



UNIVERSITE
JEAN LOROUGNON GUEDE

UFR ENVIRONNEMENT

REPUBLIQUE DE CÔTE D'IVOIRE

Union-Discipline-Travail

Ministère de l'Enseignement Supérieur et
de la Recherche Scientifique

ANNEE ACADEMIQUE :
2017-2018

N° D'ORDRE : 0151/2019

N° CARTE D'ETUDIANT :

CI0413007374

LABORATOIRE :
SCIENCES ET TECHNOLOGIES
DE L'ENVIRONNEMENT

MASTER

Physique chimie appliqué

Option : Environnement

THEME :

**Dimensionnement du canal de dérivation de colline
sud sur le fleuve Cavally à Zouhan-Hounien à partir
d'un modèle hydraulique 2D**

Présenté par :

TOURE Abdoulaye

JURY

Président : M. DONGUI Bini, Professeur Titulaire,
Université Jean LOROUGNON GUEDE

Directeur : M. KOUASSI Kouakou Lazare, Maître de conférences,
Université Jean LOROUGNON GUEDE

Encadreur : M. BROU Akahoua David, Maître-Assistant,
Université Jean LOROUGNON GUEDE

Examineur : M. KOUASSI Guessan Bi Armand, Maître-Assistant,
Université Jean LOROUGNON GUEDE

Soutenu publiquement

le : 29/07/2019

TABLE DES MATIERES

	Page
DEDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
LISTE DES SIGLES ET ABREVIATIONS	v
LISTE DES TABLEAUX	vi
LISTES DES FIGURES	vii
INTRODUCTION	1
PARTIE 1 : GÉNÉRALITÉS	4
1. Zone d'étude	5
1.1. Fleuve Cavally	5
1.2. Zone de dérivation	5
2. Notions d'hydraulique à surface libre	6
2.1. Grandeurs caractéristiques d'un écoulement	6
2.2. Types d'écoulement.....	8
2.3. Canal de dérivation	8
2.3.1. Méthode de dimensionnement	9
2.3.1.1. Méthode du modèle rugueux de référence (MMR).....	9
2.3.1.2. Etape de calcul de la base du canal.	9
3. Modèle mathématique 2D	10
3.1. Equation de Navier Stock.....	11
3.1.1. Principe fondamental de la dynamique appliqué à un fluide	11
3.1.2. Principe de conservation de masse	11
3.1.3. Forme usuelle des équations de Navier Stock.....	12
3.2. Modèle 2D Saint Venant	12
3.2.1. Hypothèses de Saint Venant	12
3.2.2. Equations de Saint Venant	13
3.2.2.1. Contrainte due à la viscosité	13
3.2.2.2. Force de Coriolis	14
3.2.2.3. Coefficient de diffusion	14
4. Méthode de résolution du modèle 2D	15
4.1. Méthode des volumes finis.....	15
4.2. Stabilité et convergence de la méthode	15
4.3. Inconvénient de l'utilisation de l'outil informatique.....	16
PARTIE 2 : MATÉRIEL ET MÉTHODES	18

1. Matériel	18
1.1. Matériels de mesure	18
1.2. Données	18
1.3. Logiciels utilisés	18
2. Méthodes	19
2.1. Dimensionnement du canal de dérivation	19
2.1.1. Méthode de calcul de la hauteur du canal	19
2.1.2. Critères de conception	19
2.2. Algorithme de résolution des équations	21
2.2.1. Maillage du domaine	21
2.2.2. Discrétisation de l'équation de continuité	21
2.2.3. Discrétisation des équations de quantité de mouvement	23
2.2.4. Conditions aux limites	25
2.3. Validation du modèle	26
2.3.1. Cas test de rupture partielle de barrage.....	26
2.3.2. Ecoulement dans un canal horizontal avec une bosse au fond.....	27
2.4. Application du modèle : Validation des dimensions du canal de dérivation	28
PARTIE 3: RÉSULTATS ET DISCUSSION	29
1. Dimensions du canal de dérivation	30
2. Validation du modèle	31
2.1. Simulation d'une rupture de barrage	31
2.2. Canal horizontal avec une bosse au fond	34
3. Validation des dimensions.....	36
3.1. Simulation dans le canal de dérivation	36
3.1.1. Simulation pour un débit $Q=76\text{ m}^3/\text{s}$ en amont du canal.....	37
3.1.2. Simulation pour un débit $Q=140\text{ m}^3/\text{s}$ en amont du canal	39
3.1.3. Simulation pour un débit $Q=240\text{ m}^3/\text{s}$ en amont du canal	41
3.1.4. Simulation pour un débit imposé à l'entrée et une hauteur imposée à la sortie du canal.....	43
3.2. Récapitulatif des simulations	45
CONCLUSION	46
REFERENCES	49
ANNEXES	53

DEDICACE

Je dédie ce travail :

À celui qui m'a tout inculqué et indiqué la bonne voie en me rappelant sans cesse que la patience, la volonté et le travail ont toujours fait les grands hommes.

À mon père TOURE Adama

À celle qui m'a donné le goût du travail qui ne ménage aucun effort pour ma réussite et a su attendre avec patience les fruits de sa bonne éducation.

À ma mère TOE Maïmouna

À ceux et celles qui, de leur amour, leur respect et leur dévouement me bercent le cœur.

À mes frères et sœurs

REMERCIEMENTS

Ce modeste travail est sans doute un fruit de contribution directe ou indirecte de l'ensemble des personnes que je voudrais remercier et je présente mes excuses à toutes celles que je pourrais oublier de citer dans cette page :

En premier lieu, je tiens à remercier l'équipe dirigeante de l'Université Jean Lorougnon Guédé avec à sa tête la Présidente, le **Professeur TIDOU Abiba Sanogo**, pour leur dévouement dans la formation des étudiants.

J'adresse également mes plus vifs remerciements au Directeur de l'UFR Environnement, le **Docteur KOUASSI Kouakou Lazare**, Directeur scientifique de ce mémoire, pour la confiance qu'il m'a accordée et l'aide inestimable qui m'a permis de développer mes capacités scientifiques et de réaliser ce travail.

Je remercie le **Docteur KEDI Brice**, responsable du parcours Physique-Chimie qui a toujours œuvré pour nous donner le goût du travail bien fait. Mes remerciements s'adressent aussi à **tous les enseignants** de la faculté de Physique chimie pour toute la formation et l'aide qu'ils nous ont apporté au cours de ces années.

Un remerciement spécial au **Docteur BROU Akahoua David**, Enseignant à l'Université Jean Lorougnon Guédé pour tous les efforts considérables qu'il a fournis pour m'encadrer.

Toute ma gratitude s'adresse aussi aux membres du jury qui m'honorent en acceptant de juger ce travail.

Un grand merci également aux doctorants, M. BROU Loukou Alexis et M. KOFFI Bérenger qui m'ont énormément apporté tout au long de la rédaction de ce mémoire de par nos discussions et au niveau de l'analyse des données.

Il me tient à cœur de remercier les membres de ma famille, mes parents, frères et sœurs pour leur grand soutien moral, leurs encouragements, leur patience et leur confiance. Un grand merci à mon père et à ma mère pour tout ce qu'ils ont fait pour moi.

Mes sincères remerciements et gratitude s'adressent à tous mes amis et compagnons de route, en particulier Djassou Adjoavi Colette, Ouattara Lassina, Diarra, Touré Augustin et Nourra pour leur disponibilité, leur soutien et leurs encouragements.

A tous je vous dis un seul mot en espérant qu'il sera plus significatif que les phrases :

MERCIIIII...

LISTE DES SIGLES ET ABREVIATIONS

ADCP : Acoustic Doppler Current Profiler

CFL : Courant Friedrichs Lewy

CMI : Clay Mathematics Institute

DGIHH : Direction Générale des Infrastructures et de l'hydraulique humaine

EDP : Equation aux Dérivées Partielles

GPS : Global Positioning System

MMR : Méthode du Modèle Rugueux de référence

MNT : Modèle Numérique de Terrain

MVF : Méthode des Volumes Finis

SMI : Société des Mines d'Ity

LISTE DES TABLEAUX

Page

Tableau I : Caractéristique géométrique du canal de dérivation30

	Page
Figure 1 : Présentation du bassin versant du Cavally	5
Figure 2 : Zone de réalisation du canal de dérivation du fleuve Cavally	6
Figure 3 : Notation des variables.....	7
Figure 4 : Section transversale du fleuve en amont du canal de détournement.	20
Figure 5 : Section transversale du fleuve en aval du canal de détournement.	20
Figure 6 : Maillage du domaine pour un MVF	21
Figure 7 : Rupture de barrage : Géométrie du bassin	27
Figure 8 : Canal avec obstacle	28
Figure 9 : Section en travers du canal de dérivation.....	30
Figure 10 : Résultat d'une simulation de rupture partielle de barrage à $t=1.1s$	31
Figure 11 : Résultat d'une simulation de rupture partielle de barrage à $t=7.1s$	32
Figure 12 : Résultat d'une simulation de rupture partielle de barrage à $t=9.1s$	33
Figure 13 : Visualisation du résultat de simulation avec le logiciel TecPlot.....	34
Figure 14 : Visualisation de la surface libre $t=100s$	34
Figure 15 : Profil longitudinal de la hauteur d'eau.....	35
Figure 16 : Erreur relative de la solution numérique.....	35
Figure 17 : Maillage du canal de dérivation	36
Figure 18 : Hauteur d'eau pour $Q=76 m^3/s$	37
Figure 19 : Champ de la vitesse d'écoulement pour $Q=76 m^3/s$	38
Figure 20 : Hauteur d'eau pour $Q=140 m^3/s$	39
Figure 21 : Champ de la vitesse d'écoulement pour $Q=140 m^3/s$	40
Figure 22 : Hauteur d'eau pour $Q=240 m^3/s$	41
Figure 23 : Champ de la vitesse d'écoulement pour $Q=240 m^3/s$	42
Figure 24 : Hauteur d'eau en fonction de la longueur du canal.	43
Figure 25 : Hauteur d'eau en fonction du temps	44

INTRODUCTION

Le gisement d'Ity est la plus ancienne mine en exploitation en Côte d'Ivoire (Béziat *et al.*, 1883). Il est situé dans l'ouest du pays à environ 700 Km au nord-ouest d'Abidjan et est exploité par la Société Minière d'Ity (SMI). La SMI a produit plus d'un million d'onces d'or depuis son ouverture en 1991 (SMI, 2012). Le fleuve Cavally, situé à la frontière entre la Côte d'Ivoire et le Libéria, traverse la zone d'exploitation à Zouan-hounien. La SMI envisage alors la construction d'un canal de dérivation du fleuve Cavally dans le but d'étendre la zone exploitable. Un tel canal, mal dimensionné, peut avoir des conséquences indésirables au plan social et environnemental. Le canal de détournement doit être bien dimensionné afin d'assurer les conditions hydrauliques similaires à l'état initial du cours d'eau. La modélisation hydraulique peut être un moyen de préservation de ce système fluvial.

Les équations de Barré Saint-Venant obtenues par Adhémar Barré de Saint-Venant en 1871 (Saint-Venant, 1871) et précisées en 1888 (Saint-Venant, 1888), décrivent les écoulements unidimensionnels, comme l'écoulement d'eau dans un canal de largeur variable par exemple. Par extension, elles peuvent être appliquées aux écoulements en eau peu profonde bidimensionnels (Craik, 2004). Ces équations mettent des liens, par des lois physiques, entre les grandeurs caractéristiques d'un écoulement : la hauteur, la vitesse et la topographie du lit du cours d'eau.

Un modèle mathématique permet de fournir un ensemble de réponses, qu'il est possible d'analyser en précisant le lien qu'il y a entre un ensemble de variables (variables d'entrée), et un autre ensemble de variables (variables de sortie) soumis à des lois les liant. Un modèle, identifié au problème, peut être utilisé comme outil déductif et permettre l'expérimentation théorique du système dans divers situations (Villeneuve *et al.*, 1998). Mais avant toute simulation, le modèle mathématique doit être résolu.

L'objectif de ce présent travail est de dimensionner le canal de dérivation de Colline Sud afin d'assurer les conditions d'hydraulicité similaires à l'état initial du cours d'eau.

De façon plus spécifique il s'agira de

- Dimensionner le canal de dérivation de Colline Sud.
- Etablir un modèle hydrodynamique du canal de dérivation.

Ce mémoire est subdivisé en 4 parties. La première partie concerne les généralités. Elle est dédiée à la revue bibliographique, à la problématique et au cadre d'étude. La seconde partie traite du matériel et des méthodes. Elle présente le matériel utilisé, la méthode de

dimensionnement du canal et la résolution mathématique. La troisième partie est dédiée aux résultats et discussion. Nous terminons par une conclusion et quelques perspectives pour mieux orienter les recherches futures.

PARTIE 1 : GÉNÉRALITÉS

1. Zone d'étude

1.1. Fleuve Cavally

Le fleuve Cavally prend sa source en Guinée, a un bassin versant de 28800 km^2 et sert de frontière naturelle entre la Côte d'Ivoire et le Liberia. La pente moyenne est de $0,85 \text{ m/km}$. Elle atteint dans la zone des rapides, environ 1 m/km , a noter les chutes de Sélédio qui ne dépassent pas 1 m de hauteur. Jusqu'à Toulépleu, il ne reçoit que de très petits affluents (Tricart *et al.*, 1973). Le Cavally présente beaucoup de méandres au niveau d'Ity et le lit du cours d'eau y est très perturbé par les activités d'orpaillage.

