

**RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR**  
**ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE ABDERRAHMANE MIRA BEJAIA**  
**FACULTÉ DE TECHNOLOGIE**  
**DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE**

MEMOIRE

PRÉSENTÉ POUR L'OBTENTION DU DIPLÔME DE  
**MASTER**

FILIÈRE : GÉNIE MÉCANIQUE

SPÉCIALITÉ : ENERGÉTIQUE

PAR :

**ATSAID KOUSSEILA**

**FEDALA KOUCEILA**

**Thème**

---

*Contribution à l'étude d'un écoulement à surface libre*

*-Phénomène de rupture de barrage-*

---

Soutenu le : 27/06/2019 devant le jury composé de:

Mr. A. SAHI

Président

Mr. A. BENSLIMANE

Rapporteur

Mr. F. MENDIL

Examineur

ANNÉE UNIVERSITAIRE 2018-2019

## *Remerciement*

*En premier nous remercions dieu de nous avoir donné le courage et la force.*

*Nous remercions Monsieur **A. BENSLIMANE** pour avoir accepté de rapporter ce travail.*

*Notre vif remerciement à Monsieur **A. SAHI** qui nous a fait l'honneur d'accepter la présidence de jury et Monsieur **F. MENDIL** Pour avoir accepté d'examiner notre travail et de prendre part au jury.*

*En guise de reconnaissance, nous tenons à témoigner nos sincères remerciements à toutes les personnes qui ont contribués de près ou de loin au bon déroulement de notre mémoire de fin d'étude et à l'élaboration de ce modeste travail.*

# ***Dédicaces***

Je dédie ce travail à mes tres chers parents,  
ainsi a toute ma famille qui ont été toujours à mes cotées  
à mes amis sans exception

FEDALA Kouceila

*Dédicaces*

*A ma famille*

*A mes amis*

*ATSAID Kousseila*

# Sommaire

**Nomenclature**

**Liste des figures**

**Liste des tableaux**

**Introduction générale:**.....1

## ***Chapitre I: Généralité et synthèse bibliographique***

Introduction :	3
I. Généralités:	3
I.1 Ecoulement à surface libre:	3
I.2 Canal:	3
I.3 Classification des écoulements à surface libre:	3
I.3.1 Ecoulement permanent et non permanent:	3
I.3.2 Ecoulement laminaire et turbulent:	5
I.3.3 Régimes fluvial et torrentiel:	5
I.4 Répartition de vitesse:	6
I.5 Distribution des pressions dans un canal:	8
I.6 Synthèse bibliographique:	8
Conclusion:	20

## ***Chapitre II: Formulation générale et position du problème***

Introduction:	22
II.1 Phénomène de rupture de barrage:	22
II.2 Géométrie du problème:	22
II.3 Hypothèse simplificatrices:	22
II.4 Equations de base:	23
II.4.1 Equation de conservation de la masse:	23
II.4.2 Equation de conservation de quantité de mouvement pour un fluide newtonien :	23
II.4.3 Condition aux limites :	23
II.5 Modélisation de la surface libre :	24
II.6 Décomposition de Reynolds (RANS) :	25
II.6.1 Equations moyennées :	26
II.7 Les Modèles de turbulence :	26
II.7.1 Modèle à zéro équation :	28
II.7.2 Modèle à une équation : (Modèle $K-l$ ):	29

II.7.3 Modèle à deux équations :	30
II.7.3.1 Modèle de k- $\epsilon$ Standard:	30
II.7.3.2 Modèle RNG k- $\epsilon$ :	31
II.7.3.3 Modèle k- $\epsilon$ Realizable:	32
Conclusion:	32

### ***Chapitre III: Résolution numérique***

Introduction:	33
III.1 Méthode des volumes finis:	33
III.1.1 Principe de la méthode des volumes finis:	33
III.1.2 Discrétisation :	34
III.1.3 Différents schéma de discrétisation spatial:	36
III.1.4 Schéma de discrétisation temporel :	39
III.1.5 Présentation de l'algorithme SIMPLE :	39
Conclusion:	41

### ***Chapitre IV: Résultats et discussion***

IV. Introduction:	42
IV.1 Choix du maillage:	42
IV.2 Validation du pas de temps :	43
IV.3 Validation du modèle numérique:	43
IV.3.1 Profil de la surface libre:	43
IV.3.2 Pression:	44
IV.4 Influence de la pente sur les caractéristiques de l'écoulement:	45
IV.4.1 Les profils de la surface libre:	46
IV.4.2 Hauteur d'eau:	48
IV.4.3 Vitesse:	49
IV.4.4 Débit:	50
IV.4.5 Nombre de Froude:	51
IV.4.6 La pression:	52
IV.5 Influence de la hauteur du barrage sur les caractéristiques de l'écoulement:	53
IV.5.1 Les profils de la surface libre:	53

IV.5.2 Hauteur d'eau: .....	54
IV.5.3 Vitesse: .....	55
IV.5.4 Débit:.....	56
IV.5.5 Nombre de Froude: .....	57
IV.5.6 Pression:.....	57
IV.6 Influence de l'état du lit aval sur les caractéristiques de l'écoulement: .....	58
IV.6.1 Les profils de la surface libre: .....	59
IV.6.2 Hauteur d'eau: .....	60
IV.6.3 Vitesse:.....	61
IV.6.4 Débit:.....	62
IV.6.5 Nombre de Froude: .....	62
IV.6.6 Pression:.....	64
Conclusion: .....	64

<b>Conclusion générale:</b> .....	65
-----------------------------------	----

**Annexe**

**Références bibliographique**

## Nomenclature

Symbole	signification	Unités (SI)
c	Célérités des ondes	m/s
g	Accélération de la pesanteur	$m/s^2$
H	Hauteur du barrage	m
h	Hauteur d'eau à l'état perturbé	m
$h_c$	Hauteur critique	m
$h_0$	Hauteur d'eau à l'état non perturbé	m
$p_q$	Pression locale instantanée en régime turbulent	Pa
t	Temps	s
L	Longueur de la colonne d'eau	m
d	Longueur du canal	m
D	Largeur du canal	m
$R_h$	Rayon hydraulique	m
P	Pression locale instantanée en régime turbulent	Pa
$l_m$	Longueur du mélange	m
$C_{\varepsilon 2}$	Constante du modèle k- $\varepsilon$	/
$C_{\varepsilon 1}$	Constante du modèle k- $\varepsilon$	/
$C_u$	Constante empirique	/
K	L'énergie cinétique turbulente	$m^2/s^2$
u, v, w	Composantes de la vitesse suivant l'axe x, y et z	m/s
$x_j$	Coordonnées cartésiennes sous forme indiciel	/

$R_{ij}$	Contraintes de Reynolds	/
$U_{iq}$	Composantes des vitesses instantanées en régime turbulent de la phase q	m/s
$V_q$	Volume de la phase q	$m^3$
x, y, z	Coordonnées dans l'espace	/
$u'$	Fluctuation de vitesse	/
$\bar{u}$	Vitesse moyenne	/
dt	Pas de temps	s
dx	Pas de distance	m
$C_d$	Constante empirique	/

## Nombres adimensionnels

Fr	Nombre de Froude	$F_r = \frac{U_0}{\sqrt{g \cdot h_0}}$
Re	Nombre de Reynolds	$R_e = \frac{D_H \times U_0}{\nu}$
$r_q$	Fraction volumique	$r_q = \frac{d\Omega_q}{d\Omega_{maille}}$
Pe	Nombre de Peclet	$P_e = \frac{\rho u L}{\Gamma}$

## Symboles grecs

$\rho$	Masse volumique	$\text{kg/m}^3$
$\rho_q$	Masse volumique de la phase q	$\text{kg/m}^3$
$\nu$	Viscosité cinématique	$\text{m}^2/\text{s}$
$\mu$	Viscosité dynamique	$\text{kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$
$\varepsilon$	taux de dissipation de l'énergie cinétique	$\text{m}^2/\text{s}^3$
$\eta$	Terme fonction du taux de déformation	/
$\partial\Omega_q$	volume de la partie de la maille occupé	$\text{m}^3$
$\partial\Omega_{\text{maille}}$	volume total de la maille	$\text{m}^3$
$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker	/
$\mu_t$	Viscosité turbulente	$\text{kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$
$\Phi$	Grandeur physique (vitesse, pression...)	
$\Pi$	Terme de diffusion	$\text{kg/m.s}$
$\mu_q$	Viscosité dynamique de la phase q	$\text{kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$

## Abréviations

CFD.....Computational Fluid Dynamics

VOF.....Volume Of Fluid

RANS..... Reynolds Averaged Navier-Stokes

Liste des figures:

**Chapitre I: Généralité et synthèse bibliographique**

<b>Figure I.1:</b> Caractéristiques géométriques d'une section d'écoulement.....	3
<b>Figure I.2:</b> Schéma des écoulements permanents et non permanents .....	4
<b>Figure I.3:</b> Différents types d'écoulement. ....	5
<b>Figure I.4:</b> Les régimes d'écoulement. ....	7
<b>Figure I.5:</b> Profil logarithmique de la vitesse. ....	7
<b>Figure I.6:</b> Répartition des vitesses. ....	8
<b>Figure I.7:</b> évolution de la pression sur le mur opposé au barrage. Comparaison entre les données expérimentales et numériques. ....	9
<b>Figure I.8:</b> Hauteur totale $h$ de l'eau à $x = 2,725$ m.....	10
<b>Figure I.9:</b> Configuration initiale de l'effondrement d'une colonne d'eau.....	10
<b>Figure I.10:</b> Evolution de la pression sur le mur opposé, en $(d; 0, 192H)$ . Comparaison entre les données expérimentales et numériques (SPH).....	11
<b>Figure I.11:</b> Rupture du barrage de Malpasset solution 3D a $t = 0, 100, 200, 300, 400$ et $500[s]$ . ....	12
<b>Figure I.12:</b> Evolution de l'onde de rupture a $t= 100$ s, $275$ s et $850$ s.....	12
<b>Figure I.13:</b> Comparaisons entre les séries temporelles de pression mesurées et calculées aux manomètres $P1$ . ....	13
<b>Figure I.14:</b> Installation expérimentale et conditions initiales d'une onde de rupture de barrage sur un seuil de fond triangulaire. ....	14
<b>Figure I.15:</b> Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques de l'onde de rupture de barrage. ....	14
<b>Figure I.16:</b> (Sloshing) Comparaison entre les surfaces libres numérique et expérimentales. ....	15
<b>Figure I.17:</b> (effondrement d'une colonne d'eau) profil de la surface libre aux instants $t=0,4$ s $t=0,6$ s et $t= 0,8$ s. ....	15
<b>Figure I.18:</b> Profil de surface de l'eau à différents pas de temps.....	17
<b>Figure I.19:</b> Contours de la profondeur de l'eau à différents intervalles.....	17
<b>Figure I.20:</b> Dispositif expérimental. ....	18
<b>Figure I.21:</b> Comparaison des profils de surface libre calculés avec des données expérimentales a $T= 6,64$ . ....	18

<b>Figure I.22:</b> Comparaison des profils des vitesses. ....	19
<b>Figure I.23:</b> Comparaison des profils de surface expérimentale (carré bleu) et numérique (ligne continue). ....	20
<b>Figure I.24:</b> Comparaison entre la hauteur $h$ de l'eau expérimental et numérique. ....	20
<b>Figure I.25:</b> Profil de la surface libre pour $t= 0$ s, $t= 0.25$ s, $t= 0.5$ s, $t= 0.75$ s et $t= 1$ s. 21	

## **Chapitre II: Formulation générale et position du problème**

<b>Figure II.1:</b> Géométrie du problème. ....	22
---	----

## **Chapitre III: Résolution numérique**

<b>Figure III.1:</b> Volume de contrôle bidimensionnel. ....	33
<b>Figure III.2:</b> Volume de contrôle pour un écoulement. ....	35
<b>Figure III.3:</b> Volume de contrôle monodimensionnel ....	36
<b>Figure III.4:</b> schéma itératif avec l'algorithmme SIMPLE. ....	40

## **Chapitre IV: Résultats et discussion**

<b>Figure IV.1:</b> Evolution du débit pour différents maillages. ....	44
<b>Figure IV.2:</b> Profils de la surface libre à différents instants. ....	46
<b>Figure IV.3:</b> Evolution de la pression sur le mur opposé au barrage. Comparaison entre les données expérimentales et numériques. ....	46
<b>Figure IV.4:</b> Domaine physique du canal incline ....	47
<b>Figure IV.5:</b> Profils des surfaces libre pour différentes pentes ....	49
<b>Figure IV.6:</b> variation de la hauteur d'eau pour les pentes étudiées (" $a$ " pour $x=1.3$ m et " $b$ " pour $x=2.228$ m). ....	50
<b>Figure IV.7:</b> Variation de la vitesse moyenne pour les pentes étudiées (" $a$ " pour $x=1.3$ m et " $b$ " pour $x=2.228$ m). ....	51
<b>Figure IV.8:</b> Variation du débit pour différentes pentes (" $a$ " pour $x=1.3$ m et " $b$ " pour $x=2.228$ m). ....	52
<b>Figure IV.9:</b> Variation de nombre de Froude pour les pentes. ....	53
<b>Figure IV.10:</b> Evolution de la pression sur le mur aval pour différentes pentes ....	54
<b>Figure IV.11:</b> Profils des surfaces libres pour différentes hauteurs du barrage. ....	56
<b>Figure IV.12:</b> variation de la hauteur d'eau (" $a$ " pour $x=1.3$ m et " $b$ " pour $x=2.228$ m). ....	57
<b>Figure IV.13:</b> Variation de la vitesse moyenne les $H$ des barrage étudiées ....	57
<b>Figure IV.14:</b> Variation du débit pour différentes hauteurs du barrage étudiées. ....	58

**Figure IV.15:** Variation de nombre de Froude pour les hauteurs du barrage étudiés..... 59

**Figure IV.16:** Evolution de la pression sur le mur aval pour différentes hauteurs du barrage ..... 60

**Figure IV.17:** La configuration étudiée avec une fine couche d'eau sur le lit aval ..... 60

**Figure IV.18:** Profils des surfaces libre pour différents états du lit aval. .... 62

**Figure IV.19:** variation de la hauteur d'eau pour le lit sec et humide ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m). .... 63

**Figure IV.20:** Variation de la vitesse moyenne pour le lit se et humide ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m). .... 63

**Figure IV.21:** Variation du débit pour le lit sec et humide ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m). .... 63

**Figure IV.22:** Variation de nombre de Froude pour le lit sec et humide ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m). .... 65

**Figure IV.23:** Evolution de la pression sur le mur aval pour le lit aval sec et humide. .... 66

*Listes des tableaux*

***Chapitre I: Généralité et synthèse bibliographique***

*Tableau I.1: Erreurs des modèles numérique:.....19*

***Chapitre II: Formulation générale et position du problème***

*Tableau II.1: Valeurs des constantes du modèles k- $\epsilon$ :.....31*

***Chapitre III: Résolution numérique***

*Tableau III.1:Tableau récapitulatif des équation de transport:.....34*

*Tableau III.2:Tableau récapitulatif:.....37*

# Introduction générale

## ***Introduction générale***

Depuis la création de l'espèce humaine, L'eau était la principale source de la vie, ce qui a poussé l'homme à exploiter cette bénédiction de dieu pour répondre à ses besoins quotidiennes. Parmi ces plusieurs exploitation la construction des barrages était plus que nécessaire pour satisfaire le grand usage de cette richesse, mais ce dernier est exposé à un phénomène qui menace la vie humaine en premier, il est définie sous nom de rupture de barrage.

Le domaine de la mécanique des fluides, plus précisément la simulation des écoulements à surface libre, sont les éléments principaux des études du phénomène de rupture de barrage, ces derniers sont traités que depuis une trentaine d'année, Mais durant cette période, de nombreuses méthodes et techniques ont été d'envelopper pour faire évoluer l'outil numérique destiné à ce type de simulation. Les premiers codes ont été réalisés en se basant sur la théorie potentielle, et en considérant la surface libre comme une frontière du domaine, sur laquelle des conditions de surface libre étaient imposées. Les résultats obtenus par ces codes sont tout à fait compétitifs, mais sur des domaines d'application restreints comme le génie océanique, ou des applications où les effets visqueux de l'écoulement sont négligeables. Une première évolution de l'outil numérique fut le passage à la résolution des équations de Navier-Stokes, ceci permettant alors de considérer les fluides comme réels. La technique de prise en compte de la surface libre utilisée, reste cependant la même que celle des codes fluides parfaits, méthode de suivi d'interface.

En effet, grâce aux progrès réalisés en matière de modélisation que de la capacité de traitement numérique, des méthodes très performantes sont devenues beaucoup plus accessibles aux chercheurs. Des logiciels de calcul très puissants qui résolvent numériquement les équations de la mécanique des fluides sont mises au point.

Dans notre présent travail nous nous proposons d'entreprendre une simulation numérique 2D d'un écoulement à surface libre instationnaire, et turbulent d'un fluide incompressible.

Nous avons utilisé un code de calcul pour reproduire numériquement les résultats des travaux numériques et expérimentaux effectués à ce sujet.

Ce rapport est composé de quatre chapitre, dont le premier chapitre est consacré aux généralités sur les écoulements à surface libre ainsi qu'une synthèse bibliographique des

travaux numériques et expérimentaux ayant traité les écoulements à surface libre spécifiquement les ruptures de barrage.

Dans le deuxième chapitre nous avons introduit les hypothèses simplificatrices, ainsi que les différentes équations, qui gouvernent un écoulement à surface libre, ensuite nous avons présenté les différents modèles de turbulence qui surgissent un écoulement diphasique.

Le troisième chapitre est consacré pour la présentation de la géométrie du problème ainsi que les différentes étapes d'une simulation, en passant par choisir le modèle VOF (Volume Of Fluide) et en donnant un aperçu sur la méthode des volumes finis.

Le quatrième et dernier chapitre présente les résultats numériques, une validation du modèle est faite en premier, en suite nous avons présenté trois études qui sont l'influence de la variation de la pente, la hauteur initiale du barrage ainsi qu'une comparaison entre un lit sec et humide sur les différentes caractéristiques de l'écoulement (profil de la surface libre, vitesse, hauteur d'eau, débit, nombre de Froude, pression sur le mur aval).

# Chapitre I

**Généralités et synthèses bibliographique**

**Introduction :**

Dans ce chapitre, nous présenterons une vue général sur les caractéristiques et la classification des écoulements à surface libre afin d'introduire le lecteur aux notions de base de notre travail.

La partie synthèse bibliographique sera consacrée à l'étude numérique et expérimentale des écoulements à surface libre, et en particulier le phénomène de rupture de barrage qui portera notre étude principale.

**I. Généralités:****I.1 Ecoulement à surface libre:**

Les écoulements dans les canaux naturels (rivière) et artificiels (irrigation, assainissement) sont, dans la plupart des cas, des écoulements à surface libre. La surface libre est l'interface entre l'air et l'eau. La pression sur la surface libre est égale le plus souvent à la pression atmosphérique [1].

**I.2 Canal:**

C'est un système de transport dans lequel l'eau s'écoule et dont la surface libre est soumise à la pression atmosphérique. On distingue cependant deux catégories de canaux les canaux naturels et les canaux artificiels [2]

**I.3 Classification des écoulements à surface libre:**

Les écoulements sont classés suivant leurs caractéristiques géométriques et physiques [3] :

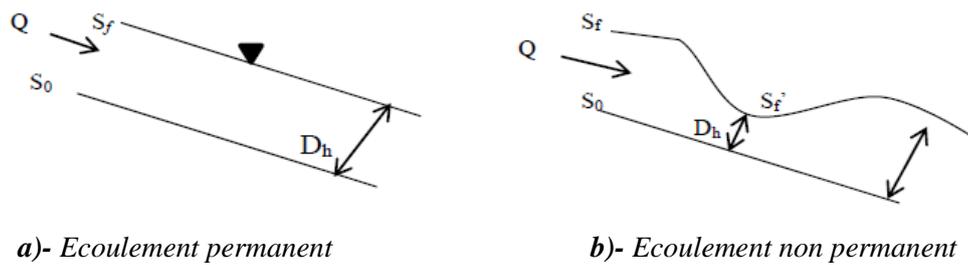
**I.3.1 Ecoulement permanent et non permanent:**

Lorsque les caractéristiques d'écoulement (telles que la profondeur, la vitesse et le débit d'écoulement dans une section quelconque) restent invariables dans le temps en grandeur et en direction l'écoulement est dit permanent.

$$\frac{\partial y}{\partial t} = 0 \quad , \quad \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad , \text{ Or } \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = 0 \quad \text{(I-1)}$$

L'écoulement est dit non permanent lorsque les caractéristiques d'écoulement varient par rapport au temps.

$$\frac{\partial y}{\partial t} \neq 0 \quad , \quad \frac{\partial V}{\partial t} \neq 0 \quad , \text{ Or } \quad \frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0 \quad \text{(I-2)}$$



**Figure I.1:** Schéma des écoulements permanents et non permanents

L'écoulement dans un canal est dit uniforme si la profondeur, la pente, la section transversale et la vitesse restent constantes sur une longueur donnée du canal.

$$\frac{\partial y}{\partial l} = 0 \quad , \quad \frac{\partial V}{\partial l} = 0 \quad (\text{I-3})$$

L'écoulement est non-uniforme ou varié si les paramètres caractérisant l'écoulement changent d'une section à l'autre. La pente de la surface libre diffère de celle du fond, c'est le cas pour la quasi-totalité des écoulements dans les cours d'eau naturels.

$$\frac{\partial y}{\partial l} \neq 0 \quad , \quad \frac{\partial V}{\partial l} \neq 0 \quad (\text{I-4})$$

Les écoulements non-uniformes peuvent être classés comme :

- **Écoulement rapidement variés.**
- **Écoulements graduellement variés.**

**Remarques :**

- Lorsque le mouvement est graduellement varié, les paramètres de l'écoulement ne changent que très lentement d'une section à l'autre. On peut donc admettre que l'écoulement est quasi-uniforme le long d'un petit tronçon et que la vitesse reste quasiment constante.
- Lorsque le mouvement varie rapidement, les paramètres de l'écoulement changent brusquement, parfois avec des discontinuités. Cela se manifeste en général au voisinage d'une singularité, telle qu'un déversoir, un rétrécissement ou une chute brusque.
- Un mouvement varié peut être accéléré ou décéléré, suivant que la vitesse croît ou décroît dans le sens du mouvement (Figure (I-3)).

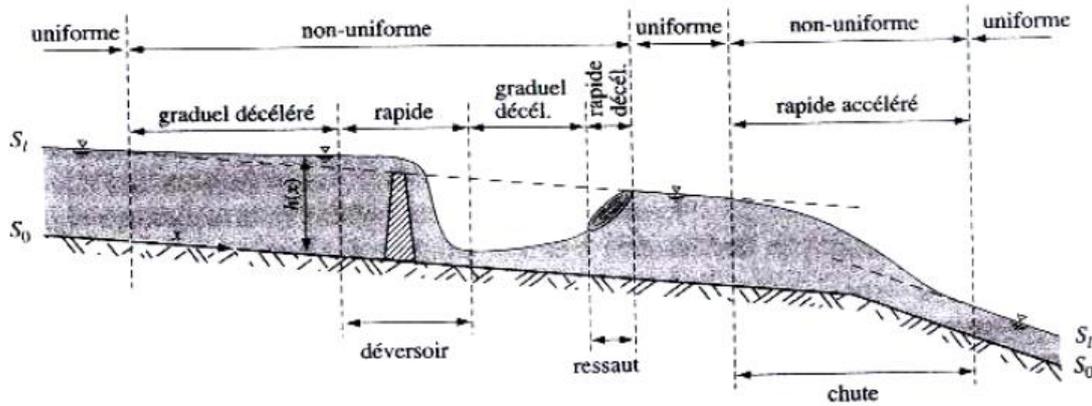


Figure I.2: Différents types d'écoulement.

### I.3.2 Ecoulement laminaire et turbulent:

L'écoulement à surface libre peut être caractérisé en tant que laminaire ou turbulent en fonction de la valeur du nombre de Reynolds, défini comme suite:

$$Re = \frac{\rho V R_h}{\mu} \quad (I-5)$$

Ou :

$V$  : vitesse moyenne de l'écoulement dans le canal.

$R_h$ : rayon hydraulique (le rapport de la surface mouillée au périmètre mouillé).

- Ecoulement laminaire:  $Re < 500$
- Transition:  $500 < Re < 1000$
- Ecoulement turbulent:  $Re > 1000$

### I.3.3 Régimes fluvial et torrentiel:

L'écoulement d'un fluide dans un canal à surface libre engendre les forces suivantes: forces d'inertie, forces de gravité et forces de frottement (viscosité et rugosité). L'effet de la gravité sur le régime d'écoulement est représenté par le rapport des forces d'inertie aux forces de gravité. Ce rapport, de grande utilité en hydraulique des écoulements à surface libre, est défini comme étant le nombre de **Froude**, et est exprimé par :

$$Fr = \frac{V}{C} \quad (I-6)$$

Avec:

- ✓  $V$  : représente la vitesse d'écoulement (m/s) ;
  - ✓  $c$  : La célérité d'une onde de gravité (m/s) :  $c = \sqrt{gD_h}$
  - ✓  $g$  : L'accélération de la pesanteur (m/s<sup>2</sup>) ;
  - ✓  $D_h$  : la profondeur hydraulique (m).
- Si  $F = 1$  : on dira que l'écoulement est en régime **Critique**.
- Si  $F > 1$  : l'écoulement est en régime **Torrentiel (Supercritique)**. Les forces d'inertie sont prépondérantes, et ceci se traduit par une importante vitesse d'écoulement.
- Si  $F < 1$  : l'écoulement est en régime **Fluvial (Subcritique)**. Dans ce cas, l'effet de la gravité est plus prononcé, ceci se traduit par une faible vitesse d'écoulement.

La vitesse critique  $V = \sqrt{gD_h}$  est souvent appelée célérité de l'onde gravitaire.

