darcy pour un écoulement en charge;
- Les coefficients de pertes de charge singulières à la sortie et à l'entrée des réservoirs pour les zones disposant de capteurs.

La détermination distincte des coefficients de pertes de charge pour les écoulements à surface libre et en charge, se justifie par le fait que chacun de ces écoulements est calculé avec des équations qui lui sont propres dans le modèle numérique en cours de réalisation.

4.3.1 Essais réalisés

Une série de vingt essais sont réalisés sur le tronçon R_1 - R_4 (Figure 4-2) : dix essais en écoulement à surface libre et dix autres en écoulement en charge. L'alimentation du système se

fait uniquement par la conduite d'adduction du réservoir R_1 . Les pentes des conduites sont de 0.2%. Les caractéristiques géométriques et topographiques du modèle et le système d'acquisition de données sont déjà décrites à la présentation de modèle de laboratoire (section 4.1).

La procédure des essais consiste à ouvrir d'abord la vanne (V_{a1}) alimentant R_1 et à observer un écoulement visiblement permanent avant de démarrer les mesures de débit et de pression. La figure 4-27 présente les zones retenues pour la détermination des différents coefficients. Ce choix respecte un compromis entre la représentativité et la possibilité de faire des mesures adéquates avec suffisamment d'instruments de mesure. Les essais sont répétés deux fois : une première série d'essais durant laquelle le débitmètre portatif est positionné sur la conduite C_1 et une deuxième série durant laquelle le débitmètre portatif est sur la conduite C_3 .

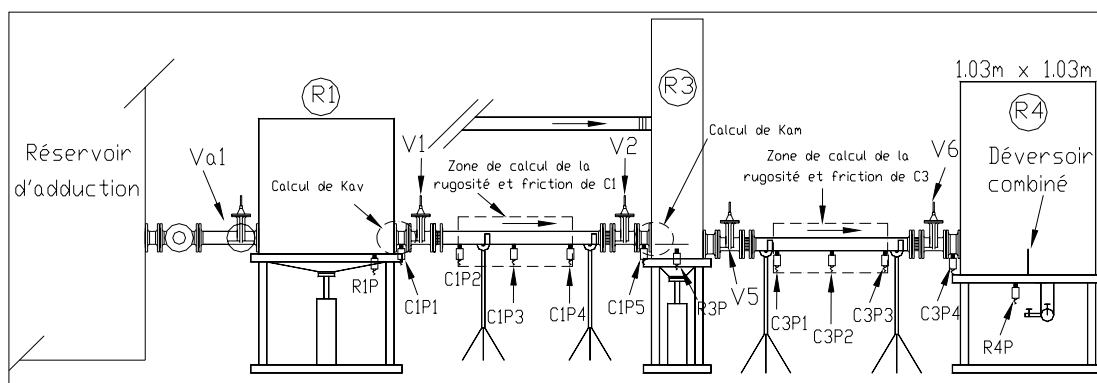


Figure 4-27 : Zones de mesures des différents coefficients

Les coefficients de perte de charge singulière sont déterminés à la sortie du réservoir R_1 et à l'entrée de R_3 . Les coefficients de perte de charge singulière des vannes ne sont pas déterminés dans ce travail. Les sections de passage des vannes totalement ouvertes ne présentent pas d'irrégularité particulière. L'hypothèse que les pertes de charge singulières sont négligeables est donc retenue.

4.3.2 Présentation des résultats

Les mesures (hauteurs d'eau et débit) sont présentées dans les tableaux 4-7, 4-8 et 4-9.

Tableau 4-7 : Mesures de niveaux et débits pour déterminer n et f de C_1

Écoulement à surface libre			Écoulement en charge		
C1P2 (cm)	C1P4 (cm)	Débit (m ³ /h)	C1P2 (cm)	C1P4 (cm)	Débit (m ³ /h)
4.24	4.45	2.51	11.02	10.23	18.48
4.87	5.05	3.25	12.17	11.03	22.49
5.23	5.49	3.72	17.26	15.26	29.17
6.23	6.36	5.51	21.76	19.07	32.67
6.43	6.51	5.91	28.92	25.25	38.34
7.47	7.50	8.23	36.05	31.59	44.74
8.59	8.38	11.90	43.14	37.23	47.42
8.96	8.94	11.94	48.63	42.25	49.47
			51.92	44.93	51.43

Tableau 4-8 : Mesures de niveaux et débits pour déterminer K_{av} de R_1

Écoulement à surface libre			Écoulement en charge		
R1P (cm)	C1P1 (cm)	Q1 (m ³ /h)	R1P (cm)	C1P1 (cm)	Q1 (m ³ /h)
13.41	3.38	2.54	23.19	11.08	18.45
14.42	4.41	3.07	26.32	12.75	23.97
14.84	4.77	3.71	35.15	18.82	30.49
15.99	5.85	5.57	41.92	24.17	36.05
16.14	5.99	5.83	52.55	32.24	43.47
17.34	7.10	8.37	62.99	40.40	46.31
19.34	8.52	12.24	73.20	47.63	50.17
19.68	8.77	12.44	81.42	53.83	51.14
			87.08	57.72	53.12

Tableau 4-9 : Mesures de niveaux et débits pour déterminer K_{am} de R_3

Écoulement en charge		
C1P5 (cm)	R3 (cm)	Débit (m ³ /h)
5.35	18.66	15.59
6.52	21.88	18.21
11.67	27.26	23.99
15.20	30.24	26.23
20.86	36.10	30.82
26.50	41.31	34.51
31.68	45.26	37.78
36.13	49.35	40.82
38.59	51.27	42.27

Tableau 4-10 : Mesures de niveaux et débits en charge sur la conduite C₃

C3P1 (cm)	C3P3 (cm)	Q ₃ (m ³ /h)	C3P1 (cm)	C3P3 (cm)	Q ₃ (m ³ /h)
2.54	2.69	1.09	10.26	10.10	13.59
2.75	2.49	1.20	13.22	12.64	19.82
4.83	4.42	3.43	14.45	14.02	19.90
5.87	5.24	4.96	17.42	16.61	24.23
6.92	6.99	6.96	22.94	21.94	24.82
7.97	7.95	8.87	26.55	25.80	24.05
8.26	8.04	9.47	36.13	35.06	26.78
9.48	9.54	11.81	47.51	45.84	30.82
			68.29	66.49	31.27

4.3.2.1 Calcul de la rugosité de la conduite C₁

Le coefficient de rugosité de la conduite C₁ est calculé à partir des pertes de charge en écoulement à surface libre entre les capteurs C1P2 et C1P4 (Tableau 4-7) distants de 2.245 m, en appliquant les équations d'énergie (4.10) et de Manning (4.11). La pente de la conduite étant de $S_0 = 0.2\%$, son effet est négligé.

$$Z_{C1P1} + y_{C1P1} + \frac{V_{C1P1}^2}{2g} = Z_{C1P4} + y_{C1P4} + \frac{V_{C1P4}^2}{2g} + \Delta x S_f \quad (4.10)$$

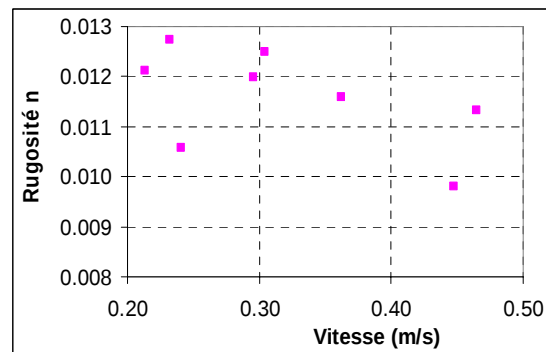
$$n = R_h^{2/3} \sqrt{S_f} / V \quad (4.11)$$

où R_h est le rayon hydraulique, S_f est la pente d'énergie de la conduite et V est la vitesse moyenne entre les capteurs.

Les résultats des calculs montrent une rugosité comprise entre 0.010 et 0.013. On observe une tendance à la baisse de la rugosité inversement à la vitesse. Cependant il n'est pas possible de déterminer une bonne corrélation entre les valeurs (Tableau 4-11 et Figure 4-28).

Tableau 4-11 : Rugosité de la conduite C₁

Vitesse (m/s)	Rugosité n
0.21	0.012
0.23	0.013
0.24	0.011
0.30	0.012
0.30	0.012
0.36	0.012
0.46	0.011
0.45	0.010

Figure 4-28 : Rugosité de la conduite C₁

4.3.2.2 Calcul de la rugosité de la conduite C₃

Le coefficient de rugosité de la conduite C₃ est calculé à partir des pertes de charge en écoulement à surface libre entre les capteurs C3P1 et C3P3 (Tableau 4-10) espacés d'une longueur L = 1.62 m, en appliquant les équations d'énergie entre C3P1 et C3P3 (4.10) et de Manning (4.11).

Les résultats (Tableau 4-12 et Figure 4-29) des calculs montrent une rugosité comprise entre 0.009 et 0.014. On observe une tendance à la baisse de la rugosité inversement à la vitesse comme déjà indiqué pour la conduite C₁.

Tableau 4-12 : Rugosité de la conduite C₃

Vitesse (m/s)	Rugosité n
0.17	0.012
0.23	0.014
0.27	0.013
0.31	0.012
0.33	0.011
0.37	0.012
0.38	0.009
0.43	0.010

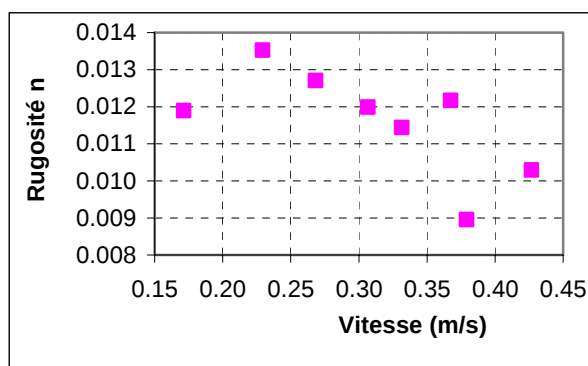


Figure 4-29 : Rugosité de la conduite C₃

4.3.2.3 Calcul de la friction de la conduite C₁

La friction est calculée avec l'équation d'énergie (4.10) et celle de Darcy (4.12) et des résultats de mesure du tableau 4-7.