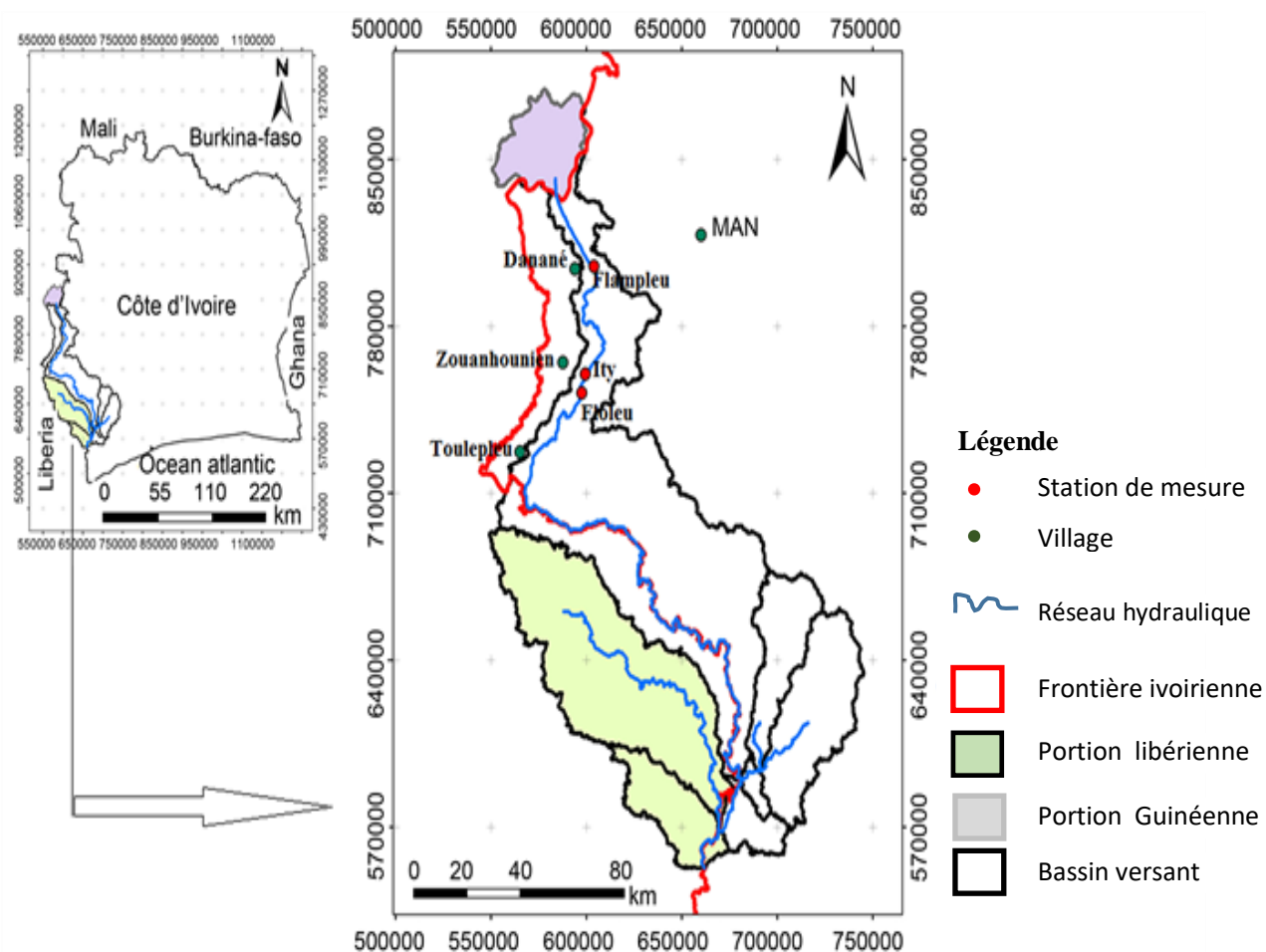


Figure 1 : Présentation du bassin versant du Cavally

1.2. Zone de dérivation

Les canaux de dérivation sont des canaux artificiels conçus pour donner un itinéraire différent au cours d'eau naturel. Le méandre du fleuve Cavally qui sera sectionné est situé au voisinage de la société des mines d'Ity et a une longueur de 1 km .

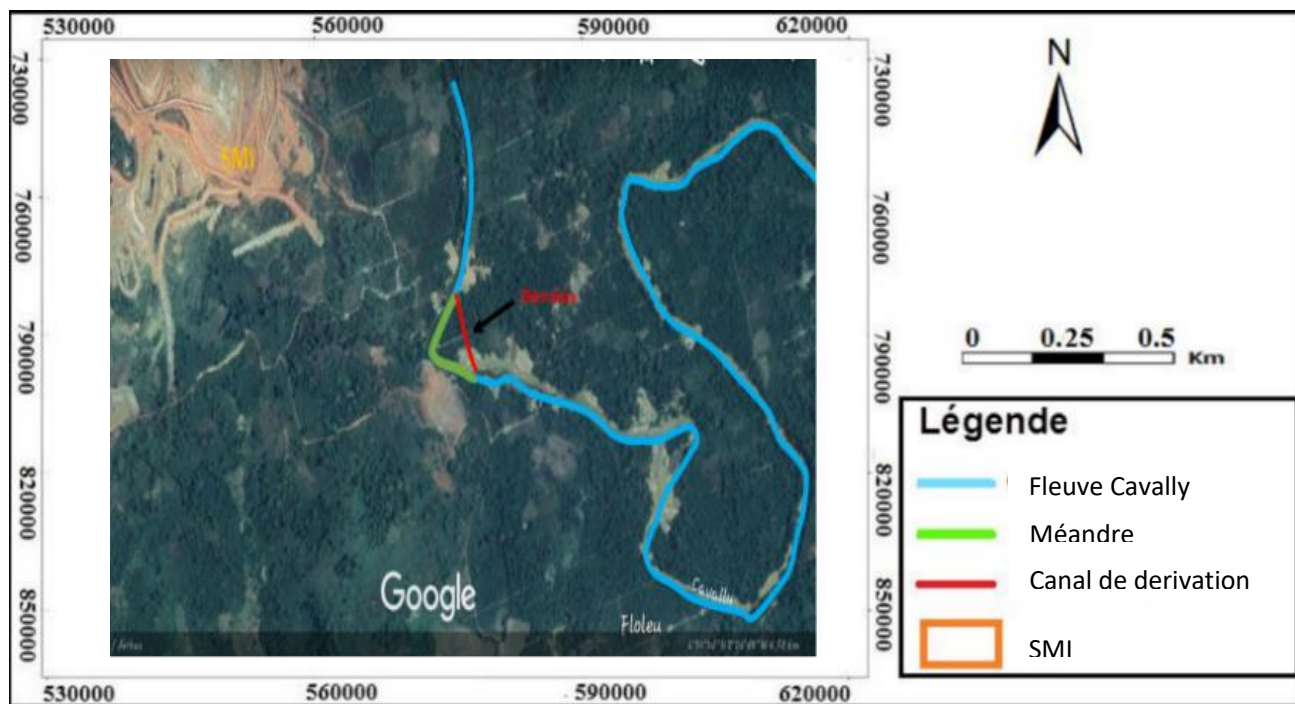


Figure 2 : Zone de réalisation du canal de dérivation du fleuve Cavally

2. Notions d'hydraulique à surface libre

Un écoulement à surface libre est un écoulement dans lequel le fluide en mouvement à une surface libre en contact avec l'atmosphère et soumis à la pression de ce dernier (Ponizy *et al.*, 1997). L'écoulement à surface libre dans le milieu naturel est généralement non permanent. Mais dans la plupart des cas, l'écoulement est si lent que l'hypothèse d'un écoulement permanent ou graduellement varié est adoptée pour simplifier les calculs.

2.1. Grandeurs caractéristiques d'un écoulement

Un canal dont la section et la pente longitudinale ainsi que la rugosité varient est dit non prismatique. Les canaux naturels sont généralement non prismatiques, une connaissance assez précise de la topographie du lit du fleuve est donc nécessaire pour les simulations d'écoulement.

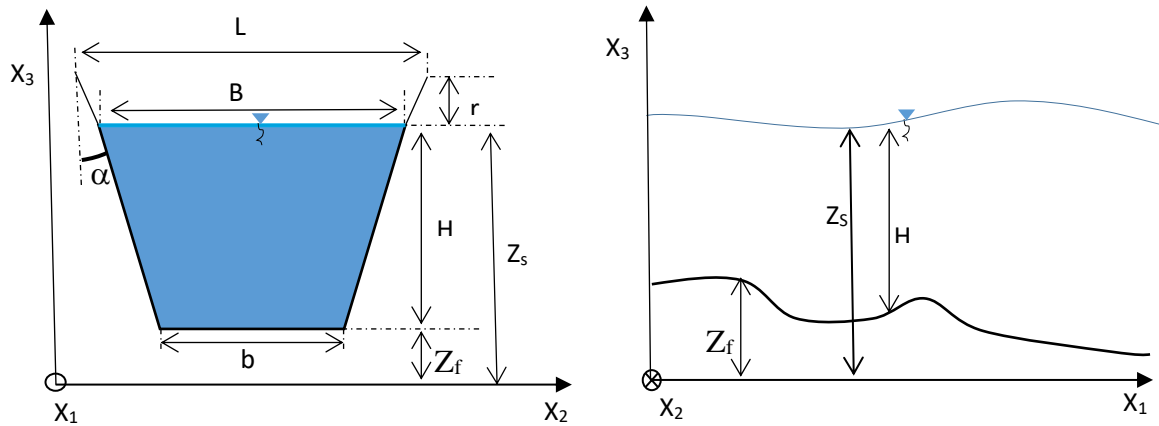


Figure 3 : Notation des variables

Les éléments géométriques et hydrauliques intervenant dans les calculs sont

- H : La profondeur ou hauteur d'eau.
- y : La hauteur du canal
- B : La largeur au miroir
- b : La largeur à la base
- m : Le fruit des berges, rapport entre la projection horizontale du talus sur sa projection verticale $m = \tan \alpha$.
- Z_s et Z_f : Sont respectivement la cote de surface et de fond tel que $H = Z_s - Z_f$.
- Ω : Le volume occupé
- $\eta = \frac{y}{b}$: Le paramètre de forme
- $A = \eta b^2 (1 + m\eta)$: La section mouillée.
- $P = b(1 + 2\eta\sqrt{m^2 + 1})$: Le périmètre mouillé.
- $R_h = \frac{A}{P}$: Le rayon hydraulique qui permet de faire des calculs similaires à ceux d'un tube circulaire.
- $D_h = \frac{4A}{P} = \frac{4b\eta(1+m\eta)}{1+2\eta\sqrt{m^2+1}}$: La hauteur moyenne ou profondeur hydraulique.
- $\Psi(U, V, W)$: La vitesse d'écoulement.
- U, V, W : Les composantes de la vitesse d'écoulement.
- Q : Le débit
- τ_{x1} et τ_{x2} : composantes de la force de frottement visqueux dans le plan (x_1Ox_2) .
- j : La pente de fond.
- ε : La rugosité absolue

- F_{x1} et F_{x2} : composantes de la force de Coriolis
- R_e : Le nombre de Reynolds
- M : La masse d'eau
- μ : La viscosité dynamique
- ν : La viscosité cinématique
- ρ : La masse volumique
- P_r : La pression
- g : L'accélération gravitationnelle

2.2. Types d'écoulement

Un écoulement est dit turbulent lors qu'il est le siège de multiples tourbillons et laminaire si les lignes d'eau de l'écoulement semblent parallèles. Pour savoir si la viscosité est assez forte pour freiner les tourbillons, il faut la comparer à l'inertie de l'écoulement. Le nombre de Reynolds permet de calculer le ratio inertie/frottement (Reynolds, 1883):

$$R_e = \frac{\rho R_h \Psi}{\mu} \quad (1-1)$$

Ce nombre sans dimension permet de détecter l'apparition de la turbulence : plus il est élevé, plus l'inertie est importante et la viscosité faible, et plus les tourbillons pourront se développer. Avila *et al.* (2011) ont réalisé une expérience très délicate pour déterminer avec précision ce moment critique où les perturbations deviennent des tourbillons qui subsistent au lieu de se résorber. Ils ont pu proposer une valeur précise pour le nombre de Reynolds critique, séparant le cas laminaire du cas turbulent : 2040.

2.3. Canal de dérivation

L'écoulement dans le canal de dérivation doit être similaire à celui du fleuve pour limiter l'impact sur l'environnement. La vitesse moyenne doit y être supérieure à 0,5 m/s pour éviter les dunes dues aux dépôts de sédiments au fond et inférieure à 2,5 m/s pour éviter une érosion accélérée du revêtement du canal (Ourahou, 2003). Le canal sera de forme trapézoïdale et dimensionner en considérant que l'écoulement y est turbulent. La hauteur et la largeur à la base doivent être optimales pour un coût de construction minimal.

2.3.1. Méthode de dimensionnement

Les méthodes classiques de dimensionnement des canaux s'appuient sur des techniques graphiques ou interactives afin de déterminer les dimensions linéaires. Elles considèrent aussi, de manière injustifiée, les coefficients de Chézy et de Manning (trouvés quelque fois avec des techniques peu élaborées) comme une donnée du problème (Chow, 1973). Il est pratiquement impossible de fixer à l'avance la valeur de ces coefficients avant de calculer la profondeur normale. Le seul paramètre mesurable lié à l'état de la paroi interne est la rugosité. Pour dimensionner le canal on utilisera une méthode de calcul plus récente appelée Méthode du Modèle Rugueux de Référence (MMR). Cette méthode se base sur des paramètres mesurables en pratique tels que le débit, la pente longitudinale de la conduite, la rugosité absolue et la viscosité cinématique du liquide en écoulement (Lakehal & Achour, 2019).

2.3.1.1. Méthode du modèle rugueux de référence (MMR)

Cette méthode se base sur les caractéristiques géométriques et hydrauliques d'un modèle rugueux de référence dont les paramètres sont bien définis. Grâce à un facteur de correction adimensionnel, ces paramètres sont utilisés pour déduire ceux de la conduite étudiée. On considère dans un premier temps le canal trapézoïdal étudié, caractérisé par une largeur de base b , écoulant un débit Q d'un liquide de viscosité cinématique ν , sous une pente longitudinale j . L'état interne du canal est caractérisé par la rugosité absolue ε . Dans un second temps, on considère un modèle rugueux de référence de même forme, défini par la base $\bar{b} \neq b$, le débit $\bar{Q} \neq Q$, la viscosité cinématique $\bar{\nu} = \nu$ et la pente longitudinale $\bar{j} = j$. L'état interne du modèle est caractérisé par la rugosité relative $\bar{\varepsilon}/\bar{R}_h$. Les longueurs b et \bar{b} sont non seulement différentes, mais sont gouvernés par l'inégalité $\bar{b} > b$, entre b et \bar{b} on peut écrire la relation fondamentale de la MMR (Achour, 2013) :

$$b = \xi \bar{b} \quad (1-2)$$

ξ est le facteur de correction des dimensions linéaire tel que $0 < \xi < 1$ et le nombre de Reynold caractérisant l'écoulement dans le modèle de référence est \bar{R}_e .

2.3.1.2. Etape de calcul de la base du canal.

Selon Lamri (2015) les étapes recommandées pour le calcul de la dimension linéaires de la base b d'un canal de forme trapézoïdale sont :

1- Connaissant Q , j , m et η , on calcule la dimension linéaire \bar{b} :

$$\bar{b} = \left[\frac{1 + 2\eta\sqrt{m^2 + 1}}{128\eta^3(1 + m\eta)^3} \right]^{1/5} \left(\frac{Q^2}{gj} \right)^{1/5} \quad (1-3)$$

2- Calcul du périmètre mouillé \bar{P} et le diamètre hydraulique \bar{R}_h du modèle rugueux

$$\bar{P} = \bar{b}(1 + 2\eta\sqrt{m^2 + 1}) \quad (1-4)$$

et

$$\bar{R}_h = \frac{4\bar{b}\eta(1 + m\eta)}{1 + 2\eta\sqrt{m^2 + 1}} \quad (1-5)$$

3- Evaluation du nombre de Reynolds \bar{R}_e caractérisant l'écoulement dans le modèle rugueux :

$$\bar{R}_e = \frac{4[128\eta^3(1 + m\eta)^3]^{1/5} (gQ^2j)^{1/5}}{(1 + \eta\sqrt{m^2 + 1})^{6/5} \nu} \quad (1-6)$$

4- A partir des valeurs connues de $\frac{\varepsilon}{\bar{R}_h}$ et de \bar{R}_e , on calcule le facteur de correction des dimensions linéaires :

$$\xi = 1,35 \left[-\log \left(\frac{\varepsilon/\bar{R}_h}{4,5} + \frac{8,5}{\bar{R}_e} \right) \right]^{-2/5} \quad (1-7)$$

5- Finalement la valeur requise de la dimension linéaire b est donnée par l'équation (1-2)

3. Modèle mathématique 2D

Un modèle mathématique est la traduction de l'observation d'un phénomène en équations dans le but de lui appliquer les outils et les théories mathématiques afin de prédire son comportement futur par simulation (Guinote, 2003). Un modèle permettra de simuler l'écoulement d'eau dans le canal afin de valider les dimensions du canal proposées.