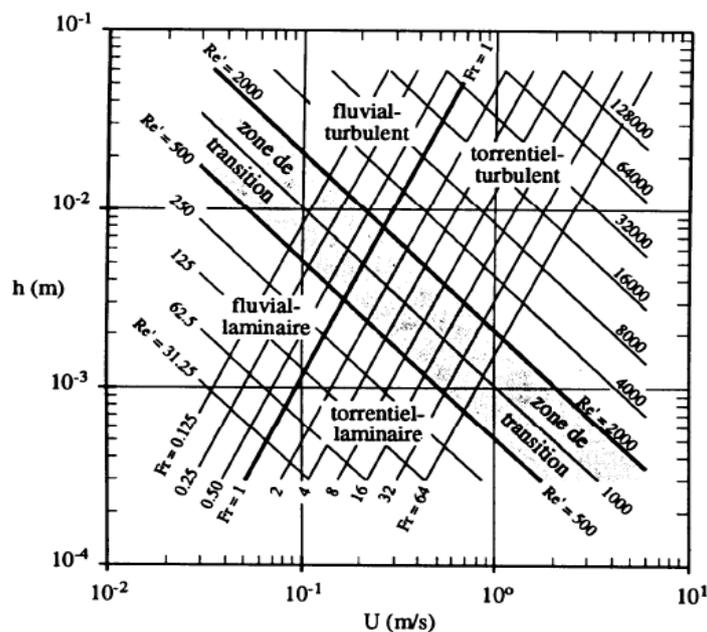


Figure I.3: Les régimes d'écoulement.

### I.4 Répartition de vitesse:

Dans un écoulement le long d'une paroi, il y a répartition de vitesse. Nulle à la paroi, la vitesse ponctuelle,  $v$ , croît rapidement lorsqu'on s'en éloigne; la valeur maximum est souvent atteinte un peu en dessous de la surface libre. Le profil de vitesse est approximativement logarithmique [4].

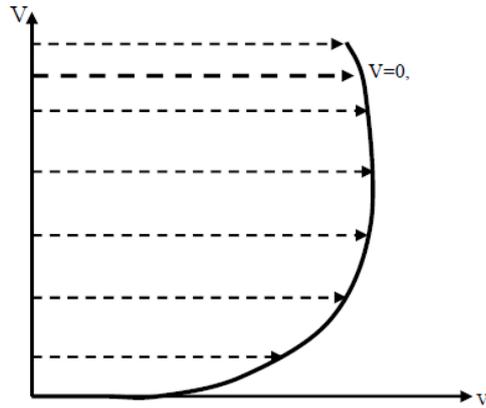


Figure I.4: Profil logarithmique de la vitesse.

Un écoulement permanent dépend généralement de trois variables,  $x$ ,  $y$  et  $z$ ; on l'appelle écoulement tridimensionnel.

Dans les canaux de géométrie simple, on rencontre généralement que des écoulements turbulents où la vitesse ponctuelle,  $v(x, z)$ , diffère très peu de la vitesse moyenne,  $V(x)$ . En régime permanent, cette hypothèse permet de considérer ces écoulements comme unidimensionnels.

Pour déterminer la vitesse moyenne,  $V$ , dans une section, on donne les relations approximatives suivantes :

$$V = (0.8 \text{ à } 0.9) V_{\text{surface de l'eau}} \quad (\text{formule de Prony})$$

$$V = 0.5 (v_{0.2} + v_{0.8}) \tag{I-7}$$

$$V = v_{0.4}$$

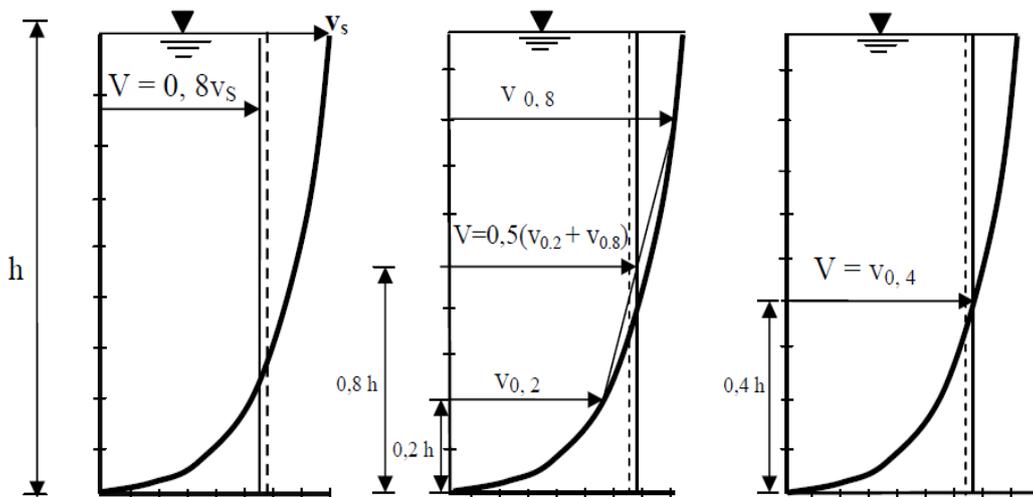


Figure I.5: Répartition des vitesses.

### I.5 Distribution des pressions dans un canal:

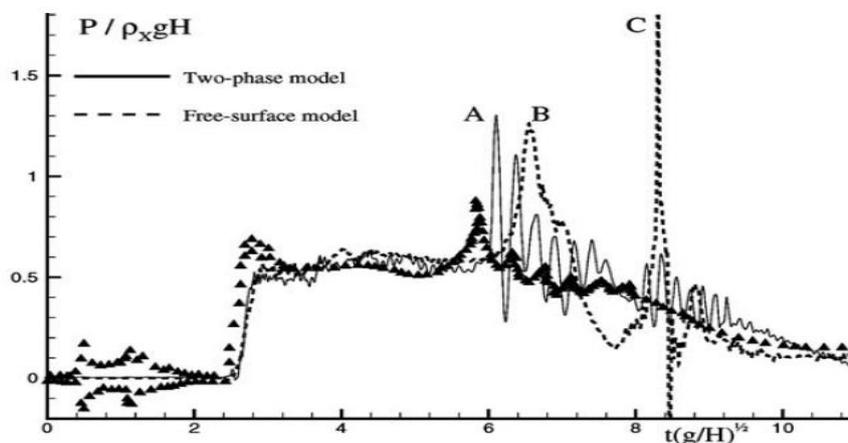
La pression sur la surface libre est égale le plus souvent à la pression atmosphérique (isobare). Dans un écoulement rectiligne à surface libre la distribution des pressions est hydrostatique, ça veut dire que la pression est reliée à la profondeur suivant une loi linéaire:  $P_r = \rho g h$ , où  $P_r$  est la pression relative au fond d'un canal,  $h$  est la profondeur et  $\rho g$  est le poids volumique du liquide qui s'écoule.

### I.6 Synthèse bibliographique:

Afin d'offrir une large vision sur notre étude, nous avons présenté une synthèse bibliographique qui comporte plusieurs études numériques et expérimentaux, qui décrit les écoulements a surface libre spécifiquement le phénomène de rupture de barrage.

**A. Colagrossi *et al* [5]** : ont mené une étude avec la méthode SPH (smoothed particle hydrodynamics) pour traiter les écoulements interfaciaux bidimensionnels, c'est-à-dire les champs de flux avec différents fluides séparés par des interfaces pointues. La méthode est appliquée pour étudier plus en détail le prototype d'écoulement bidimensionnel apparu après la rupture d'un barrage, le front de l'eau heurtant un mur vertical placé à une certaine distance du barrage brisé et finissant par former un briseur vers l'arrière emprisonnant de l'air.

Les résultats sont comparés à ceux obtenus par d'autres techniques, montrant une bonne concordance. Le problème classique de la rupture de barrage est étudié par l'approche actuelle en deux phases et les effets des variations du rapport de densité sont discutés.

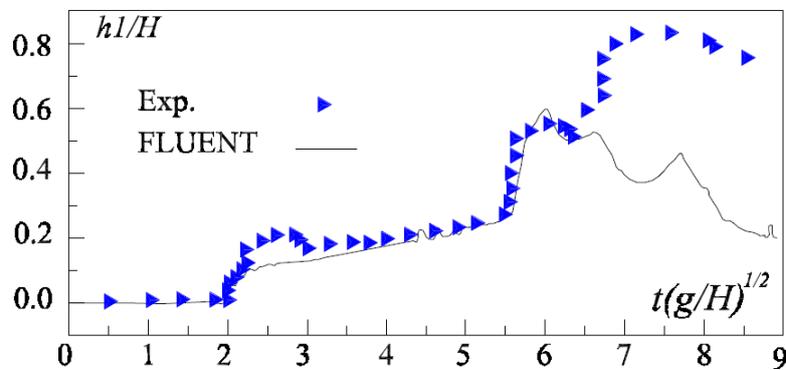


**Figure I.6:** évolution de la pression sur le mur opposé au barrage. Comparaison entre les données expérimentales et numériques.

**K. Abdolmaleki et al [6]:** ont simulé un flux impactant sur un mur vertical résultant d'un problème de rupture de barrage à l'aide d'un solveur Navier-Stokes (NS).

Le solveur NS utilise une méthode de calcul des volumes finis eulériens (FVM) avec un schéma de volume de fluide (VOF) pour la capture de l'interface de phase. Le but de cette étude est d'évaluer l'exactitude du solveur pour les problèmes de la catégorie des impacts de vagues.

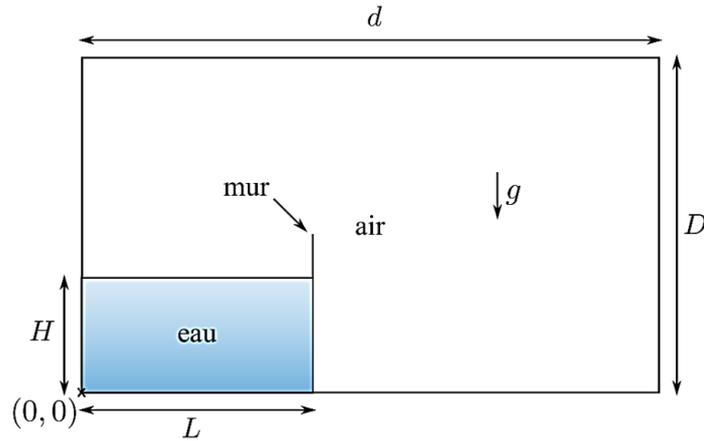
Différents aspects de l'écoulement, tels que l'élévation de la surface libre avant et après l'impact initial, ont fait l'objet d'une étude approfondie. Le pic de pression dû à l'impact de l'eau sur la paroi verticale a également été analysé. Les effets de la viscosité de l'eau et de la compressibilité de l'air ont été évalués. La signification du pas de temps et la résolution de la grille sont également discutées. Les résultats montrent un accord favorable avec les expériences avant l'impact de l'eau sur le mur. Cependant, la pression d'impact et les élévations de la surface libre après l'impact s'écartent considérablement des expériences. Par conséquent, le code n'est jugé bon que pour les études qualitatives.



**Figure I.7:** Hauteur totale  $h$  de l'eau à  $x = 2,725$  m.

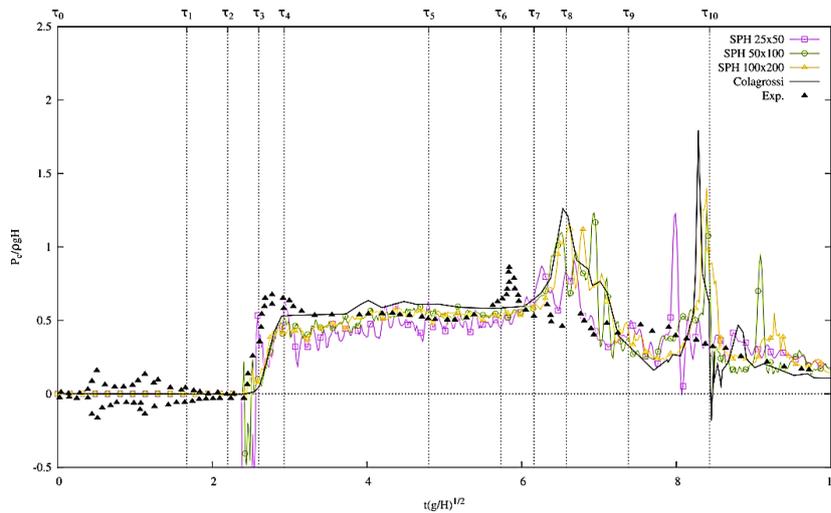
**J.M. Cherfils et al [7]:** L'étude porte sur l'amortissement de la houle générée par une plaque horizontale immergée par approche numérique, via un code de calcul qui utilise les équations de Navier Stockes en deux et en trois dimensions d'espace par la méthode SPH (Smooth Particle Hydrodynamics)

L'efficacité des méthodes SPH utilisées a été prouvée par la mise en point d'une simulation, sur l'effondrement d'une masse d'eau (dam break) et son impact sur un mur vertical.



**Figure I.8:** Configuration initiale de l'effondrement d'une colonne d'eau.

Un point de coordonnées  $(d, 0.192H)$  a été fixé sur la paroi afin de voir l'évolution de la pression au fil du temps de la rupture. Dans la figure (I.10) on trouve les résultats de la simulation avec le modèle SPH et les résultats expérimentaux.



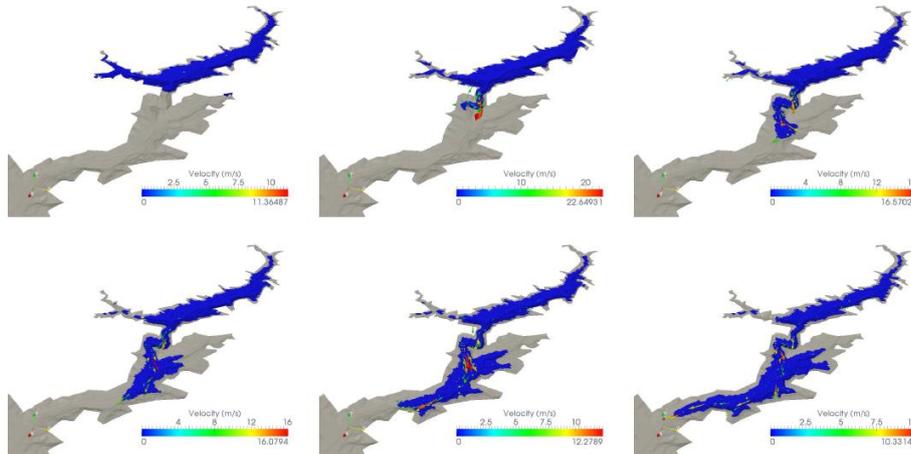
**Figure I.9:** Evolution de la pression sur le mur opposé, en  $(d; 0, 192H)$ . Comparaison entre les données expérimentales et numériques (SPH).

**A. Fourar et al [8]:** ont mené une étude numérique sur phénomènes de rupture d'un barrage et son effet sur la partie aval du canal. Les équations de continuité et de conservation de quantité de mouvement (les équations de Saint Venant) ont été résolues en utilisant un programme élaboré en langage FORTRAN, basé sur la méthode des différences finies, les effets de la pente du lit, de la friction et de la largeur ou la forme géométrique du canal, sont étudiés.

Les résultats obtenus dans cette étude ont servi de données pour exécuter des calculs relatifs au barrage de Boukerdoune.

**A. Caboussat *et al* [9]:** ont présenté un modèle numérique tridimensionnel des écoulements hydrodynamiques en surface libre pour application aux simulations de rupture de barrage. Les équations incompressibles de Navier-Stokes sont vérifiées dans le domaine de l'eau, tandis que l'emplacement du domaine de l'eau est suivi en fonction du temps par une équation de transport pour une variable supplémentaire appelée approche du volume de fluide (VOF).

La discrétisation est réalisée par un algorithme de fractionnement temporel entre les équations de transport et les équations de Stokes évolutives. Les problèmes d'advection sont résolus en calculant des caractéristiques linéaires sur une grille cartésienne. Les problèmes de diffusion sont résolus par une méthode d'éléments finis sur un maillage simpliste plus grossier que la grille cartésienne. Une variété de problèmes de référence illustrent la précision de la méthode lorsqu'elle est appliquée aux études de rupture de barrage et valident l'approche numérique. Des expériences numériques sur des topographies réelles illustrent les possibilités de la méthode, en considérant en particulier le cas test de rupture du barrage de Malpasset et la rupture (hypothétique) du barrage de Grande-Dixence en Suisse.



**Figure I.10:** Rupture du barrage de Malpasset solution 3D a  $t = 0, 100, 200, 300, 400$  et  $500[s]$ .

**M.K. Mihoubi *et al* [10]:** ont réalisé une modélisation numérique à l'aide du logiciel TELEMAC-2D (éléments finis) pour la rupture du barrage de BOUKERDANE (Tipasa).

Le scénario de la rupture totale et instantanée du barrage est présenté pour différents valeurs du coefficient de frottement sur le fond. Les résultats de calculs de l'onde de rupture au site du barrage de BOUKERDANE, ont montré que l'approche numérique par

un calcul bidimensionnel est plus proche de la réalité comparativement au calcul simplifié unidimensionnel.

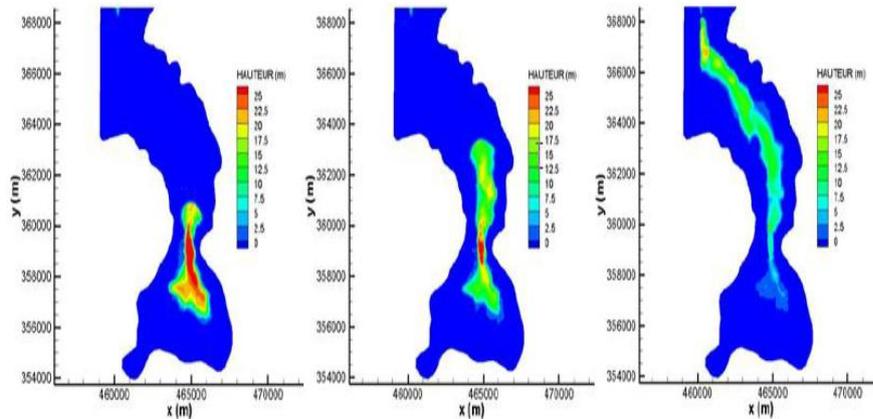
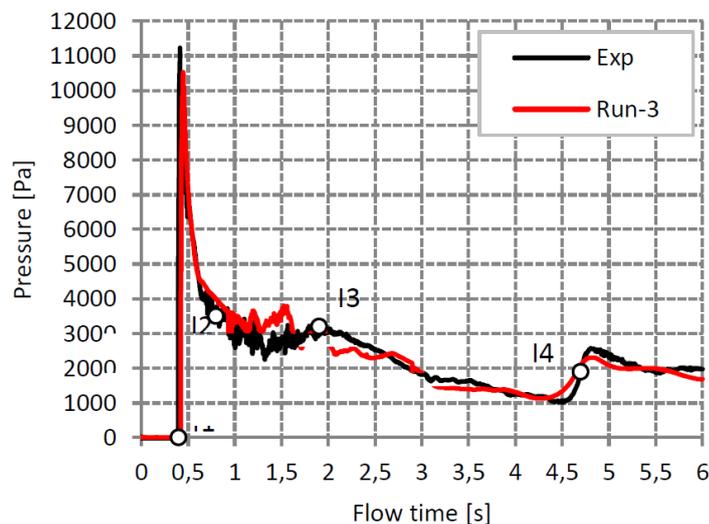


Figure I.11: Evolution de l'onde de rupture à  $t= 100$  s,  $275$  s et  $850$  s.

**T. Fondelli et al [11]:** Dans cette étude, des simulations VOF d'un problème tridimensionnel de rupture de barrage ont été réalisées à l'aide d'une approche adaptative de maillage. Des calculs d'instabilité ont été effectués en exploitant la fonction de maillage adaptatif implémentée dans ANSYS Fluent. En particulier, une stratégie d'adaptation de la grille a été définie comme un moyen de réduire sensiblement l'effort numérique. L'idée principale est de ne conserver la haute résolution que localement à l'interface air-liquide, en minimisant la diffusion numérique et maintenir un maillage grossier ailleurs. Le problème de rupture de barrage a été analysé parce qu'il a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques, ce qui représente un problème de référence pour la vérification de modèles numériques impliquant des écoulements en surface libre. L'exactitude de la méthode a été évaluée en comparant les résultats de simulation aux données expérimentales.



*Figure I.12: Comparaisons entre les séries temporelles de pression mesurées et calculées aux manomètres P1.*

**D.M. Robb et al [12]:** ont étudié la capacité de trois modèles numériques différents à simuler une rupture soudaines d'un barrage en présence d'un obstacle.

Les résultats numériques d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel (2D) moyenné en profondeur et deux modèles entièrement en trois dimensions (3D) (CFD) sont présentés.

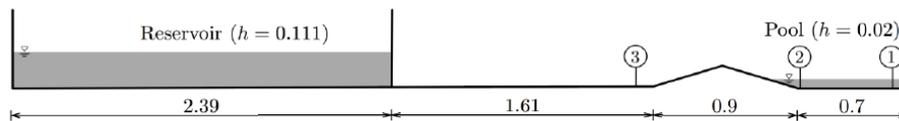
Les modèles sélectionnés pour cette étude sont:

- le logiciel libre et gratuit TELEMAC-2D
- le logiciel de CFD FLOW-3D disponible dans le commerce
- le code CFD gratuit et open-source OpenFOAM

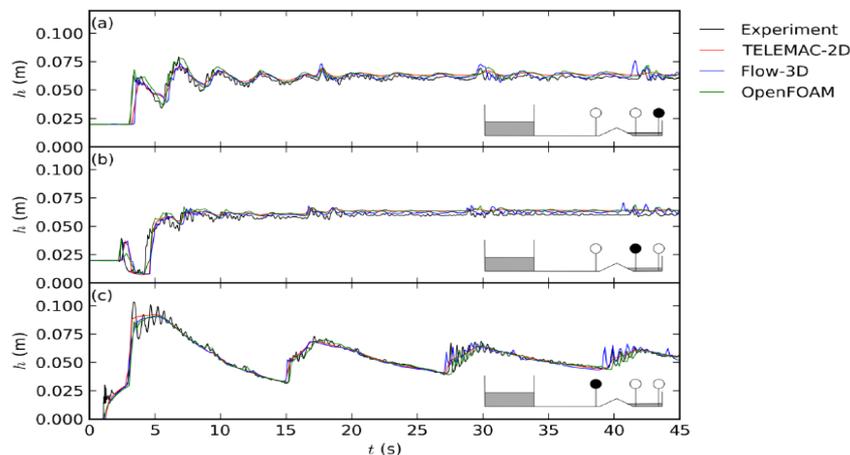
TELEMAC-2D est basé sur la solution des équations de Saint-Venant, qui négligent les vitesses verticales et les accélérations. FLOW-3D et OpenFOAM sont basés sur la solution des équations de Navier-Stokes avec le volume de fluide (VOF) pour suivre l'emplacement de la surface libre à l'interface air-eau. Les résultats numériques sont comparé aux données expérimentales existantes dans la littérature. Les trois modèles numériques concordent bien avec les niveaux d'eau enregistrés dans les expériences.

Les résultats du modèle hydrodynamique bidimensionnel (2D) moyenné en profondeur se comparent bien aux données expérimentales et aux résultats numériques des modèles CFD 3D, plus sophistiqués et exigeants en calcul.

Les résultats des modèles CFD montrent peu d'amélioration par rapport à ceux du modèle avec profondeur moyenné, à l'exception d'un emplacement situé à proximité d'un saut hydraulique en mouvement.

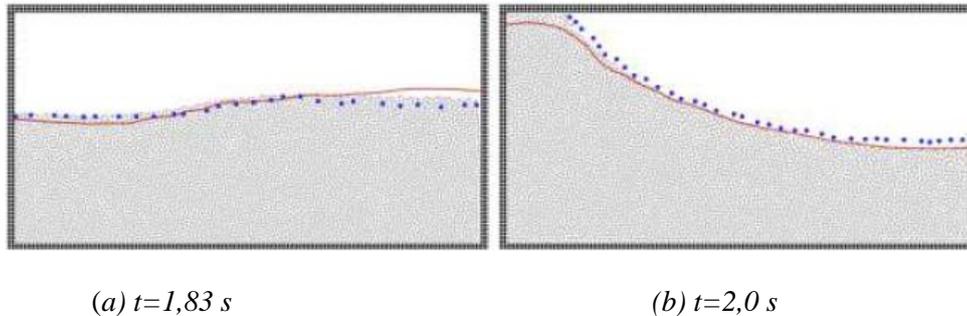


*Figure I.13: Installation expérimentale et conditions initiales d'une onde de rupture de barrage sur un seuil de fond triangulaire.*



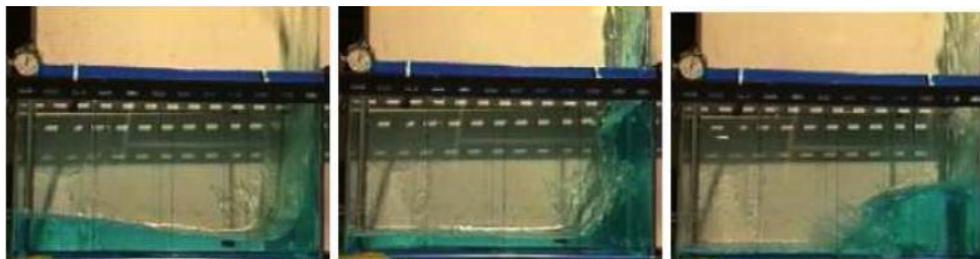
**Figure I.14:** Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques de l'onde de rupture de barrage.

**M. DORING *et al* [13]:** ont présenté deux codes de calcul destinés à la simulation des écoulements à surface libre complexe. Ces deux codes utilisent des approches différentes pour modéliser l'écoulement ainsi que la surface libre. Le premier est fondé sur l'approche lagrangienne appelée "Smooth Particule Hydrodynamics"; elle a pour principe d'assimiler le fluide à un grand nombre de particules en interaction. Le second utilise une approche eulérienne; l'écoulement du fluide est déterminé par la résolution des équation Navier-Stokes et la surface libre est prédite par une méthode de capture d'interface. Différentes simulation sont réalisées afin de comparer ces deux codes à des données expérimentales. Les écoulement abordés sont un cas de sloshing dans une cuve et l'effondrement d'une colonne d'eau.