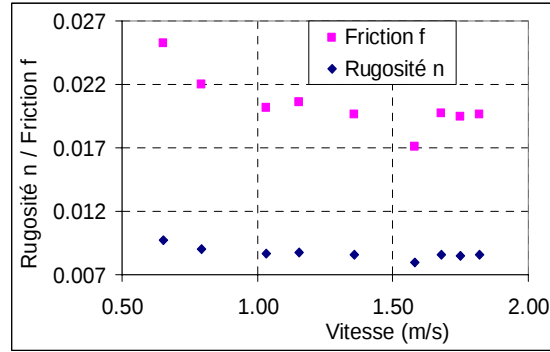
$$f = 2gDS_f/V^2 \quad (4.12)$$

où D est le diamètre de la conduite et g l'accélération de la pesanteur.

Les résultats montrent une friction variant entre 0.019 et 0.025 (Tableau 4-13 et Figure 4-30).

Tableau 4-13 : Friction de la conduite C₁

Vitesse (m/s)	Rugosité n	Friction f
0.63	0.010	0.025
0.77	0.009	0.022
1.00	0.009	0.020
1.12	0.009	0.021
1.31	0.009	0.020
1.53	0.008	0.017
1.62	0.009	0.020
1.69	0.009	0.019
1.76	0.009	0.020

Figure 4-30 : Friction de la conduite C₁

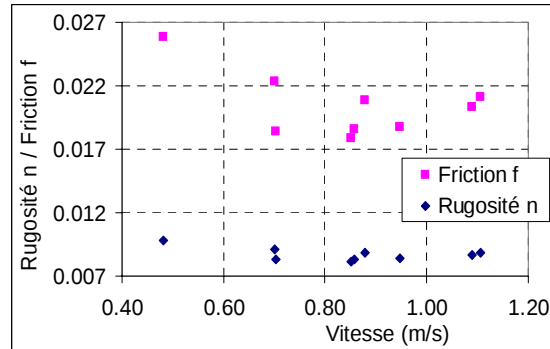
4.3.2.4 Calcul de la friction de la conduite C₃

La friction de la conduite C₃ est calculée avec l'équation d'énergie (4.10) et celle de Darcy (4.12) et des résultats de mesure du tableau 4-10.

Les résultats montrent une friction variant entre 0.019 et 0.026 (Tableau 4-14 et Figure 4-31).

Tableau 4-14 : Friction de la conduite C₃

Vitesse (m/s)	Rugosité n	Friction f
0.47	0.010	0.026
0.68	0.009	0.022
0.68	0.008	0.018
0.83	0.008	0.019
0.85	0.009	0.021
0.82	0.008	0.018
0.92	0.008	0.019
1.06	0.009	0.020
1.07	0.009	0.021

Figure 4-31 : Friction de la conduite C₃

4.3.2.5 Coefficient de perte de charge à la sortie du réservoir R₁

Le coefficient de perte de charge à la sortie du réservoir R₁ est calculé à partir des mesures du tableau 4-8 et de l'équation d'énergie (4.10) et de l'équation de la perte de charge singulière (4.13).

$$\Delta h = K_{av} V^2 / (2g) \quad (4.13)$$

où Δh est la perte de charge entre le réservoir et l'entrée de la conduite, V est la vitesse à l'entrée de la conduite, K_{av} est le coefficient de perte de charge singulière.

Les coefficients de perte de charge sont calculés distinctement pour les écoulements à surface libre et en charge.

En écoulement à surface libre, on constate un coefficient très faible lors du début de l'écoulement. Ce coefficient augmente avec la vitesse et reste inférieur aux valeurs obtenues pour un écoulement en charge (Tableau 4-15 et Figure 4-32).

En écoulement en charge, la variation du coefficient de perte de charge singulière est plus faible et oscille autour de 1.00 (Tableau 4-16 et Figure 4-33).

Tableau 4-15 : K_{av} à surface libre de R_1

Vitesse (m/s)	K_{av}
0.30	0.06
0.26	0.05
0.28	0.18
0.32	0.26
0.33	0.27
0.39	0.32
0.48	0.71
0.47	0.80

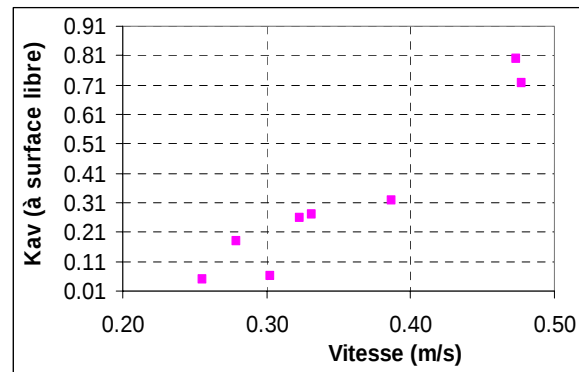


Figure 4-32 : K_{av} à surface libre du réservoir R_1

Tableau 4-16 : K_{av} en charge de R_1

Vitesse (m/s)	K_{av}
0.63	0.97
0.82	0.98
1.04	1.07
1.24	0.94
1.49	0.86
1.59	0.92
1.72	0.97
1.75	1.06
1.82	1.08

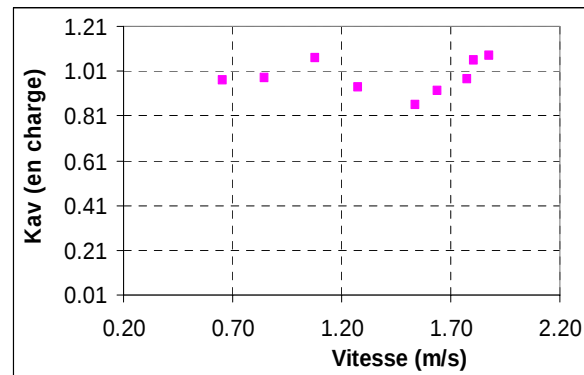


Figure 4-33 : K_{av} en charge du réservoir R_1

4.3.2.6 Coefficient de perte de charge à l'entrée du réservoir R_3

Le coefficient de perte de charge à l'entrée du réservoir R_3 est calculé à partir des mesures du tableau 4-9 et des équations d'énergie (4.10) et de la perte de charge singulière (4.14).

$$\Delta h = K_{am} V^2 / (2g) \quad (4.14)$$

où Δh est la perte de charge entre la sortie de la conduite et le réservoir, V est la vitesse à la sortie de la conduite, K_{am} est le coefficient de perte de charge singulière.

Le coefficient de perte de charge est calculé uniquement pour les écoulements en charge. Nous avons constaté qu'en écoulement à surface libre, l'entrée dans le regard R_3 se fait par chute. Cette situation oblige de calculer la limite amont de ce réservoir en supposant un passage conduite-regard en écoulement critique. Cette hypothèse devrait être vérifiée dans les prochaines études avec un dispositif de mesure beaucoup plus amélioré.

En écoulement en charge, la variation du coefficient de perte de charge singulière est globalement comprise entre 0.3 et 0.5 (Tableau 4-17 et Figure 4-34).

Tableau 4-17 : K_{am} en charge de R_1

Vitesse (m/s)	K_{am}
1.01	0.75
0.93	0.42
0.82	0.44
0.90	0.49
1.06	0.32
1.18	0.31
1.29	0.40
1.40	0.37
1.45	0.40

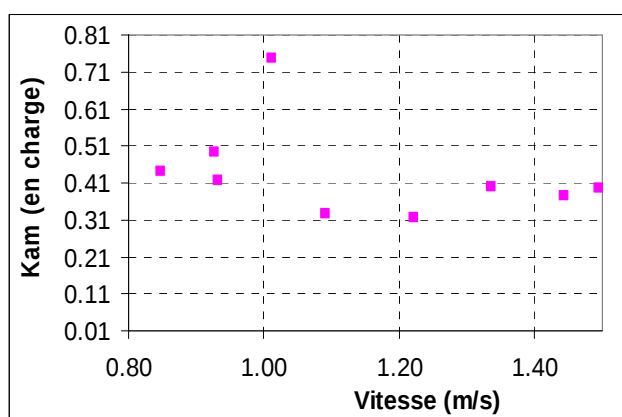


Figure 4-34 : K_{am} en charge du réservoir R_3

4.4 Mesure de calibration du modèle numérique

Rappelons que l'un des objectifs de ce travail est de disposer de mesures servant de comparaison au modèle numérique en cours de réalisation et à sa calibration. La présentation détaillée du modèle, son analyse de sensibilité, la comparaison des résultats numérique et expérimentaux et sa calibration sont présentées dans un article en cours de rédaction. Nous présentons ici sommairement le modèle.

4.4.1 Présentation sommaire du modèle

Le modèle numérique est du type *shock fitting*. Il est réalisé par le Laboratoire d'Hydraulique de l'École Polytechnique de Montréal et fera l'objet d'une publication en cours de préparation (Daynou *et al.*, 2010). Les équations des écoulements reposent essentiellement sur les trois lois

fondamentales de l'hydrodynamique c'est-à-dire la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

Le modèle est composé de trois grandes parties : écoulements à surface libre, écoulements en charge, et écoulements transitoire c'est-à-dire présence simultanée d'une partie sous pression et d'une partie à surface libre (Figure 4-35).