3.1. Equation de Navier Stock

Les équations de Navier stock trouvées par Navier (Navier, 1823) et Stokes (Stokes, 1845) sont la formulation du principe fondamental de la dynamique, qui stipule que la variation de la quantité de mouvement est égale à la somme vectorielle des forces extérieures :

$$\frac{d}{dt}(MU) = \sum F_{ex} \quad (1-8)$$

et du principe de la conservation des masses :

$$\frac{d}{dt}(M) = 0 \quad (1-9)$$

3.1.1. Principe fondamental de la dynamique appliqué à un fluide

Les différentes forces extérieures qui s'exercent sur un volume élémentaire d'eau sont :

- La force de pesanteur $d\vec{P}_s = \rho \vec{g} d\Omega$
- Les forces de pression $d\vec{F}_p = -(\vec{\nabla} P_r) d\Omega$, ce sont celles qui viennent du fait qu'un petit morceau du fluide se fait pousser par tout le reste du fluide qui l'entoure.
- Les forces de frottement dues à la viscosité $d\vec{F}_v = \nu \Delta \vec{\Psi} d\Omega$
- La force de Coriolis lié au faite que la terre est un repère en mouvement de rotation perpétuel $d\vec{F}_c = -2\rho \vec{\omega} \wedge \Psi d\Omega$; $\vec{\omega}$: Vitesse de rotation

$$\rho \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} + (\Psi \cdot \nabla) \Psi \right) = -\nabla P_r + \rho g + \nu \Delta \Psi + F_c \quad (1-10)$$

Les termes $\frac{\partial \Psi}{\partial t}$ et $(\Psi \cdot \nabla) \Psi$ sont respectivement dû à l'accélération local et convective. Dans cette équation les inconnus sont les trois composantes de la vitesse et la pression. En développant on obtient trois équations avec quatre inconnus d'où la nécessité d'une seconde équation traduisant le principe de conservation de masse.

3.1.2. Principe de conservation de masse

Le principe de conservation de masse exige que le taux de variation de la masse soit nul (Boukhris, 2019).

$$\frac{d}{dt}(M) = \frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho d\Omega = \int_{\Omega} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \Psi) \right] d\Omega = 0 \text{ Donc } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \Psi) = 0$$

L'eau est considérée ici comme un fluide incompressible : $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ alors

$$\nabla \cdot \Psi = 0 \quad (1-11)$$

(1-11) est l'équation de conservation de masse pour un fluide incompressible.

3.1.3. Forme usuelle des équations de Navier Stock

Tous les points sont repérés par le système d'axe orthonormé (O $x_1 x_2 x_3$).

En réécrivant (1-10) et (1-11) on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial U}{\partial x_1} + \frac{\partial V}{\partial x_2} + \frac{\partial W}{\partial x_3} = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U^2}{\partial x_1} + \frac{\partial UV}{\partial x_2} + \frac{\partial UW}{\partial x_3} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial x_1^2} + F_{cx_1} \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial UV}{\partial x_1} + \frac{\partial V^2}{\partial x_2} + \frac{\partial VW}{\partial x_3} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_2} + \nu \frac{\partial^2 V}{\partial x_2^2} + F_{cx_2} \\ \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial UW}{\partial x_1} + \frac{\partial VW}{\partial x_2} + \frac{\partial W^2}{\partial x_3} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_3} + \nu \frac{\partial^2 W}{\partial x_3^2} - g \end{array} \right. \quad (1-12)$$

Avec U, V et W respectivement la vitesse suivant les directions Ox_1 , Ox_2 et Ox_3 .

Ces équations aux dérivées partielles non linéaires décrivent le mouvement des fluides newtoniens. La résolution de ces équations fait partie des sept problèmes mathématiques irrésolues publiés par l'institut CMI (Clay Mathematics Institute). Mais elles permettent, par une résolution approchée possible grâce à des hypothèses simplificatrices et la grande capacité de calcul des ordinateurs, de proposer une modélisation de nombreux phénomènes (Lagree, 2018).

3.2. Modèle 2D Saint Venant

Les équations de Saint-Venant peuvent être obtenues en intégrant les équations de Navier Stock sur la verticale suivant la règle de Leibniz en énonçant certaines hypothèses. La règle de Leibniz permet de calculer une intégrale dans la situation où les bornes dépendent de la variable par rapport à laquelle se fait la dérivation (Lagree, 2018).

3.2.1. Hypothèses de Saint Venant

Les hypothèses pour établir les équations de Saint Venant sont les suivantes :

- On néglige les composantes de la force due au frottement visqueux et de la vitesse suivant la verticale.

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial UW}{\partial x_1} + \frac{\partial VW}{\partial x_2} + \frac{\partial W^2}{\partial x_3} - v \frac{\partial^2 W}{\partial x_2^2} = 0 \quad (\text{h1})$$

- La pression est totalement hydrostatique

$$P(x_1, x_2, x_3) = P(x_1, x_2) = \rho g H(x_1, x_2) \quad (\text{h2})$$

- La profondeur est petite devant la largeur et la longueur (h3)
- Il n'y a pas de transfère de masse à travers le fond et la surface libre. (h4)
- Les vitesses sont remplacées par la vitesse moyenne sur la verticale.

$$\begin{cases} u(x_1, x_2) = \frac{1}{H} \int_{Z_f}^{Z_s} U(x_1, x_2, x_3) dx_3 \\ v(x_1, x_2) = \frac{1}{H} \int_{Z_f}^{Z_s} V(x_1, x_2, x_3) dx_3 \end{cases} \quad (\text{h5})$$

Où u et v sont les vitesses moyennées sur la verticale.

- On néglige l'effet de la force de Coriolis (h6)

3.2.2. Equations de Saint Venant

De ces hypothèses on a

$$\begin{cases} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x_1} + \frac{\partial(Hv)}{\partial x_2} = 0 \\ \frac{\partial(Hu)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(Hu^2 - \delta \frac{\partial(Hu)}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(Huv - \delta \frac{\partial(Hv)}{\partial x_2} \right) = -gH \frac{\partial Z_s}{\partial x_1} - \frac{\tau_{x_1}}{\rho} \\ \frac{\partial(Hv)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(Huv - \delta \frac{\partial(Hv)}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(Hv^2 - \delta \frac{\partial(Hv)}{\partial x_2} \right) = -gH \frac{\partial Z_s}{\partial x_2} - \frac{\tau_{x_2}}{\rho} \end{cases} \quad (\text{1-13})$$

τ_{x_1} et τ_{x_2} sont les composantes de la force de frottement visqueux et δ est le Coefficient de diffusion.

La connaissance des hauteurs d'eau et des vitesses dans le plan horizontal est nécessaire pour le dimensionnement du canal, alors la formulation vitesse-hauteur d'eau des équations de Saint Venant est plus adéquate pour les simulations (Lagree, 2018).

3.2.2.1. Contrainte due à la viscosité

En hydrodynamique, on détermine la contrainte dû au frottement dans les écoulements turbulents comme suit :

$$\tau_{x_1} = \frac{1}{2} \rho C_f \sqrt{u^2 + v^2} u \quad (\text{1-14})$$

et

$$\tau_{x_2} = \frac{1}{2} \rho C_f \sqrt{u^2 + v^2} v \quad (1-15)$$

Le coefficient de Chézy C_f , est déterminé grâce à la formule de Manning-Strickler

$$C_f = \frac{2g}{C_h^2} \quad \text{Avec} \quad C_h = K_s R_h^{\frac{1}{6}} \approx K_s H^{\frac{1}{6}}$$

Le coefficient de Strickler K_s dépend de la forme et de la rugosité du canal (Shi, 2006).

3.2.2.2. Force de Coriolis

On définit deux forces d'inerties : la force d'inertie d'entraînement et la force d'inertie de Coriolis. La force d'inertie de Coriolis ressentie par une masse d'eau élémentaire est (Benoit & Jean-Marie, 2011) :

$$d\vec{F}_c = -2\rho\vec{\omega} \wedge \Psi d\Omega \quad \text{Avec} \quad \vec{\omega} = \omega\vec{e}_1; \quad \omega = \frac{2\pi}{T}; \quad T = 24 \text{ heures}$$

3.2.2.3. Coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion est :

$$\delta = \nu + \nu_d \quad (1-16)$$

Avec ν_d le coefficient de dispersion liée à l'écoulement turbulent.

La turbulence est principalement générée près du fond. La diffusion est donc liée à la profondeur H et la vitesse de frottement définie par (Chen & Rodi, 1980):

$$\frac{\sqrt{g(u^2 + v^2)}}{C_h}$$

Selon Simon *et al.* (2007) : La formule d'Elder est la seule permettant de déterminer le coefficient de dispersion dans un modèle 2D moyenné sur la verticale :

$$\nu_d = 6H \frac{\sqrt{g(u^2 + v^2)}}{C_h} \quad (1-17)$$

4. Méthode de résolution du modèle 2D

La solution exacte du système d'équations différentielles partielles (EDP) de Saint Venant est une fonction continue, or les ordinateurs ne peuvent faire des calculs que dans les domaines finis et discrets. Les solutions approchées seront calculées comme des ensembles de valeurs discrètes sous la forme de composantes d'un vecteur solution d'un problème matriciel. Pour passer d'un problème exact continu régi par une EDP à un problème approché discret, il existe trois grandes familles de méthodes : différences finies, éléments finis et volumes finis. Dans cette étude on utilisera la méthode des volumes finis (MVF) qui a l'avantage de fournir des schémas implicite et prend en compte plus naturellement les conditions aux limites de type Neumann (Ghidaglia & Pascal, 1999).

4.1. Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est une méthode de discrétisation adaptée aux lois de conservation de type elliptique, parabolique ou hyperbolique (Godlewski & Raviart, 1991). Elle consiste à intégrer les équations sur chaque volume de contrôle et d'utiliser la formule de Green pour transformer l'intégrale dans le volume en une intégrale sur la frontière de ce volume, qui est alors approchée en utilisant les valeurs moyennes de l'inconnue dans les volumes voisins (Eymart *et al.*, 2000).

4.2. Stabilité et convergence de la méthode

La stabilité est la propriété qui assure que les différences entre les solutions numériques et les solutions exactes soient bornées. Elle concerne essentiellement le comportement du modèle numérique lorsque les pas de la discrétisation tendent vers zéro. Le théorème de Lax stipule que la stabilité est une condition nécessaire et suffisante à la convergence. Certains schémas sont stables à condition que le pas de temps soit inférieur à une certaine valeur critique fonction du pas d'espace : c'est la condition CFL (Courant *et al.*, 1982) :

$$\frac{u_{ord} \Delta t}{\Delta x} + \frac{v_{ord} \Delta t}{\Delta y} \leq 1 \quad (1-18)$$

Avec u_{ord} et v_{ord} les ordres de grandeur des vitesses.

4.3. Inconvénient de l'utilisation de l'outil informatique

Les ressources d'un ordinateur étant limitées, il est impossible pour lui d'effectuer des opérations dans l'ensemble des nombre réels \mathbb{R} qui contient un nombre infini d'éléments. Seul un sous-ensemble F de cardinal fini de \mathbb{R} peut être représenté. Un nombre réel est remplacé par la machine par un nouveau nombre élément de F qui ne coïncide pas nécessairement avec le nombre d'origine (Quarteroni *et al.*, 2010). Par exemple le résultat réel de l'opération $1/7$ est $0,142857\dots$ avec une infinité de nombre après la virgule, pour le représenter la machine remplace ce nombre par son arrondi à un certain nombre de chiffre après la virgule. Il est vrai que les erreurs d'arrondis sont généralement petites, mais quand elles s'accumulent au cours d'algorithme long et complexe elles peuvent provoquer la divergence des résultats.

PARTIE 2 : MATÉRIEL ET MÉTHODES

1. Matériel

1.1. Matériels de mesure

Pour le prélèvement des données nous avons utilisé :

- un ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) pour les mesures de débits compte tenu de la profondeur importante du cours d'eau
- un hors-bord pour le déplacement sur le plan d'eau
- un GPS pour les prises de coordonnées géographiques sur le terrain

1.2. Données

Les données utilisées se composent d'une image Lidar de 90 m de résolution, des données historiques de débits et de niveaux d'eau obtenues auprès de la Direction Générale des Infrastructures de l'Hydraulique Humaine (DGIHH).

1.3. Logiciels utilisés

Les logiciels utilisés pour cette étude sont :

- microsoft Excel pour le traitement des données de débit ;
- google earth pour le positionnement des stations de mesure et le tracé du tronçon du cours d'eau ;
- fortran 95 pour la programmation
- tecplot pour la simulation : Outil de visualisation graphique parfaitement adapté pour la simulation hydrodynamique ;
- global mapper pour le traitement des données numériques de terrain

2. Méthodes

Dans la Généralité, nous avons vu quels sont les modèles et outils nécessaires à la réalisation de cette étude. Dans cette partie il s'agit de présenter la méthode de dimensionnement du canal et de simulation. Dans notre approche nous allons résoudre les équations sans prendre en compte les termes dus à la force de Coriolis.

2.1. Dimensionnement du canal de dérivation

2.1.1. Méthode de calcul de la hauteur du canal

Connaissant le débit maximum Q que doit évacuer le canal, la pente longitudinal j , le fruit des berges m , le coefficient de forme η et le coefficient de rugosité ε on calcul la base b depuis l'équation (1-2). La hauteur y ne sera pas calculer avec le coefficient de correction, sinon le canal serait dès lors dimensionner comme une conduite fermée.

$$Q = \Psi A \Rightarrow A = \frac{Q}{\Psi} \text{ or } A = (b + mH)H$$

Donc

$$bH + mH^2 - A = 0 \quad (2-1)$$

Cette équation admet deux solutions H_1 et H_2

$$H_1 = \frac{-b - \sqrt{b^2 + 4mA}}{2m} < 0 \quad \text{et} \quad H_2 = \frac{-b + \sqrt{b^2 + 4mA}}{2m} > 0$$

La hauteur du canal sans la revanche est.

$$y = H_2 + \eta b = \frac{-b + \sqrt{b^2 + 4m \frac{Q}{\Psi}}}{2m} + \eta b \quad (2-2)$$

2.1.2. Critères de conception

Le canal de dérivation est dimensionné avec les critères suivants :

- une longueur de 503 m
- une période de retour de 2 ans soit un débit de 240 m³/s
- un coefficient de forme de 0,0754
- une pente de 0,0036
- fruit des berges : 2,5
- la vitesse moyenne admise dans le canal est V=1,5 m/s

- un coefficient de rugosité de 0,06 m

Le coefficient de forme est obtenu en faisant la moyenne des coefficients de forme des sections transversales du canal naturel en amont et en aval du canal de détournement.