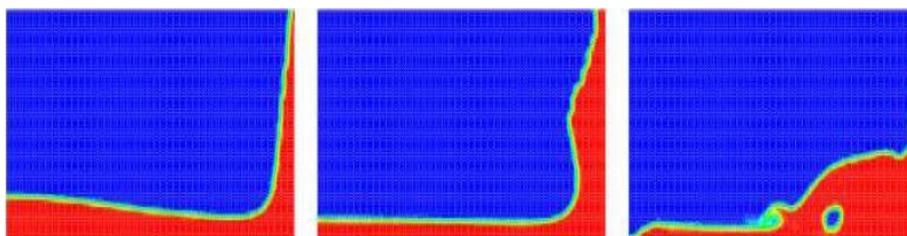


**Figure I.15:** (Sloshing) Comparaison entre les surfaces libres numérique et expérimentales.

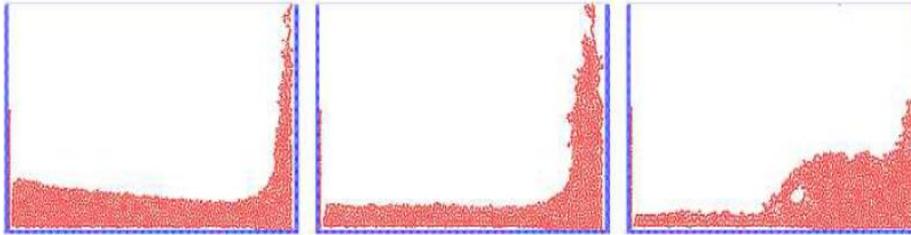
La figure précédentes montrent les surfaces libre, numérique et expérimentales à certains instants. Les points correspondent aux résultats expérimentaux, la courbe aux résultats VOF, enfin l'ensemble des particules représentent les résultats SPH.



(a) Résultats expérimentaux



(b) Résultats sous VOF



(c) Résultats sous SPH

**Figure I.16:** (effondrement d'une colonne d'eau) profil de la surface libre aux instants  $t=0,4$  s  $t=0,6$  s et  $t=0,8$  s.

Les résultats des deux solveurs ont été comparés à travers différentes simulations. Les résultats numériques ont un bon accord avec les résultats expérimentaux, mais sous certaines conditions pour le solveur SPH. En effet, il a été mis en évidence l'importance de la modélisation multi fluide pour les simulations présentant des bulles d'air. Par conséquent, il apparaît intéressant d'étendre les possibilités du code SPH afin de résoudre des écoulements multiphasiques.

**S. Bhatt [14]:** a résolu le problème de rupture du barrage à l'aide de l'analyse 1-D des équations de barré saint venant. Pour résoudre le problème les méthodes de McCormack, Gudunov et la Runge Kutta avec TVD ont été utilisée.

Les méthodes ont fait l'objet de discussions intensives et ensuite mis en œuvre pour résoudre le problème. Les résultats ont ensuite été comparés avec la solution analytique proposée par **Vincent et al.**

Enfin, toutes les méthodes étaient cohérentes avec la solution analytique donnée par Vincent.

**S. Naik et al [15]:** Ont présenté une méthode numérique sur MATLAB basée sur le schéma des différences finies MacCormack. L'approche a été suivie pour simuler une équation bidimensionnelle en eau peu profonde ( Saint Venant) présentant un écoulement de rupture d'un barrage.

Le travail décrit l'utilisation d'un schéma de fractionnement du temps explicite de MacCormack dans le développement d'un modèle de simulation hydraulique à deux dimensions (en plan) qui résout les équations de St. Venant. Le schéma de base de MacCormack est amélioré en utilisant la méthode des étapes fractionnaires pour simplifier

l'application, en traitant la pente de friction, un terme source rigide, implicitement, pour le contrôle numérique des oscillations et la stabilité qui est validé en comparant les données obtenu avec les résultats de référence, et un bon accord est obtenu dans le cas d'une simulation partielle de rupture de barrage.

L'analyse numérique effectuée est capable de résoudre les chocs, la géométrie complexe du lit, y compris l'influence des pentes du lit et la rugosité.

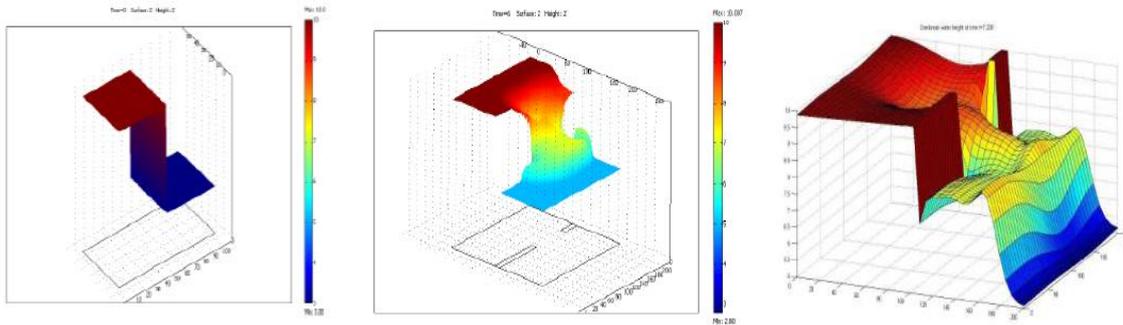


Figure 1.17: Profil de surface de l'eau à différents pas de temps.

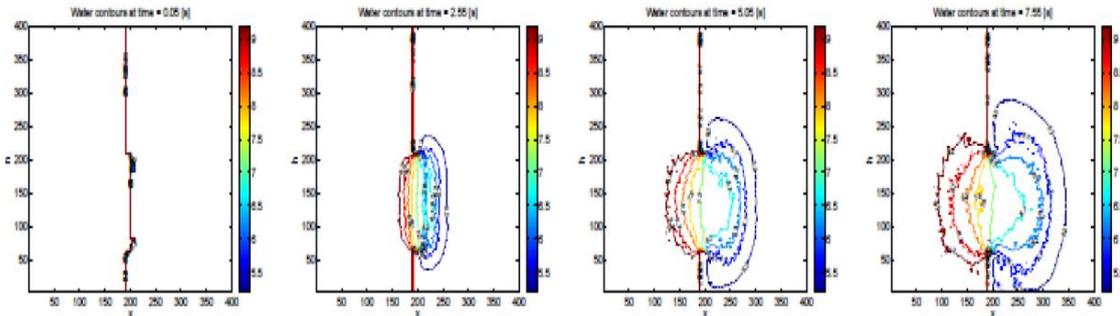


Figure 1.18: Contours de la profondeur de l'eau à différents intervalles.

**H. Ozmen-Cagatay *et al* [16]:** ont présenté une étude expérimentale et numérique du flux de rupture de barrage sur un lit initialement sec avec un obstacle au fond. Ce cas de test met en évidence non seulement les effets de la pente du fond, mais également ceux du changement brusque de la topographie du canal.

Un écoulement de rupture de barrage a été appliqué dans un canal prismatique lisse de section transversale rectangulaire sur un seuil trapézoïdal sur le lit en aval. Le flux a été simulé numériquement par le programme CFD disponible dans le commerce, basé sur VOF, Flow-3D, résolvant les équations de Navier Stokes moyenné avec le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  (RANS) et les équations de Saint-Venant (SWE). Pour valider les modèles CFD, une expérience a été réalisée. Grâce à une technique de mesure avancée, le

traitement numérique de l'image, le flux a été enregistré simplement à travers les parois vitrées du canal ; ainsi, des profils continus de surface libre ont été acquis de manière synchrone avec trois caméras le long du canal. La technique de mesure adoptée est non intrusive et donne des résultats précis et précieux sans perturbation de l'écoulement.

La comparaison des résultats calculés avec les données expérimentales montre que le modèle RANS reproduit le flux étudié avec une précision raisonnable, tandis que le simple modèle SWE indique certaines divergences, notamment en ce qui concerne la prévision de la propagation des ondes négatives.

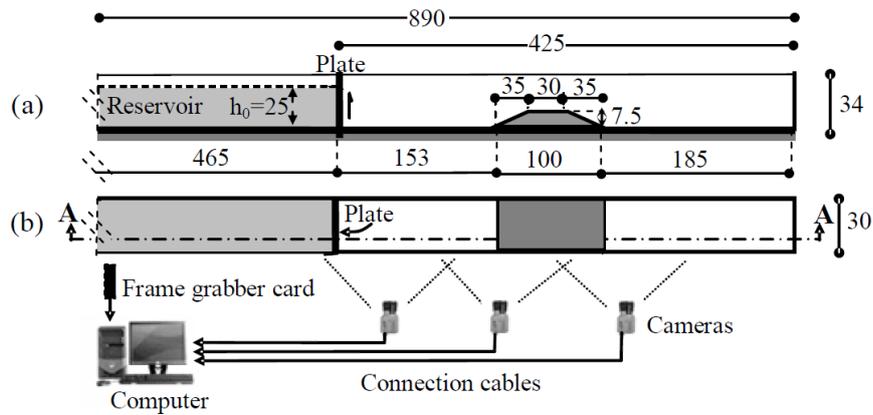


Figure I.19: Dispositif expérimental.

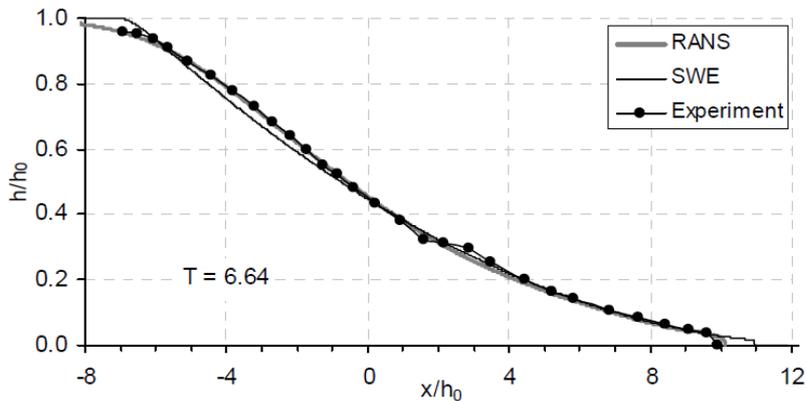


Figure I.20: Comparaison des profils de surface libre calculés avec des données expérimentales à  $T=6,64$ .

**H. Afshar *et al* [17]:** : Ont mené une série d'expériences sur les écoulements à surface libre en présence d'une crête rectangulaire pour quatre débits volumique différents ( 2, 3, 4 et 6 l/s). Ensuite des simulations numériques tridimensionnel en régime permanent et non uniforme sont réalisé pour ces quatre débits avec le modèle VOF ( *Volume of Fluid* )

, ils ont utilisé trois modèles de turbulence : k- $\epsilon$  RNG, k- $\epsilon$  standard et *LES* pour tracer le profil des vitesses et la surface libre.

La comparaison des résultats expérimentaux et numériques ont montré une bonne concordance, ces derniers indiquent que le modèle de turbulence k- $\epsilon$  RNG donne la plus basse erreur.

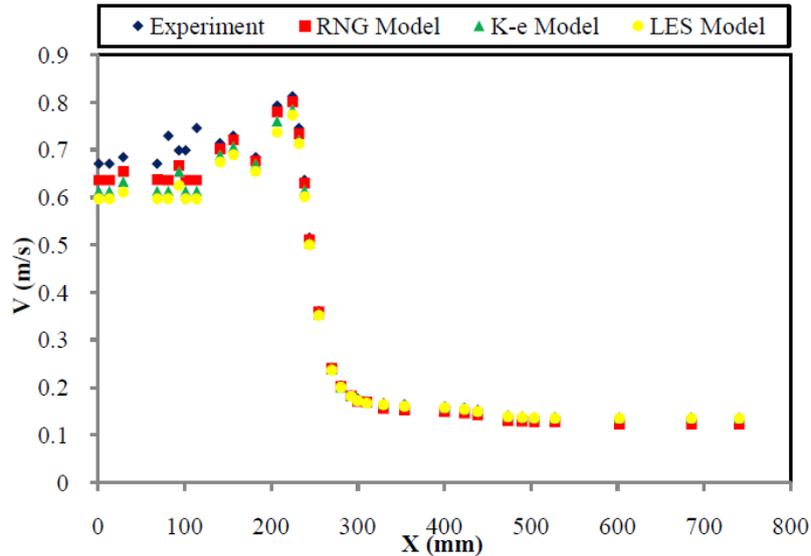


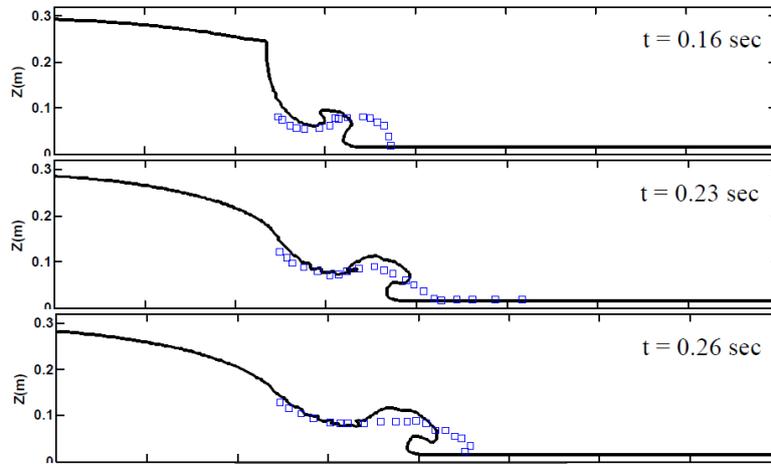
Figure I.21: Comparaison des profils des vitesses.

Tableau I.1: Erreurs des modèles numériques.

Model	RE	RMSE	MAE
RNG	2.809	0.0247	0.0143
K- $\epsilon$	3.647	0.0362	0.0232
LES	4.797	0.0457	0.0299

**Hung-Chu Hsu *et al* [18]**: ont étendu le modèle numérique basé sur la solution des équations de Navier-Stokes avec le schéma volume of fluid (VOF) pour simuler le transport des sédiments en suspension et étudier le modèle d'érosion pendant la phase initiale de l'écoulement de la rupture du barrage. Ils ont également mené une série d'expériences dans un canal horizontal de section rectangulaire et enregistré les profils instantanés de la surface d'une vague de rupture de barrage pendant la phase initiale de la rupture. Les données mesurées sont utilisées pour étudier l'hydrodynamique et l'état de l'eau et pour valider le modèle numérique.

la comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux ont montré une bonne concordance.



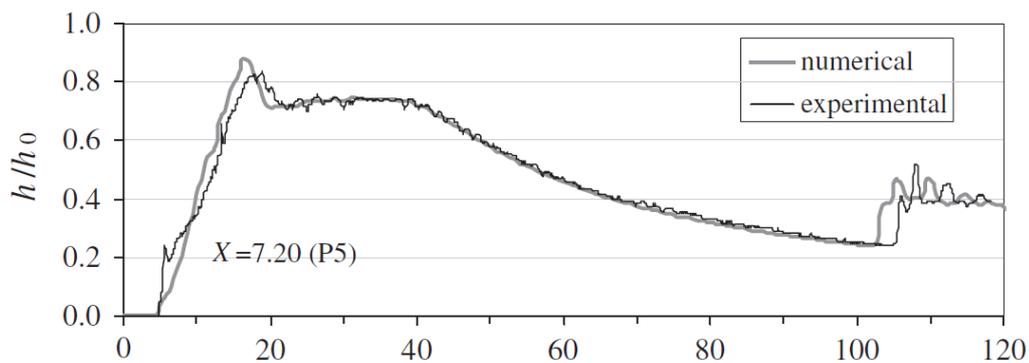
**Figure I.22:** Comparaison des profils de surface expérimentale (carré bleu) et numérique (ligne continue).

**S. Kocaman *et al* [19]:** Ont présenté une étude de l'écoulement de rupture d'un barrage dans un canal à contraction latérale. Une expérience a été réalisée dans un canal de laboratoire en retirant la plaque instantanément.

Le problème a été étudié dans un canal prismatique lisse de section transversale rectangulaire sur un lit sec horizontal. À une certaine distance en aval de l'emplacement du barrage, deux obstacles latéraux symétriques de forme triangulaire ont été installés sur les parois latérales pour générer une portée de canal convergente-divergente.

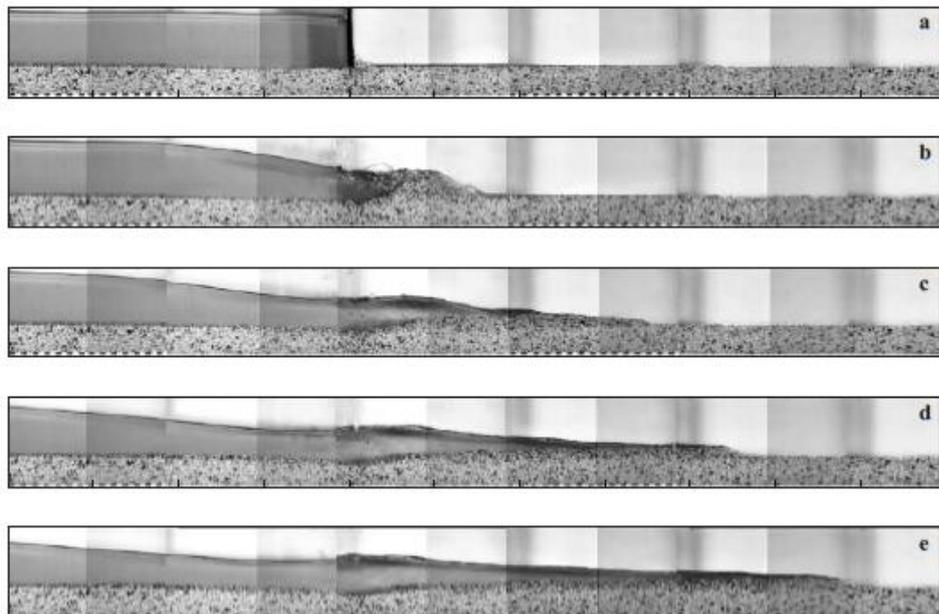
la technique de traitement numérique d'image adoptée pour les mesures a détecté assez bien la propagation de l'onde de crue, permettant ainsi l'enregistrement synchrone du flux dans tout le canal avec trois caméras.

Les données expérimentales ont été comparées aux résultats d'une simulation numérique basée sur RANS. La comparaison a montré une bonne concordance.



*Figure I.23: Comparaison entre la hauteur  $h$  de l'eau expérimental et numérique.*

**B. Spinewine et al [20]:** ont présenté un ensemble d'expériences liées à la propagation d'ondes de rupture de barrage sur des lits mobiles, réalisées dans le cadre du projet IMPACT. L'objectif est d'étudier les impacts géomorphologiques induits par des inondations très rapides et transitoires telles que celles résultant de la rupture de barrages. Le but de ce travail expérimental est également de servir de base de comparaison entre divers modèles numériques et d'identifier les aspects clés qui sont cruciaux pour la modélisation de ce type de flux. Les expériences ont été réalisées dans un canal prismatique avec un lit plat s'étendant des deux côtés du barrage. Les mesures de flux, les champs de vitesse dans la phase granulaire et les interfaces séparant les différentes régions de flux sont effectuées à l'aide de techniques d'imagerie numérique.



*Figure I.24: Profil de la surface libre pour  $t= 0 s$ ,  $t= 0.25 s$ ,  $t= 0.5 s$ ,  $t= 0.75 s$  et  $t= 1 s$ .*

## Conclusion:

Dans ce premier chapitre nous avons présenté les différentes notions sur les caractéristiques et la classification des écoulements à surface libre, ainsi une synthèse bibliographique, afin de nous initier aux travaux de modélisation et de simulation numérique des écoulements à surface libre.

# Chapitre II

**Formulation générale et position du problème**

**Introduction:**

Dans ce présent chapitre nous exposerons notre modèle physique, ainsi que les différentes équations mathématiques qui régissent sur le phénomène d'un écoulement à surface libre. Turbulent, incompressible, instationnaire produit par une rupture de barrage.

La modélisation des écoulements fluidiques consiste à déterminer en tout point les variables d'état représentatives de l'écoulement, soient: Interaction, Champs et profils des vitesses, Les lignes de courants, profils de pression, profils de l'énergie cinétique turbulente, et taux de dissipation de l'énergie turbulente.

**II.1 Phénomène de rupture de barrage:**

Les ruptures de barrages sont des événements très rares, lorsque ils se produisent il donne naissance à une grande catastrophe qui représente la libération d'une énorme quantité d'eau brutalement avec une hauteur très importante et une grande vitesse.

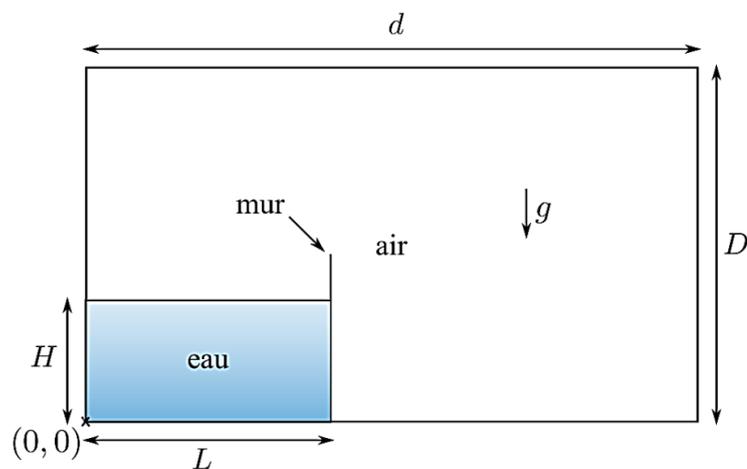
**II.2 Géométrie du problème:**

Figure II.1: Géométrie du problème.

**II.3 Hypothèse simplificatrices:**

- Fluide incompressible.
- Les deux fluides sont non miscibles.
- Les transferts thermiques sont négligés, ainsi que la diffusion entre phases, et la tension à l'interface entre les deux fluides (eau-air).

## II.4 Equations de base:

Le système d'équations de départ est basé sur le principe de conservation de la masse, et de la quantité de mouvement, qui constitue les équations de Navier-Stokes.

Tenant compte des hypothèses simplificatrices décrites précédemment, on peut écrire nos équations sous forme cartésienne comme suit:

### II.4.1 Equation de conservation de la masse:

L'équation de continuité exprimant la loi de conservation de la masse pour un volume de contrôle matériels, en coordonnées cartésiennes s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II-1})$$

### II.4.2 Equation de conservation de quantité de mouvement pour un fluide newtonien :

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier-Stokes exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique à un fluide Newtonien.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g_x + \nu \Delta u \quad (\text{II-2a})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g_y + \nu \Delta v \quad (\text{II-2b})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g_z + \nu \Delta w \quad (\text{II-2c})$$

### II.4.3 Condition aux limites :

➤ Conditions d'adhérence et de non pénétration sur la paroi :

$$U = 0, \quad W = 0 \quad \text{pour } Z = 0 \quad (\text{II-3a})$$

➤ La condition dynamique à la surface libre :

A partir de la 2ème condition de saut sur l'interface en considérant que l'air est un fluide parfait et sans transfert de masse entre les deux fluides.

$$\begin{pmatrix} -(P_e - P_a) + 2\rho v_e \frac{du}{dx} & \rho_e v_e \left( \frac{du}{dz} + \frac{dw}{dx} \right) \\ \rho_e v_e \left( \frac{du}{dz} + \frac{dw}{dx} \right) & -(P_e - P_a) + 2\rho v_e \frac{du}{dz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{dh}{dz} \\ \frac{dh}{dx} \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{II-3b})$$

Pour  $z = h(x, t)$ .

➤ Condition cinématique:

A partir de la 1ère condition de saut, sans transfert de masse entre les deux fluides.

Pour  $z = h(x, t)$ :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} = w \quad (\text{II-3c})$$

## II.5 Modélisation de la surface libre :

La modélisation de la surface libre nécessite un découpage du domaine global de calcul en deux sous domaines. Le premier est constitué d'un volume d'eau et le deuxième, situé dans la partie supérieure du domaine d'étude, est rempli d'air. Le plan d'intersection des deux sous domaines représente la surface libre au démarrage du calcul.

Aucune contrainte n'est fixée au niveau de ce plan qui pourra donc se déformer. Dans ce cas, la pression atmosphérique est imposée sur la partie supérieure du domaine, constituée d'air. Dans notre cas, la fraction volumique  $r_q$  est définie par :

$$r_q = \frac{\partial \Omega_q}{\partial \Omega_{\text{maille}}} \quad (\text{II-4a})$$

$\partial \Omega_{\text{maille}}$  Représente le volume total de la maille de calcul et  $\partial \Omega_q$  le volume de la partie de la maille occupée par la phase "q". Si "q" représente la phase liquide (eau), nous avons alors :

- $r_q = 1$  : la maille est entièrement remplie d'eau.
- $r_q = 0$  : la maille contient exclusivement de l'air.
- $0 < r_q < 1$  : la maille contient la surface libre.

Nous supposons qu'il n'y a pas de transfert de masse entre phases, ni de tension à l'interface entre les deux fluides. Dans chaque cellule, la masse volumique et la viscosité globale sont représentées par la moyenne pondérée par la fraction volumique :

$$\rho = \sum_{q=1}^2 r_q \rho_q \quad (\text{II-4b})$$

$$\mu = \sum_{q=1}^2 r_q \mu_q \quad (\text{II-4c})$$

Le volume  $V_q$  de la phase  $q$ , est défini comme suit :

$$V_q = \int_V r_q dV \quad (\text{II-4d})$$

Ou:

$$\sum_{q=1}^2 r_q = 1 \quad (\text{II-4e})$$

Toutes les équations valables pour chaque phase seront multipliées par une fonction  $r_q$ .

- Equations des fractions volumiques (Equation de continuité pour chaque phase q) :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (r_q U_{iq}) = 0 \quad (\text{II-4f})$$

- Equations des fractions volumiques (Equation de quantité de mouvement pour chaque phase q) :

$$\frac{d}{dx_j} (r_q \rho_q U_{iq} U_{jq}) = r_q \frac{dP_q}{dx_j} + \frac{d}{dx_j} \left[ r_q \mu_q \left( \frac{dU_{iq}}{dx_j} + \frac{dU_{jq}}{dx_i} \right) \right] + r_q \rho_q g_i \quad (\text{II-4g})$$

## II.6 Décomposition de Reynolds (RANS) :

Reynolds introduit une décomposition devenue classique entre la vitesse moyenne (noté  $\bar{u}$  et la fluctuation de vitesse noté  $u'$ ), soit pour les composantes de la vitesse et de pression selon la direction de l'écoulement :

$$\begin{cases} U = \bar{u} + u' \\ P = \bar{p} + p' \end{cases} \quad (\text{II-5})$$

On donne quelques propriétés de l'opérateur moyen dans les équations ci-dessous :

- Linéarité :  $\overline{(af + bg)} = (a\bar{f} + b\bar{g})$  (a et b sont des constantes).
- Dérivation commutative :  $\left(\frac{d\bar{f}}{dx_i}\right) = \frac{d\bar{f}}{dx_i}$  et  $\left(\frac{d\bar{f}}{dt}\right) = \frac{d\bar{f}}{dt}$
- $\overline{(\bar{f})} = \bar{f}$  et  $\overline{(\bar{f}g)} = \bar{f} \cdot \bar{g}$  par contre  $\overline{(f \cdot g)} \neq \bar{f} \cdot \bar{g}$
- Pour les fluctuations :  $\bar{f}' = f - \bar{f}$  et  $\bar{f}' = 0$

### II.6.1 Equations moyennées :

En effectuant la moyenne des équations de mouvement on obtiendra :

$$\frac{d\bar{U}_i}{dx_j} = 0 \quad (\text{II-6})$$

$$\frac{d(\rho\bar{U}_i)}{dt} + \frac{d(\rho\bar{U}_i U_j)}{dx_j} = -\frac{d\bar{P}}{dx_i} + \frac{d}{dx_j} \left( \tau_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II-7})$$

Les équations moyennées font apparaître des termes de corrélation doubles des fluctuations des vitesses. Ils proviennent de la non linéarité des équations des bilans.