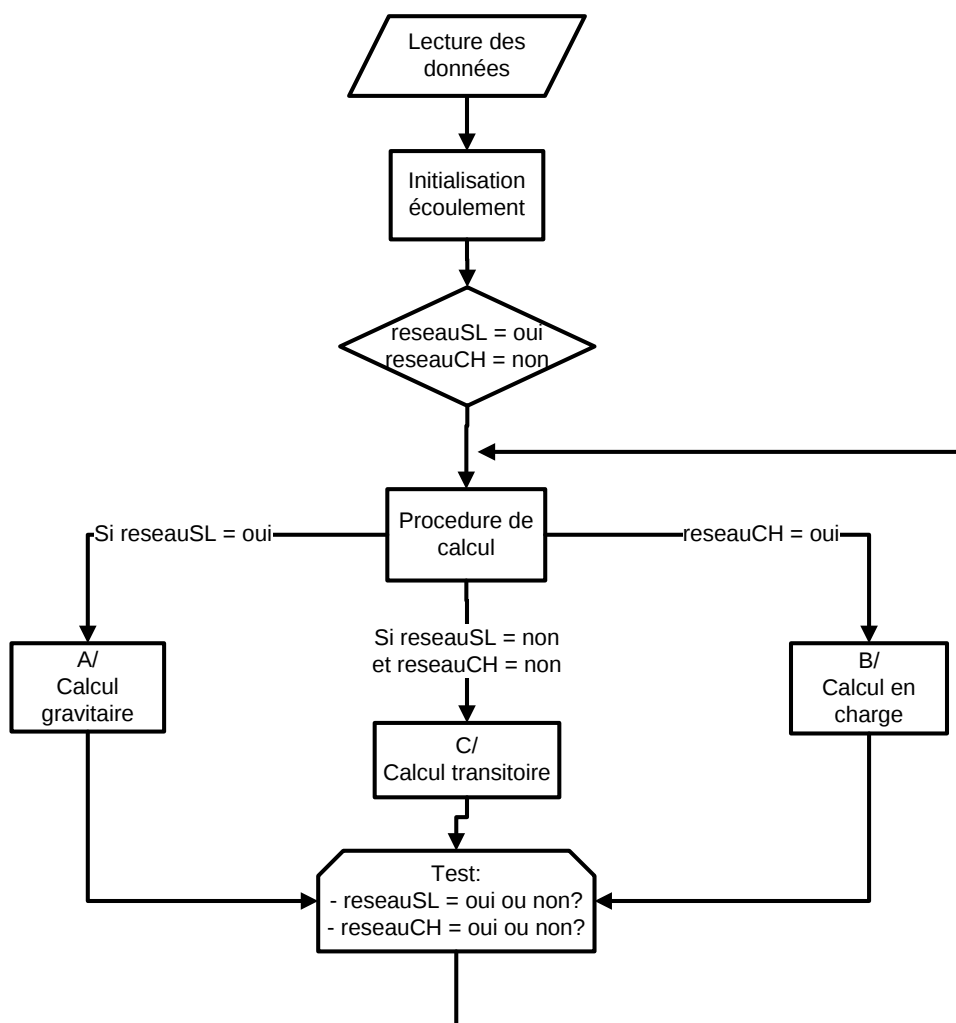


Figure 4-35 : Organigramme général du modèle

4.4.1.1 Les écoulements à surface libre et en charge

Les écoulements à surface libre sont calculés avec un système d'équations différentielles (4.1) basé sur les équations de Saint Venant (Chaudhry, 2008). Ce système transformé sous forme d'équations ordinaires (4.2) et (4.3) est résolu par la méthode des caractéristiques.

Forme différentielle :

$$\begin{cases} \frac{\partial y}{\partial t} + U \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{c^2}{g} \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + g \frac{\partial y}{\partial x} + g(S_f - S_0) = 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Forme d'équations ordinaires :

$$\text{sur } C^+ : \begin{cases} \frac{dU}{dt} + \frac{g}{c} \frac{dy}{dt} = g(S_0 - S_f) \\ \frac{dx}{dt} = U + c \end{cases} \quad (4.2)$$

$$\text{sur } C^- : \begin{cases} \frac{dU}{dt} - \frac{g}{c} \frac{dy}{dt} = g(S_0 - S_f) \\ \frac{dx}{dt} = U - c \end{cases} \quad (4.3)$$

Où U est la vitesse, y : la profondeur d'écoulement, c : la célérité des ondes de gravité, S_0 : la pente de la conduite, S_f : la pente d'énergie.

Pour les écoulements en charge, le système d'équations de masse et de mouvement (4.4) est résolu par de la méthode des caractéristiques (Streeter et Wylie, 1967; Chaudhry, 1979).

Forme différentielle :

$$\begin{cases} g \frac{\partial H}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{f}{2D} V|V| = 0 \\ \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + VS_0 = 0 \end{cases} \quad (4.4)$$

Forme d'équation ordinaire :

$$\text{sur } C^+ : \begin{cases} \int_L^P \frac{g}{a} dH + \int_L^P \frac{g}{a} dV \\ + \int_L^P \frac{g}{a} VS_0 dt + \int_L^P gS_f dt = 0 \\ \int_L^P dx = \int_L^P (U + a) dt \end{cases} \quad (4.5)$$

$$\text{sur } C^- : \begin{cases} -\int_P^R \frac{g}{a} dH + \int_P^R dV \\ -\int_P^R \frac{g}{a} VS_0 dt + \int_P^R gS_f dt = 0 \\ \int_P^R dx = \int_P^R (U - a) dt \end{cases} \quad (4.6)$$

Où V est la vitesse, H : la piézométrie, a : la célérité des ondes de pression, S_0 : la pente de la conduite et S_f : la pente d'énergie.

Dans les sections intérieures de la conduite, les paramètres d'écoulement (vitesse et profondeur) sont calculés par des relations explicites des caractéristiques positive et négative en prenant en compte la nature de l'écoulement (torrentiel, critique ou fluvial) (Daynou *et al.*, 2010).

Un ensemble de conditions aux limites utilisant les conservations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie et, les caractéristiques positive et négative est pris en compte dans la résolution de l'écoulement. Les caractéristiques positive et négative sont définies suivant le régime de l'écoulement en amont et en aval des regards. Pour chaque type de regard (extrémité amont, intermédiaire et extrémité aval), des conditions aux limites, spécifiques à sa configuration, sont déterminées

4.4.1.2 Les écoulements transitoires

La phase transitoire est découpée en deux parties : les initiations des fronts d'ondes de remplissage et leur propagation à l'intérieur de la conduite.

Les fronts d'onde sont calculés avec les équations de continuité, de mouvement et de la colonne rigide suivant le sens de déplacement du front d'onde et des caractéristiques positives et négatives (Daynou *et al.*, 2010). L'application de l'équation de la colonne rigide suppose une légère compressibilité de l'eau.

Les initiations des fronts d'onde sont générées par des équations spécifiques à chaque type de regard et suivant les régimes d'écoulement de part et d'autre du regard (écoulement à surface libre en amont et en aval, en charge en amont et à surface libre en aval ou vice versa).

Le déplacement de l'onde est géré par les équations de continuité et de mouvement autour du front, la caractéristique positive ou négative en charge, et les caractéristiques à surface libre du côté à surface libre (Fuamba, 2002; Daynou *et al.*, 2010).

4.4.1.3 Structure du programme

Le modèle est réalisé en Programmation Orientée Objet (C++). Pour faciliter sa gestion et son extension et gérer la possibilité d'apparition de plusieurs fronts d'onde, les conduites sont caractérisées en six états.

- États = 0 : si la conduite est entièrement en écoulement à surface libre;
- États = 1 : si le niveau d'eau atteint la crête de la conduite à l'une de ses extrémités, c'est dire qu'on doit tenter d'initier un front d'onde de remplissage;
- État = 2 : s'il existe un front d'onde dans la conduite;

- État = 3 si :
 - o Le seul front d'onde existant dans la conduite est entre l'avant dernière et la dernière section pour le cas du front amont vers aval, ou entre la première et deuxième section pour le cas du front aval vers amont;
 - o Les deux fronts amont et aval existant tentent de se rencontrer alors qu'il n'existe plus une section entre les deux.
- État = 4 : si toute la conduite est en charge ;
- État = 5 : si la conduite est en vidange.

Lorsque l'ensemble du réseau est à surface libre ou en charge, on utilise respectivement les méthodes de calcul «Calcul gravitaire» ou celui de «Calcul en charge». Par contre, en écoulement transitoire la méthode «Calcul transitoire» est utilisée (Figure 4-35). Cette dernière méthode teste l'état de conduite pour chercher à identifier chacun des états précédemment défini et calculer la conduite en question.

Pour assurer la stabilité du modèle, un ensemble de conditions et d'astuces est utilisé :

- Respect de la condition de Courant dans chaque section à surface libre ou en charge;
- Utilisation des outils de résolution de systèmes d'équations non linéaires de «Numerical receipes»;
- Subdivision du pas temps en une dizaine de pas pour s'assurer de la convergence des solutions lors des calculs des conditions aux limites intégrant les apports par hydrogrammes;
- Composition du font d'onde en deux sections virtuelles dont l'une est en charge et l'autre à surface libre.

4.4.2 Essais pour la calibration

Les mesures réalisées pour la calibration du modèle numérique sont faites avec les caractéristiques géométriques et topographiques du modèle physique, résumées dans le tableau 4-18.