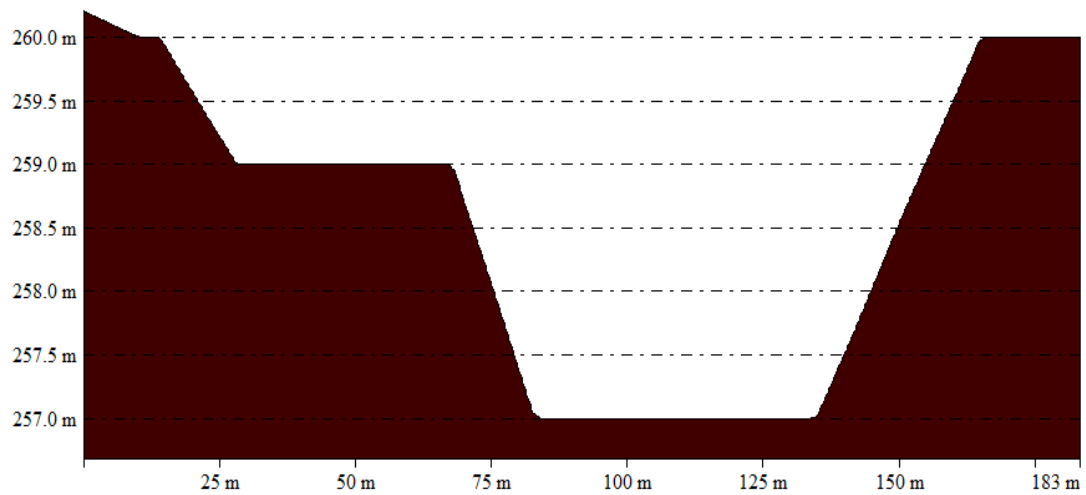


Figure 4 : Section transversale du fleuve en amont du canal de détournement.

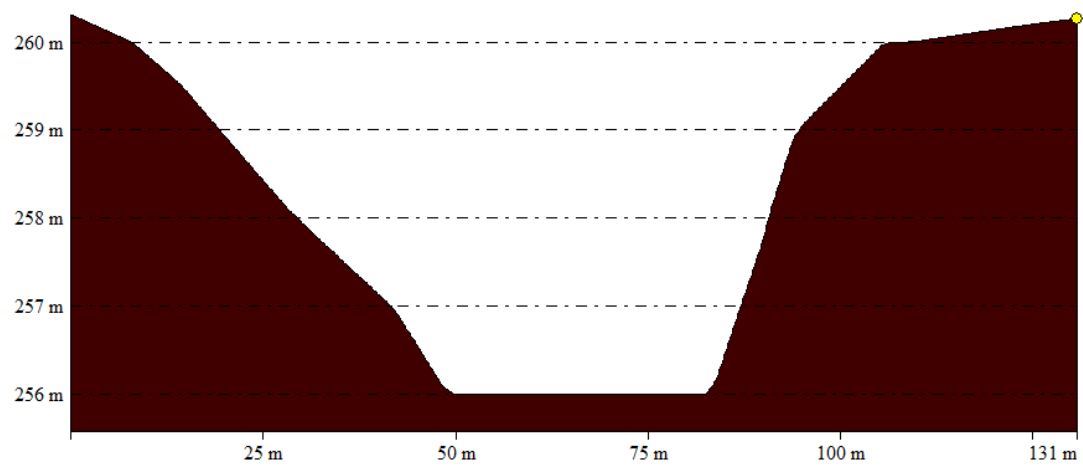


Figure 5 : Section transversale du fleuve en aval du canal de détournement.

2.2. Algorithme de résolution des équations

Nous allons décrire dans la suite la formulation en volumes finis du problème. Le modèle discrétisé sera résolu par approximation numérique aux différents nœuds du maillage de notre domaine d'étude.

2.2.1. Maillage du domaine

La zone d'intégration est divisée en un nombre fini de volume de contrôle. Les points du maillage se trouvent au centre des volumes de contrôle. Soit (x_{1_i}, x_{2_j}) un point du maillage de la zone de calcul avec : $x_{1_i} = i\Delta x_1$ et $x_{2_j} = j\Delta x_2$. Soit F une variable quelconque, pour simplifier les écritures aux points (x_{1_i}, x_{2_j}) , $F(x_{1_i}, x_{2_j})$ sera noté à un temps $t_k = k\Delta t$: $F_{i,j}^k$. Ainsi ses quatre voisins peuvent être identifiés facilement comme : $F_{i-1,j}^k, F_{i,j-1}^k, F_{i+1,j}^k, F_{i,j+1}^k$ avec i, j et k des entiers naturels.

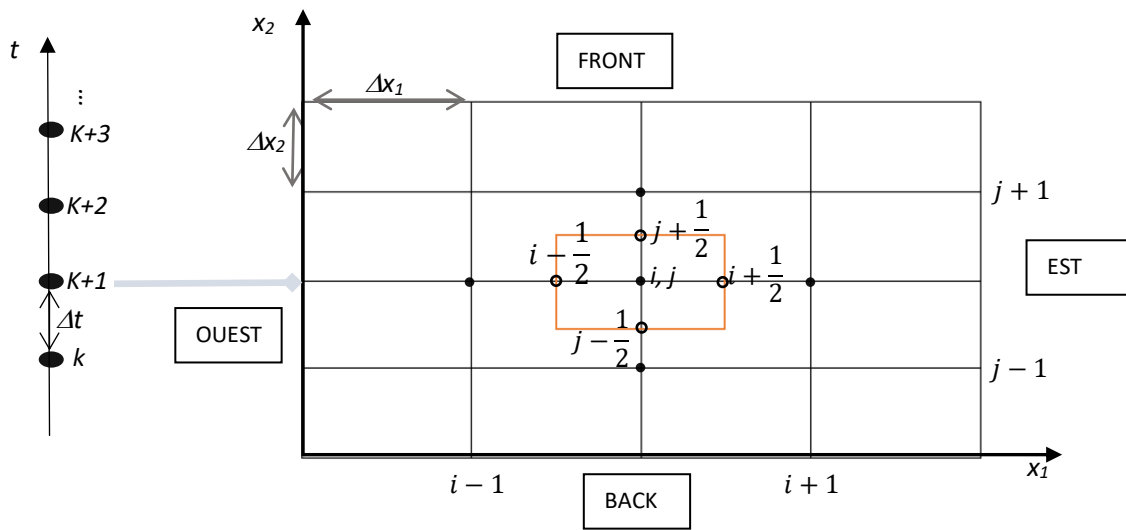


Figure 6 : Maillage du domaine pour une MVF

2.2.2. Discrétisation de l'équation de continuité

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x_1} + \frac{\partial(Hv)}{\partial x_2} = 0 \quad (2-3)$$

L'inconnu dans cette équation est la hauteur d'eau H . On intègre l'équation sur le domaine de l'espace $S = \left[i - \frac{1}{2}, i + \frac{1}{2} \right] \times \left[j - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right]$ et du temps $\zeta = [k, k + 1]$

$$\begin{aligned}
 & \int_{\zeta} \int_S \left[\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x_1} + \frac{\partial(Hv)}{\partial x_2} \right] dS dt = 0 \\
 \Rightarrow & \int_k^{k+1} \int_{i-1/2}^{i+1/2} \int_{j-1/2}^{j+1/2} \left[\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x_1} + \frac{\partial(Hv)}{\partial x_2} \right] dx_2 dx_1 dt = 0 \\
 & \int_k^{k+1} \int_{i-1/2}^{i+1/2} \int_{j-1/2}^{j+1/2} \left[\frac{\partial H}{\partial t} \right] dx_2 dx_1 dt = \int_{i-1/2}^{i+1/2} \int_{j-1/2}^{j+1/2} [H]_k^{k+1} dx_2 dx_1 = [H]_k^{k+1} \Delta x_2 \Delta x_1 \\
 & \int_k^{k+1} \int_{i-1/2}^{i+1/2} \int_{j-1/2}^{j+1/2} \left[\frac{\partial(Hu)}{\partial x_1} \right] dx_2 dx_1 dt = \int_k^{k+1} \int_{j-1/2}^{j+1/2} [Hu]_{i-1/2}^{i+1/2} dx_2 dt \\
 & \quad = [Hu]_{i-1/2}^{i+1/2} \Delta x_2 \Delta t \\
 & \int_k^{k+1} \int_{i-1/2}^{i+1/2} \int_{j-1/2}^{j+1/2} \left[\frac{\partial(Hv)}{\partial x_1} \right] dx_2 dx_1 dt = \int_k^{k+1} \int_{i-1/2}^{i+1/2} [Hv]_{j-1/2}^{j+1/2} dx_1 dt \\
 & \quad = [Hv]_{j-1/2}^{j+1/2} \Delta x_1 \Delta t
 \end{aligned}$$

On obtient donc

$$[H]_k^{k+1} \Delta x_2 \Delta x_1 + [Hu]_{i-1/2}^{i+1/2} \Delta x_2 \Delta t + [Hv]_{j-1/2}^{j+1/2} \Delta x_1 \Delta t = 0$$

D'où

$$\begin{aligned}
 & H_{i,j}^{k+1} \frac{\Delta x_2 \Delta x_1}{\Delta t} - H_{i,j}^k \frac{\Delta x_2 \Delta x_1}{\Delta t} + (Hu)_{i+\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 - (Hu)_{i-\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 + (Hv)_{i,j+\frac{1}{2}}^k \Delta x_1 \\
 & \quad - (Hv)_{i,j-\frac{1}{2}}^k \Delta x_1 = 0
 \end{aligned}$$

La valeur de l'inconnu sur le milieu d'un arrêt sera prise égale à la valeur de cette variable sur le nœud en amont suivant le sens que prend l'écoulement:

$$\begin{cases}
 \text{si } u_{i+\frac{1}{2},j}^k > 0 \text{ faire } (Hu)_{i+\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 = u_{i+\frac{1}{2},j}^k H_{i,j}^k \Delta x_2 \\
 \text{si } u_{i+\frac{1}{2},j}^k < 0 \text{ faire } (Hu)_{i+\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 = u_{i+\frac{1}{2},j}^k H_{i+1,j}^k \Delta x_2
 \end{cases}$$

Pour la programmation on l'écrira sous la forme suivante :

$$(Hu)_{i+\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 = \max\left(0, u_{i+\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2\right) H_{i,j}^k - \max\left(0, -u_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} \Delta x_2\right) H_{i+1,j}^k$$

$$\text{Posons : } F_{i+1,j}^k = u_{i+\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 \quad ; \quad F_{i-1,j}^k = u_{i-\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2$$

$$F_{i,j+1}^k = v_{i,j+\frac{1}{2}}^k \Delta x_1 \quad ; \quad F_{i,j-1}^k = v_{i,j-\frac{1}{2}}^k \Delta x_1$$

$$(Hu)_{i+\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 = \max(0, F_{i+1,j}^k) H_{i,j}^{k+1} - \max(0, -F_{i+1,j}^k) H_{i+1,j}^k$$

$$(Hu)_{i-\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 = \max(0, F_{i-1,j}^k) H_{i-1,j}^k - \max(0, -F_{i-1,j}^k) H_{i,j}^{k+1}$$

$$(Hv)_{i,j-\frac{1}{2}}^k \Delta x_1 = \max(0, F_{i,j-1}^k) H_{i,j}^{k+1} - \max(0, -F_{i,j-1}^k) H_{i,j+1}^k$$

$$(Hv)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} \Delta x_1 = \max(0, F_{i,j+1}^k) H_{i,j-1}^k - \max(0, -F_{i,j+1}^k) H_{i,j}^{k+1}$$

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\Delta x_2 \Delta x_1}{\Delta t} + \max(0, F_{i+1,j}^k) + \max(0, -F_{i-1,j}^k) + \max(0, F_{i,j-1}^k) + \max(0, -F_{i,j+1}^k) \right] H_{i,j}^{k+1} \\ & = \frac{\Delta x_2 \Delta x_1}{\Delta t} H_{i,j}^k + \max(0, F_{i-1,j}^k) H_{i-1,j}^k + \max(0, F_{i,j+1}^k) H_{i,j-1}^k \\ & + \max(0, -F_{i+1,j}^k) H_{i+1,j}^k + \max(0, -F_{i,j-1}^k) H_{i,j+1}^k \end{aligned}$$

Cette équation est sous la forme :

$$a_{i,j}^k H_{i,j}^{k+1} = \gamma H_{i,j}^k + a_{i-1,j}^k H_{i-1,j}^k + a_{i,j-1}^k H_{i,j-1}^k + a_{i+1,j}^k H_{i+1,j}^k + a_{i,j+1}^k H_{i,j+1}^k \quad (2-4)$$

$$\text{Avec : } a_{i-1,j}^k = \max(0, F_{i-1,j}^k) \quad ; \quad a_{i,j-1}^k = \max(0, -F_{i,j-1}^k) \quad ; \quad \gamma = \frac{\Delta x_2 \Delta x_1}{\Delta t}$$

$$a_{i+1,j}^k = \max(0, F_{i+1,j}^k) \quad ; \quad a_{i,j+1}^k = \max(0, -F_{i,j+1}^k)$$

$$\text{et } a_{i,j}^k = \gamma + a_{i-1,j}^k + a_{i,j-1}^k + a_{i+1,j}^k + a_{i,j+1}^k$$

2.2.3. Discrétisation des équations de quantité de mouvement

$$\frac{\partial(Hu)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(Hu^2 - \delta \frac{\partial(Hu)}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(Huv - \delta \frac{\partial(Hu)}{\partial x_2} \right) = -gH \frac{\partial Z_s}{\partial x_1} \quad (2-5)$$

$$\frac{\partial(Hv)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(Huv - \delta \frac{\partial(Hv)}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(Hv^2 - \delta \frac{\partial(Hv)}{\partial x_2} \right) = -gH \frac{\partial Z_s}{\partial x_2} \quad (2-6)$$

En nommant dans chaque équation l'inconnu ϕ_l (2-4) et (2-5) deviennent

$$\frac{\partial(H\phi_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(Hu\phi_1 - \delta \frac{\partial(H\phi_1)}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(H\phi_1 v - \delta \frac{\partial(H\phi_1)}{\partial x_2} \right) = -gH \frac{\partial Z_s}{\partial x_1}$$

$$\frac{\partial(H\phi_2)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(Huv - \delta \frac{\partial(H\phi_2)}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(H\phi_2 v - \delta \frac{\partial(H\phi_2)}{\partial x_2} \right) = -gH \frac{\partial Z_s}{\partial x_2} :$$

$$\phi_1 = u, \phi_2 = v$$

On notera \bar{H} la moyenne de la hauteur sur le volume de contrôle.