Ces termes, appelés tensions de Reynolds  $\left(\overline{\rho u'_i u'_j}\right)$  traduisent l'effet de la turbulence sur l'évolution du mouvement moyen et rendent les systèmes d'équations ouverts en introduisant des inconnues supplémentaires.

$$R_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \quad (\text{II-8})$$

Le tenseur de Reynolds est symétrique :  $R_{ij} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{bmatrix}$  (II-9)

Il en résulte évidemment 6 termes inconnus supplémentaires dont il n'est pas possible d'obtenir les équations sans introduire encore de nouvelles inconnues.

### II.7 Les Modèles de turbulence :

Nous avons vu dans la décomposition de Reynolds que un nombre supplémentaire d'inconnu est apparaît (contrainte de Reynolds). Cependant, nous introduisons dans chaque

équation des inconnues supplémentaires, afin de fermer le système d'équation. Nous distinguons deux grandes classes de modèles de turbulence :

- Les modèles du premier ordre ou modèles à viscosité turbulente basés sur l'hypothèse, dite de Boussinesq, qui consiste à modéliser directement les contraintes de Reynolds à l'aide du concept de viscosité turbulente, par analogie aux contraintes visqueuses.
- Les modèles du second ordre qui consistent à calculer directement les tensions de Reynolds moyennant leurs équations de transport.

Il existe un nombre relativement important de modèles de fermeture plus ou moins complexes. Nous allons présenter dans ce qui suit les caractéristiques principales des modèles les plus utilisés, en nous attachant sur le modèle ( $K - \varepsilon$ ) plus exactement RNG  $K - \varepsilon$  choisi dans la suite de notre étude.

#### **Hypothèse de Boussinesq:**

En constatant, du point de vue mathématique, que les termes supplémentaires dans les équations moyennées sont rajoutés aux termes de dissipation visqueuse et en considérant, du point de vue physique, que l'interaction entre le champ moyenné et le champ fluctuant se réduit à un terme de dissipation appelé viscosité turbulente  $\mu_t$  [21]. Boussinesq a exprimé les contraintes de Reynolds d'une manière analogue aux contraintes visqueuses dans le cas de fluide Newtonien, les contraintes de Reynolds ( $R_{ij}$ ) peuvent être modélisées par la relation suivante :

$$R_{ij} = - \overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left[ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{II-10})$$

Où  $k$  représente l'énergie cinétique turbulente définie par :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad (\text{II-11})$$

On ajoute le terme  $\frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$  à l'expression des contraintes de Reynolds afin d'éviter

d'avoir une trace nulle, ce qui est incorrect d'un point de vue physique puisque la Trace du tenseur de Reynolds est égale à deux fois l'énergie cinétique de turbulence  $k$ . La viscosité turbulente  $\mu_t$  est une propriété de l'écoulement. Elle est supposée due aux collisions entre les tourbillons (qui sont une caractéristique de la turbulence).[21]

Après l'analyse des échelles des grandeurs liées la viscosité turbulente, une approximation raisonnable de celle-ci peut s'écrire comme suit:

$$\mu_t = (c) \rho.V.L \quad (\text{II-12})$$

V : représente une échelle de vitesse et L : représente une échelle de longueur.

### II.7.1 Modèle à zéro équation :

Principalement ce type de modèle est destiné aux écoulements où il n'y a qu'un seul gradient de vitesse significatif qui est normal à la direction de l'écoulement. Prandtl propose en 1925 [22], un modèle algébrique dit de « longueur de mélange » qui consiste à représenter l'échelle de vitesse comme étant : le produit du gradient de vitesse prépondérant.

Soit :  $\left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|$ , et de l'échelle de longueur qui est la longueur de mélange  $l_m$

Ce qui conduit à une vitesse caractéristique de la forme :

$$V = l_m \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (\text{II-13})$$

D'où l'expression de la viscosité turbulente :

$$\mu_t = (c) \rho. l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (\text{II-14})$$

Cette longueur, inspiré du libre parcours moyen dans la théorie cinétique des gaz repose sur le principe que le transport de la quantité de mouvement s'effectue sur une distance égale au libre parcours moyen.

**Remarque :** L'inconvénient pour ce type de modèle est qu'il est limité aux écoulements simples et ne peut être utilisé pour les écoulements avec recirculation par exemple, et en plus la distribution de  $l_m$  n'est pas universelle même pour des écoulements simples. Ainsi, les modèles de turbulence basés sur cette notion n'ont pas un degré de généralité élevé.

### II.7.2 Modèle à une équation : (Modèle $K-l$ ):

Prandtl et Kolmogorov proposent en 1940 [23], une relation dans laquelle la viscosité turbulente est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente.

$$v_t = C_\mu l \sqrt{k} \quad (\text{II-15})$$

Où  $C_\mu$  est une constante empirique, et  $l$  est une échelle de longueur qui est donnée algébriquement.

Cette modélisation, appelée aussi (Modèle  $K-l$ ), nécessite la résolution de l'équation de l'énergie cinétique turbulente définie dans l'équation ci-dessous :

$$r_1 \rho_1 \left( \overline{U_{j1}} \frac{dk_1}{dx_j} \right) = -r_1 \rho_1 \underbrace{\left( \frac{d(u_{j1}' P')}{dx_j} \right)}_{(\Pi)} - \frac{1}{2} \rho_1 r_1 \underbrace{\left( \frac{d(\overline{u_{i1}' u_{i1}' u_{j1}'})}{dx_j} \right)}_{(T)} - r_1 \rho_1 \underbrace{\left( u_{i1}' u_{j1}' \frac{d(\overline{U_{i1}})}{dx_j} \right)}_{(P_t)} +$$

$$\underbrace{\left( r_1 u_1 \frac{d^2(K_1)}{dx_j^2} \right)}_{(D)} + r_1 \rho_1 \underbrace{\left( \frac{d(u_{i1}')}{dx_j} \frac{d(u_{i1}')}{dx_j} \right)}_{(\varepsilon)}$$
(II-16)

La modélisation des différents termes de cette équation est nécessaire pour fermer les équations. Après l'arrangement et la modélisation, les termes de diffusion turbulente  $T$  et  $\Pi$  deviennent :

$$T + \Pi = - \frac{d}{dx_j} \left( \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{dK}{dx_j} \right) \quad (\text{II-17})$$

Où  $\sigma_k$  est le "nombre de Prandtl" d'énergie cinétique de turbulence, supposé en général constant. Les deux termes de production et de dissipation sont modélisés directement comme suit :

$$P = \left[ v_t \left( \frac{d\overline{U_i}}{dx_j} \frac{d\overline{U_j}}{dx_i} \right) \right] \frac{d\overline{U_i}}{dx_j} \quad (\text{II-18})$$

$$\varepsilon = C_d \frac{K^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (\text{II-19})$$

Où  $C_d$  est une constante empirique.

On a donc finalement une équation modèle la plus utilisée de la forme:

$$r_1 \rho_1 \left( \overline{U_{j1}} \frac{dK_1}{dx_j} \right) = \frac{d}{dx_j} r_1 \rho_1 \frac{v_i}{\sigma_k} + \mu_1 \frac{dK_1}{dx_j} - r_1 \rho_1 v_i \frac{d\overline{U}_i}{dx_j} \frac{d\overline{U}_j}{dx_i} \frac{d\overline{U}_i}{dx_j} + r_1 \mu_1 C_d \frac{K^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (\text{II-20})$$

Afin de rendre le modèle opérationnel, il faut définir au préalable l'échelle de longueur ainsi que les valeurs des paramètres  $C_u$ ,  $C_d$  et  $\sigma_k$ .

### II.7.3 Modèle à deux équations :

La difficulté de trouver des expressions algébriques universelles pour l'échelle de longueur  $L$  d'une part et, d'autre part, parce qu'une longueur caractéristique de l'écoulement est sujette aux processus de transport et à l'historique de cet écoulement, ceci amène à introduire une équation de transport supplémentaire d'une grandeur turbulente qui sera liée à l'échelle de longueur  $L$ . [21]

#### II.7.3.1 Modèle de k-ε Standard:

La grandeur turbulente liée à  $L$  la plus largement adoptée et pour laquelle une équation de transport peut être construite, est le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence  $\varepsilon$ . On a dans ce cas :

$$\text{La longueur définie par : } L = \frac{K^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}, \text{ la vitesse est définie par : } V = K^{\frac{1}{2}}$$

Donc on aura La viscosité turbulente sous cette forme :

$$\mu_t = C_u \rho \frac{K^2}{\varepsilon} \quad (\text{II-21})$$

C'est la relation de Kolmogorov-Prandtl,  $C_\mu$  est une constante empirique.

Le taux de dissipation  $\varepsilon$  de l'énergie cinétique  $k$  est donné par :

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial w_i}{\partial x_j} \frac{\partial w_i}{\partial x_j}} \quad (\text{II-22})$$

Les deux équations de transport pour  $k$  et  $\varepsilon$  s'écrivent comme suit :

$$\rho \frac{dK}{dt} + \rho u_j \frac{dK}{dx_j} = \frac{d}{dx_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{dK}{dx_j} \right] + \mu_t \left( \frac{du_j}{dx_j} + \frac{du_j}{dx_i} \right) \frac{du_i}{dx_j} - P_\varepsilon \quad (\text{II-23a})$$

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} + \rho u_j \frac{d\varepsilon}{dx_j} = \frac{d}{dx_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{d\varepsilon}{dx_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{K} \mu_t \frac{du_i}{dx_j} + \frac{du_j}{dx_i} \frac{du_i}{dx_j} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{K} \quad (\text{II-23b})$$

Tableau II.1 : Valeurs des constantes du modèle k-ε.

$C_u$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$\sigma_K$	$\sigma_\varepsilon$
0.09	1.44	1.92	1	1.3

Le Modèle de k-ε est aujourd'hui le plus utilisé dans la CFD (Computational Fluid Dynamics) pour la simulation des écoulements turbulents.

Néanmoins, ce modèle présente, sous sa version standard, un défaut majeur au voisinage des parois, il ne prédit pas correctement cette zone en raison des faibles intensités turbulentes qui la caractérisent. Une version améliorée a été introduite plus tard corrigeant cet inconvénient par l'utilisation des « lois de paroi » permettant de bien simuler la zone proche paroi qui aussi une zone de faibles nombres de Reynolds (Low-Re). [21]

**Remarque :** Il est indispensable de savoir que le modèle k - ε est applicable aux écoulements à nombre de Reynolds élevé.

### II.7.3.2 Modèle RNG k-ε :

Le modèle RNG est le modèle choisi dans notre simulation. Il a été développé à l'aide des méthodes de groupe de normalisation RNG de (Yakhot et al 1992). Afin de renormaliser les équations de Navier-Stokes, afin de prendre en compte les effets de plus petites échelles de mouvement. Ce modèle consiste en une estimation au cours du calcul de la constante  $C_{\varepsilon 1}$ , remplacée dans l'équation de dissipation par  $C''_{\varepsilon 1}$  donnée par l'expression (II-26). Cette expression ajoute un terme fonction du taux de déformation  $\eta$  à l'équation du taux de dissipation le rendant ainsi moins diffusif.

$$C''_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 1} - \frac{\eta}{1 + \beta \eta^3} \frac{1 - \frac{\eta}{\eta_0}}{\eta^3} \quad (\text{II-24})$$

$$\eta = \frac{K}{\varepsilon} \sqrt{\frac{P}{\eta_t}} \quad (\text{II-25})$$

On présente les valeurs des constantes du Modèle RNG  $k-\varepsilon$  :

$$C_{\varepsilon 1} = 1.42, \quad \eta_0 = 4.38, \quad \beta = 0.015$$

La différence principale entre la version standard et RNG  $k-\varepsilon$  est dans l'équation du taux de la dissipation turbulente d'énergie. Dans les écoulements à taux de contraintes élevés, le modèle RNG prévoit une faible viscosité turbulente (c'est-à-dire un taux de dissipation  $\varepsilon$  élevé et une production de turbulence  $k$  faible) que le modèle standard. Bien que le modèle RNG  $k-\varepsilon$  a été découvert pour faire mieux que le modèle standard pour les écoulements avec une grande courbure des lignes de courant, et aussi non encore validé intensivement par les chercheurs que le modèle  $k-\varepsilon$ . La version standard de  $k-\varepsilon$  et RNG  $k-\varepsilon$  est valide pour les écoulements turbulents loin des parois. [24]

### II.7.3.3 Modèle $k-\varepsilon$ Realizable:

Le dernier modèle de la famille  $k-\varepsilon$  diffère du modèle standard principalement par deux choses importantes à savoir une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente et une nouvelle équation pour le taux de dissipation  $\varepsilon$ .

Le terme "Realizable" ou réalisable signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, logiques avec la physique des écoulements turbulents. Ainsi, ce modèle prédit avec plus de précision le taux de propagation des jets. Il procure aussi des performances supérieures dans les écoulements impliquant la rotation, les couches limites sous de forts gradients de pression adverses, la séparation et les recirculations.

### Conclusion:

Dans ce chapitre nous avons donné les différentes équations qui gouvernent les écoulements à surface libre spécifiquement les ruptures de barrage, en commençant par la présence des équations de conservation de masse pour arriver à la forme générale des équations NAVIER-STOKES. Le régime d'écoulement étant turbulent, nous avons transformé ces équations en tenant compte de ce phénomène pour obtenir les équations de Reynolds. Elles comportent un nouveau terme, le tenseur de Reynolds, ces équations ne suffisent plus pour déterminer toutes les inconnues. Il est donc nécessaire de modéliser ce tenseur avec un modèle de turbulence approprié.

# Chapitre III

**Résolution numérique**

## Introduction:

L'écoulement étudié dans cette présente étude est un écoulement à surface libre. Il est gouverné par des équations aux dérivées partielles fortement non linéaire. En général, ces équations n'admettent pas de solutions analytiques sauf dans des cas très simplifiés. C'est pourquoi un recours aux méthodes de résolution numérique s'avère indispensable.

Dans ce chapitre, nous allons présenter la méthode des volumes finis utilisé par le code de calcul pour la discrétisation des équations de conservation de masse et de quantité de mouvement.

Ainsi, nous allons présenter la démarche à suivre afin de paramétrer le code de calcul pour la modélisation des écoulement à surface libre en général et le phénomène de rupture de barrage en particulier.

### III.1 Méthode des volumes finis:

Elle a été décrite pour la première fois en 1971 et publiée en 1980 par Patankar. C'est l'une des premières méthodes à atteindre un stade de développement avancé pour les calculs d'écoulements stationnaires et non stationnaires. Elle a permis une prise en compte complète des effets de non linéarité et de compressibilité ainsi que les effets de viscosité à l'aide des équations de Navier-Stokes, et de turbulence.

#### III.1.1 Principe de la méthode des volumes finis:

Dans la simulation par la méthode des volumes finis, Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous domaines élémentaires appelés volumes de contrôles chacun englobe un nœud dit nœud principal. La méthode des volumes finis consiste à intégrer les équations aux dérivées partielles décrites au chapitre précédent sur chaque volume de contrôle. [25]

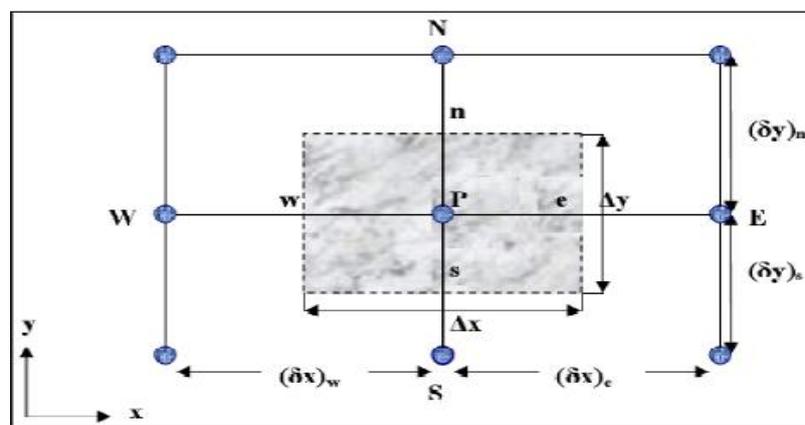


Figure III.1: Volume de contrôle bidimensionnel.

Pour un nœud principal P les points E et W (E=Est, W= Ouest) sont des voisins dans la direction x, tandis que N et S (N=Nord, S=Sud) sont des voisins dans la direction y. Le volume de contrôle entourant P est montré par les lignes discontinues, les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction x, n et s dans la direction y, [26].

### III.1.2 Discrétisation :

Cette étape transforme le problème continu en un problème discret. lors de cette étape les équations sont intégrées sur les volumes de contrôle.

Pour illustrer la méthode des volumes finis, nous allons l'appliquer pour le cas d'une équation de conservation sous sa forme la plus générale suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial y}\right) + S_{\phi} \quad (\text{III-1})$$

Dans le cas des équations de la dynamique des fluides en 2D, le tableau suivant résume les valeurs que prend la variable  $\phi$  dans les différentes équations:

*Tableau III-1: Tableau récapitulatif des équations de transport.*

Grandeur	$\phi$	$\Gamma_{\phi}$	$S_{\phi}$
Conservation de masse	1	0	0
Quantité de mouvement selon l'axe (x)	u	$\mu$	$-\frac{\partial P}{\partial x}$
Quantité de mouvement selon l'axe (y)	v	$\mu$	$-\frac{\partial P}{\partial y}$

Si nous supposons que l'écoulement est permanent, la forme générale de l'équation de conservation en 2D devient:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial y}\right) + S_{\phi} \quad (\text{III-2})$$

Considérons le volume de contrôle sur la figure (III.2).

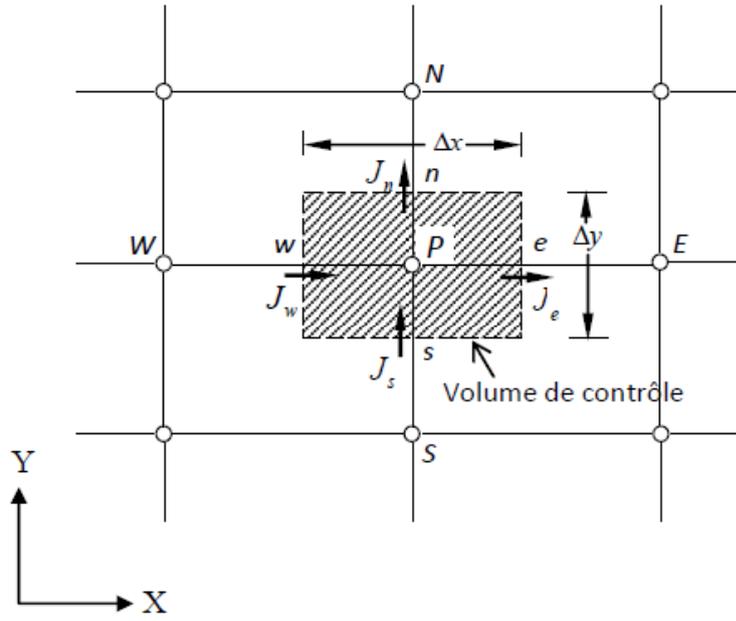


Figure III.2: Volume de contrôle pour un écoulement.

L'intégration de l'équation de conservation en régime permanent sur le volume de contrôle de la figure (III.2) donne :

$$J_e - J_w + J_n - J_s = \int_v S_\phi dV \quad (\text{III-3})$$

Où, les indices e, w, n et s indiquent que les quantités correspondantes sont évaluées aux faces est, ouest, nord et sud du volume de contrôle respectivement. Les quantités  $J_e, J_w, J_n, J_s$  sont des flux totaux (convection est diffusion) intégrés sur les faces de volume de contrôle, elles sont données par les expressions suivantes:

$$J_e = \int_s^n \left( \rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e dy = \left[ (\rho u)_e \phi_e - \frac{\Gamma_{\phi,e}}{\Delta x_{EP}} (\phi_E - \phi_P) \right] \Delta y_{ns}$$

$$J_w = \int_s^n \left( \rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w dy = \left[ (\rho u)_w \phi_w - \frac{\Gamma_{\phi,w}}{\Delta x_{WP}} (\phi_P - \phi_W) \right] \Delta y_{ns} \quad (\text{III-4})$$

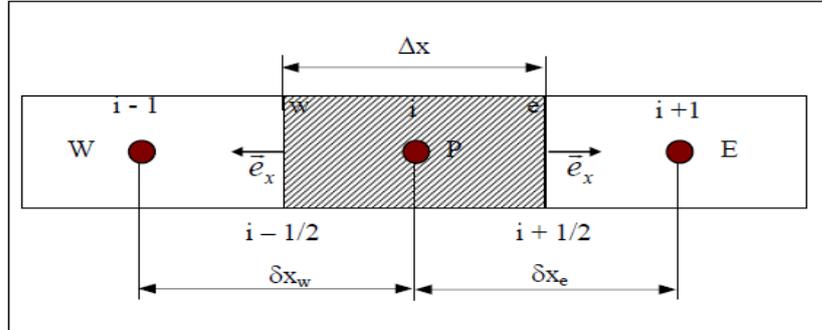
$$J_n = \int_w^e \left( \rho v \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n dx = \left[ (\rho v)_n \phi_n - \frac{\Gamma_{\phi,n}}{\Delta x_{NP}} (\phi_N - \phi_P) \right] \Delta x_{ew}$$

$$J_s = \int_w^e \left( \rho v \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s dx = \left[ (\rho v)_s \phi_s - \frac{\Gamma_{\phi,s}}{\Delta x_{SP}} (\phi_P - \phi_S) \right] \Delta x_{ew}$$

**III.1.3 Différents schéma de discrétisation spatial:**

Pour simplifier l'explication, nous exposerons une discrétisation spatiale pour l'équation de convection-diffusion monodimensionnelle et stationnaire:

$$\frac{d}{dx}(\rho u \phi) = \frac{d}{dx}(\Gamma \frac{d\phi}{dx}) \tag{III-5}$$



*Figure III.3: Volume de contrôle monodimensionnel*

L'intégration de l'équation de convection diffusion sur le volume de contrôle de la figure III.3 donne :

$$(\rho u \phi)_e - (\rho u \phi)_w = (\Gamma \frac{d\phi}{dx})_e - (\Gamma \frac{d\phi}{dx})_w \tag{III-6}$$

Nous voyons intervenir les valeurs de la variable  $\phi$  sur les faces du volume de contrôle. Il est nécessaire d'avoir recours à une méthode d'interpolation pour se ramener à une équation où seule la valeur de la variable  $\phi$  au centre du volume de contrôle intervient. Il existe différents schémas d'interpolation, de précision variable.

**a. Schéma aux différences centrées (CDS):**

En appliquant une interpolation linéaire et en supposant que les interfaces sont à mi distance des nœuds, on peut écrire :

$$\begin{cases} \phi_e = \frac{\phi_P + \phi_E}{2} \\ \phi_w = \frac{\phi_P + \phi_W}{2} \end{cases} \tag{III-7}$$

$$\begin{cases} (\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y})_e = \Gamma_e \frac{\phi_P - \phi_E}{\Delta x_e} \\ (\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y})_w = \Gamma_w \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x_w} \end{cases} \tag{III-8}$$

On pose :  $F_e = (\rho u)_e$  ,  $F_w = (\rho u)_w$  ,  $D_e = (\Gamma/\Delta x_e)_e$  ,  $D_w = (\Gamma/\Delta x_w)_w$

Ce qui donne finalement :

$$\left[ \left( D_w - \frac{F_w}{2} \right) + \left( D_e + \frac{F_e}{2} \right) \right] \phi_P = \left( D_e - \frac{F_e}{2} \right) \phi_e + \left( D_w + \frac{F_w}{2} \right) \phi_w \quad \text{(III-9)}$$

L'équation discrétisée pour un schéma CDS se met alors sous la forme:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W \quad \text{(III-10)}$$

Tableau III.2: Tableau récapitulatif.

$a_W$	$a_E$	$a_P$
$D_w + \frac{F_w}{2}$	$D_e - \frac{F_e}{2}$	$a_W + a_E + (F_e - F_w)$

**b. Schéma Upwind (UPS):**

Ce schéma tient compte de la direction de l'écoulement, les valeurs discrètes de  $\phi$  sur les faces du volume de control sont exprimées en fonctions des valeur de  $\phi$  dans le nœud voisin.