Tableau 4-18 : Les paramètres géométriques et topographiques du modèle

Conduite	C1	C3
Longueur L (m)	5.525	4.82
Diamètre D (m)	0.10	0.10
Cote du radier entrée (m)	97.10	97.089
Cote du radier sortie (m)	97.089	96.979
Pente S0 (m/m)	0.002	0.002
Regard	R1	R3
Section horizontale (m ²)	$1.03 * 1.03 = 1.0609$	$\pi * 0.4^2 / 4 = 0.1257$
Cote du radier (m)	97.00	96.939

a) La procédure des essais se résume comme suit :

1. Après le réglage des pentes des conduites, la caméra et le système d'acquisition de données sont démarrés;
2. Ensuite, les vannes d'alimentation des réservoirs R₁ et R₃ sont progressivement ouvertes de manière à avoir des débits d'entrée progressifs et capables de générer des fronts d'onde. Les différentes expériences précédemment réalisées ont permis de mieux maîtriser les angles d'ouverture et de vitesse des vannes pour faciliter la génération des fronts;
3. Enfin, les phénomènes sont observés et notés pour être complétés plutard par les analyses de pression, de débits et des images vidéo.

b) Les résultats montrent quatre types de fronts d'onde :

- un front de remplissage amont vers aval dans la conduite C₁, à partir R₁;
- un front de remplissage aval vers amont dans la conduite C₁, à partir de R₃;
- un front de remplissage amont vers aval dans la conduite C₃, à partir de R₃;
- Et un front de vidange se propageant du réservoir R₁ jusqu'au réservoir R₄.

Durant la phase de remplissage, il a été observé une poche d'air d'une longueur moyenne de 2.2 m qui est restée dans la conduite C₁ pendant toute la phase de montée de l'hydrogramme de R₁. Cette poche s'est évacuée par le réservoir R₁ juste après la fermeture totale des vannes d'alimentation.

Après les essais, les mesures de pression et de débit aux différents capteurs et débitmètres sont récupérées sous forme de tableaux (valeurs – temps).

L'analyse des images vidéo a permis quant à elle de déterminer la vitesse de propagation du front. Pour des raisons liées à la limite du champ de vision, la propagation des fronts n'est obtenue que pour un nombre de points limités. Les débits d'entrée dans les regards sont classés en pas moyen de 5 mn pour faciliter leur utilisation comme hydrogrammes dans la simulation numérique.

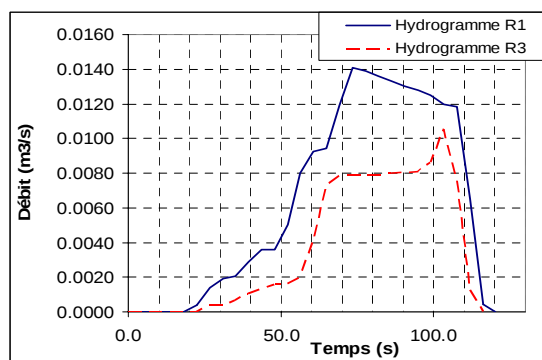
Les tableaux 4-19 et 4-20 et la Figure 4-36 présentent les hydrogrammes des réservoirs R_1 et R_3 issus de l'essai.

Tableau 4-19 : Hydrogramme du regard R₁

temps (s)	Débit (m ³ /h)	temps (s)	Débit (m ³ /h)
0.0	0.00	73.4	50.70
22.3	1.30	77.6	50.08
26.6	5.08	81.9	48.90
30.9	6.96	86.1	47.94
35.1	7.37	90.4	46.98
39.4	10.40	94.9	46.08
43.6	12.87	99.1	45.07
47.9	12.96	103.3	43.14
52.1	18.16	107.6	42.63
56.3	28.73	111.8	23.50
60.6	33.21	116.0	1.49
64.9	33.96	120.3	0.00
69.1	42.99		

Tableau 4-20 : Hydrogramme du regard R₃

temps (s)	Débit (m ³ /h)	temps (s)	Débit (m ³ /h)
0	0.00	69.1	28.22
22.3	0.00	73.4	28.51
26.6	1.30	77.6	28.52
30.9	1.36	81.9	28.52
35.1	2.38	86.1	28.81
39.4	3.81	90.4	29.05
43.6	4.85	94.9	29.22
47.9	5.63	99.1	31.05
52.1	5.90	103.3	38.00
56.3	7.23	107.6	27.45
60.6	14.95	111.8	4.72
64.9	26.25	116.9	0.00

Figure 4-36: Les hydrogrammes de R₁ et R₃

Les mesures des pressions aux différents capteurs sont présentées dans les figures 4-37 à 4-42.

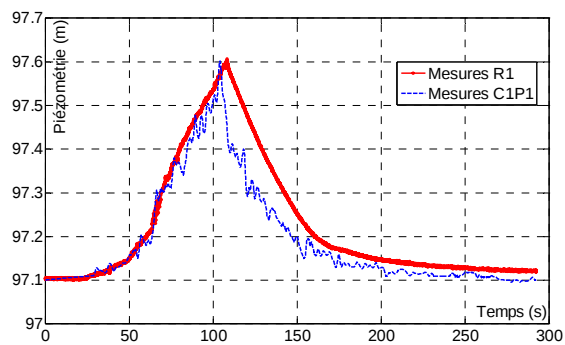


Figure 4-37 : Variations piézométriques en R₁ et C1P1

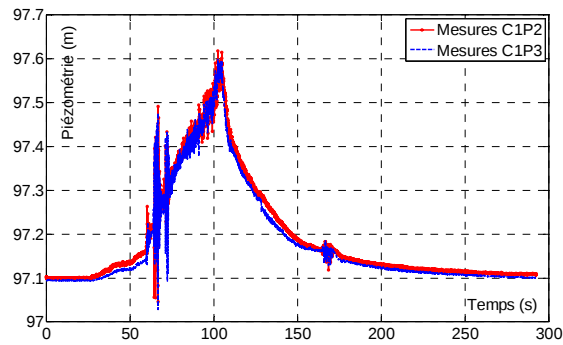


Figure 4-38 : Variations piézométriques en C1P2 et C1P3

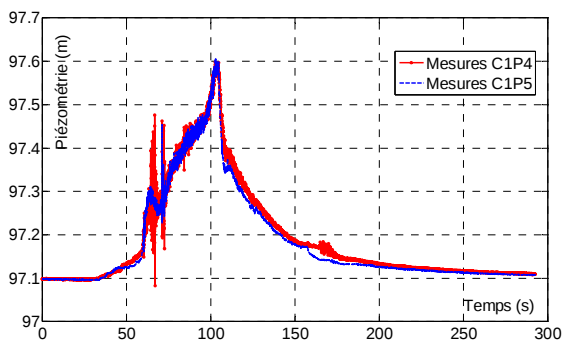


Figure 4-39 : Variations piézométriques en C1P4 et C1P5

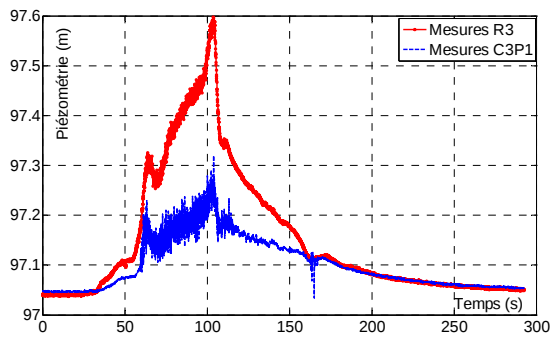


Figure 4-40 : Variations piézométriques en R₃ et C3P1

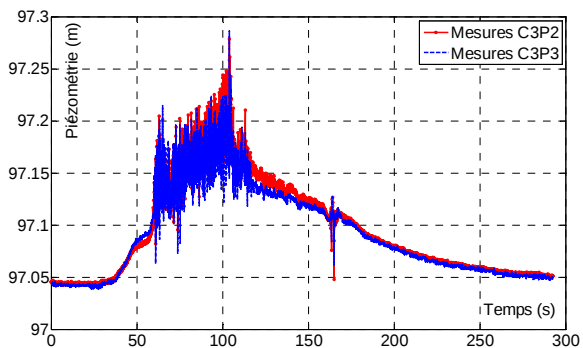


Figure 4-41 : Variations piézométriques en C3P2 et C3P3

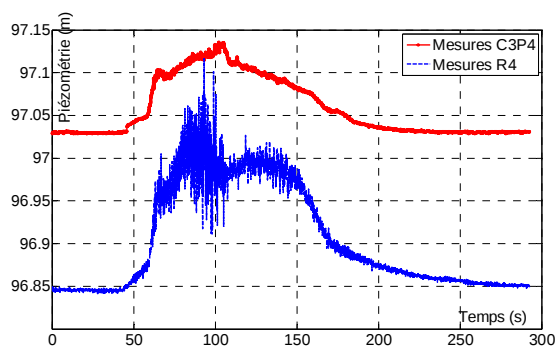


Figure 4-42 : Variations piézométriques en C3P4 et R₄

4.4.3 Aperçu de comparaison

La comparaison des résultats du modèle numérique avec ceux des essais présentés ci-après donne un aperçu sur la capacité du modèle numérique à simuler les écoulements transitoires. Les résultats numériques, extraits des analyses de sensibilité, prennent en compte les caractéristiques du modèle numérique (Tableaux 4-18 et 4-21) et des hydrogrammes mesurés (Tableaux 4-19 et 4-20).

Tableau 4-21 : Paramètres du modèle physique

Rugosité n	Friction f	K_{am}	K_{av}	Célérité (m/s)	Δx (m)	Nombre de Courant	$\varepsilon =$ (D-y)/D
0.014	0.028	1.0	0.4	498	0.1558	0.99	0.1

L'analyse des résultats (Figures 4-43 à 4-47) montre une bonne tendance dans l'allure des pressions. La différence des pressions de pointe est due en grande partie au fait que le modèle n'est pas encore calibré. L'analyse de sensibilité et la calibration permettra de déterminer les limites et la fiabilité du modèle et dégager des améliorations que la prise en compte de l'effet de l'air devra explorer.

Ces questions seront abordées dans les études doctorales en cours sur le modèle. C'est pour cette raison que nous ne proposerons pas ici les méthodes de correction, vu que l'analyse globale sera poursuivie dans ces études.