On peut donc généraliser les équations (2-4) et (2-5) comme suit :

$$\frac{\partial(H\phi_l)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(Hu\phi_l - \delta \frac{\partial(H\phi_l)}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(H\phi_l v - \delta \frac{\partial(H\phi_l)}{\partial x_2} \right) = -gH \frac{\partial Z_s}{\partial x_l}$$

$$l = \{1,2\}$$

$$\begin{aligned} \int_{\zeta} \int_S \left[\frac{\partial(H\phi_l)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(Hu\phi_l - \delta \frac{\partial(H\phi_l)}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(H\phi_l v - \delta \frac{\partial(H\phi_l)}{\partial x_2} \right) \right] dSdt \\ = -g\bar{H} \int_{\zeta} \int_S \frac{\partial Z_s}{\partial x_l} dSdt \end{aligned}$$

On obtient :

$$\begin{aligned} [H\phi_l]_k^{k+1} \gamma + \left[Hu\phi_l - \delta \frac{\partial(H\phi_l)}{\partial x_1} \right]_{i-1/2}^{i+1/2} \Delta x_2 + \left[H\phi_l v - \delta \frac{\partial(H\phi_l)}{\partial x_2} \right]_{j-1/2}^{j+1/2} \Delta x_1 \\ = -g\bar{H} [Z_s]_{m-1/2}^{m+1/2} \Delta x_p \end{aligned}$$

$$\text{Avec : } m = \begin{cases} i & \text{si } l = 1 \\ j & \text{si } l = 2 \end{cases} \quad \text{et} \quad p = \begin{cases} 1 & \text{si } l = 2 \\ 2 & \text{si } l = 1 \end{cases}$$

$$\text{Soit : } \Gamma_l = -g\bar{H} [Z_s]_{m-1/2}^{m+1/2} \Delta x_p$$

$$\begin{aligned} \gamma(H\phi_l)_{i,j}^{k+1} - \gamma(H\phi_l)_{i,j}^k + (Hu\phi_l)_{i+\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 - (Hu\phi_l)_{i-\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 \\ - \delta \frac{\Delta x_2}{2\Delta x_1} [(H\phi_l)_{i+1,j}^k - (H\phi_l)_{i-1,j}^k] + (H\phi_l v)_{i,j+\frac{1}{2}}^k \Delta x_1 - (H\phi_l v)_{i,j-\frac{1}{2}}^k \Delta x_1 \\ - \delta \frac{\Delta x_1}{2\Delta x_2} [(H\phi_l)_{i,j+1}^k - (H\phi_l)_{i,j-1}^k] = \Gamma_l \end{aligned}$$

$$\text{En Posant : } G_{i+1,j}^k = (Hu)_{i+\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2 \quad ; \quad G_{i-1,j}^k = (Hu)_{i-\frac{1}{2},j}^k \Delta x_2$$

$$G_{i,j+1}^k = (Hv)_{i,j+\frac{1}{2}}^k \Delta x_1 \quad ; \quad G_{i,j-1}^k = (Hv)_{i,j-\frac{1}{2}}^k \Delta x_1$$

$$\begin{aligned}
& [H_{i,j}^{k+1}\gamma + \max(0, G_{i+1,j}^k) + \max(0, -G_{i-1,j}^k) + \max(0, G_{i,j-1}^k) + \max(0, -G_{i,j+1}^k)]\phi_{i,j}^{k+1} \\
& = H_{i,j}^k\gamma\phi_{i,j}^k + \max(0, G_{i-1,j}^k)\phi_{i-1,j}^k + \max(0, G_{i,j+1}^k)\phi_{i,j-1}^k \\
& + \max(0, -G_{i+1,j}^k)\phi_{i+1,j}^k + \max(0, -G_{i,j-1}^k)\phi_{i,j+1}^k \\
& - \delta\frac{\Delta x_2}{2\Delta x_1}[(H\phi_l)_{i+1,j}^k - (H\phi_l)_{i-1,j}^k] - \delta\frac{\Delta x_1}{2\Delta x_2}[(H\phi_l)_{i,j+1}^k - (H\phi_l)_{i,j-1}^k] + \Gamma_l
\end{aligned}$$

Soit :

$$\begin{aligned}
b_{i,j}^{k+1}\phi_{i,j}^{k+1} & = \gamma\phi_{i,j}^k + b_{i-1,j}^k\phi_{i-1,j}^k + b_{i,j-1}^k\phi_{i,j-1}^k + b_{i+1,j}^k\phi_{i+1,j}^k + \\
b_{i,j+1}^k\phi_{i,j+1}^k & + \Gamma_l
\end{aligned} \tag{2-7}$$

$$\text{Avec : } b_{i+1,j}^k = \max(0, G_{i+1,j}^k) - \delta\frac{\Delta x_2}{2\Delta x_1}\bar{H} ; b_{i,j+1}^k = \max(0, -G_{i,j+1}^k) - \delta\frac{\Delta x_1}{2\Delta x_2}\bar{H}$$

$$b_{i-1,j}^k = \max(0, G_{i-1,j}^k) + \delta\frac{\Delta x_2}{2\Delta x_1}\bar{H} ; b_{i,j-1}^k = \max(0, -G_{i,j-1}^k) + \delta\frac{\Delta x_1}{2\Delta x_2}\bar{H}$$

$$b_{i,j}^{k+1} = H_{i,j}^k\gamma + b_{i-1,j}^{k+1} + b_{i,j-1}^{k+1} + b_{i+1,j}^{k+1} + b_{i,j+1}^{k+1}$$

Désormais le modèle à résoudre est le système d'équation constitué des équations (2-4) et (2-7)

Les équations (2-4) et (2-7) sont résolues de manière implicite sur des grilles décalées. Les grandeurs scalaires étant calculées aux centres des volumes et celles vectorielles aux centres des faces des volumes.

Le flux convectif est évalué par un schéma amont (UPWIND), qui est bien adapté au cas à convection fortement dominante. Quant au flux diffusif, il est approximé à l'aide d'un schéma hybride. Le pas de temps est fixé à 0.01s et le pas d'espace suivant les deux axes est variable. Les pas d'espace sont choisis de manière à limiter le temps de calcul tout en conservant la stabilité du schéma.

2.2.4. Conditions aux limites

Les conditions aux limites seront soit de type Dirichlet soit de type Neumann ou les deux selon le cas étudié. La partie du bord supérieur par lequel le flux arrive est notée ouest et donc de vitesse non nulle, une autre en aval noté Est de vitesse non nulle également. Le reste de la frontière qui est constituée par les bords latéraux (Back et Front) et la surface du fond (Sud) est de vitesse nulle. Nord est la surface libre du fluide, la vitesse sur cette dernière frontière est non nulle, ce qui se traduit par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi l = \begin{cases} \phi l_{in} \text{ sur Ouest} \\ \phi l_{out} \text{ sur Est} \\ 0 \quad \text{sinon} \end{cases} \\ H(x_1, x_2, 0) = H^0(x_1, x_2); \phi l(x_1, x_2, 0) = \phi l^0(x_1, x_2) \end{array} \right.$$

2.3. Validation du modèle

Afin de valider le modèle deux cas test d'écoulement seront présentés :

- simulation d'un écoulement lors d'une rupture de barrage : il n'existe pas de barrage sur le fleuve, mais ce cas test permet de comparer notre modèle à ceux d'autres modélisateurs
- simulation d'un écoulement stationnaire dans un canal horizontal en présence d'une bosse au fond : ce cas test permet d'étudier la capacité du modèle à prendre en compte la topographie d'un canal

Le code de calcul est écrit en FORTRAN 95. Il donne le maillage du domaine, la vitesse et la hauteur en chacun des nœuds.

2.3.1. Cas test de rupture partielle de barrage

Le cas test de rupture de barrage permet d'étudier la simulation d'un écoulement torrentiel dû à une rupture partielle de barrage par le modèle. Ce test est utilisé par de nombreux modélisateurs (Rocca *et al.*, 2015), (Delis & Katsaounis, 2005), (Bello *et al.*, 2017) pour tester leur modèle. On suppose que l'eau est retenue dans la partie gauche du bassin et à $t=0$ s, le barrage est en rupture partielle sur une longueur de 75 mètres.

Le bassin étudié a les caractéristiques suivantes :

- 200 m de long
- 200 m de large
- 10 m d'épaisseur
- un rapport $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ m avec $H_2 = 5$ m comme hauteur d'eau dans le réservoir et $H_1 = 10$ m comme hauteur d'eau en aval du barrage
- à $t=0$ s, $u = v = 0$ m/s sur tout le domaine de calcul

- les pas d'espace et de temps sont respectivement fixés à $\Delta x = 5 \text{ m}$ et $\Delta t = 0,01 \text{ s}$ pour une durée de simulation $T = 10,2 \text{ s}$

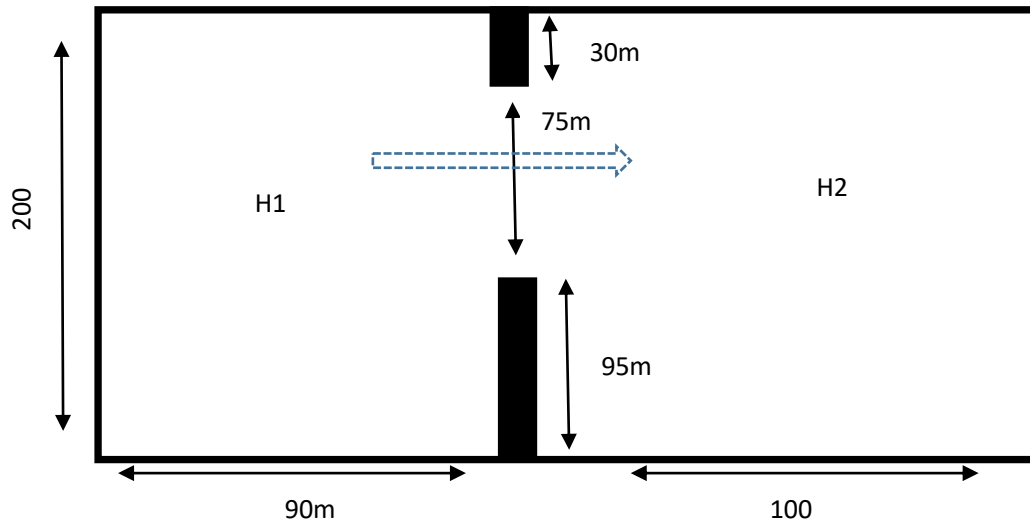


Figure 7 : Rupture de barrage : Géométrie du bassin

2.3.2. Écoulement dans un canal horizontal avec une bosse au fond

Plusieurs modélisateurs ont également utilisé ce cas test pour valider leur modèle. On peut citer entre autres (Shi, 2006) et (Hidayat *et al.*, 2014). La présence d'une bosse au fond peut provoquer le changement du régime d'écoulement en aval de la bosse. Il est donc nécessaire de vérifier la capacité du modèle mis en place à s'adapter à un changement brusque du fond d'un canal.

Les dimensions du canal sont :

- 25 m de long
- 1 m de large
- la bosse au fond a une forme parabolique qui s'étend entre $x=8 \text{ m}$ et $x=12 \text{ m}$ avec une hauteur de 0.2 m
- le fond du canal est défini par :
$$Z_f = \begin{cases} 0 & \text{si } x \leq 8 \text{ m ou } x \geq 12 \text{ m} \\ 0.2 - 0.05(x - 10)^2 & \text{si non} \end{cases}$$
- conditions initiales : $u=0 \text{ m/s}$, $v=0 \text{ m/s}$, $H=2 \text{ m}$
- conditions à la limite amont (Ouest) : $u=2.21 \text{ m/s}$, $v=0 \text{ m/s}$, $H=2 \text{ m}$ à tout moment
- conditions à la limite aval (Est) : $H=2 \text{ m}$

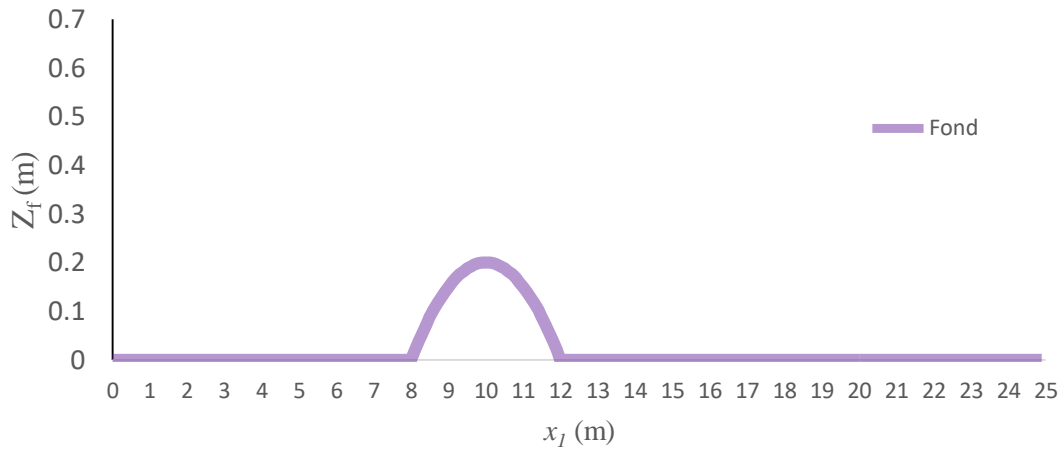


Figure 8 : Canal avec obstacle

2.4. Application du modèle : Validation des dimensions du canal de dérivation

Afin d'étudier les conditions hydrauliques attendues avec le canal de détournement et le fleuve Cavally, trois simulations d'écoulement dans le canal de détournement pour les débits de 76, 140 et 240 m^3/s seront présentées.

- $Q=76 m^3/s$: environ le plus faible débit observé au cours de la campagne hydrométrique en 2015.
- $Q=140 m^3/s$: environ le débit moyen du fleuve (Damov, 2015).
- $Q=240 m^3/s$: la capacité maximale de la rivière avant de déborder les berges (Sangam, 2015).

PARTIE 3: RÉSULTATS ET DISCUSSION

1. Dimensions du canal de dérivation

Le canal de dérivation a une longueur $L = 503 \text{ m}$. Le coefficient de rugosité absolu retenu est $\varepsilon = 0,06 \text{ m}$. La vitesse moyenne admise dans le canal est 1.5 m/s et un fruit des berges $m = 2.5$ pour une pente $j = 0.0036$. Après calcul, on a une base $b = 27,5 \text{ m}$ et une hauteur $y = 6,3 \text{ m}$. La largeur au miroir $B = 59.15 \text{ m}$, le périmètre mouillé $P = 61,6 \text{ m}$, et La section mouillée $A = 274,52 \text{ m}^2$ avec un rayon hydraulique $R_h = 4.46 \text{ m}$. La perte de charge $H_r = 0.62722 \text{ m}$ (Tableau I).