Dans le cas ou le flux est dans la direction positive:

$$\begin{matrix} F_w > 0 \\ F_e > 0 \end{matrix} \Rightarrow \begin{cases} \phi_w = \phi_W \\ \phi_e = \phi_P \end{cases} \quad \text{(III-11)}$$

Et dans le cas où le flux est dans la direction négative :

$$\begin{matrix} F_w < 0 \\ F_e < 0 \end{matrix} \Rightarrow \begin{cases} \phi_w = \phi_P \\ \phi_e = \phi_E \end{cases} \quad \text{(III-12)}$$

**c. Solution exacte:**

Soit les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} \phi(x = 0) = \phi_0 \\ \phi(x = L) = \phi_L \end{cases} \quad \text{(III-13)}$$

Si  $\Gamma$  est constant, l'équation de convection diffusion a une solution exacte, donnée sur le domaine  $[0, L]$  par :

$$\frac{\phi(x) - \phi(0)}{\phi(L) - \phi(0)} = \frac{\exp\left(\text{Pe} \frac{x}{L}\right) - 1}{\exp(\text{Pe}) - 1} \quad \text{(III-14)}$$

Avec Pe le nombre de Peclet donné par :  $\text{Pe} = \frac{\rho u L}{\Gamma}$

**d. Schéma exponentiel:**

On pose  $J$  le flux total de convection-diffusion:

$$J = \rho u \phi - \Gamma \frac{d\phi}{dx} \quad (\text{III-15})$$

Donc:

$$\frac{dJ}{dx} = 0 \quad (\text{III-16})$$

L'intégration sur le volume de contrôle de la figure (III.3) donne:

$$J_e - J_w = 0 \quad (\text{III-17})$$

En appliquant la solution exacte de l'équation de convection diffusion entre E et P d'une part, et entre W et P d'autre part, on aboutit à:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W \quad (\text{III-18})$$

Avec:

$$\left\{ \begin{array}{l} a_E = \frac{F_e}{\exp\left(\frac{F_e}{D_e}\right) - 1} \\ a_W = \frac{F_w \exp\left(\frac{F_w}{D_w}\right)}{\exp\left(\frac{F_w}{D_w}\right) - 1} \\ a_P = a_E + a_W + (F_e - F_w) \end{array} \right. \quad (\text{III-19})$$

Ce schéma est très peu utilisé car il est coûteux à calculer, et les solutions ne sont pas précises pour les problèmes 2D, 3D, non stationnaires et avec le terme source.

**e. Schéma hybride (HDS):**

C'est une combinaison améliorée entre le schéma centré et le schéma Upwind, il se comporte qualitativement comme le schéma exponentiel mais coûte moins cher, il s'écrit sous la forme :

$$\frac{a_e}{D_e} = \frac{\frac{F_e}{D_e}}{\exp\left(\frac{F_e}{D_e}\right) - 1} = \frac{Pe}{\exp(Pe) - 1} \quad (\text{III-20})$$

Pour:

$$\left\{ \begin{array}{l} Pe_e < -2 \Rightarrow \frac{a_e}{D_e} = -Pe_e \\ -2 < Pe_e < 2 \Rightarrow \frac{a_e}{D_e} = 1 - \frac{Pe_e}{2} \\ Pe_e > 2 \Rightarrow \frac{a_e}{D_e} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-21})$$

### III.1.4 Schéma de discrétisation temporel :

Pour décrire les phénomènes transitoires, une discrétisation temporelle est réalisée, en plus de la discrétisation spatiale. Elle est caractérisée par le pas de temps  $\Delta t$ . La discrétisation temporelle implique l'intégration des équations différentielles sur le pas de temps  $\Delta t$ .

$$\int_t^{t+\Delta t} \left( \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) \right) = \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} + S_\phi \right) \quad (\text{III-22})$$

L'intégration du terme d'accumulation de  $\phi$  ne pose pas de problème :

$$\int_t^{t+\Delta t} \left( \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) \right) = (\rho\phi)_{t+\Delta t} - (\rho\phi)_t \quad (\text{III-23})$$

Pour les autres, l'intégration est moins directe. Une formulation générale étant pour une fonction  $b$  quelconque :

$$\int_t^{t+\Delta t} b_t dt = f b_{t+\Delta t} + (1-f)b_t \quad (\text{III-24})$$

Où  $f$  est un coefficient compris entre 0 et 1. Une valeur de  $f$  nulle, donne un schéma explicite, une valeur de 1 donne un schéma implicite.

### III.1.5 Présentation de l'algorithme SIMPLE :

Nous utilisons l'algorithme SIMPLE, acronyme pour « Semi-Implicit Méthode Pressure Linked Equations » pour résoudre le système d'équations discrétisées.

Le schéma représentatif de ce processus itératif est décrit par la figure (III. 4),  $u, v, w$  sont les trois composantes du vecteur vitesse.  $P$  représente la pression, à l'issue de  $n$  itérations, les valeurs de  $\phi$  sont obtenues. Pour éviter d'apporter des corrections trop grandes à ces grandeurs, et ainsi diminuer les risques de divergence de calcul.

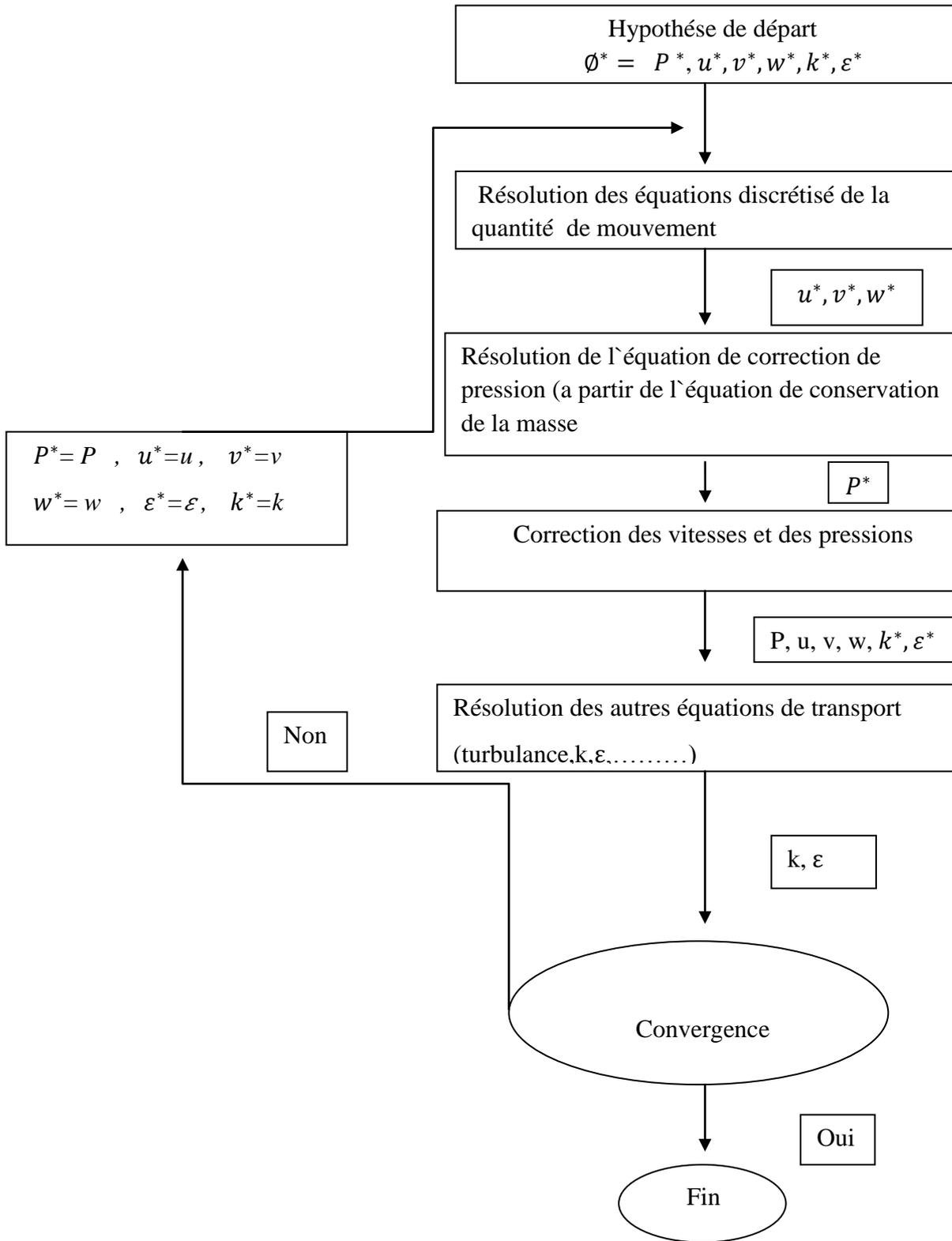


Figure III. 4 : schéma itératif avec l'algorithme SIMPLE

# Chapitre IV

**Résultat et discussion**

## Introduction:

Après avoir établie notre calcul numérique sous un code de calcul qui utilise comme méthode de résolution de base, la méthode des volumes finis, les principaux résultats obtenus reflétant le comportement dynamique pour notre configuration.

Dans ce chapitre nous allons présenter en premier lieu une série de validation numérique pour vérifier la crédibilité des résultats obtenus, ensuite une étude sera menée sur l'influence de la variation de certains paramètres géométrique telle que la pente, la hauteur initiale du barrage ainsi que l'état du lit aval sur les caractéristique de l'écoulement produit par la rupture d'un barrage.

### IV.1 Choix du maillage:

Le choix d'un maillage adapté à l'écoulement étudié est une étape très importante dans une simulation numérique, car la précision des calculs dépend de sa qualité. Plus le maillage est fin plus les résultats sont précis, mais en contrepartie ceci implique un temps de calcul plus important, il faut donc trouver un équilibre entre le degré de précision que l'on veut atteindre et le temps de calcul.

La figure (IV-1) représente le débit d'eau qui traverse une section verticale ( $x = 1.2$  m) en fonction du temps pour les différents maillages testé. On remarque qu'à partir d'un certain nombre de mailles les résultats sont confondus, ceci dit que le maillage n'a aucune influence sur les résultats obtenus.

Nous avons donc opté pour des simulations numériques avec le maillage constitué de 4280 mailles. Il s'agit d'un maillage régulier, constitué de mailles quadrilatérales.

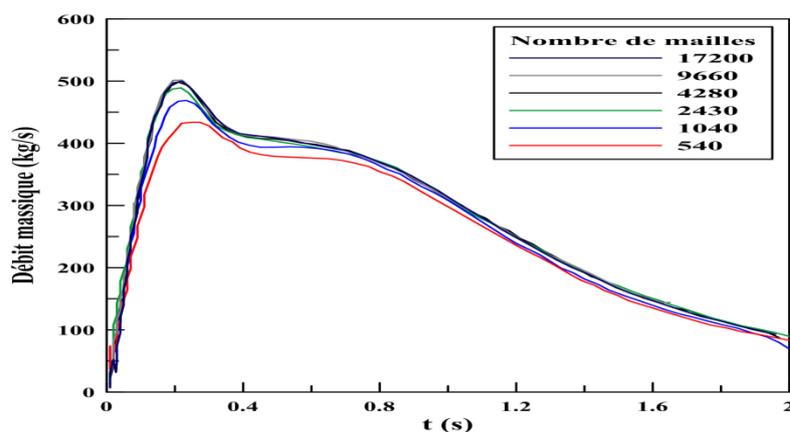


Figure IV.1: Evolution du débit pour différents maillages.

## IV.2 Validation du pas de temps :

Pour l'étude réalisée, la validation du pas de temps est effectuée en utilisant le nombre de courant qui est une condition de stabilité du schéma utilisé (Explicite).

$$C = \frac{u\Delta t}{\Delta x} = 0,25$$

u : Vitesse moyenne à x=1,3 m

$$\Delta t = C \frac{\Delta x}{u} = 0,25 \times \frac{0,03}{0,75}$$

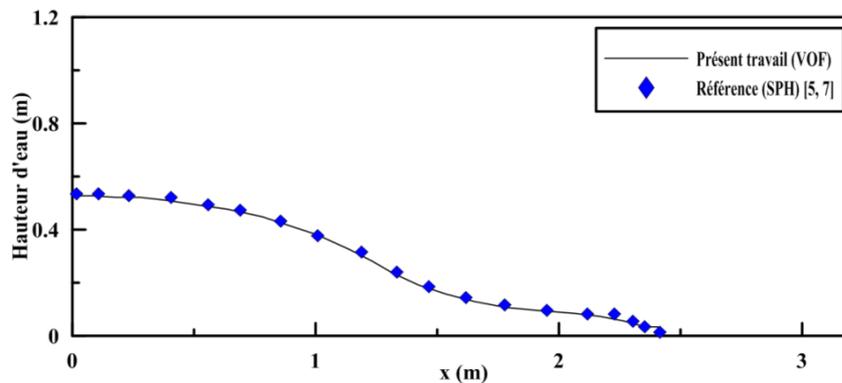
$$\Delta t = 0,01 \text{ s}$$

## IV.3 Validation du modèle numérique:

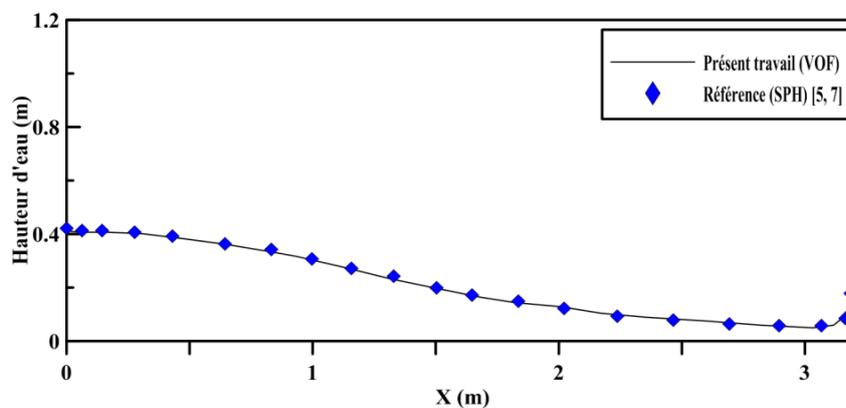
Dans cette étape, nous allons comparer les profils de la surface libre ainsi que la pression exercée sur le mur aval obtenue avec celles de la littérature.

### IV.3.1 Profil de la surface libre:

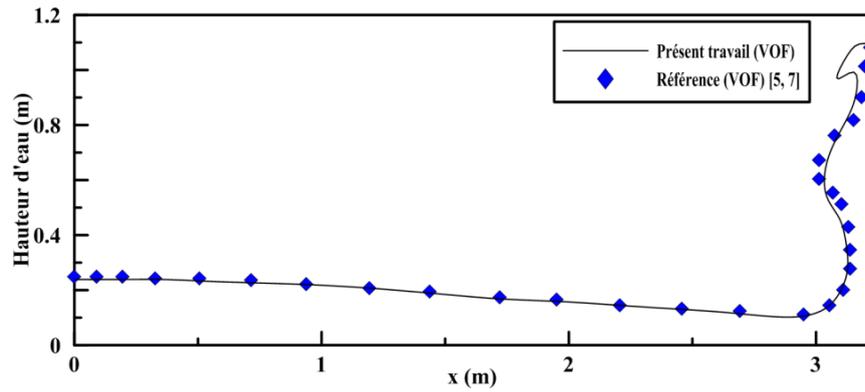
Dans cette partie, nous allons comparer les profils de surface libre obtenue à différents instants avec des résultats de la littérature.



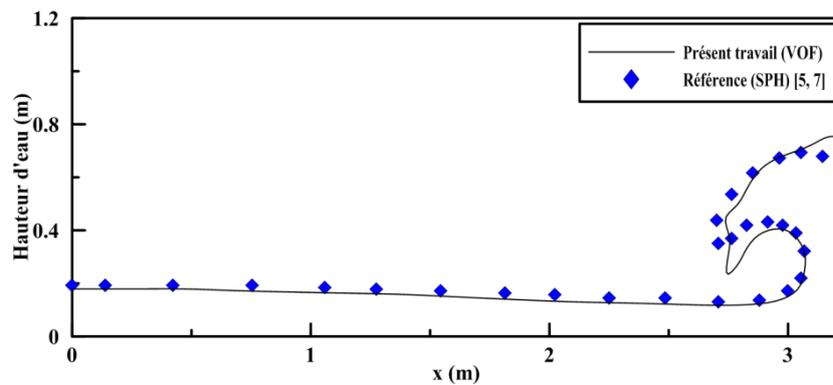
t=0,42



t=0.72 s



$t=1,19$



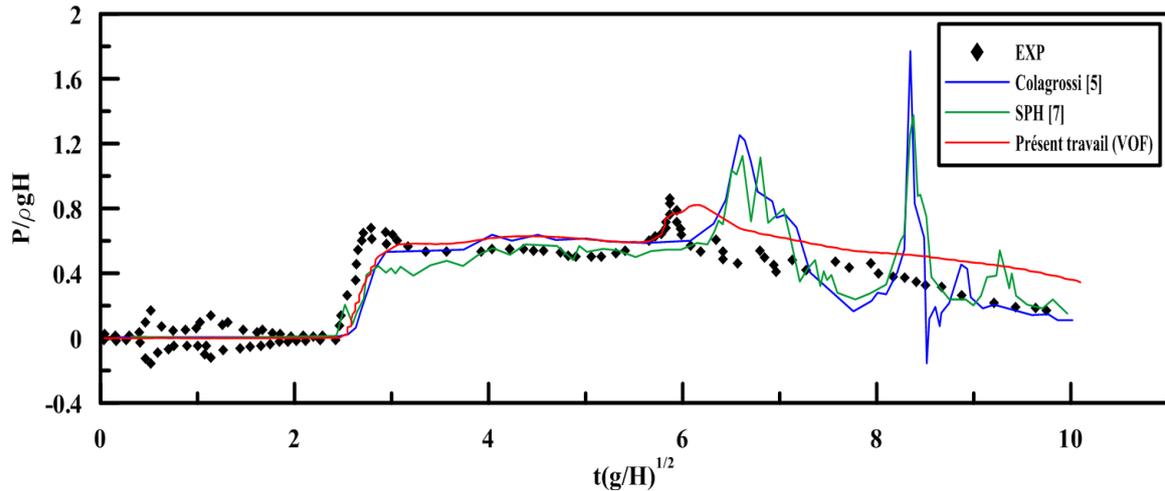
$t=1,42$

**Figure IV.2:** Profils de la surface libre à différents instants.

La figure (IV-2), représente la variation du profil de la surface libre suivant l'axe "x" à différents instants. Les résultats obtenus sont en bonne concordance avec les données de référence.

#### IV.3.2 Pression:

Dans cette étape, nous allons comparer la pression exercée en un point de coordonnée (d, 0.1152) sur le mur aval du barrage avec des données de référence disponible dans la littérature.



**Figure IV.3:** Evolution de la pression sur le mur opposé au barrage. Comparaison entre les données expérimentales et numériques.

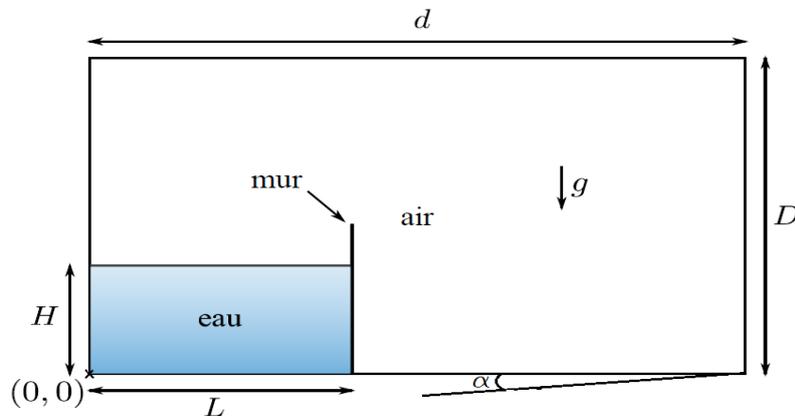
La figure (VI-3), représente la comparaison des évolutions de la pression calculée à l'impact du front d'eau sur le mur opposé au barrage, en un point de coordonnées (3.22;0.1152). Les résultats obtenus sont en bonne concordance avec les données de référence.

Enfin, d'après ces validations, nous pouvons conclure que le modèle numérique choisi sous un code de calcul est adapté pour la simulation des écoulements produit par le phénomène de rupture de barrage.

#### IV.4 Influence de la pente sur les caractéristiques de l'écoulement:

Dans cette première étude, nous allons varier la pente du canal afin de constater son influence sur les différentes caractéristiques de l'écoulement.

Les pentes choisies pour cette étude sont: 0%, 5%, 10% et 15%.

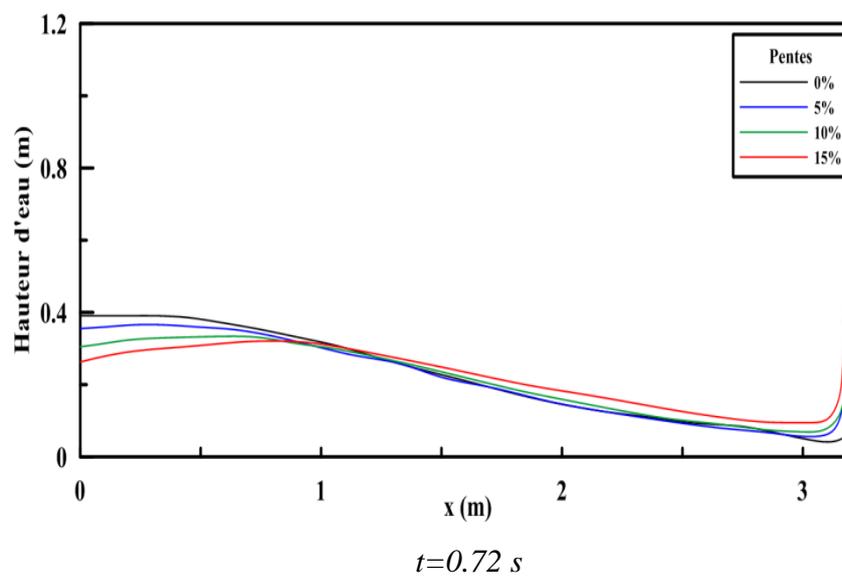
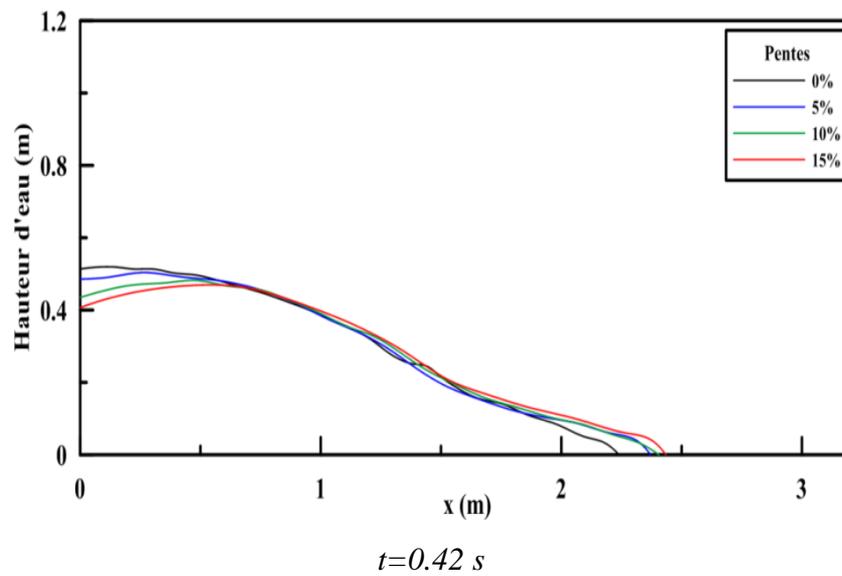


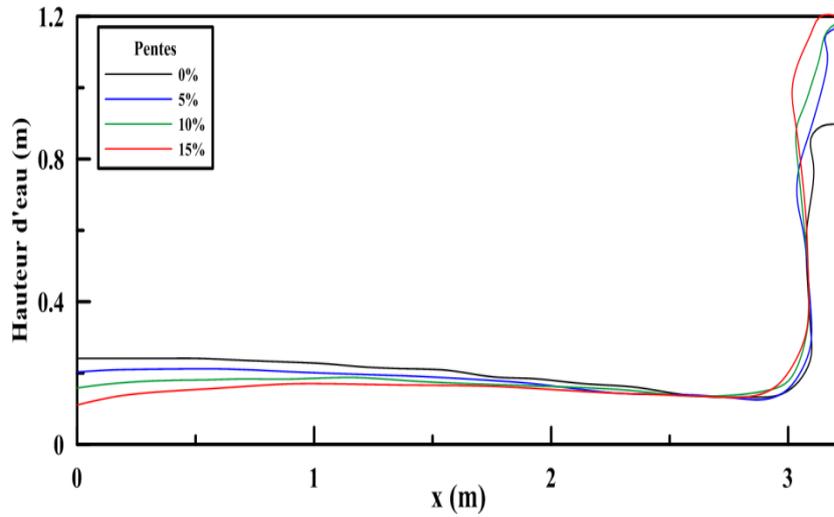
**Figure IV.4 :** Domaine physique du canal incliné

#### IV.4.1 Les profils de la surface libre:

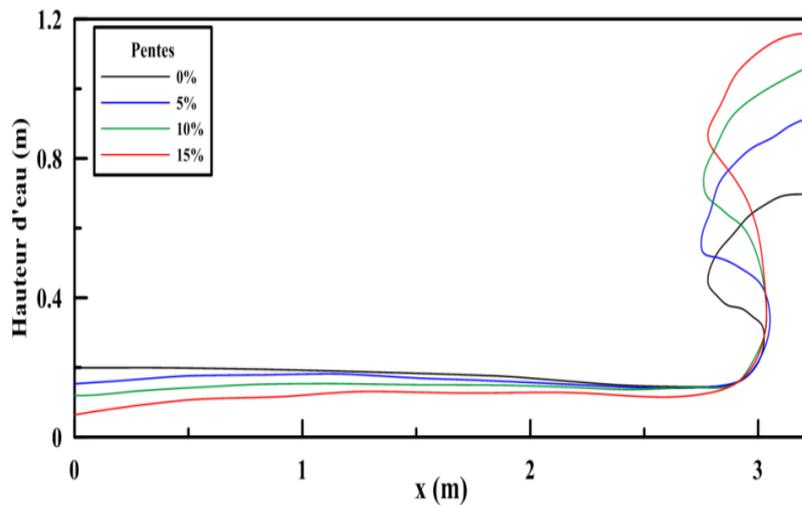
Dans cette partie, nous comparerons les profils des surfaces libres obtenues par la simulation numérique pour les différentes pentes étudiées.

La figure (IV-4), représente les allures de la surface libre à différents instants pour les différentes pentes étudiées.