Par ailleurs, on peut émettre l'hypothèse selon laquelle les oscillations observées peuvent être en partie dues à l'effet de l'air. En effet, lors des essais, d'importantes poches et bulles d'air ont été observées dans l'écoulement. Comme déjà montré au chapitre 3, l'air a un impact réel sur la dynamique de l'écoulement, particulièrement durant sa phase de compression et d'expansion. La réalisation ultérieure de la partie du modèle avec poches d'air permettra de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse par comparaison des résultats du modèle avec et sans poches d'air.

Tableau 4-22 : Comparaison résultats essais vs simulation

		Mesure	Simulation	Mesure	Simulation	
	Cote du Radier (m)	Piézométrie (m)		Hauteur d'eau (m)		Écart (%)
R1	97.000	97.606	97.583	0.606	0.583	-3.8%
C1P1	97.100	97.601	97.561	0.501	0.461	-8.0%
C1P3	97.094	97.600	97.517	0.506	0.423	-16.4%
R3	96.939	97.598	97.480	0.659	0.541	-17.8%
C3P2	97.034	97.268	97.234	0.234	0.200	-14.6%

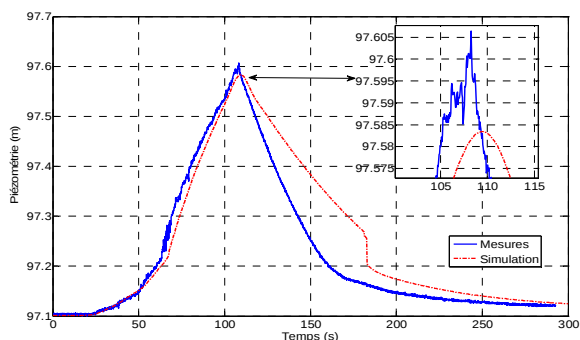


Figure 4-43 : Variations piézométriques essai vs simulation en R₁

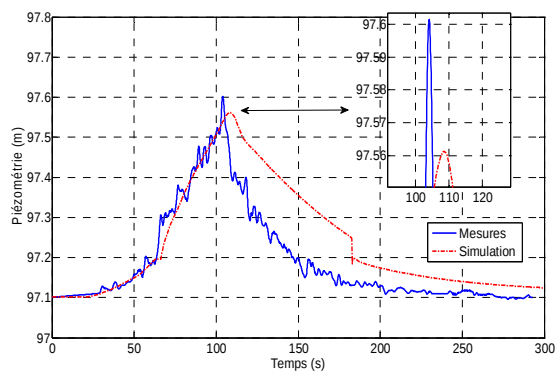


Figure 4-44 : Variations piézométriques : essai vs simulation en C1P1

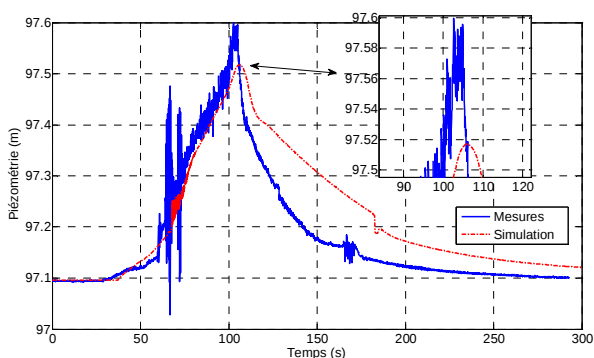


Figure 4-45 : Variations piézométriques : essai vs simulation en C1P3

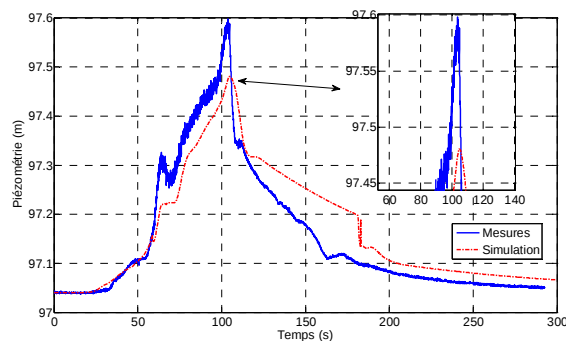


Figure 4-46 : Variations piézométriques : essai vs simulation en R₃

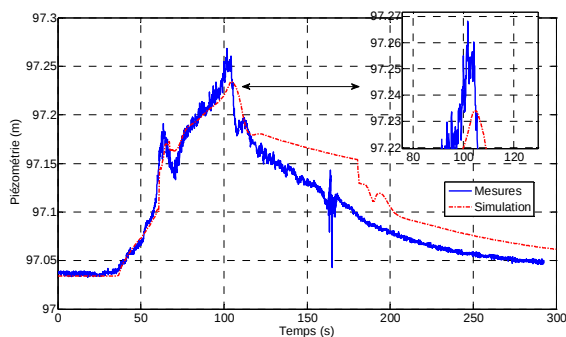


Figure 4-47 : Variations piézométriques : essai vs simulation en C3P2

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la présentation du modèle physique avec l'ensemble des équipements est réalisée. Ce modèle présente une belle opportunité d'explorer la dynamique des écoulements transitoires. La qualité de l'étalonnage des instruments et les précisions obtenues constituent une

assurance sur la qualité des mesures. Les calculs des coefficients de rugosité, de friction et de pertes de charge singulières donnent des valeurs qui corroborent celles habituellement utilisées dans la littérature. Le choix des valeurs définitives se fera lors du calage du modèle. Les mesures réalisées constituent un ensemble de données disponibles pour tester et calibrer le modèle. Les résultats préliminaires présentés dans ce chapitre montrent la capacité du modèle à reproduire l'allure générale des piézométries, à simuler les différentes phases de l'écoulement transitoires, particulièrement lors des passages d'écoulement à surface libre en sous pression et vice versa.

CHAPITRE 5 DISCUSSION GÉNÉRALE

La revue critique de la littérature, objet du premier article présenté dans cette étude, a montré l'existence d'un grand nombre de modèles de simulation d'écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbains. Cependant, aucun de ces modèles ne résout entièrement la problématique liée à la dynamique des écoulements particulièrement sous l'effet de l'air. Les modèles *shock capturing* les plus utilisés présentent des limites quant à leur capacité à formuler les écoulements diphasiques qui supposent un écoulement sous pression alors que ses équations de base sont celles d'un écoulement à surface libre. Les modèles avec volume fini identifiés dans cette revue littérature, présentent une très grande capacité d'intégration des effets de l'air. Cependant, ce sont des modèles qui exigent une formulation mathématique assez complexe.

Cette revue bibliographique a permis de situer notre programme de recherche dans cette grande diversité d'approches et d'apprécier leurs limites afin de mieux orienter les recherches sur la prise en charge des effets de l'air.

Dans la deuxième partie du travail (article 2), une exploration des écoulements transitoires sous l'effet de l'air a été faite. Cette exploration montre l'existence de plusieurs types de fronts d'ondes contrairement aux hypothèses habituelles qui restreignent les types de fronts en verticale ou incliné. Les formes des fronts sont étroitement liées à la présence de l'air et de son état (compression, vitesse d'évacuation, quantité, etc.).

Ce deuxième article montre l'intérêt à accorder au choix du pas spatial si on veut arriver à mieux reproduire numériquement certaines particularités dans l'écoulement comme les ondulations et les formes des fronts. Au-delà de la condition de Courant reliant la vitesse, la célérité, les pas de temps et spatial, il n'existe pas à notre connaissance, des critères de sélection du pas spatial. D'où l'intérêt d'orienter des investigations dans ce sens. Cet article pose également le problème de la quantification exacte du taux d'air dans l'écoulement notamment dans le front d'onde. Ce taux dépend, entre autres, de plusieurs facteurs comme la dynamique de l'écoulement et les conditions d'alimentation des regards. Les calculs de ce taux d'air pour des conditions particulières montrent qu'il peut avoir un impact sur la célérité des ondes de pressions. Cet état de fait nécessite des

mesures assez précises pour mieux quantifier l'impact réel du taux d'air et l'évaluer suivant toutes les conditions qui régissent son apparition dans l'écoulement. Les principaux points mis en exergue dans cet article nous confortent sur les limites soulignées des modèles présentés dans l'article de la revue bibliographique et nous permettent d'orienter nos études ultérieures aussi bien sur le plan expérimental que dans l'analyse numérique.

Enfin, le quatrième chapitre a présenté le modèle de laboratoire réalisé dans le cadre de cette étude. Il a permis de décrire le modèle étudié à travers ses différentes composantes. Il a présenté aussi les calculs d'incertitude des différents instruments de mesure. Toutes les investigations effectuées dans le cadre des articles 1 et 2 et du quatrième chapitre ont pu se faire grâce à ce modèle. Dans ce chapitre, sont également présentés des résultats de la détermination des différents coefficients de rugosité, friction et de pertes de charge singulières qui permettront la calibration du modèle numérique. Les mesures de calibration présentées dans ce chapitre vont permettre de calibrer le modèle dans première version, sans prise en charge de l'effet de l'air.

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Les écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbains présentent des complexités variées avec des conséquences très dommageables. Malgré les nombreux modèles existants, aucun d'eux n'est capable de traiter tous les différents phénomènes et toute la dynamique de l'écoulement lors des passages de l'écoulement à surface libre à l'écoulement en charge et vice versa.

Pour mieux déterminer le comportement hydraulique des réseaux et assurer leur gestion fiable, les modèles de simulation doivent être à mesure de reproduire toute la dynamique de l'écoulement. Pour se faire deux aspects, jusque-là peu maîtrisés, doivent être intégrés avec précision dans les modèles. Ces aspects sont la gestion de l'interface entre l'écoulement sous pression et celui à surface libre et l'impact des poches et bulles d'air.