Tableau I : Caractéristique géométrique du canal de dérivation.

L	b	y	J	R_h	H_r	B	P	A
503 m	$27,5 \text{ m}$	6.3 m	0.0036	4.46 m	0.627 m	$59,15 \text{ m}$	61.6 m	$274,52 \text{ m}^2$

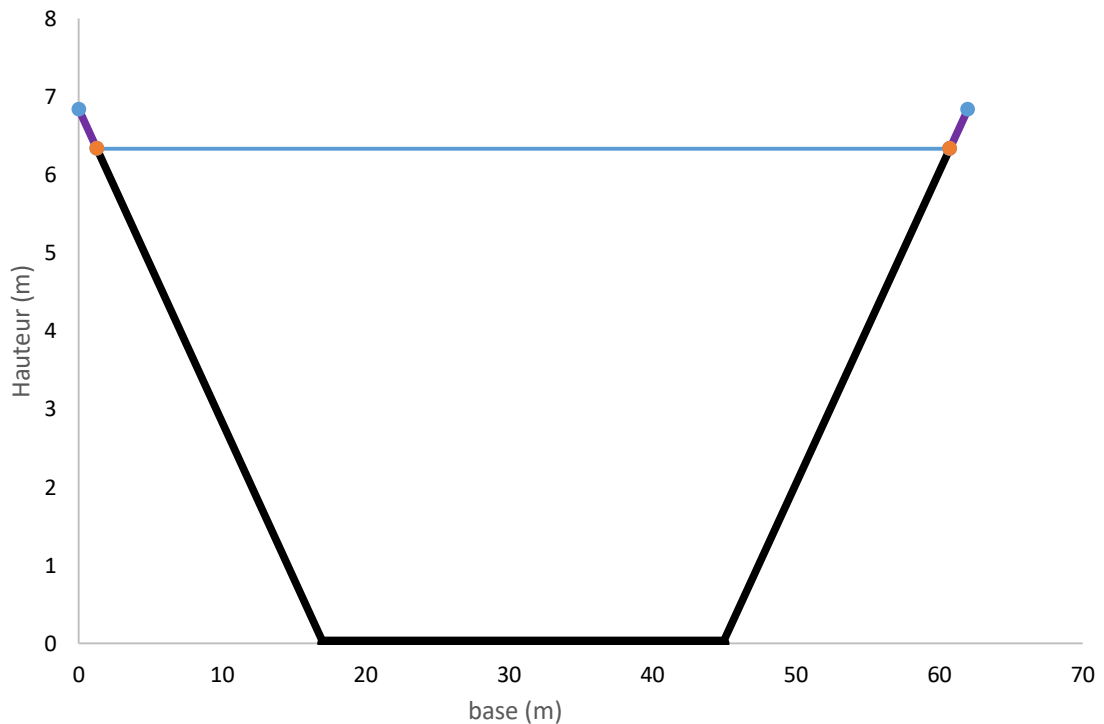


Figure 9 : Section en travers du canal de dérivation

2. Validation du modèle

2.1. Simulation d'une rupture de barrage

Les figures 11 ,12 et 13 présentent les résultats de la simulation d'une rupture partielle de barrage obtenue par le modèle proposé au instants 1,1 s, 7,1 s et 9,1 s respectivement. Il n'existe pas de solution analytique pour ce cas test, mais il permet d'avoir un aperçu du caractère réaliste des résultats que fourni le modèle. Les résultats sont visualisés de la façon suivante : surface libre de la hauteur d'eau en trois dimensions (a) ; contour de dénivellation (b) et champs de vecteur vitesse (c)

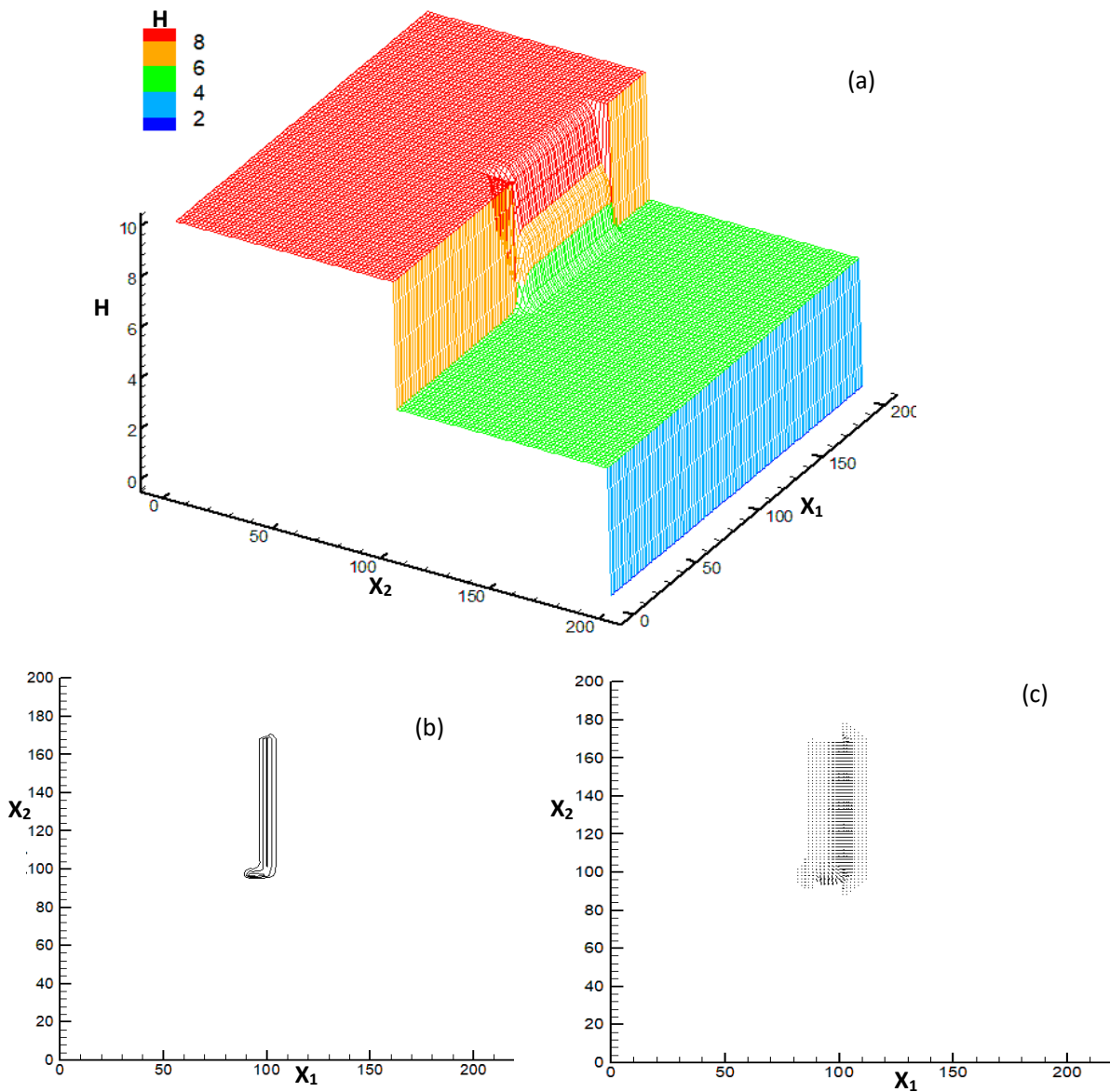


Figure 10 : Résultat d'une simulation de rupture partielle de barrage à $t= 1,1$ s

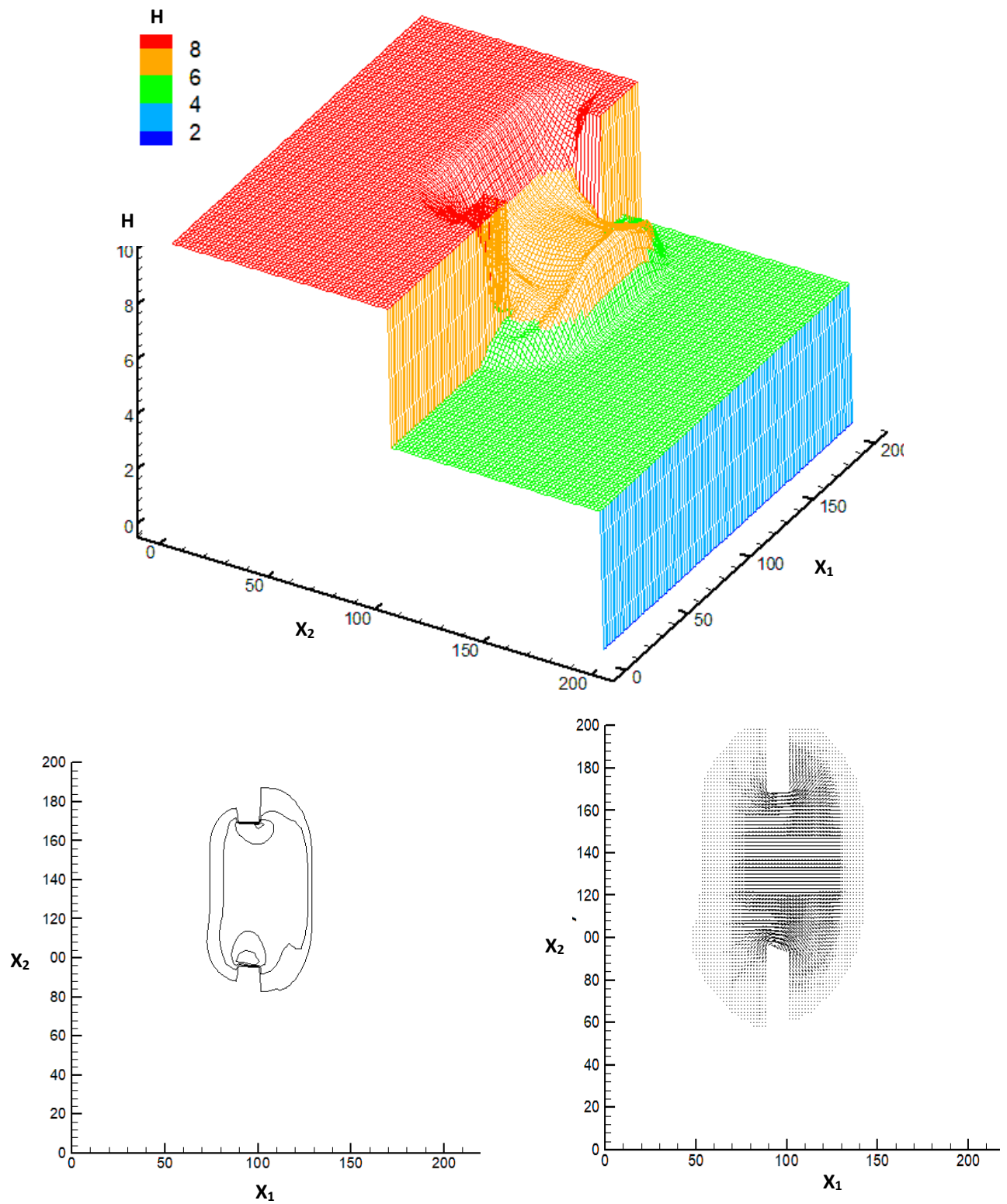


Figure 11 : Résultat d'une simulation de rupture partielle de barrage à $t= 7,1$ s

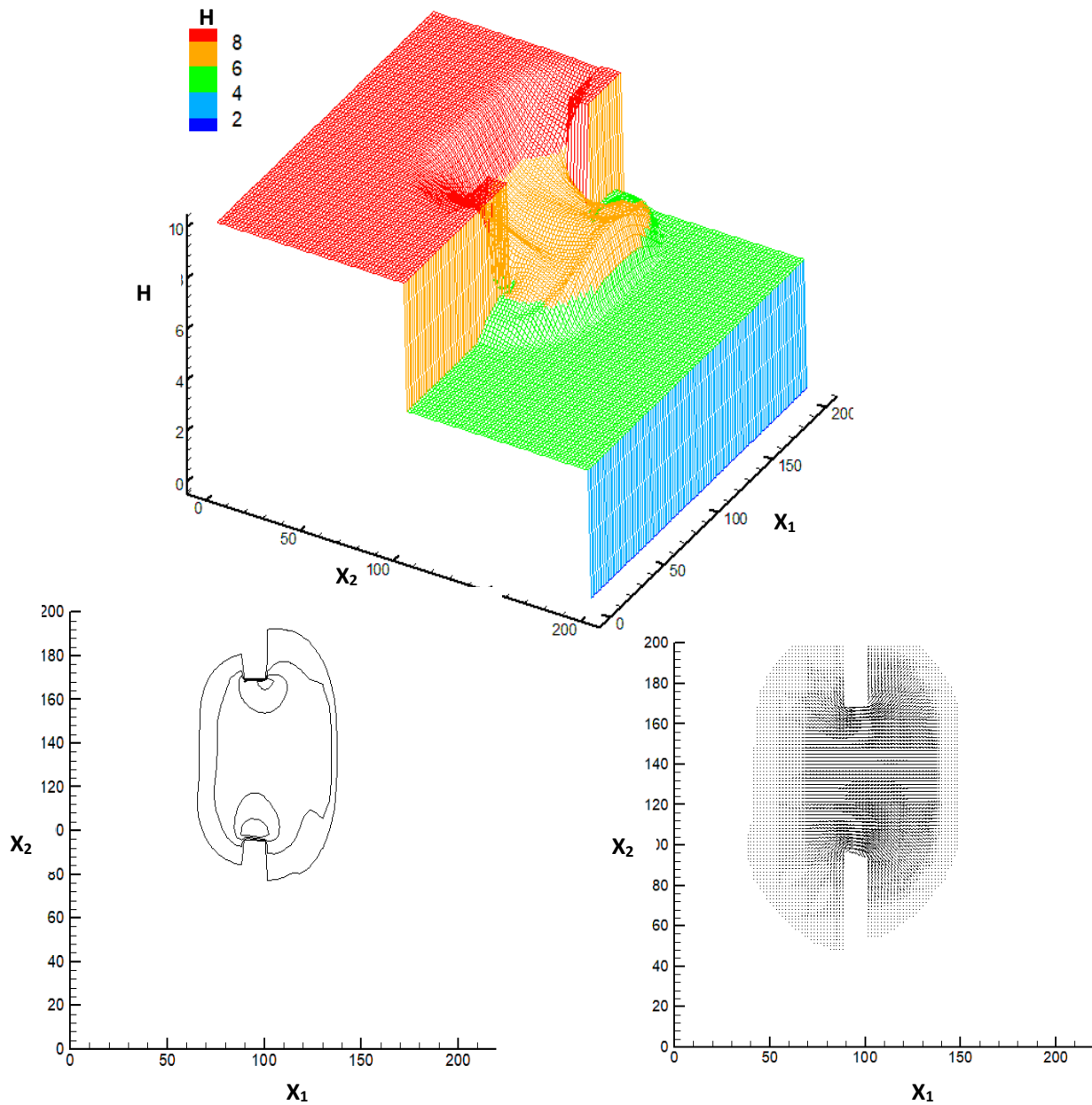


Figure 12 : Résultat d'une simulation de rupture partielle de barrage à $t= 9,1s$

A $t = 7.1 s$; le front est bien développé dans la partie centrale en aval. Ces résultats semblent très similaires à ceux présentés par les études existantes et précédemment mentionnées à la différence que le front d'onde ne parvient pas jusqu'à la paroi gauche du bassin. Nous remarquons unhaussement très léger de la surface libre au niveau du front d'onde. On observe

également ce haussement dans Bello *et al.* (2017). Les résultats obtenus par le modèle proposé sont très comparables aux résultats de Bello *et al.* (2017).