$t=1.19\text{ s}$



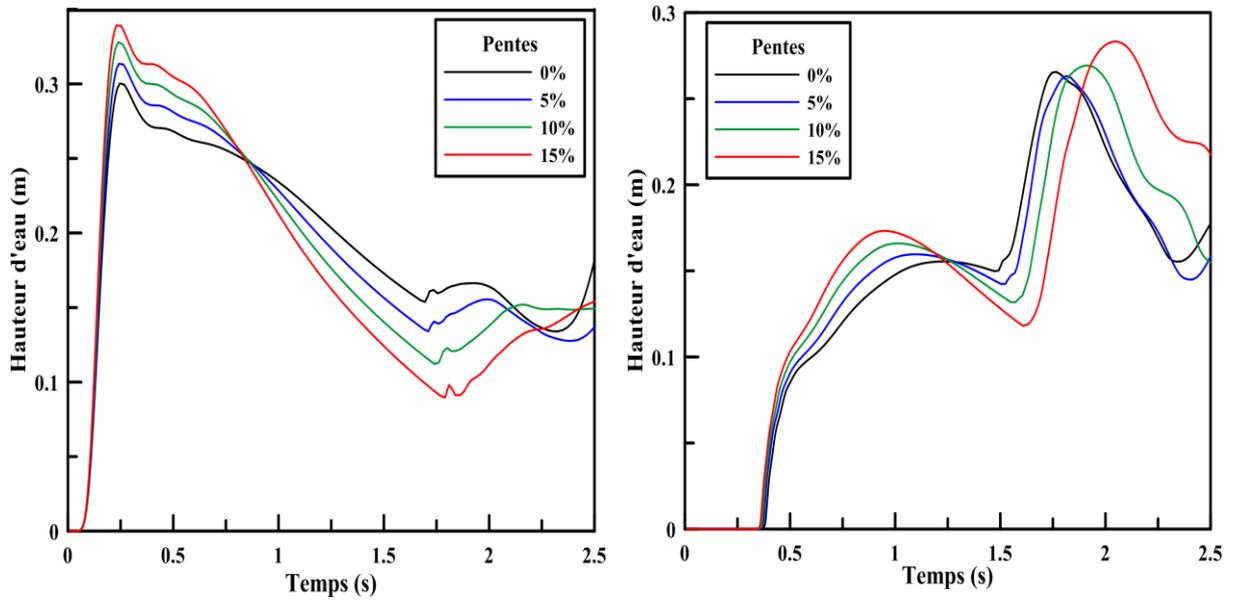
$t=1.42$

**Figure IV.5:** Profils des surfaces libre pour différentes pentes.

Dans ces figures nous remarquons l'influence de la pente du canal sur les profils de la surface libre, et cela se manifeste par une déformation de cette dernière, et une diminution de la hauteur d'eau sur le mur amont du canal et une augmentation sur le mur aval.

#### IV.4.2 Hauteur d'eau:

La figure (IV-6), présente la variation de la hauteur d'eau enregistrée en fonction du temps à deux axe différents du canal ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m ) pour les différentes pentes étudiées



a) Variation de la hauteur d'eau à  $x=1.3$  m

b) Variation de la hauteur d'eau à  $x=2.228$  m

**Figure IV.6:** variation de la hauteur d'eau pour les pentes étudiées ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

Sur la figure (IV-6-a), nous pouvons citer trois intervalles:

- $t \in [0.05, 0.2]$ , dans cet intervalle nous remarquons une augmentation brusque de la hauteur d'eau et cela est due à l'effondrement du barrage, et nous pouvons remarquer aussi que la variation de la pente n'influence pas la hauteur d'eau.
- $t \in [0.2, 0.8]$ , nous constatons que la hauteur d'eau est proportionnel à la pente c'est à dire que l'augmentation de la pente engendre automatiquement une augmentation de la hauteur d'eau.
- $t \in [0.8, 2.5]$ , la hauteur d'eau est inversement proportionnelle à la pente.

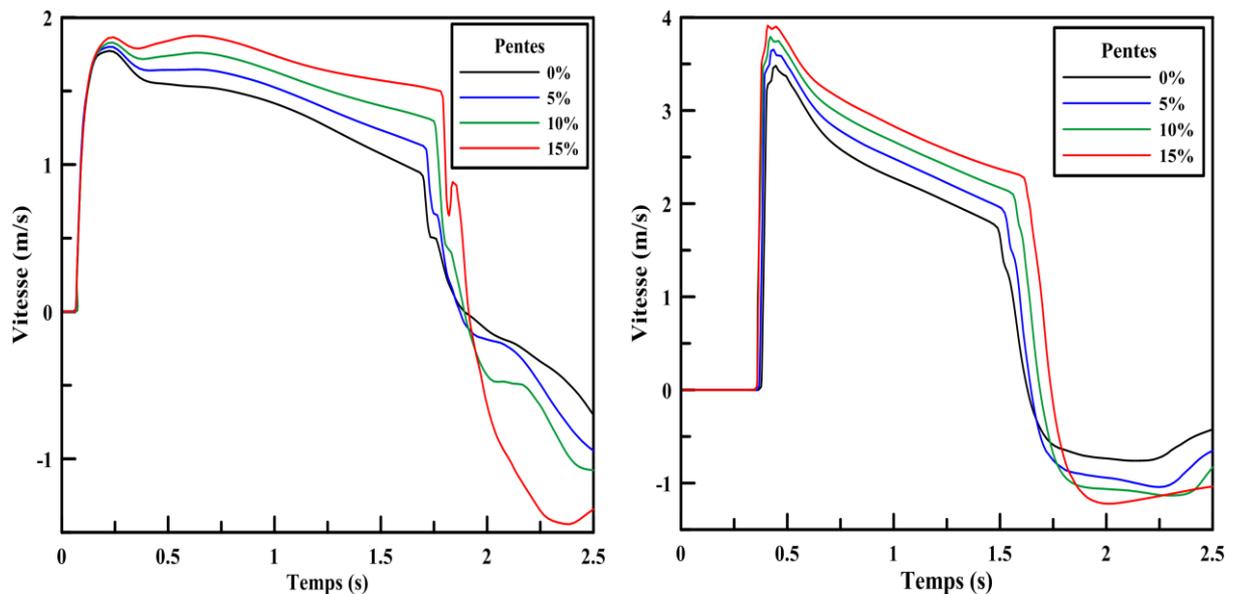
Sur la figure (IV-6-b), nous pouvons distinguer trois intervalles:

- $t \in [0.35, 1.3]$ , nous observons une augmentation de la hauteur d'eau à chaque fois que la pente augmente.

- $t \in [1.3, 1.8]$ , dans cet intervalle nous observons une augmentation considérable de la hauteur d'eau a cause du flux retour impactant sur le mur aval, et nous observons aussi que l'augmentation de la pente fait diminuer la hauteur d'eau.
- $t \in [1.8, 2.5]$ , dans cet intervalle la hauteur d'eau est proportionnelle a la pente.

#### IV.4.3 Vitesse:

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence de la pente sur la variation de la vitesse moyenne en fonction du temps pour deux sections verticales ( $x=1.3$  m et  $x=2.228$  m).



a) Variation de la Vitesse moyenne à  $x=1.3$  m      b) Variation de la Vitesse moyenne à  $x=2.228$  m

**Figure IV.7:** Variation de la vitesse moyenne pour les pentes étudiées ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

La figure (IV-7), représente les variations des vitesses moyennes en fonction du temps pour les différentes pentes étudiées.

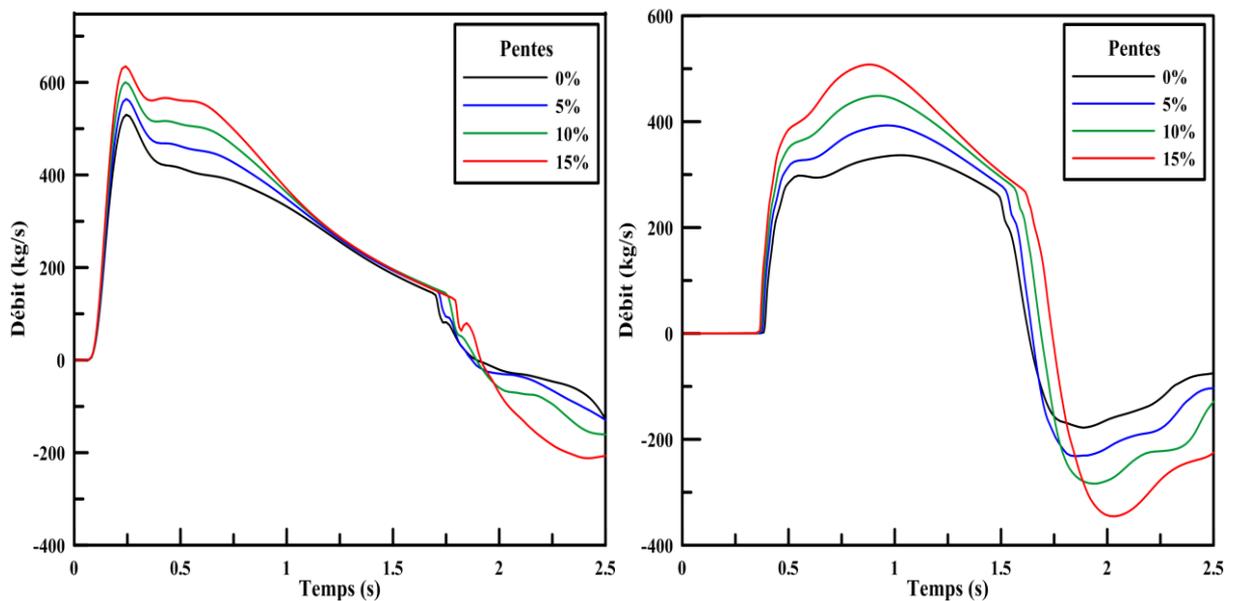
L'analyse de ces courbes nous mène a distinguer deux type d'écoulement, un écoulement primaire qui est caractérisé par des vitesses positives dues à l'effondrement du barrage ( $t \in [0, 1.9]$  pour  $x=1.3$  m et  $t \in [0, 1.62]$  pour  $x=2.228$  m ), et un écoulement

secondaire caractérisé par des vitesses négatives dues au flux retour après l'impacte de l'écoulement primaire sur le mur aval du canal.

Après ces comparaisons, nous déduisons que la vitesse est proportionnelle à la pente, et cela est lié à l'augmentation de la composante ( $g_x$ ) de la gravité (selon l'axe "x" du canal) en augmentant la pente.

#### IV.4.4 Débit:

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence de la pente sur les débits qui traversent deux sections verticales à  $x=1.3$  m et  $2.228$  m respectivement.



a) Variation du débit à  $x=1.3$  m.

b) Variation du débit à  $x=2.228$  m.

**Figure IV.8:** Variation du débit pour différentes pentes ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

La figure (IV-8), représente la variation des débits en fonction du temps et de la pente étudiée pour les deux sections mentionnées auparavant.

L'analyse de la figure (IV-8-a), nous permet de citer deux intervalles:

- $t \in [0, 1.9]$ , nous apercevons dans cet intervalle une augmentation brusque du débit d'eau jusqu'à une valeur maximale à  $t=0.25$  s, ensuite le débit diminue pour atteindre la plus basse valeur à  $t=1.9$  s, nous pouvons aussi apercevoir que le débit augmente avec l'augmentation de la pente.

- $t \in [1.9, 2.5]$ , le débit dans cet intervalle est négative à cause du flux retour après avoir heurter le mur aval, ce qui nous permet de dire aussi que la variation du débit est proportionnelle a la variation de pente.

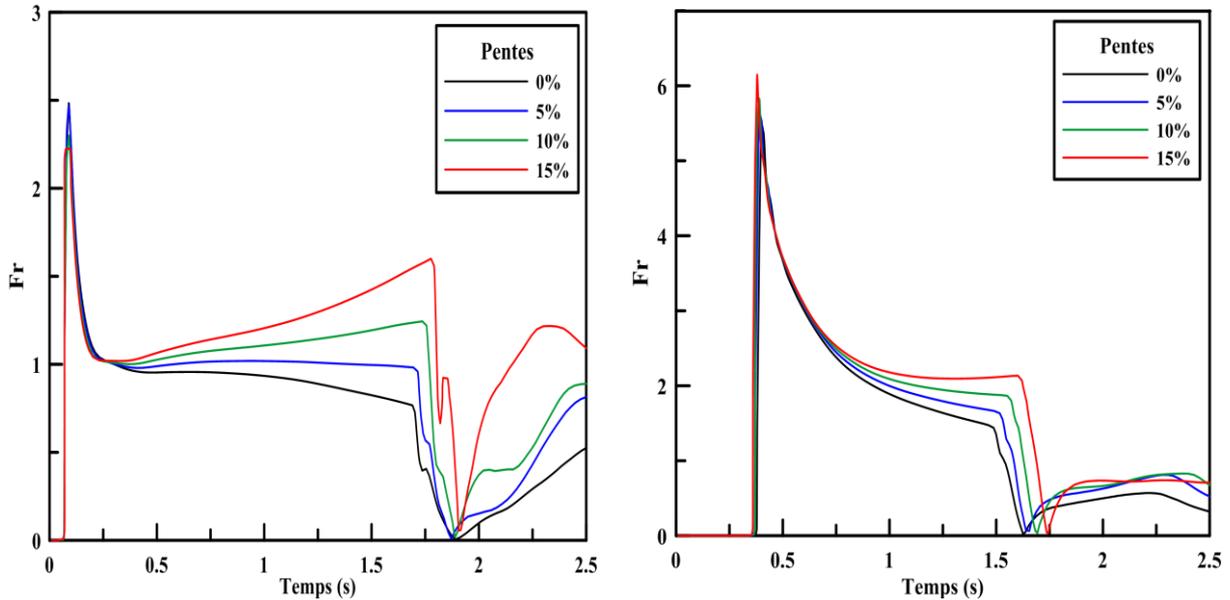
La figure (IV-8-b), nous citons aussi deux intervalles:

- $t \in [0.38, 1.68]$ , le débit augmente brusquement pour atteindre une valeur maximale à  $t=0.9$  s, ensuite il diminue jusqu'a une valeur minimale à  $t=1.68$  s, et nous constatons que l'augmentation de la pente accroît le débit.
- $t \in [1.68, 2.5]$ , le débit est négative à cause du flux retour, et aussi nous remarquons que le débit augmente avec la pente.

Après ces comparaisons, nous constatons que le débit varie d'une manière proportionnelle à la variation de la pente, et cela est provoqué principalement par l'accélération du fluide.

#### IV.4.5 Nombre de Froude:

La figure (IV-9), représente la variation du nombre de Froude pour deux section vertical ( $x=1.3$  m et  $x=2.228$  m) en fonction du temps et de la pente.



a)Variation du nombre de Froude à  $x=1.3$  m.      b)Variation du nombre de Froude  $x=2.228$  m.

**Figure IV.9:** Variation de nombre de Froude pour les pentes étudiés ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

L'analyse des courbes illustrées dans la figure (IV-9), nous permet de décrire deux principaux intervalles pour les sections verticales étudiées ( $x= 1.3$  et  $2.228$  m).

Le premier intervalle, s'étant de  $t=0$  à  $t=0.25$  s pour  $x=1.3$  m et de  $t=0.38$  à  $t=0.55$  s pour  $x=2.228$  m. Dans cet intervalle, nous remarquons une augmentation brusque suivi par une diminution du nombre de Froude pour atteindre un régime torrentiel ( $Fr > 1$ ), nous pouvons remarquer aussi que la variation de la pente n'influence pas le nombre de Froude, et cela est due à la non influence de la pente sur la vitesse moyenne et la hauteur d'eau à  $x=1.3$  m, et leurs variation corrélative en fonction de la pente à  $x=2.228$  m.

Le deuxième intervalle, s'étant de  $t=0.25$  à  $t=2.5$  s pour  $x=1.3$  m et de  $t=0.55$  à  $t=2.5$  s pour  $x=2.228$  m. Dans cet intervalle, nous pouvons constater que la variation du nombre de Froude est proportionnelle à la variation de la pente.

D'une manière générale, nous concluons que l'augmentation de la pente accroît le nombre de Froude, et le régime prédominant est torrentiel pour l'écoulement primaire, fluvial pour l'écoulement secondaire.

#### IV.4.6 La pression:

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence de la pente sur la pression provoquée par l'impact de la rupture du barrage sur le mur aval du canal, et pour cela nous avons fixé un point de coordonnées (3.22, 0.1152) sur le mur aval afin de suivre l'évolution de la pression en fonction du temps.

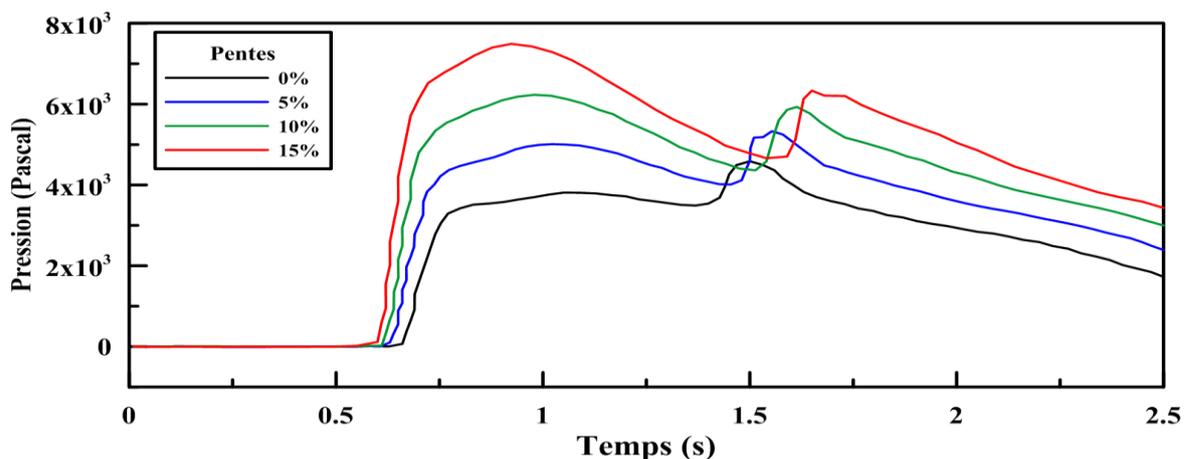


Figure IV.10: Evolution de la pression sur le mur aval pour différentes pentes.

La figure (IV-10), présente l'évolution de la pression sur le mur aval du canal pour différentes pentes. Nous observons un pic de pression provoqué par l'impacte de l'eau sur le mur aval en environ de  $t=0.7$  s, ainsi nous apercevons un autre pic en environ de  $t=1.6$  s, qui est dû à l'écrasement de grande masse d'eau sur la surface libre.

Nous pouvons remarquer aussi que la pression évolue avec l'évolution de la pente en raison de l'augmentation de l'intensité de la force qui est due à l'accélération du fluide.

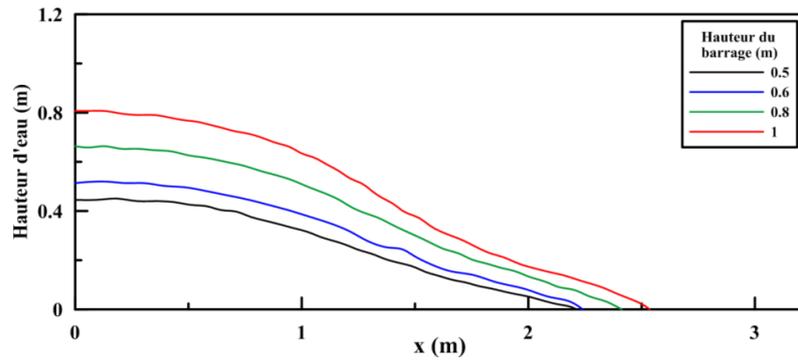
### IV.5 Influence de la hauteur du barrage sur les caractéristiques de l'écoulement:

Dans cette deuxième étude, nous allons varier la hauteur du barrage afin de constater son influence sur les différentes caractéristiques de l'écoulement.

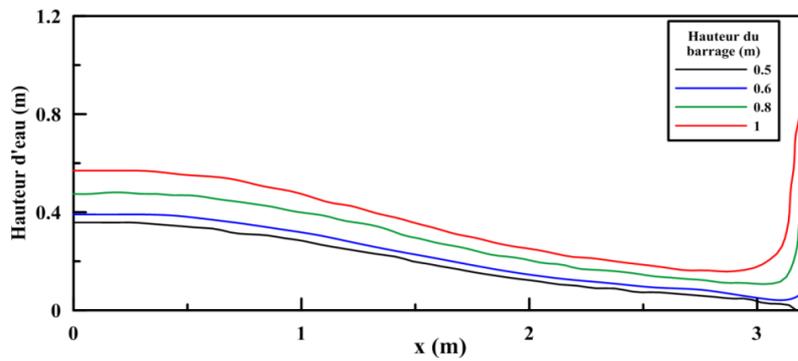
Les hauteurs choisies pour cette étude sont: 0.5, 0.6, 0.8 et 1 m.

#### IV.5.1 Les profils de la surface libre:

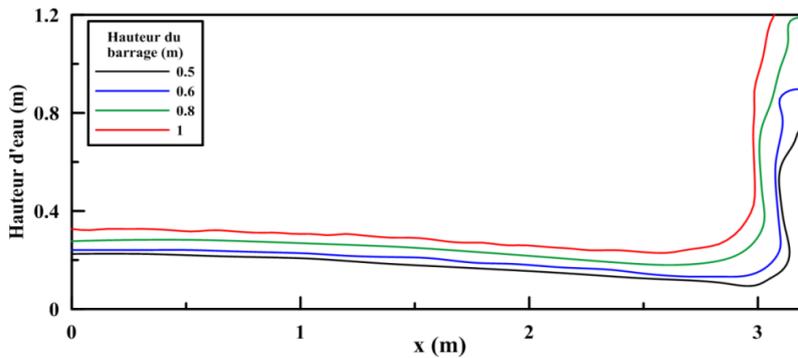
Dans cette partie, nous comparerons les profils de la surface libre pour les différentes hauteurs du barrage étudiées.



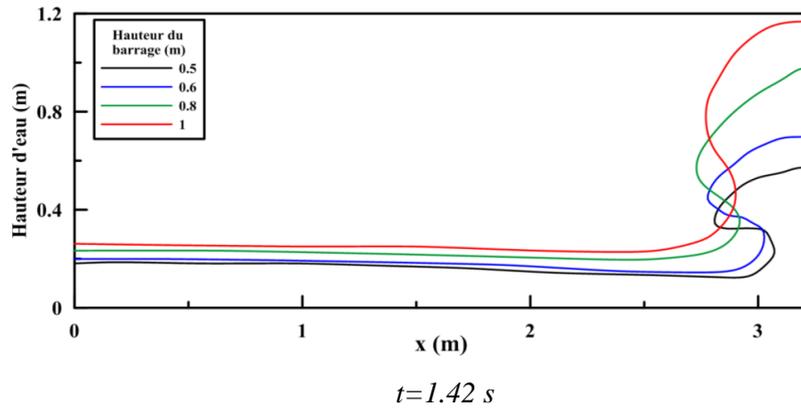
$t=0.42\text{ s}$



$t=0.72\text{ s}$



$t=1.19\text{ s}$



**Figure IV.11:** Profils des surfaces libres pour différentes hauteurs du barrage.

La figure (IV-11), représente les allures de la surface libre à différents instants pour les différentes hauteurs du barrage.

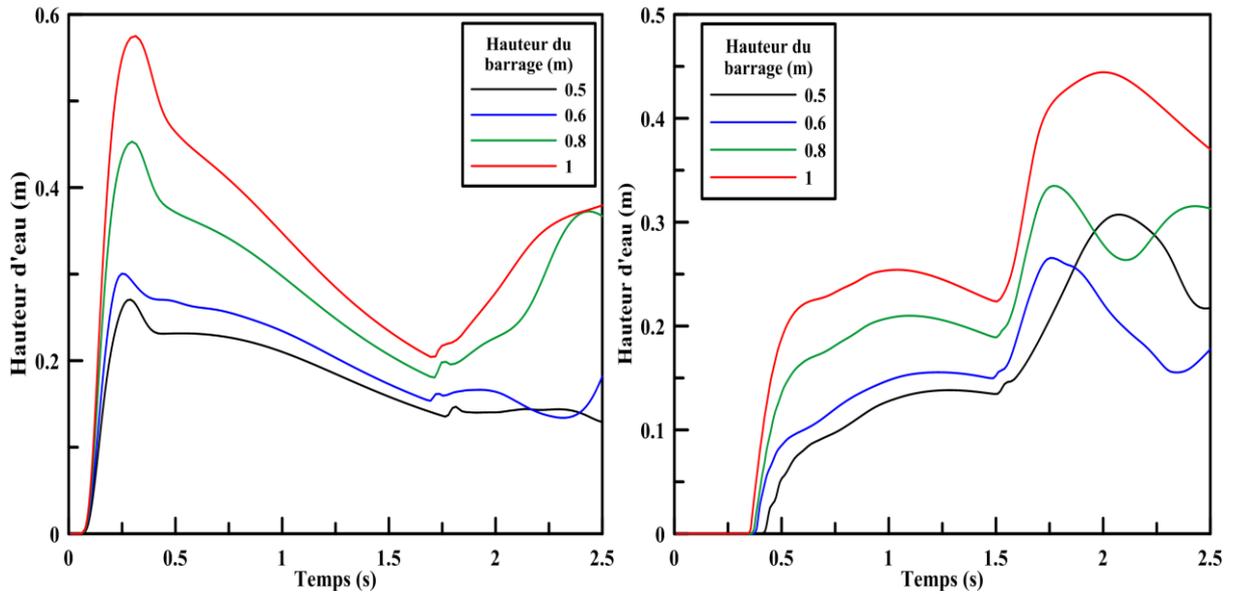
Nous apercevons dans la figure ci-dessus, l'influence de la hauteur du barrage sur l'allure de la surface libre, qui se caractérise par des formes identiques amplifiées par l'augmentation de la hauteur du barrage.

#### IV.5.2 Hauteur d'eau:

Nous allons comparer les hauteurs d'eau enregistrées à deux sections verticales ( $x=1.3$  et  $2.228$  m) en fonction du temps pour les différentes hauteurs du barrage étudiées.

La figure (IV-12), représente la variation de la hauteur d'eau en fonction du temps et de la hauteur du barrage.