Parmi les approches *shock capturing* et *shock fitting*, couramment utilisées, la deuxième semble la plus adaptée pour gérer ces deux aspects en raison de la nature des équations spécifiques pour chaque type d'écoulement.

La revue bibliographique effectuée dans ce domaine montre que ces deux approches présentent, chacune, des forces et des faiblesses, et non les moindres. Cependant, on peut constater que les faiblesses de l'approche *shock fitting* sont, pour la plupart, liées au fait que la recherche n'a pas beaucoup évolué dans ce domaine. On peut citer la quantification de l'air dans les écoulements, la forme des fronts d'onde, le comportement des fronts durant leur propagation.

Les expériences réalisées au laboratoire montrent plusieurs types de fronts d'onde contrairement aux hypothèses habituelles tendant à simplifier les fronts en deux types. La forme des fronts dépend de plusieurs facteurs parmi lesquels on peut noter le mode d'alimentation du regard (par chute ou par entrée directe), la possibilité ou non d'évacuation de l'air devant le front et, par conséquent, de la pression de cet air, la pente des conduites, etc.

Les longueurs mesurées de certaines discontinuités comme les ondulations, les fronts d'onde soulèvent l'importance à accorder au choix du pas spatial dans les modèles afin de prétendre reproduire la dynamique de l'écoulement avec précision. Les estimations, quoique sommaires, du taux d'air dans le front d'onde pour deux situations particulières, ont le mérite d'attirer l'attention

des chercheurs sur l'ampleur que peut avoir ce taux et son impact sur la célérité des ondes de pression et tout autre paramètre tenant compte de la densité du fluide.

Les résultats préliminaires du modèle de simulation sans poches d'air montrent une bonne tendance entre les valeurs numériques et aux mesures de laboratoire. La détermination des différents coefficients de pertes de charge du modèle physique et des mesures de calibrage permettra d'analyser la sensibilité et de calibrer le modèle numérique.

Les perspectives immédiates consistent à faire le calibrage du modèle à partir des mesures réalisées dans le cadre de cette étude. Dans le moyen terme, les effets des poches et bulles d'air seront intégrés dans le modèle dans sa deuxième partie.

Sur le plan expérimental, des efforts d'autonomisation du système d'acquisition de données et de densification des appareils de mesures sont à faire. Des capteurs de pression plus rapprochés et plus nombreux permettront de suivre avec plus de précision le front d'onde. La qualité du modèle sera améliorée par l'installation d'appareils de mesure de débit ou vitesse pouvant fonctionner autant en section pleine qu'en écoulement à surface libre et avec un temps de réaction très court (de l'ordre du centième de seconde), vu la rapidité du front d'onde. Il serait également très intéressant de pouvoir suivre le départ du front d'onde à l'initiation, au travers d'une conduite transparente ainsi qu'à la sortie et à l'entrée des réservoirs.

Enfin, pour arriver à quantifier avec précision l'air et son impact, il faut installer un dispositif de mesure de sa vitesse ou son débit et de sa pression.

BIBLIOGRAPHIE

- Aimable, R. et Zech, Y. (2003). "Experimental results on transient et intermittent flows in a sewer pipe model." Proc. 30th IAHR Congress, International Association for Hydraulic Research, Delft, The Netherlands. : 377-384.
- Arora, M. et Roe, P. L. (1997). "On postshock oscillations due to shock capturing schemes in unsteady flows." Journal of Computational Physics 130(1): 25-40.
- Baines, W. D. (1991). "Air cavities as gravity currents on slope." Journal of Hydraulic Engineering 117(12): 1600-1615.
- Benjamin, T. B. (1968). "Gravity currents et related phenomena." J. Fluid. Mech. 31: 209-248.
- Bourdarias, C. et Gerbi, S. (2007). "A finite volume scheme for a model coupling free surface et pressurised flows in pipes." Journal of Computational et Applied Mathematics 209(1): 109-131.
- Bouso, S., Daynou, M. and Fuamba, M. (2010). "Experimental analysis of transient flows in urban drainage systems in the presence of air pockets." Submitted to the Journal of Hydraulic Research.
- Brière, F. G. (2000). "Distribution et collecte des eaux." Presses internationales Polytechnique 2e éd.: 399.
- Capart, H., Sillen, X. and Zech, Y. (1997). "Numerical et experimental water transients in sewer pipes." Journal of Hydraulic Research/De Recherches Hydrauliques 35(5): 659-672.
- Cardle, J. A. et Song, C. C. S. (1988). "Mathematical modeling of unsteady flow in storm sewers." International Journal of Engineering Fluid Mechanics 1(4): 495-518.
- Cardle, J. A., Song, C. C. S. and Yuan, M. (1989). "Measurements of mixed transient flows." Journal of Hydraulic Engineering 115(2): 169-182.
- Carlier, M. (1986). "Hydraulique générale et appliquée." Editions Eyrolles Direction des études et recherches d'électricité en France: 565.
- Chaudhry, M. H. (1979). "Applied hydraulic transients, Van Nostrand Reinhold Co., New York, N.Y."
- Chaudhry, M. H. (1995). "Open-channel flow." Applied Mechanics Reviews 48(4): B45-B45.
- Chaudhry, M. H. (2008). "Open-Channel Flow." Springer Second Edition: 523.
- Cunge, J. A., Holly Jr., F. M. and Verwey, A. (1981). Mathematical modelling of complex river systems: hydraulic aspects, New Delhi, Ind, Int Assoc for Hydraulic Research p 47-55.
- Cunge, J. A. et Wegner, M. (1964). "Numerical integration of Barre de Saint-Venant's flow equations by means of implicit scheme of finite differences Integration numerique des equations d'écoulement de barre de saint-venant par un schema implicite de differences finies." Houille Blanche 19(1): 33-39.
- Daynou, M., Bouso, S. and Fuamba, M. (2010). "Modèle de simulation par approche shock fitting des écoulements transitoires dans les réseaux de drainage urbain." à soumettre.

- De Henaut, V. et Raithby, G. D. (1995). "A transient two-fluid model for the simulation of slug flow in pipelines--i. theory." Int. J. Multiphase Flow 21: 335-349.
- DHI, S. (2003). "Mouse Pipe Flow - Reference Manual April 2003, Depts. of Civil Engineering et Computer Science, University of Illinois at Urbana-Champaign. ." 134 pp.
- Ead, S. A. et Ghamry, H. K. (2002). Hydraulic jumps in circular conduits, Montreal, QB, Canada, Canadian Society for Civil Engineering.
- EPA, E. P. A. (2004). "Storm Water Management Model- User's Manual- Version 5.0, November 2004.": 245pp.
- Finnemore, E. J. et Franzini, J. B. (2002). "Fluid mechanics with engineering applications " Boston ; Montreal : McGraw-Hill, c2002. 10th ed.: 790.
- Fuamba, M. (1997). "Transient Flows Modelling in Drainage Systems (in French), Ph.D. Dissertation, Katholieke Universiteit Leuven, Belgium."
- Fuamba, M. (2002). "Contribution on transient flow modelling in storm sewers." Journal of Hydraulic Research 40(6): 685-693.
- Garcia-Navarro, P., Priestley, A. and Alcrudo, F. (1994). "Implicit method for water flow modeling in channels et pipes." J. Hyd. Res.: 32(5), 721-742.
- Gardner, G. C. et Crow, I. G. (1970). "Motion of large bubbles in horizontal channels." Journal of Fluid Mechanics 43(pt 2): 247-255, plate.
- Glaister, P. (1988). "Approximate reimann solutions of the shallow water equations." J. Hyd. Res. 26(3): 293-306.
- Gomez, M. et Achiaga, V. (2001). Mixed flow modelling produced by pressure fronts from upstream et downstream extremes, Orlando, FL, United states, American Society of Civil Engineers.
- Graf, W. H. et Altinakar, M. S. (1996). "Hydraulique fluviale." Lausanne, Suisse : Presses polytechniques et universitaires romandes.
- Guo, Q. et Song, C. C. S. (1988). Hydraulic transient analysis of TARP Phase II O'Hare System: var paging-var paging.
- Guo, Q. et Song, C. C. S. (1990). "Surging in urban storm drainage systems." Journal of Hydraulic Engineering 116(12): 1523-1539.
- Hamam, M. A. et McCorquodale, J. A. (1982). "Transient conditions in the transition from gravity to surcharged sewer flow." Canadian Journal of Civil Engineering 9(2): 189-196.
- InfoNet (2007). "Asset et data management system for water networks - water supply, water distribution, wastewater collection, sewers et storm water. On-line documentation: Web site <http://www.wallingfordsoftware.com/products/infonet/> Oxfordshire, UK."
- InfraGuide (2005). "A Best Practice by the National Guide to Sustainable Municipal Infrastructure: Stormwater Management Planning, Canada. On-line documentation Web site: <http://sustainablecommunities.fcm.ca/infraguide/>."
- Issa, R. I. et Kempf, M. H. W. (2002). "Simulation of slug flow in horizontal et nearly horizontal pipes with the two-fluid model." International Journal of Multiphase Flow 29: 69-95.