2.2. Canal horizontal avec une bosse au fond

La solution analytique de ce cas test peut être calculée grâce à l'équation de Bernoulli (Hidayat *et al.*, 2014). Ainsi, comparer les résultats analytiques et simulés permet de jauger la stabilité du modèle.

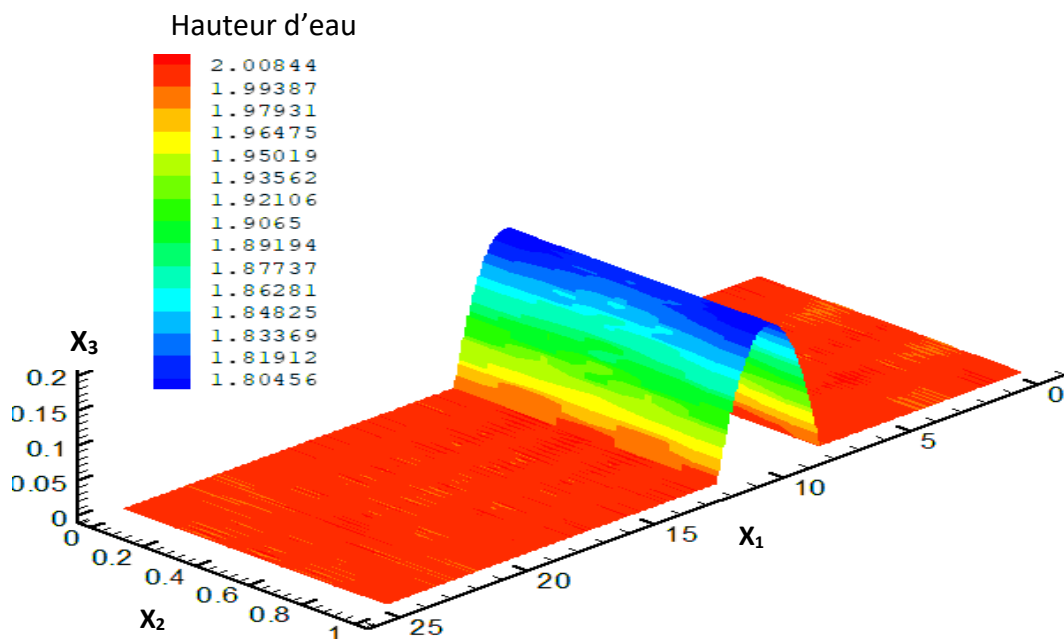


Figure 13 : Visualisation du résultat de simulation avec le logiciel TecPlot

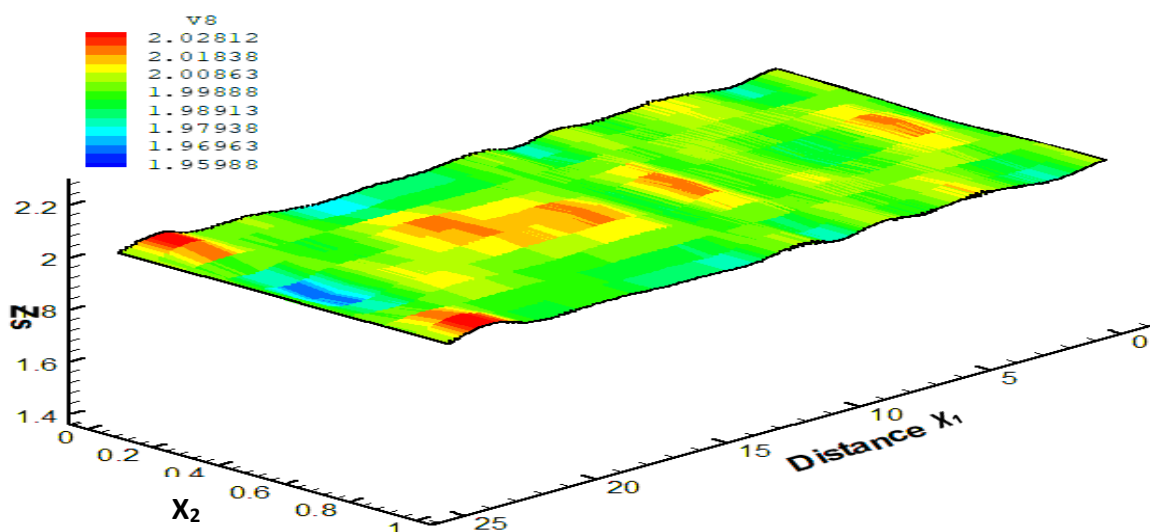


Figure 14 : Visualisation de la surface libre t= 100 s

La figure 15 compare les profils longitudinaux de la surface d'eau analytique et numérique avec la présence du profil du fond. La figure 16 donne l'erreur relative sur la hauteur $o(H)$.

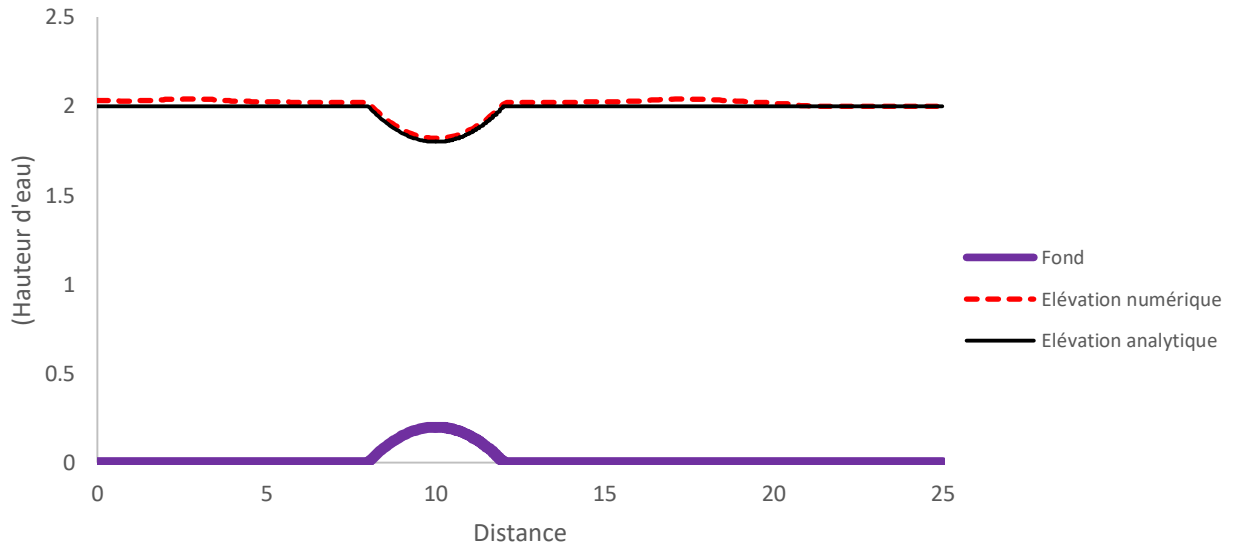


Figure 15 : Profil longitudinal de la hauteur d'eau

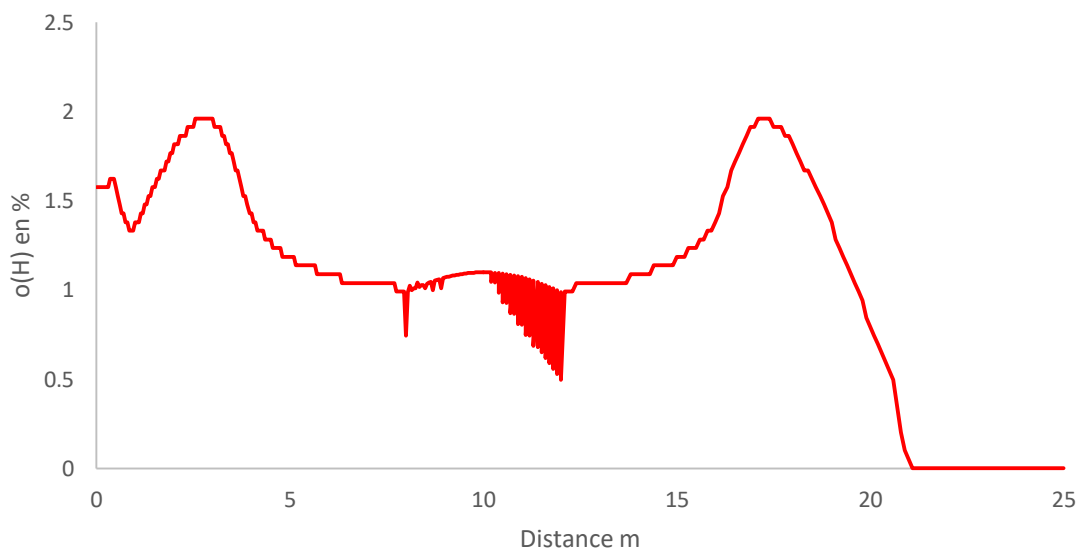


Figure 16 : Erreur relative de la solution numérique

La figure 17 montre que l'erreur relative entre la solution numérique et la solution analytique reste toujours inférieur à 2 %. Les résultats sont donc satisfaisants.

Une bonne concordance entre les résultats analytiques et numériques est obtenue. Ce cas test prouve que notre modèle basé sur la méthode des volumes finies s'adapte bien aux changements de régime d'écoulement engendré par la présence d'une bosse au fond et un bon fonctionnement du modèle dans le traitement des termes sources (la topographie).

3. Validation des dimensions

3.1. Simulation dans le canal de dérivation

Les simulations dans le canal dimensionné ont été effectuées avec le modèle 2D mis en place et ci-avant testé. Les différents pas d'espace utilisés sont $\Delta x_1 = 5 \text{ m}$ et $\Delta x_2 = 6 \text{ m}$ et le pas de temps $\Delta t = 0.01 \text{ s}$ avec un coefficient de Manning $n=0.05$. Ce coefficient a été choisi conformément à des travaux antérieurs réalisés sur le fleuve (Sangam, 2015), (Damov, 2015). La figure 17 présente le maillage du canal.

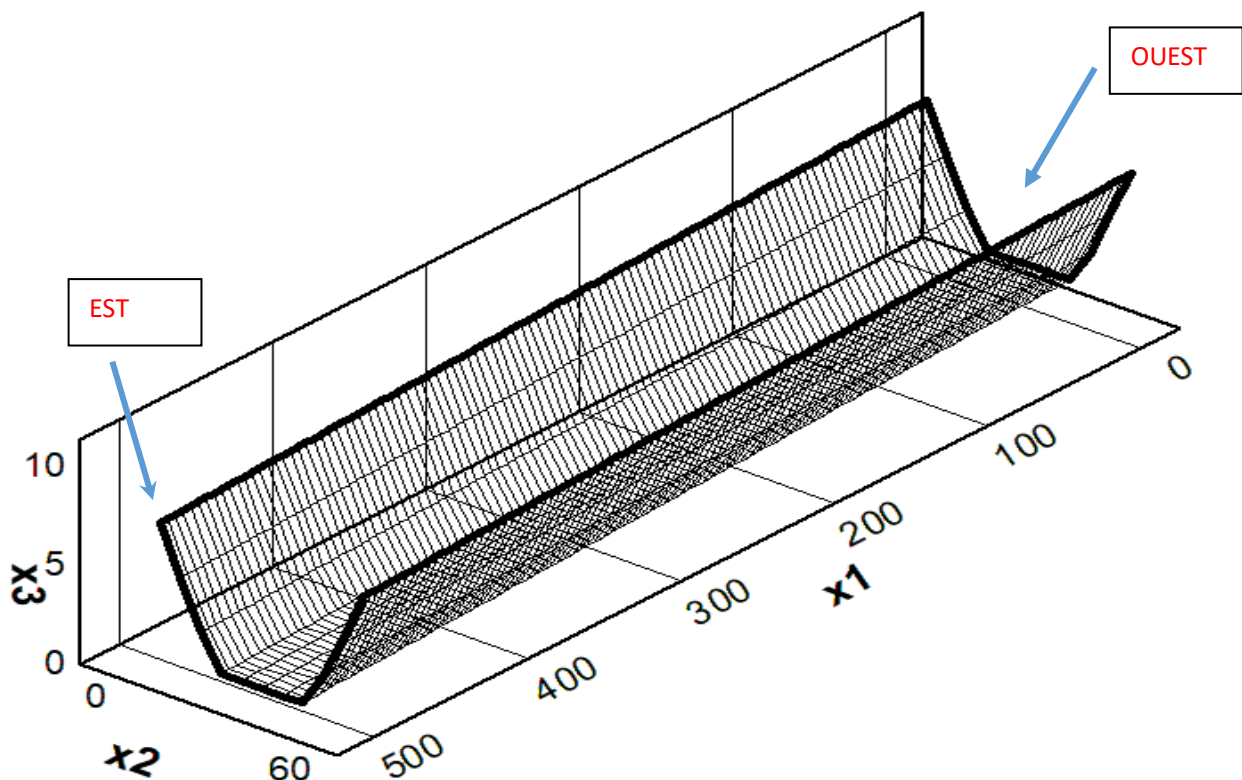


Figure 17 : Maillage du canal de dérivation

Pour étudier les conditions hydrauliques attendues avec le canal de détournement, des simulations avec des débits différents en amont du canal ont été effectuées. Il s'agit d'un débit faible de $76 \text{ m}^3/\text{s}$, d'un débit moyen de $140 \text{ m}^3/\text{s}$, et d'un débit élevé de $240 \text{ m}^3/\text{s}$.

Une dernière simulation sera effectuée avec un débit imposé à l'entrée du canal et une hauteur d'eau imposée à sa sortie.

3.1.1. Simulation pour un débit $Q=76 \text{ m}^3/\text{s}$ en amont du canal

Pour cette simulation, la vitesse d'écoulement est fixée à $0,6 \text{ m/s}$ en amont du canal avec une hauteur d'eau de $3,5 \text{ m}$. Ces valeurs correspondent au débit de $76 \text{ m}^3/\text{s}$.

La vitesse et la hauteur d'eau en aval sont calculées par le modèle. Les résultats de cette simulation sont présentés sur les figures 18 et 19.