Nous apercevons que la hauteur d'eau augmente puis diminue en raison de la diminution de l'eau disponible dans le barrage, et ensuite elle augmente à cause des flux retour. Nous apercevons également que les courbes des hauteurs d'eau ont la même forme sauf qu'il y a des écarts de valeur entre les différentes hauteurs de barrage étudiées autrement dit la hauteur d'eau enregistrée à  $x=1.3$  et  $2.228$  m augmente avec l'augmentation de la hauteur du barrage.



a) Variation de la hauteur d'eau à  $x=1.3$  m

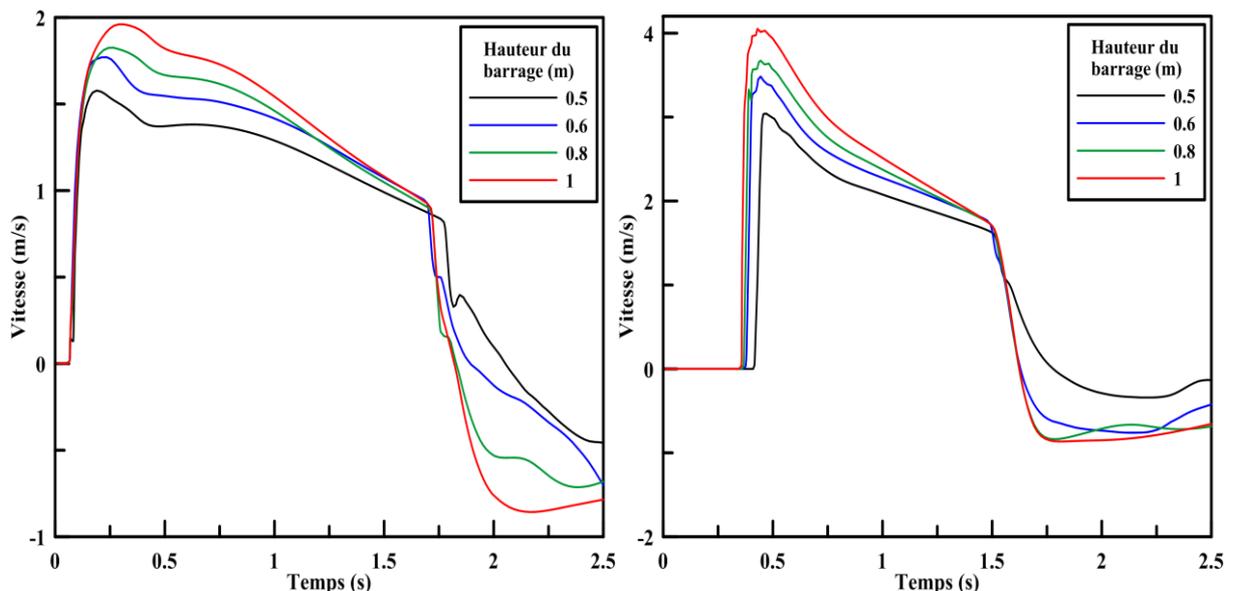
b) Variation de la hauteur d'eau à  $x=2.228$  m

**Figure IV.12:** variation de la hauteur d'eau ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

### IV.5.3 Vitesse:

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence de la hauteur du barrage sur la variation de la vitesse moyenne en fonction du temps pour deux sections verticales ( $x=1.3$  m et  $x=2.228$  m).

La figure (IV-13), représente la variation de la vitesse moyenne pour les différentes hauteurs de barrage étudiées en fonction du temps.



a) Variation de la vitesse moyenne à  $x=1.3$  m.

b) Variation de la vitesse moyenne à  $x=2.228$  m.

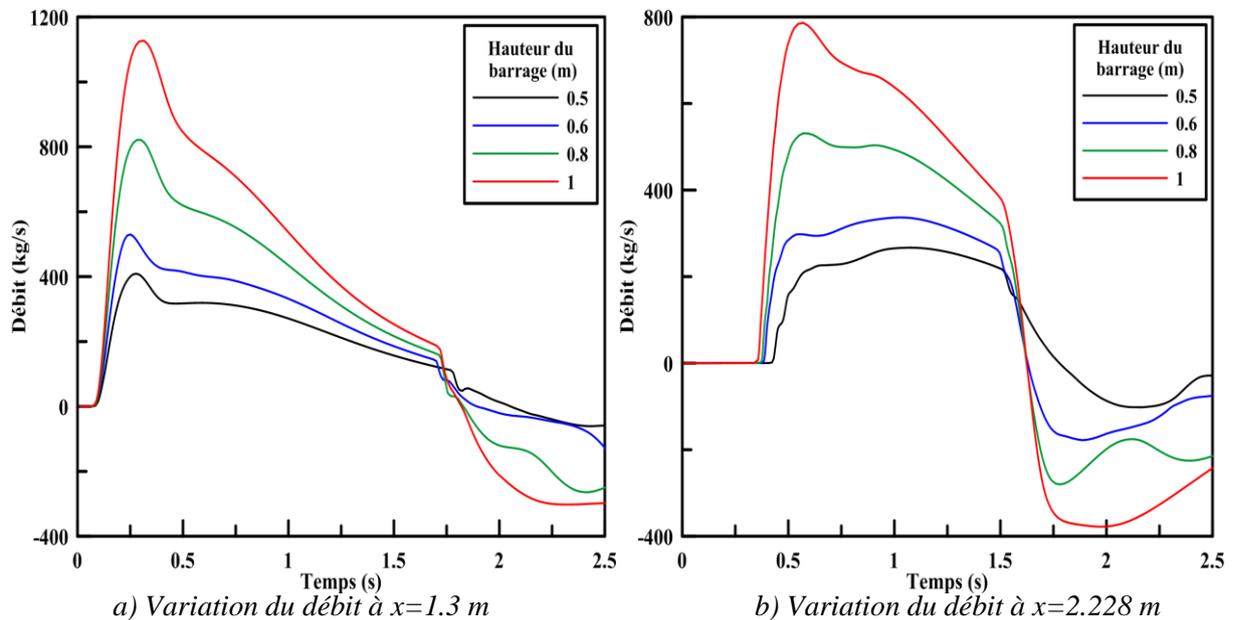
**Figure IV.13:** Variation de la vitesse moyenne les H des barrage étudiées ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

Nous remarquons dans les courbes ci-dessus que la hauteur initial du barrage influence les vitesse moyenne enregistrées à  $x=1.3$  et  $2.228$  m, et cela d'une manière proportionnelle en raison de l'augmentation de la quantité d'eau libéré par le barrage en fonction de sa hauteur.

L'enregistrement des vitesses négatives dans les intervalles  $t \in [1.8, 2.5]$  pour  $x=1.3$  m, et  $t \in [1.6, 2.5]$  pour  $x=2.228$  m, est due aux flux retour impactant sur le mur aval.

#### IV.5.4 Débit:

La figure (IV-14), représente la variation du débit traversant une section verticale à  $x=1.3$  et  $2.228$  m, en fonction du temps pour les différentes hauteurs du barrage étudiées.



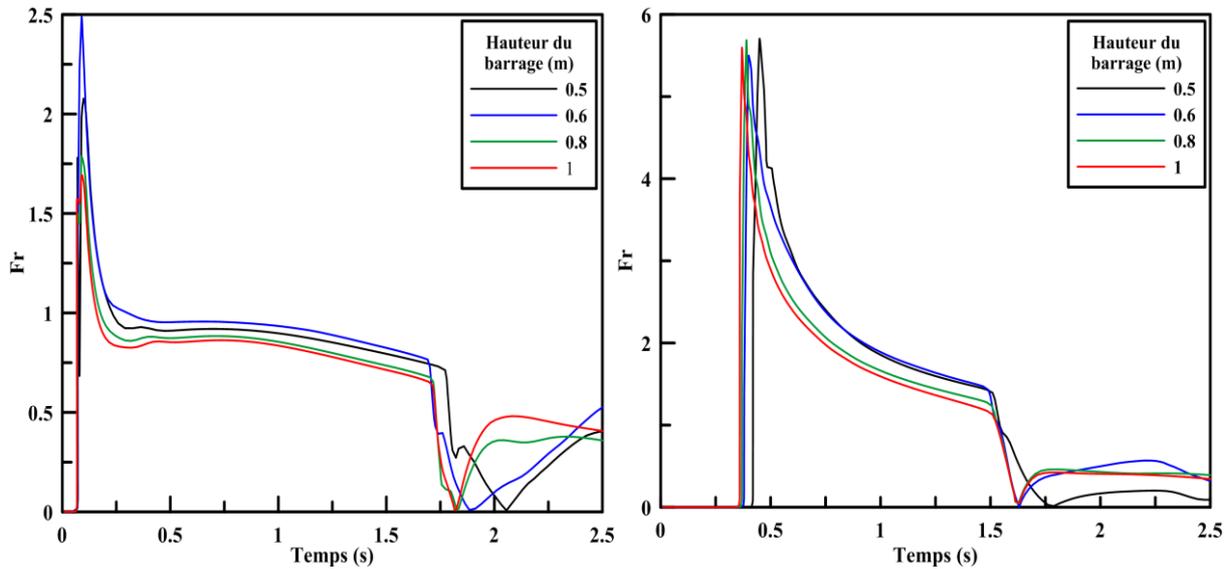
**Figure IV.14:** Variation du débit pour différentes hauteurs du barrage étudiées.

Après avoir traité ces courbes, nous remarquons que le débit et son évolution sont très influencés par la hauteur du barrage, car l'augmentation de la hauteur du barrage a fait libérer de grosse quantité d'eau ce qui explique bien évidemment l'augmentation du débit

D'après ces graphes nous constatons également que l'impacte de l'eau sur le mur aval a fait naître d'un flux retour vers l'amont du canal ce qui explique les débits négatifs enregistrés.

### IV.5.5 Nombre de Froude:

La figure (IV-15), représente la variation du nombre de Froude pour deux sections vertical ( $x=1.3$  m et  $x=2.228$  m) en fonction du temps et de la hauteur initiale du barrage.



a) Variation du nombre de Froude à  $x=1.3$  m. b) Variation du nombre de Froude à  $x=2.228$  m

**Figure IV.15:** Variation de nombre de Froude pour les hauteurs du barrage étudiés.

Après l'analyse de la figure (IV-15-a), nous apercevons que juste après l'effondrement du barrage, une augmentation brusque du nombre de Froude est enregistrée pour atteindre un régime torrentiel ( $Fr > 1$ ), ensuite il diminue pour se stabiliser dans un régime fluvial ( $Fr < 1$ ).

Nous remarquons aussi que le nombre de Froude a tendance à diminuer avec l'accroissement de la hauteur initiale du barrage, en raison de l'augmentation considérable de la hauteur d'eau enregistrée par rapport à vitesse moyenne.

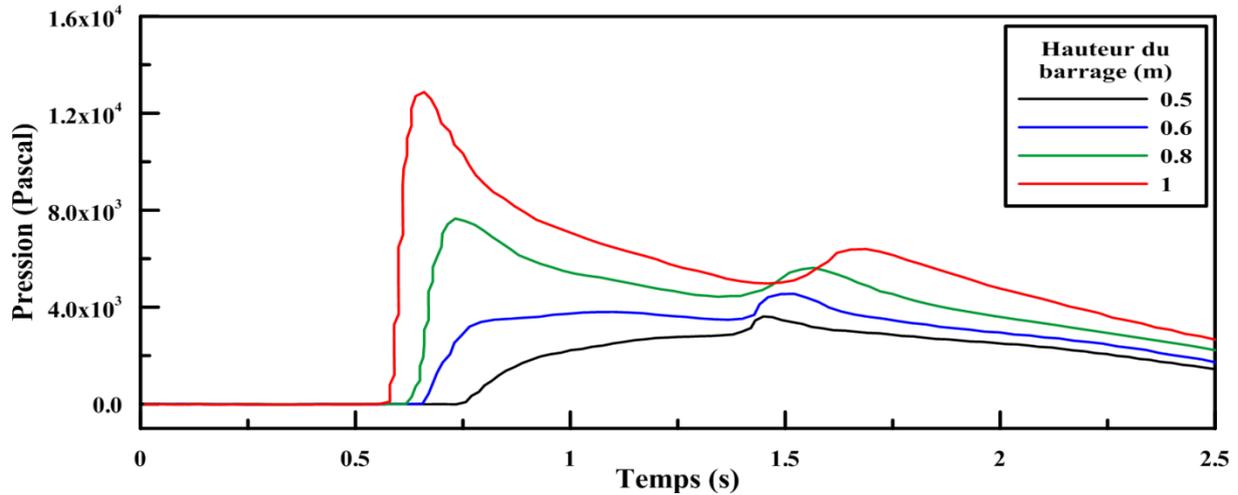
Sur la figure (IV-15-b), nous constatons également une augmentation brusque du nombre Froude pour atteindre une valeur maximale d'environ 5.8 (Régime torrentiel) puis il diminue mais en restant dans le même régime, ainsi nous apercevons que l'allure des courbes reste inchangée en fonction de la hauteur initiale du barrage sauf qu'elles sont décalées de quelques centièmes de seconde en raison de l'accélération du fluide.

### IV.5.6 Pression:

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence de la hauteur initiale du barrage sur la pression provoqué par l'impacte de l'écoulement sur le mur aval du canal.

La figure (IV-16), représente les pressions enregistrées sur un point du mur aval pour les différentes hauteurs du barrage étudiées.

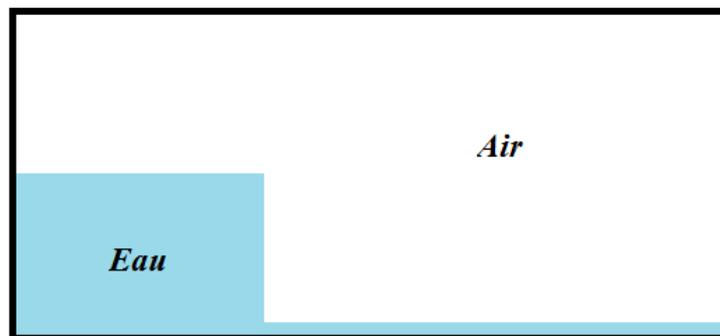
Nous remarquons que la pression exercée sur le mur aval évolue proportionnellement avec la hauteur initiale du barrage, notamment le moment de l'impacte ou nous observons une augmentation considérable de la pression et cela est due au grosse masse d'eau libérées par la rupture du barrage ainsi que l'accélération de l'écoulement.



*Figure IV.16: Evolution de la pression sur le mur aval pour différentes hauteurs du barrage*

#### IV.6 Influence de l'état du lit aval sur les caractéristiques de l'écoulement:

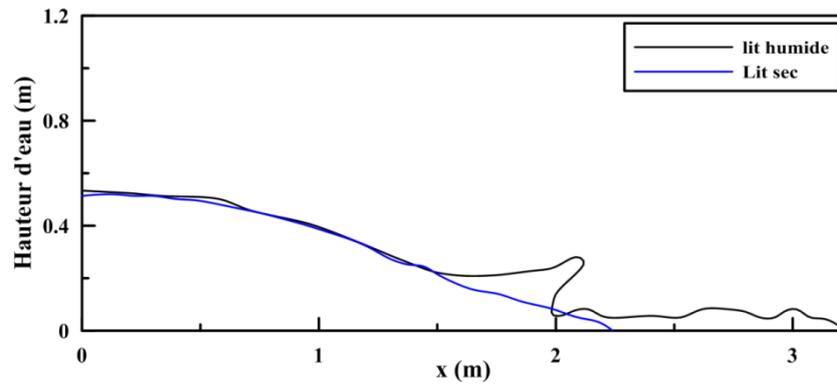
Dans cette troisième et dernière étude, nous allons imposer une fine couche d'eau de 0.06 m sur le lit aval du canal afin de constater son influence sur les différentes caractéristiques de l'écoulement.



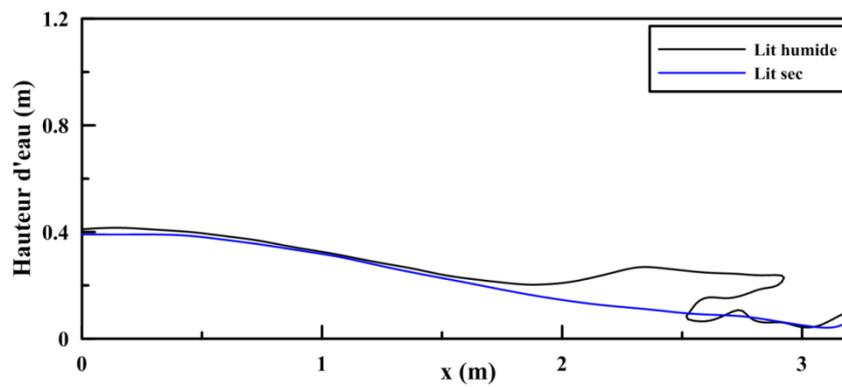
*Figure IV.17: La configuration étudiée avec une fine couche d'eau sur le lit aval*

**IV.6.1 Les profils de la surface libre:**

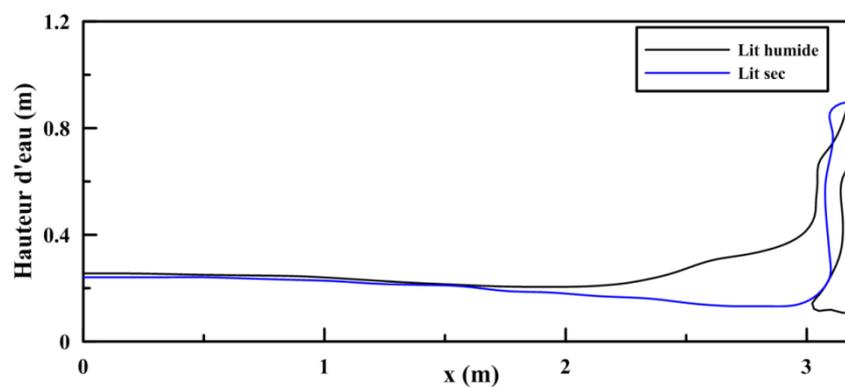
Dans cette première partie, nous allons illustrer l'influence du lit aval humide sur les profils de la surface libre en les comparant aux profils obtenus dans le cas d'un lit aval sec.



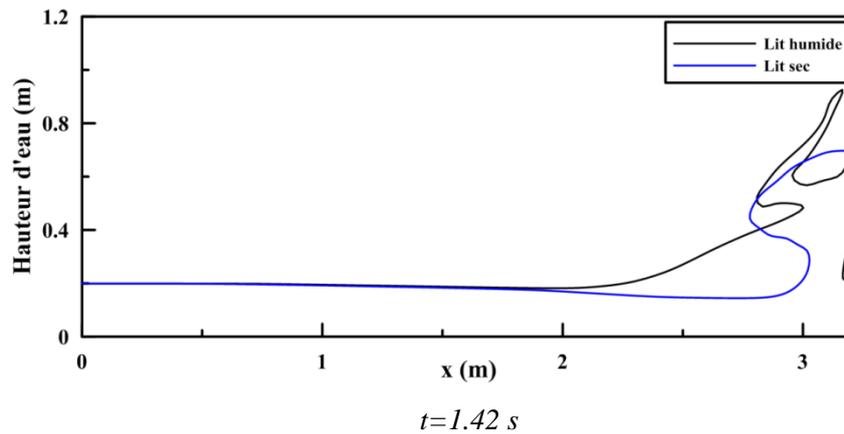
$t=0.42\ s$



$t=0.72\ s$



$t=1.19\ s$



**Figure IV.18:** Profils des surfaces libre pour différents états du lit aval.

La figure (IV-18), représente les profils de la surface libre pour le cas d'un lit sec et humide, pour différents instants.

Nous observons clairement l'influence du lit humide sur les profils de la surface libre, qui se caractérise par sa déformation et création d'une vague qui est due au frottement entre le fluide en écoulement et le fluide en repos (la couche fine d'eau).

#### IV.6.2 Hauteur d'eau:

La figure (IV-19), représente la variation de la hauteur d'eau en fonction du temps pour le cas d'un lit sec et humide à deux axe verticaux ( $x=1.3$  m et  $x=2.228$  m).

En traitants ces figures, nous constatons que la hauteur d'eau enregistrée pour le lit humide est plus importante que celles du lit sec, aussi nous pouvons observer que les courbes ont la même allure sauf qu'elles ont un léger décalage pour  $x=1.3$  m et un décalage plus important pour  $x=2.228$  m. Ce décalage est provoqué par la présence d'une fine couche d'eau sur le lit aval du canal à la condition initiale.

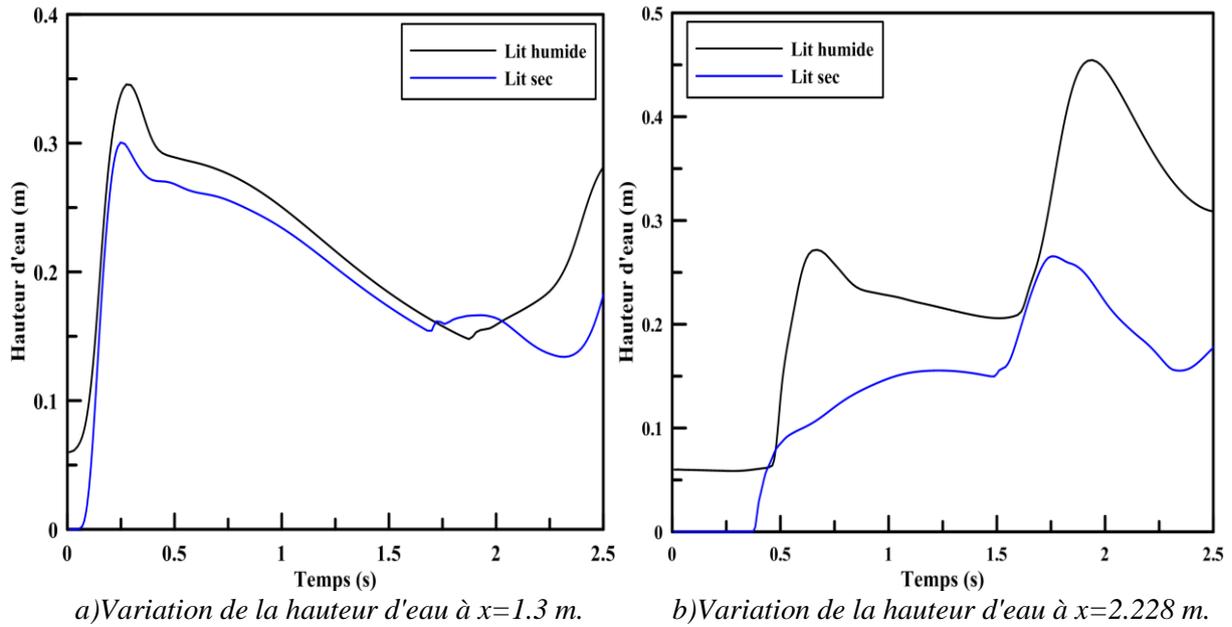


Figure IV.19: variation de la hauteur d'eau pour le lit sec et humide ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

**IV.6.3 Vitesse:**

La figure (IV-20), représente la variation de la vitesse moyenne pour le lit sec et humide en fonction du temps a  $x=1.3$  et  $2.228$  m.

Après l'analyse de ces figures, nous remarquons que les vitesses enregistrées pour le lit humide sont inférieure à celles du lit sec, et ce ralentissement est provoqué par la présence d'une fine couche d'eau sur le lit aval du canal.

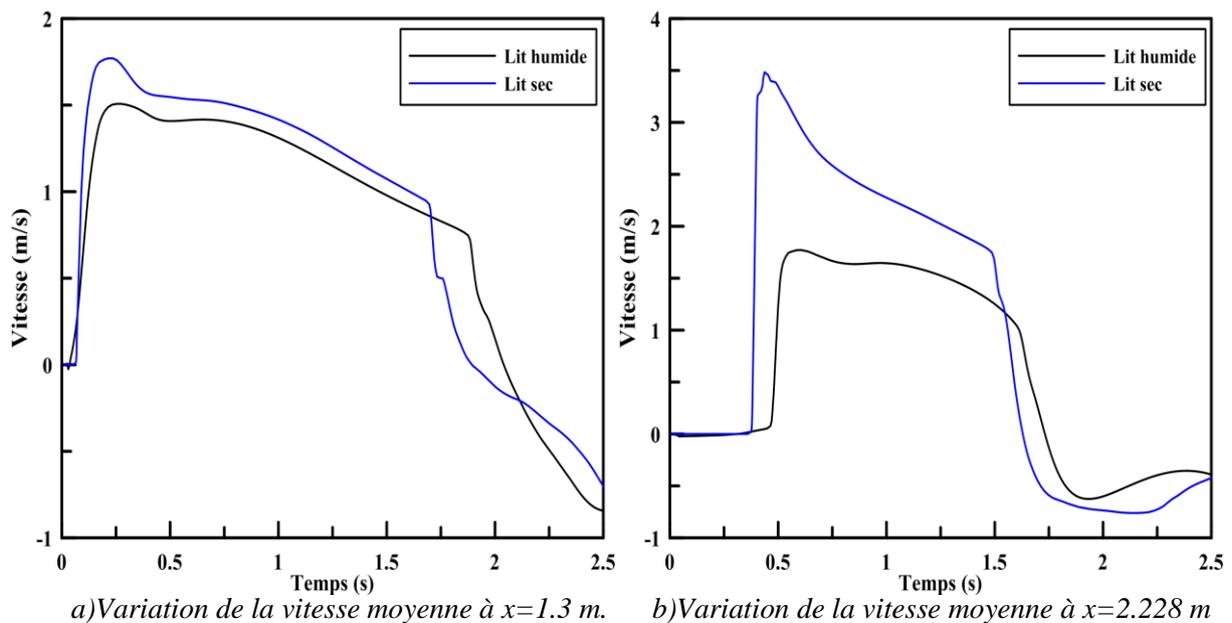
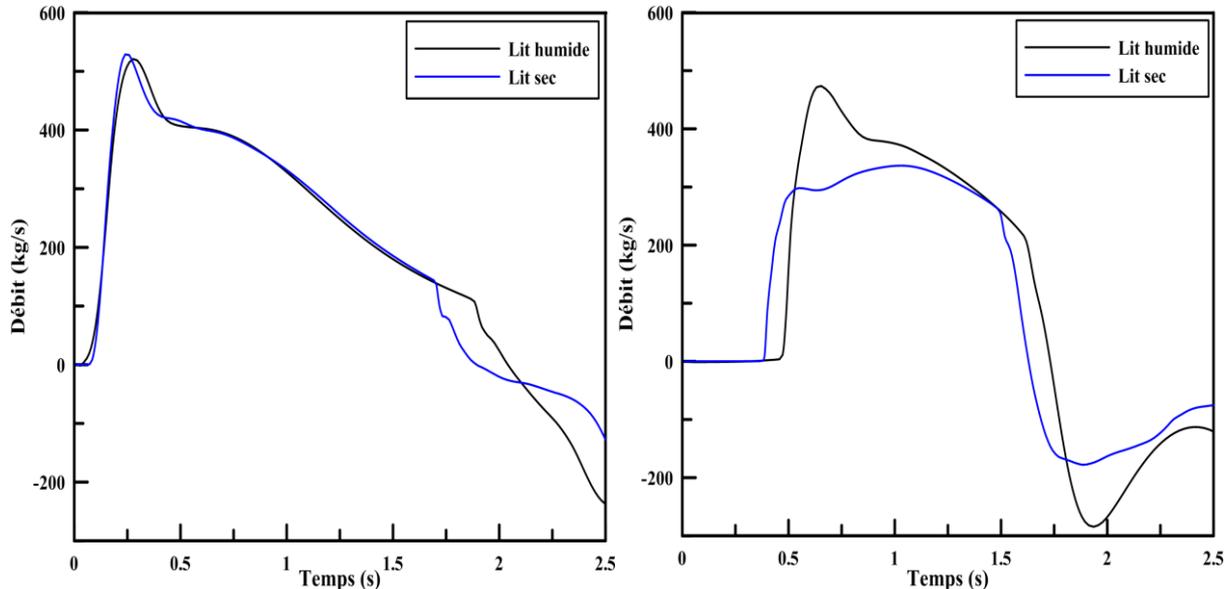


Figure IV.20: Variation de la vitesse moyenne pour le lit se et humide ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

#### IV.6.4 Débit:

La figure (IV-21), représente la variation du débit traversant une section verticale à  $x=1.3$  et  $2.228$  m pour le lit sec et humide, en fonction du temps.



a) Variation du débit à  $x=1.3$  m.

b) Variation du débit à  $x=2.228$  m.