- JCGM (2008). "Évaluation des données de mesure — Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure." JCGM (BIPM, CEI, FICC, ILAC, ISO, OIML, UICPA et UIPPA) JCGM 100:2008: 132.
- Johnson, T. C., Baines, M. J. and Sweby, P. K. (2002). "A box scheme for transcritical flow." International Journal for Numerical Methods in Engineering 55(8): 895-912.
- León, A. S., Ghidaoui, M. S., Schmidt, A. R. and Garcia, M. H. (2010). "A robust two-equation model for transient mixed flows." J. Hydraul. Research 48(1): 44-56.
- Li, J. et McCorquodale, A. (1999). "Modeling mixed flow in storm sewers." Journal of Hydraulic Engineering 125(11): 1170-1180.
- Li, J. et McCorquodale, A. (2001). Modeling the transition from gravity to pressurized flows in sewers, Orlando, FL, United states, American Society of Civil Engineers.
- Mailhot, A., Duchesne, S., Caya, D. and Talbot, G. (2007). "Assessment of future change in intensity-duration-frequency (IDF) curves for Southern Quebec using the Canadian Regional Climate Model (CRCM)." Journal of Hydrology 347(1-2): 197-210.
- Martin, C. S. (1976). "Entrapped Air in Pipelines. Proceedings of the 2nd International Conference on Pressures Surges, London, England. Edited by H.S. Stephens, A.L. King et C.A. Stapleton."
- Méndez, R. L. V. (2009). "Critère de sélection des méthodes de simulation numérique des écoulements non permanents dans les réseaux de drainage." École Polytechnique de Montréal Mémoire M.Sc.A.: 190.
- Milne-Thomson, L. M. (1938). "Theoretical hydrodynamics. Macmillan, New York, 660."
- Mokhtar, G., Vasconcelos, J. G., Wright, S. J. and Maalel, K. (2006). "Investigation of rapid filling of empty pipes."
- N.R.; (2010). "Numerical receipes in C++." <http://www.nr.com/>.
- Nguyen, H. T. (1990). "Sur une méthode numérique de calcul des écoulements non permanents soit à surface libre, soit en charge, soit partiellement à surface fibre et partiellement en charge." La Houille Blanche 43. N°2: 149-158.
- Nguyen, T. D. (1999). "Numerical simulation of the flow in a conduit, in the presence of a confined air cushion." International Journal for Numerical Methods in Fluids 29(4): 485-498.
- Patthey, F. (2010). "Travaux pratiques de Physique générale." EPFL-
<http://ipn.epfl.ch/page43626.html>.
- Politano, M., Odgaard, A. J. and Klecan, W. (2007). "Case study: Numerical evaluation of hydraulic transients in a combined sewer overflow tunnel system." Journal of Hydraulic Engineering 133(10): 1103-1110.
- Preissmann, A. and Werner, G. (1961). "Application of the calculation of single-wave propagation on electronic computers to certain practical cases." La Houille Blanche 16(5): 613-621.
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A. and Vetterling, W. T. (1989). " Numerical Recipes in Pascal. ." Cambridge University Press.

- Rossman, L. A. (2005). "Storm Water Management Model (SWMM) – Version 5: User's Manual. US Environmental Protection Agency (EPA), National Risk Management Research Laboratory, Cincinnati, USA."
- Samani, H. M. V. and Jebelifard, S. (2003). "Design of circular urban storm sewer systems using multilinear Muskingum flow routing method." Journal of Hydraulic Engineering 129(11): 832-838.
- Song, C. C. S., Cardle, J. A. and Leung, K. S. (1983). "Transient mixed-flow models for storm sewers." Journal of Hydraulic Engineering 109(11): 1487-1504.
- Streeter, V. L. and Wylie, B. E. (1967). "Hydraulic Transients." McGraw-Hill Book Company, New York: 329.
- Sturm, T. W. (2000). "Open channel hydraulics, McGraw-Hill, ." 512pp.
- Toro, E. F. (2001). "Shock capturing methods for free surface shallow flows. John Wiley et Sons ": 326pp.
- Trajkovic, B., Ivetic, M., Calomino, F. and D'Ippolito, A. (1999). Investigation of transition from free surface to pressurized flow in a circular pipe, London, UK, Elsevier Ltd.
- Valentin, F. (1981). "Continuous discharge measurement for the transition between partly filled et pressurized conduit flow in sewerage systems." Water Science et Technology 13(8): 81-87.
- Vasconcelos, J. G. and Wright, S. J. (2003). Surges associated with air expulsion in near-horizontal pipelines, Honolulu, HI, United states, American Society of Mechanical Engineers.
- Vasconcelos, J. G. and Wright, S. J. (2005). "Experimental investigation of surges in a stormwater storage tunnel." Journal of Hydraulic Engineering 131(10): 853-861.
- Vasconcelos, J. G. and Wright, S. J. (2007). "Comparison between the two-component pressure approach et current transient flow solvers." Journal of Hydraulic Research 45(2): 178-187.
- Vasconcelos, J. G. and Wright, S. J. (2008). "Rapid flow startup in filled horizontal pipelines." Journal of Hydraulic Engineering 134(7): 984-992.
- Vasconcelos, J. G. and Wright, S. J. (2009). "Investigation of rapid filling of poorly ventilated stormwater storage tunnels." Journal of Hydraulic Research 47(5): 547-558.
- Vasconcelos, J. G., Wright, S. J. and Roe, P. L. (2006). "Current Issues on modeling extreme inflows in stormwater systems." Intelligent Modeling of Urban Water Systems, Monograph 14.
- Vasconcelos, J. G., Wright, S. J. and Roe, P. L. (2006). "Improved simulation of flow regime transition in sewers: Two-component pressure approach." Journal of Hydraulic Engineering 132(6): 553-562.
- Vasconcelos, J. G., Wright, S. J. and Roe, P. L. (2009). "Numerical oscillations in pipe-filling bore predictions by shock-capturing models." Journal of Hydraulic Engineering 135(4): 296-305.

- Vasconcelos, J. G. and Wright, S. J. (2004). "Numerical modeling of the transition between free surface and pressurized flow in storm sewers. In: Innovative Modeling of Urban Water Systems, Monograph 12, W. James, ed., CHI Publications, Ontario, Canada, ISBN 0968368190."
- Vasconcelos, J. G. and Wright, S. J. (2003). "Laboratory investigation of surges formed during rapid filling of stormwater storage tunnels. Proc. XXX IAHR Congress, Thessaloniki, Greece. IAHR."
- Wang, K.-H., Shen, Q. and Zhang, B. (2003). "Modeling propagation of pressure surges with the formation of an air pocket in pipelines." Computers and Fluids 32(9): 1179-1194.
- Wiggert, D. C. (1972). "Transient flow in free-surface, pressurized systems." 98(HY1): 11-27.
- Wilkinson, D. L. (1982). "Motion of air cavities in long horizontal ducts." Journal of Fluid Mechanics 118: 109-22.
- Wylie, B. E. and Streeter, V. L. (1993). "Fluid Transients in Systems. Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ 07632, USA."
- Yen, B. C. (1977). "Hydraulics of storm sewer design." Kentucky University, Office of Research and Engineering Services, Bulletin(114): 345-362.
- Yevjevich, V., Khalid, M. and William, A. Jr. M. (1975). "Unsteady flow in open channels, Volumes 1, 2, ET 3, 1974." Unsteady Flow in Open Channels, Lect.
- Zech, Y., Delmee-Willemsens, C., Dewandre, J. F. and Jacquemart, J. L (1984). Instability problems in urban storm sewers, Goteborg, Swed, Chalmers Univ of Technology.
- Zhou, F., Hicks, F. and Steffler, P. M. (2002). Effects of trapped air during rapid filling of partially full pipes, Montreal, QB, Canada, Canadian Society for Civil Engineering.
- Zhou, F., Hicks, F. and Steffler, P. M. (2004). "Analysis of effects of air pocket on hydraulic failure of urban drainage infrastructure." Canadian Journal of Civil Engineering 31(1): 86-94.
- Zhou, F., Ward, C. and Steffler, P. (1999). "Sewer rupture due to pressure oscillations in trapped air pockets", Annual Conference Proceedings - 14th Hydrotechnical Specialty Conference, 1999, Regina Saskatchewan, Canada, Canadian Society for Civil Engineering, v 2, p 491-500, 1999.

ANNEXES

ANNEXE I : Incertitudes sur les instruments de mesures

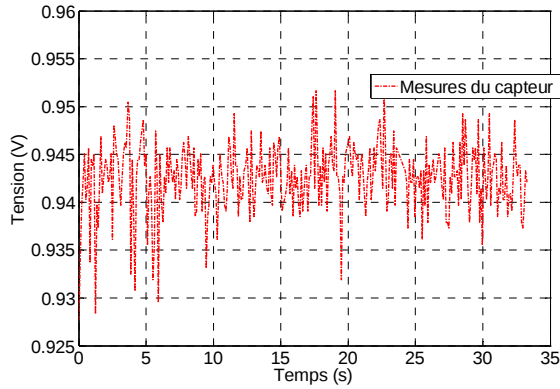


Figure I-1 : Tension de sortie du capteur R₁ à $H_{\text{moy}} = 27.6$ cm

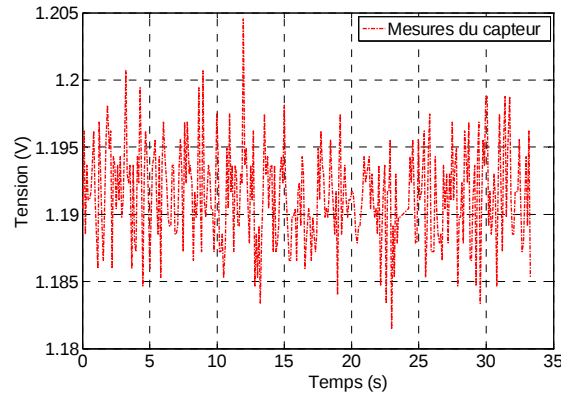


Figure I-2 : Tension de sortie du capteur C1P1 à $H_{\text{moy}} = 17.6$ cm

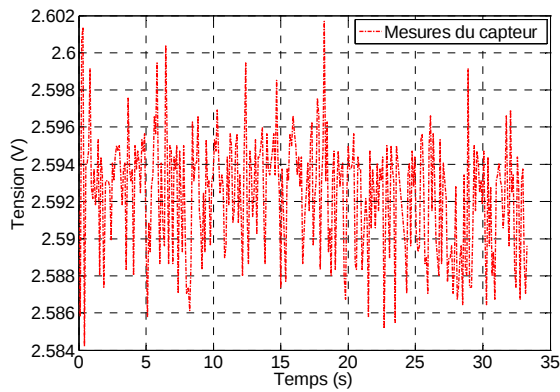


Figure I-3 : Tension de sortie du capteur C1P2 à $H_{\text{moy}} = 18.7$ cm

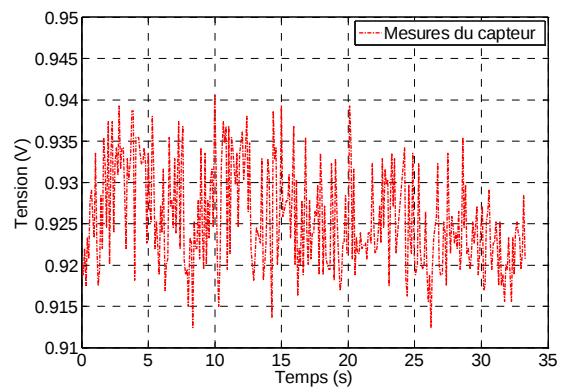


Figure I-4 : Tension de sortie du capteur C1P3 à $H_{\text{moy}} = 19.4$ cm

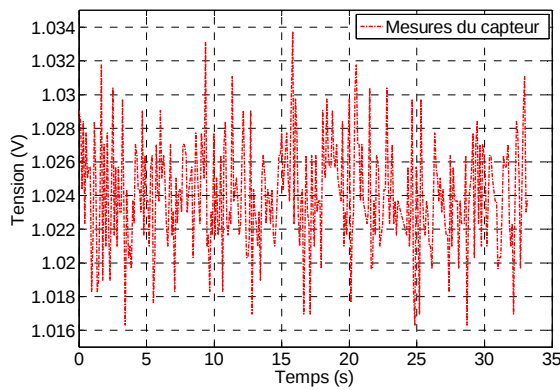


Figure I-5 : Tension de sortie du capteur C1P4 à $H_{\text{moy}} = 18.9$ cm

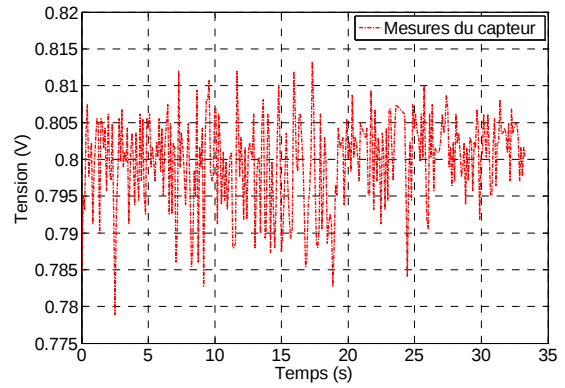


Figure I-6 : Tension de sortie du capteur C1P5 à $H_{\text{moy}} = 14.7$ cm

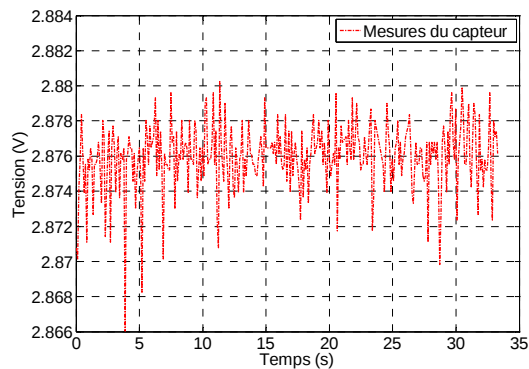


Figure I-7 : Tension de sortie du capteur R₃ à $H_{\text{moy}} = 32.9 \text{ cm}$

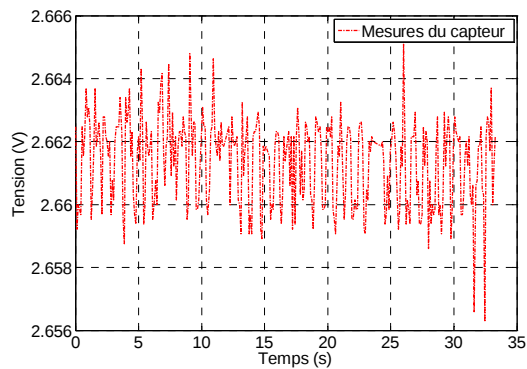


Figure I-8 : Tension de sortie du capteur C3P1 à $H_{\text{moy}} = 23.2 \text{ cm}$

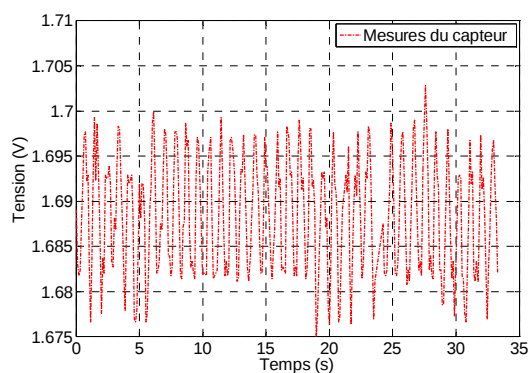


Figure I-9 : Tension de sortie du capteur C3P2 à $H_{\text{moy}} = 24.4 \text{ cm}$

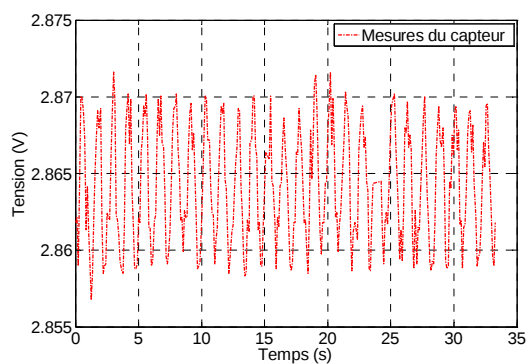


Figure I-10 : Tension de sortie du capteur C3P3 à $H_{\text{moy}} = 24.8 \text{ cm}$

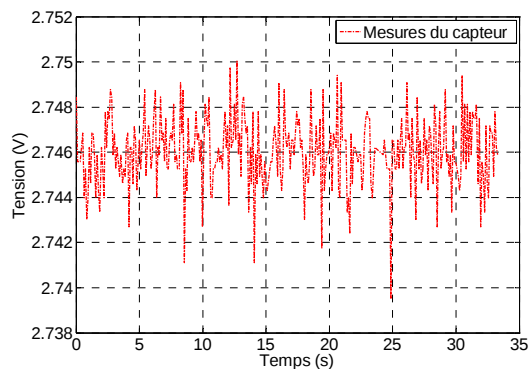


Figure I-11 : Tension de sortie du capteur C3P4 à $H_{\text{moy}} = 25.6 \text{ cm}$

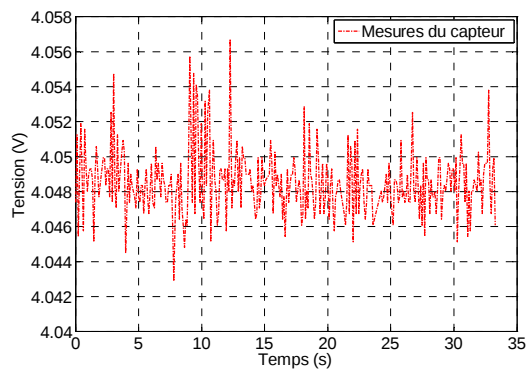


Figure I-12 : Tension de sortie du capteur R4 à $H_{\text{moy}} = 44.1 \text{ cm}$

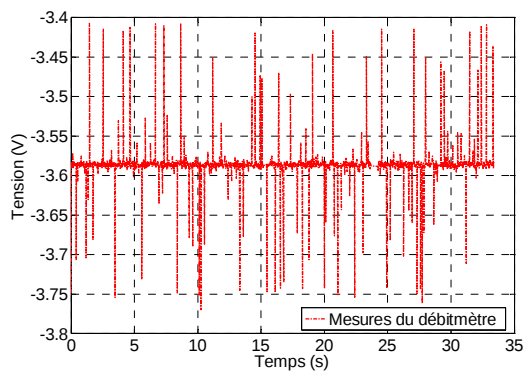


Figure I-13 : Tension de sortie du débitmètre Q_1 à $Q_{\text{moy}} = 15.2 \text{ m}^3/\text{h}$

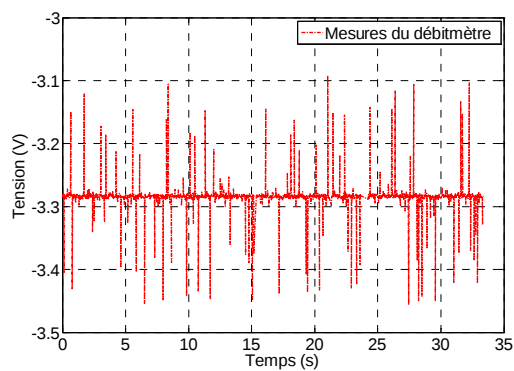


Figure I-14 : Tension de sortie du débitmètre Q_2 à $Q_{\text{moy}} = 12.5 \text{ m}^3/\text{h}$

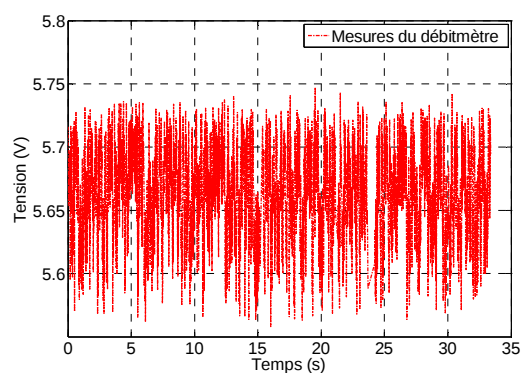


Figure I-15 : Tension de sortie du débitmètre Q_3 à $Q_{\text{moy}} = 14.6 \text{ m}^3/\text{h}$