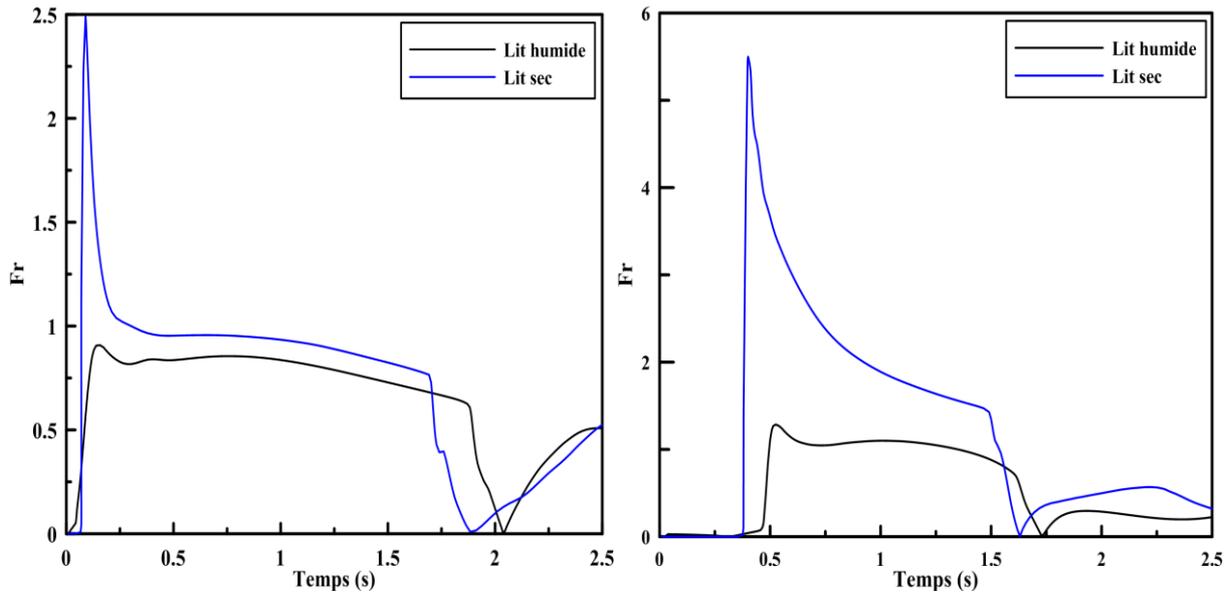
**Figure IV.21:** Variation du débit pour le lit sec et humide ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

Nous avons remarqué précédemment pour  $x=1.3$  m que la vitesse de l'écoulement au lit sec était supérieure à celle du lit humide, et aussi la hauteur d'eau au lit sec était inférieure à celle du lit humide, et comme le débit dépend de la vitesse et la hauteur d'eau, donc le rapprochement des débits illustrés dans la figure (IV-21-a) pour  $x=1.3$  m est logique.

Nous observons dans la figure (IV-21-b), que le débit enregistré pour le cas d'un lit humide est supérieur à celui d'un lit sec, notamment dans l'intervalle  $t \in [0.6, 1.25]$ , et cela s'explique par l'augmentation considérable de sa hauteur d'eau par rapport à la diminution de sa vitesse moyenne.

#### IV.6.5 Nombre de Froude:

La figure (IV-22), représente la variation du nombre de Froude en fonction du temps pour les deux cas du lit étudiés (humide et sec).

a) Variation du nombre de Froude à  $x=1.3$  m.b) Variation du nombre de Froude  $x=2.228$  m.

**Figure IV.22:** Variation de nombre de Froude pour le lit sec et humide ("a" pour  $x=1.3$  m et "b" pour  $x=2.228$  m).

L'analyse de la figure ci-dessus, nous permet de constater l'influence de la fine couche d'eau sur l'évolution du nombre de Froude en fonction du temps.

Sur la figure (IV-22-a), nous remarquons une diminution du nombre de Froude pour le cas du humide par rapport au cas sec, notamment au moment de rupture du barrage, et nous observons aussi que le nombre de Froude pour le cas humide ne dépasse pas la valeur 1 ( $Fr < 1$ ), c'est à dire que le régime est fluviale dans cette partie du canal.

Et nous pouvons constater également dans la figure (IV-22-b), une diminution considérable du nombre de Froude pour le cas humide par rapport au cas sec, mais en restant dans le régime torrentielle ( $Fr > 1$ ) dans l'intervalle  $t \in [0.5, 1.3]$ , et ensuite il diminue pour atteindre un régime critique ( $Fr = 1$ ) dans l'intervalle  $t \in [1.3, 1.35]$ , et un régime fluvial ( $Fr < 1$ ) dans l'intervalle  $t \in [1.35, 2.5]$ .

Après l'analyse de ces résultats, nous déduisons que la diminution du nombre de Froude pour l'écoulement dans un canal avec un lit aval humide par rapport au canal avec lit sec, est provoquée essentiellement par la fine couche d'eau qui fait que la vitesse moyenne de l'écoulement diminue et sa hauteur augmente.

#### IV.6.6 Pression:

La figure (IV-23), représente les pressions enregistrées sur un point du mur aval de coordonnée (3.22, 0.1152) en fonction du temps pour le lit aval sec et humide.

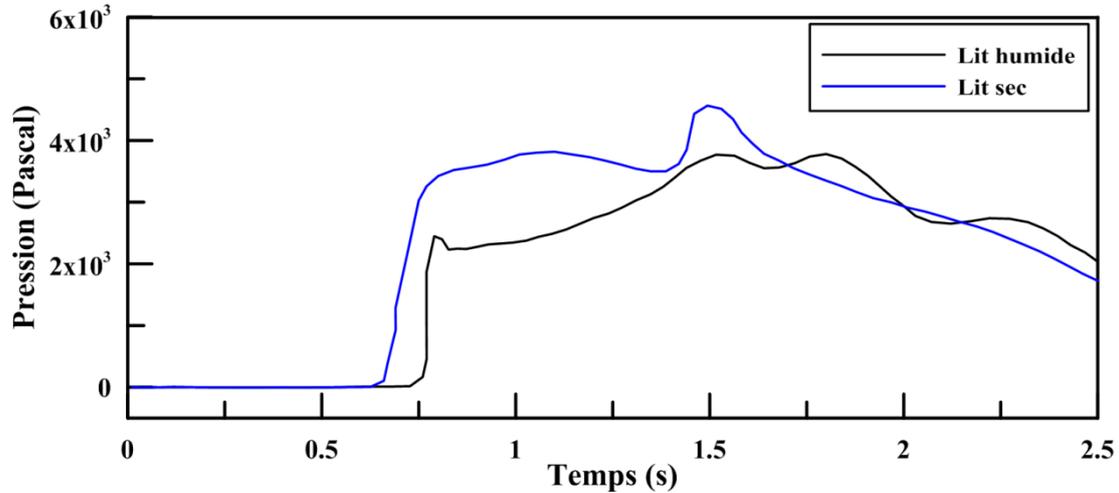


Figure IV.23: Evolution de la pression sur le mur aval pour le lit aval sec et humide.

En traitant ces résultats, nous remarquons une diminution de la pression exercée sur le mur aval du canal pour le cas d'un lit humide par rapport au lit sec, notamment au moment de l'impact, et cela est provoqué essentiellement par le ralentissement du fluide en raison de la présence d'une fine couche d'eau sur le lit aval du canal.

#### Conclusion:

Lors de cette étude, nous avons mis en évidence la capacité du code de calcul à modéliser les écoulements à surface libre produit par une rupture de barrage. Les profils de la surface libre à différents instants ainsi que la courbe de pression exercée sur un point du mur aval ont été comparés avec les résultats numériques et expérimentaux ce qui nous a permis de dire que notre modèle est valide avec une très bonne concordance.

Les différentes études que nous avons réalisées en variant la pente et la hauteur du barrage ainsi que la comparaison entre un lit sec et humide expliquent clairement la grande influence de ces paramètres sur les caractéristiques de l'écoulement.

# Conclusion générale

**Conclusion générale:**

L'objectif de notre travail est l'étude numérique bidimensionnelle d'un écoulement à surface libre, turbulent sans transfert ni diffusion ni interaction entre les deux phases qui sont l'eau et l'air produit par le phénomène de rupture de barrage.

Premièrement, nous avons présenté une généralité, ainsi qu'une synthèse bibliographique comportant plusieurs travaux consacrés à l'étude numérique et expérimentale des écoulements à surface libre en générale et le phénomène de rupture de barrage en particulier, afin de positionner notre problème par rapport à ceux de la littérature

Deuxièmement, nous avons exposé les équations qui gouvernent les écoulements à surface libre ainsi que les conditions aux limites, nous avons également exposé une illustration sur la méthode VOF, et quelque modèles de turbulence.

Troisièmement, nous avons présenté la méthode des volumes finis utilise pour la discrétisation des équations NAVIER-STOKES, ainsi que la démarche à suivre pour modéliser les écoulements produit par la rupture de barrage (écoulement diphasique).

En dernier lieu, nous avons présenté les différents résultats obtenus par la procédure numérique basée sur l'approche bidimensionnelle qui a donné une estimation satisfaisante des performances de la machine. Un très bon accord avec les résultats de la littérature a été ainsi retrouvé.

Des simulations numériques ont été menée sur l'écoulement à surface libre produit par le phénomène de rupture de barrage. L'influence de la pente, la hauteur initial du barrage ainsi que l'état du lit aval ont été étudiés. Les résultats ont été présenté sous forme de la variation de la pression exercée sur le mur aval, hauteur d'eau, répartitions des débits, variation du nombre de Froude et de la vitesse moyenne.

**Références bibliographiques**

- [1] **J. Vazquez**, Hydraulique à surface libre, Strasbourg, 2010.
- [2] **Berreksi, A**, cours Hydraulique 3, Université A. Mira Bejaïa, 2016.
- [3] **R.Radjput**, A text of fluid mechanics and hydraulic machines, New Delhi: S.CHAHD & CIE LTD, 1998.
- [4] **GRAF, W. H.** et al, Ecoulement et phénomènes de transport dans les canaux à géométrie simple. Edition Presses Polytechnique et universitaires Romandes, Lausanne, 2000.
- [5] **A. Colagrossi et al**, Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics , Journal of Computational Physics, vol. 191, no. 2, p. 448–475, 2003
- [6] **K. Abdolmaleki et al**, Simulation of The Dam Break Problem and Impact Flows using a Navier-Stokes Solver, 15th Australasian Fluid Mechanics Conference, The University of Sydney, Sydney, December 2004.
- [7] **CHERFILS, J M et al** ,Simulation en méthode particulaire de l'interaction houle ouvrage marins, 12eme journée de l'hydraulique Nantes, novembre 2010.
- [8] **Dr. Fourar, A**, Propagation d'onde de rupture de barrage dans un canal sec et incliné, ScienceLib Editions Mersenne : Volume 3 , N ° 111003, 2011.
- [9] **A.Caboussat et al**, Three-dimensional simulation of dam break flows, Ecole polytechnique fédérale de lausanne, 2012.
- [10] **M.K. Mihoubi et al**, Calcul de l'onde de rupture d'un barrage en mode bidimensionnel via le code TELMAC-2D, LJEE N° 20, juin 2012.
- [11] **T. Fondelli et al**, Numerical Simulation of Dam-Break Problem Using an Adaptive Meshing Approach, 70th Conference of the ATI Engineering Association, ATI 2015.
- [12] **D.M. Robb et al**, Numerical simulation of Dam-break flows using depth-averaged hydrodynamic and three-dimensional CFD models, 22e Conférence canadienne d'hydraulique, Montréal, Québec, mai 2015.
- [13] **M. Doring et al**, Complex free surface flow using SPH and VOF methods ,Division Hydrodynamique Navale, Laboratoire de Mécanique des Fluides (CNRS UMR6598), Ecole Centrale de Nantes, avril 2006.
- [14] **S. Bhatt**, Investigation of Dam Break Problem through solution of 1D-Shallow water equations using Fourth order Runge-Kutta Method, McCormack's Method and Gudonov's Method, University at Buffalo.

- [15] **S. Naik et al**, Numerical Simulation of a Dam Break Flow Using Finite Difference Method, IOSR Journal of Mechanical and Civil Engineering (IOSR-JMCE), PP 37-41,2015.
- [16] **H. Ozmen-Cagatay et al**, Dam-break flow in the presence of obstacle: experiment and CFD simulation, Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics Vol. 5, No. 4, pp. 541–552, 2011.
- [17] **H. Afshar et al**, Experimental and 3-D Numerical Simulation of Flow over a Rectangular Broad- Crested Weir, International Journal of Engineering and Advanced Technology, pp.2249 – 8958, Volume-2, Issue-6, August 2013.
- [18] **Hung-Chu Hsu et al**, Numerical and experimental study of Dam-break flood propagation and ITS implication to sediment erosion, Coastal engineering, 2012.
- [19] **S. Kocaman et al**, The effect of lateral channel contraction on dam break flows: Laboratory experiment, Journal of Hydrology 432–433 145–153,2012.
- [20] **B. Spinewine et al**, Dam-break waves over movable beds: a “flat bed” test case.
- [21] **F. Nait Bouda**, modélisation des écoulements turbulents, Polycopie de cours, Université de Bejaia.
- [22] **Z. A. Prandtl**, Zs Angew, Math. Mech.1925.
- [23] **A. N. Kolmogorov**, Curves in Hilbert space invariant with respect to a one-parameter group of motions, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 26 (1) :6–9, 1940.
- [24] **A. Zeghib et al**, Comparaison des différents modèles de turbulence d'un écoulement aérodynamique dans un cyclone, *Revue des Energies Renouvelables*, Laboratoire de Thermo Fluide, Département de Génie Mécanique, Université des Frères Mentouri, Constantine, 2008.
- [25] **Gislain .L. K**, Expérimentations et modélisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la séparation particulière dans les déversoirs d'orage, Thèse Doctorat, Université Louis Pasteur-Strasbourg, 2004.
- [26] **Azil.F**, Etude des paramètres climatiques, sous serres chauffées en présence de la plante, thèse de magister, université de Batna, 2004.
- [27] **Nehari. A**, Etude des écoulements à surface libre en présence des obstacles dans le fond, Thèse de doctorat de l'université Abou Bkr Belkaid de Tlemcen, 2012.
- [28] **Gislain Lipeme Kouyi**, Expérimentations et modélisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la séparation particulière dans les déversoirs d'orage, Thèse de doctorat, l'Université Louis Pasteur – Strasbourg I, décembre 2004.



**Annexe**

## Annexe

### I Présentation de la configuration étudiée:

#### I.1 Présentions de la géométrie:

La situation physique correspond à un écoulement bidimensionnel à surface libre (Phénomène de rupture de barrage), turbulent, incompressible et non permanent.

Un schéma du modèle de rupture de barrage est présenté à la figure (1). Dans ce modèle, la taille du canal est  $d = 3.22$  m et  $D = 1.2$  m et une colonne d'eau ( $L = 1.2$  m et  $H = 0.6$  m) est située dans le côté gauche du canal.

Pour les mesures de pression d'impact sur le mur en aval, semblable aux travaux numérique de [5] et [7], un point P ( $d, 0.192H$ ) est défini sur le mur.

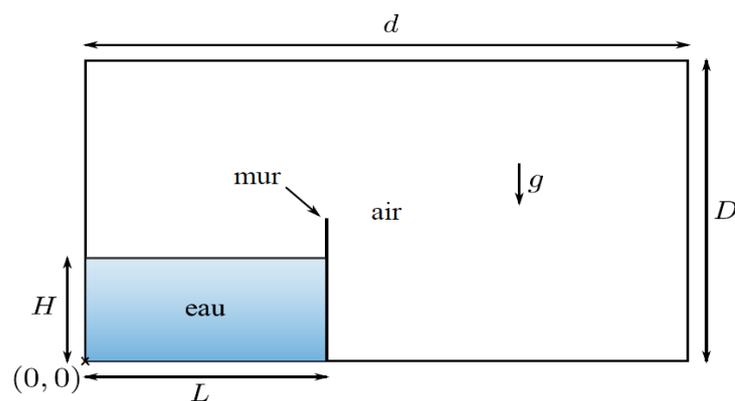


Figure 1: Domaine physique du canal

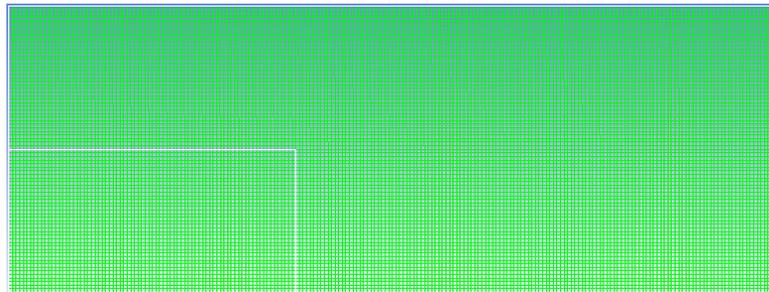
#### I.2 Maillage:

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud, ou on trouve les composantes  $u$  et  $v$  du vecteur vitesse qui se trouve au milieu des segments reliant deux nœuds adjacents. La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points. Les grandeurs scalaires pression, température, sont stockées dans le nœud P du maillage, tandis que grandeurs vectorielles  $u$  et  $v$  sont stockées aux milieux des segments reliant les nœuds[27].

Pour une meilleur précision des calculs dans une simulation numérique, le principal travail à accomplir est la définition d'un maillage adapté à l'écoulement. Un nombre de mailles insuffisant fera diverger les calculs ou sera responsable d'une diffusion numérique

trop importante. Il faut trouver un compromis entre le nombre de mailles et le temps de calcul qui augmente considérablement avec le raffinement de la discrétisation du domaine.

Nous choisissons d'utiliser un maillage quadrilatérales sous Gambit d'une moyenne de 12 000 mailles.



*Figure 2: Maillage fin pour le canal.*

### **I.3 : Condition initiales:**

Les conditions initiales représentent l'état de base du modèle à l'instant où commence la simulation. Elles s'appliquent sur les surfaces du domaine de calcul, la déclaration de ces dernières se fait après avoir chargé les surfaces maillées sous Fluent.

On peut définir alors la valeur de la pression si on travaille à pression imposée et l'accélération si le fluide obéit à la loi de gravité.[27]

### **I.4 Conditions aux limites:**

Une fois que la géométrie étudiée est présentée, nous devons fixer des conditions aux limites, et cela consiste à fournir des informations sur les variables aux frontières du domaine.

Plusieurs types de conditions aux limites sont proposés dans le code de calcul Fluent. Nous en utilisons essentiellement trois conditions : pression atmosphère (Pressure Outlet), condition des parois (Wall) et la condition d'interface (interior), par ce qu'on travaille en surface libre.

La première condition (Pressure Outlet) est définie sur la paroi supérieure du canal "Sortie du canal vers l'atmosphère".

La deuxième condition (Wall) est une condition de flux nul. Elle est appliquée sur les parois gauches, droite et inférieure du canal.

Enfin, la troisième condition (Interior) est appliquée sur la limite entre les deux domaines eau et air "Condition d'interface".

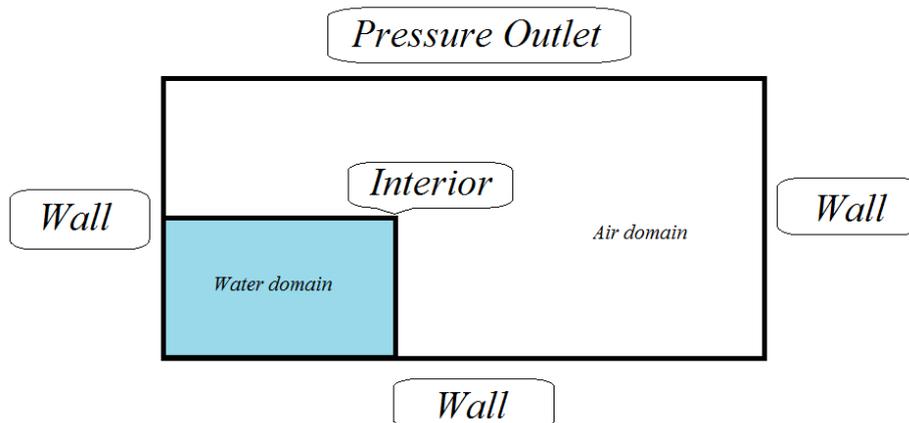


Figure 3: Conditions aux limites imposées.

## II Simulation numérique:

Le modèle de turbulence, les conditions initiales et aux limites, ainsi que le maillage retenu pour le passage du domaine physique au domaine numérique seront validés à l'aide d'autres résultats numériques.

### II.1 Modèle de turbulence:

Les simulations ont été réalisées avec le modèle de fermeture du deuxième ordre RNG k- $\epsilon$  la compatibilité de ce modèle pour les écoulements à surface libre est vérifiée par plusieurs auteurs [17].

### II.2 Modèle multiphasique:

Les critères de choix d'un modèle multiphasique approprié dépendent du type d'écoulement, des forces mises en jeu. Ainsi, pour les écoulements à surface libre, le modèle VOF est le plus adapté [13]. Cette méthode repose sur une méthode dite méthode de la fraction volumique. Elle permet de localiser l'interface entre deux domaines fluides différents. Elle est applicable pour des fluides non miscibles (eau-air par exemple) c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas d'interpénétration entre fluides (sans transfert de masse entre les deux fluides par exemple).

Pour notre cas, qui est un écoulement incompressible, à surface libre et sans prendre en compte les interactions entre domaines fluides, le modèle VOF permet une bonne résolution du problème étudié. Les limites de ce modèle sont les suivantes :

- Aucune cellule ne doit être vide (présence obligatoire d'une ou plusieurs phases combinées).

- Une seule phase seulement peut être compressible mais pas les deux.
- Les écoulements périodiques ne peuvent être simulés lorsqu'on active le modèle VOF (incompatibilité).
- Ce modèle ne prend en compte actuellement ni mélange ni réaction.

Fluent dispose de quatre schémas numériques pour localiser l'interface eau-air par exemple : Euler Explicit, implicit, géométric reconstruction, donor-acceptor.

Le schéma « implicit » est adapté en régime permanent. En régime transitoire, l'utilisation des méthodes VOF implique la donnée du nombre de Courant. C'est un nombre sans dimension qui compare le pas de temps de calcul  $\Delta t$  au temps caractéristique durant lequel un élément fluide transite à travers le volume de contrôle.

### **II.3 : Les schémas de discrétisation:**

Les schémas de discrétisation sélectionné sont QUIK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics) pour Volume Fraction , Body Force Weighted pour la pression et Second Order Upwind pour les autres paramètres.

Le couplage Pression-vitesse est fait selon l'algorithme « SIMPLE », et les coefficients de relaxation sont de l'ordre de 0.2 et 0.6 ont été sélectionnés.

### **II.4 Convergence des calculs:**

On s'est basé sur deux critères pour définir la convergence du calcul :

- Critère sur l'erreur de masse : le déséquilibre en masse entre le flux entrant et le flux sortant est dû à l'accumulation des erreurs numériques de calcul. L'erreur sur la masse par rapport au flux d'entrée est estime par certains auteurs à 5 à 8% [28].
- Critère visuel au niveau des Lignes du graphe, on peut suivre graphiquement les erreurs de la masse, vitesses  $u$ , vitesses  $v$ , vitesses  $w$ ,  $K$  et  $\varepsilon$  après chaque itération. Lorsque les valeurs des variables se stabilisent, on déduit que le code de calcul ne peut pas donner des résultats plus précis pour la géométrie étudiée.

### **III Validation du modèle:**

La réalisation d'une simulation numérique passe par la réalisation d'une série de validations sur ce qu'on appelle couramment des cas tests. Ce sont généralement des expériences de laboratoire ou in situ que nous reproduisons numériquement. Cela nous permet de vérifier la conformité de nos résultats sur des données possédant une faible marge d'erreur (erreurs de mesures de quelques pour cent généralement). Une fois seulement cette étape complétée, il est possible de passer à des simulations numériques sur des cas différents.

## Résumé

Le présent travail porte sur l'étude d'un écoulement à surface libre produit par le phénomène de rupture de barrage, ainsi que l'influence de la variation de certains paramètres géométrique telle que la pente du canal, la hauteur initiale du barrage et l'état du lit aval sur les caractéristiques de l'écoulement.

La simulation numérique a été élaborée à l'aide d'un code de calcul utilisant le modèle turbulence RNG  $k-\varepsilon$ , et le modèle multiphasique de capture d'interface VOF. La validation du modèle 2D a été faite par rapport à des résultats numériques et expérimentaux de référence disponible dans la littérature.

**Mots-clés :** Surface libre, Rupture de barrage, modèle turbulent RNG  $k-\varepsilon$ , le modèle multiphasique VOF.

## Abstract

The present work focuses on the study of a free surface flow produced by the dam break phenomenon, as well as the influence of the variation of some geometrical parameters such as the slope of the channel, the initial height of the dam and the state of the downstream bed on the characteristics of the flow.

The numerical simulation was developed using the calculation code using the turbulence model RNG  $k-\varepsilon$ , and the multiphase model of interface capture VOF. Validation of the 2D model was made against numerical and experimental reference results available in the literature.

**Keywords:** Free surface, Dam break, turbulent model RNG  $k-\varepsilon$ , the multiphase model VOF..