La figure 18 présente l'évolution de la hauteur d'eau en fonction de la longueur du canal. On note une augmentions progressive de la hauteur d'eau de l'entrée à la sortie du canal. Soit une variation relative de 0,4. La hauteur maximale ne dépasse pas $6,3 \text{ m}$ (hauteur limite de débordement). Il n'y a donc pas de débordement.

Sur la figure 19 nous avons le profil de vitesse dans le canal. On constate que la vitesse maximale se situe à sa sortie. Ce qui est physiquement correcte compte tenu de la pente. La variation de vitesse entre l'amont et l'aval du canal est de $1,11 \text{ m/s}$.

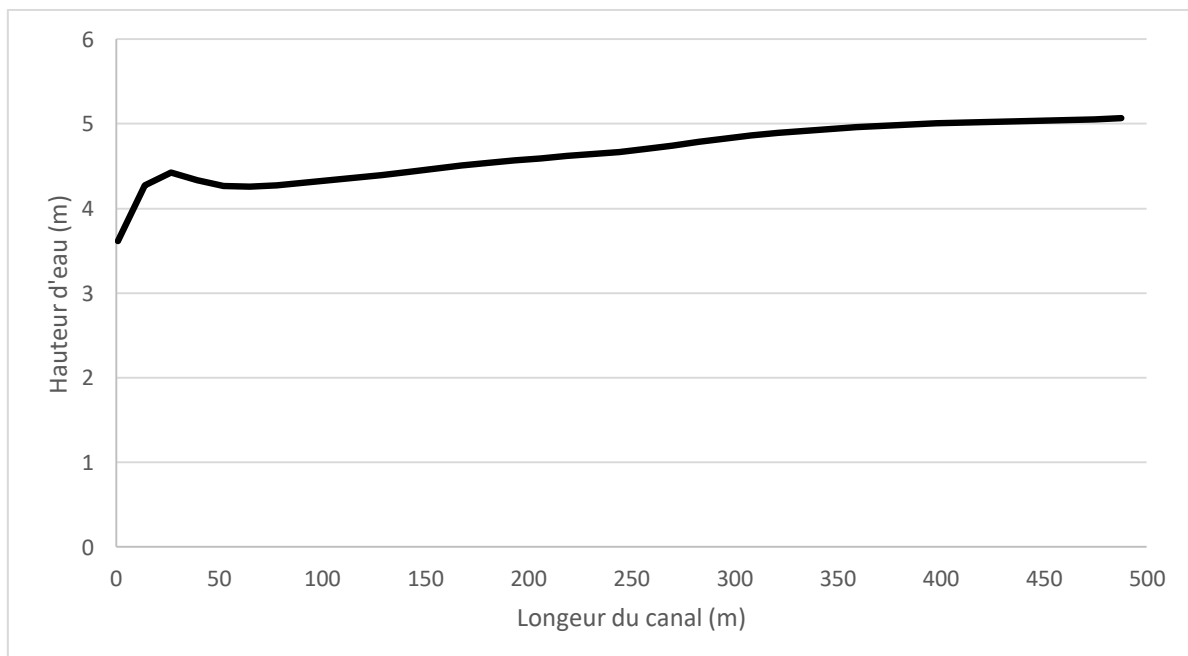


Figure 18 : Hauteur d'eau pour $Q=76 \text{ m}^3/\text{s}$

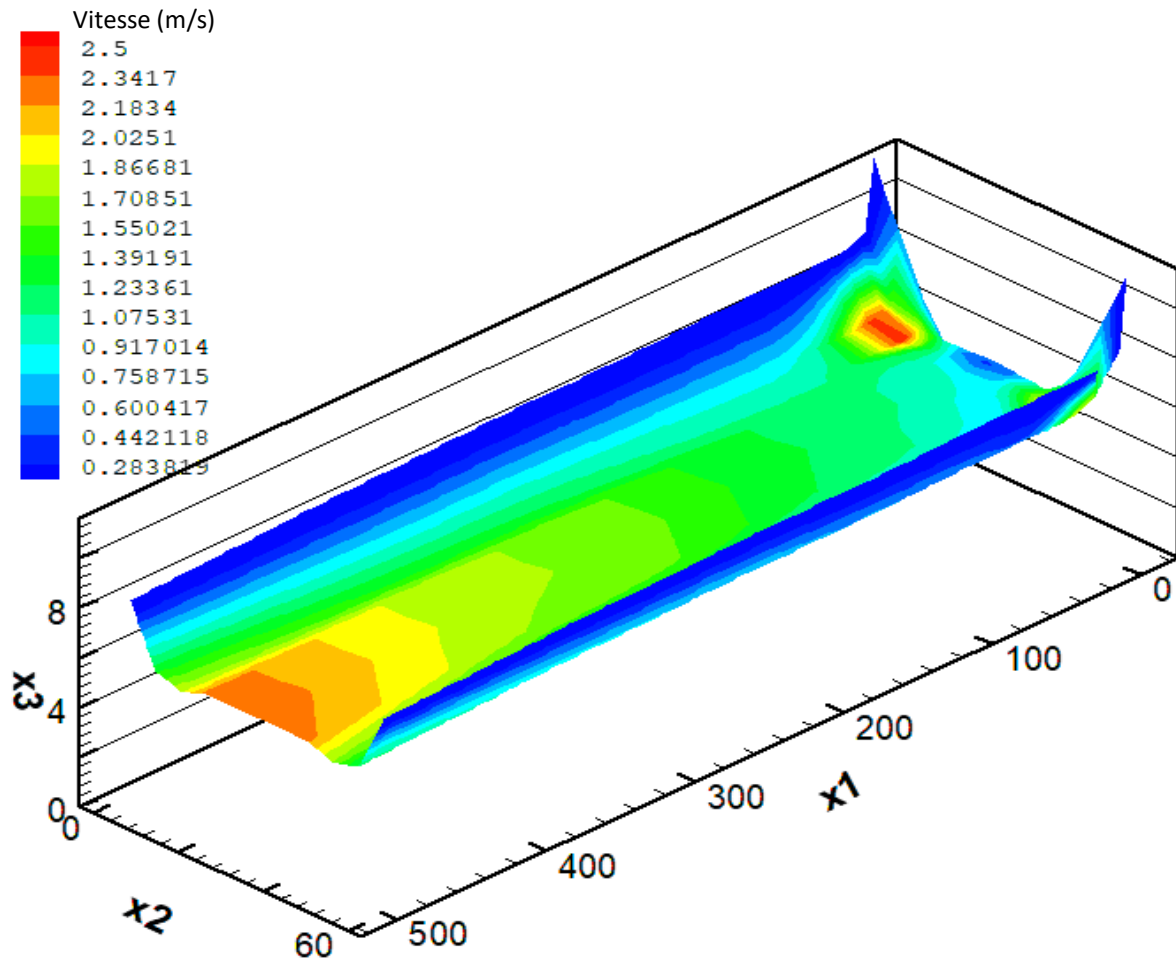


Figure 19 : Champ de la vitesse d'écoulement pour $Q=76 \text{ m}^3/\text{s}$

3.1.2. Simulation pour un débit $Q=140 \text{ m}^3/\text{s}$ en amont du canal

Pour $Q=140 \text{ m}^3/\text{s}$, la vitesse d'écoulement est $0,8 \text{ m/s}$ en amont du canal avec une hauteur d'eau de $4,5 \text{ m}$. Ici également le comportement hydrodynamique dans le canal est le même que dans la simulation précédente. On note une variation relative de la hauteur d'eau de $0,19$ (Figure 22). La hauteur limite de débordement n'est également pas atteinte même si nous en sommes proches. La figure 23 donne le champ de vitesse dans le canal. La vitesse moyenne prédite par le code est de $2,06 \text{ m/s}$.

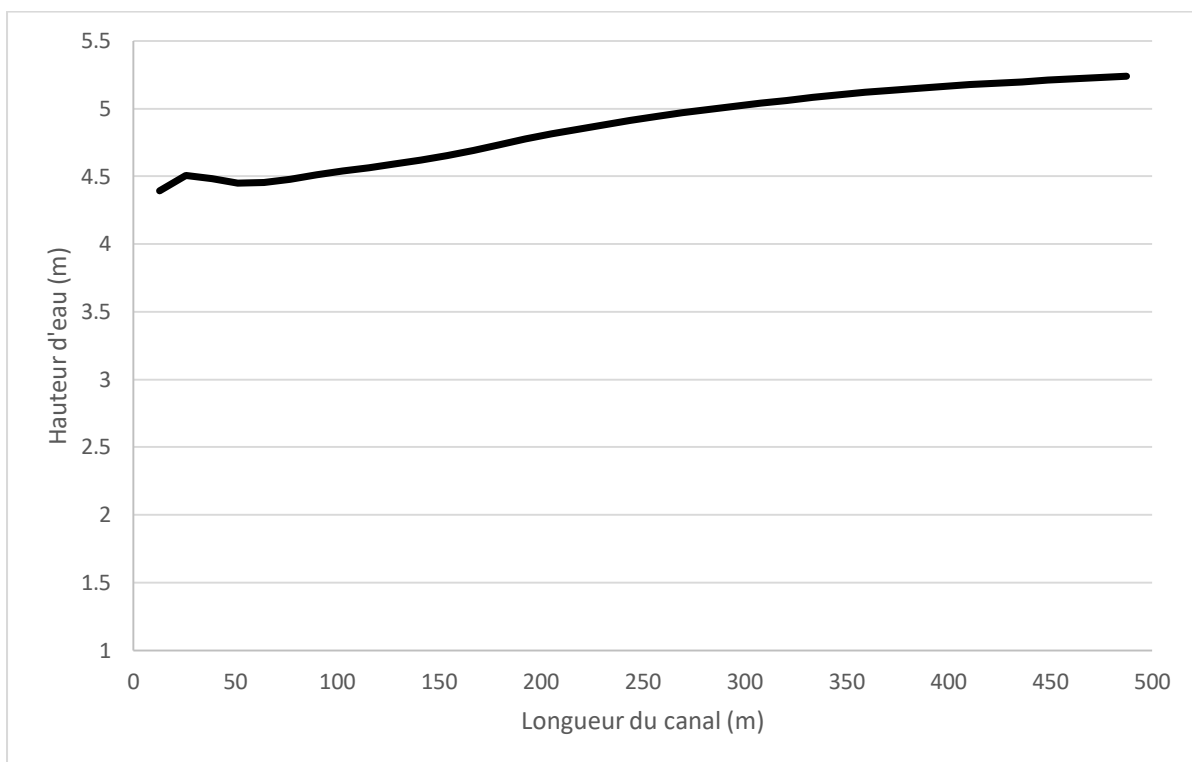


Figure 20 : Hauteur d'eau pour $Q=140 \text{ m}^3/\text{s}$

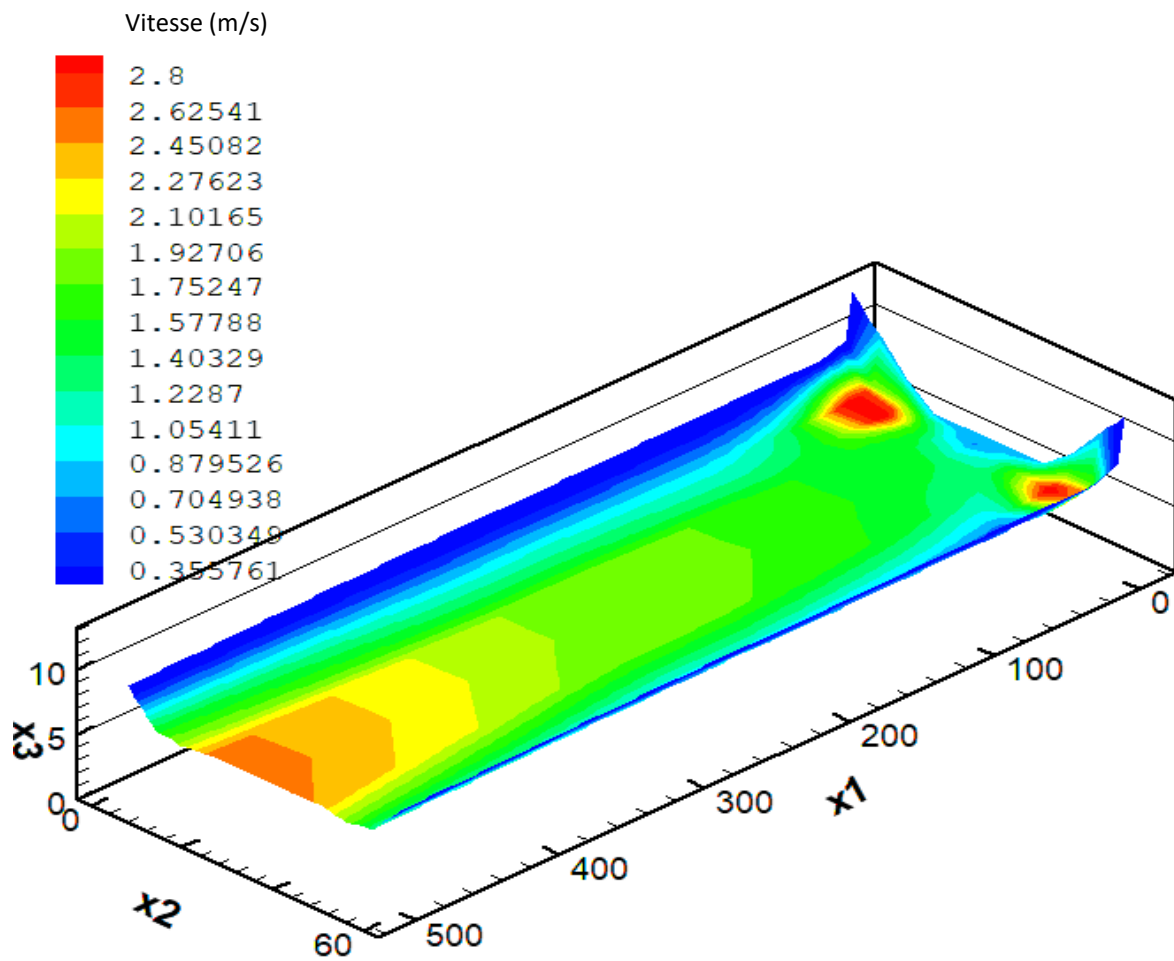


Figure 21 : Champ de la vitesse d'écoulement pour $Q=140 \text{ m}^3/\text{s}$

3.1.3. Simulation pour un débit $Q=240 \text{ m}^3/\text{s}$ en amont du canal

La vitesse d'écoulement à l'entrée du canal est fixée à $1,2 \text{ m/s}$ avec une hauteur de 5 m d'eau. La hauteur d'eau croît avec la longueur du canal pour atteindre $5,56 \text{ m}$ à la sortie. La hauteur d'eau limite avant débordement (6 m) est pratiquement atteinte. La vitesse moyenne calculée par le code est de $2,17 \text{ m/s}$.

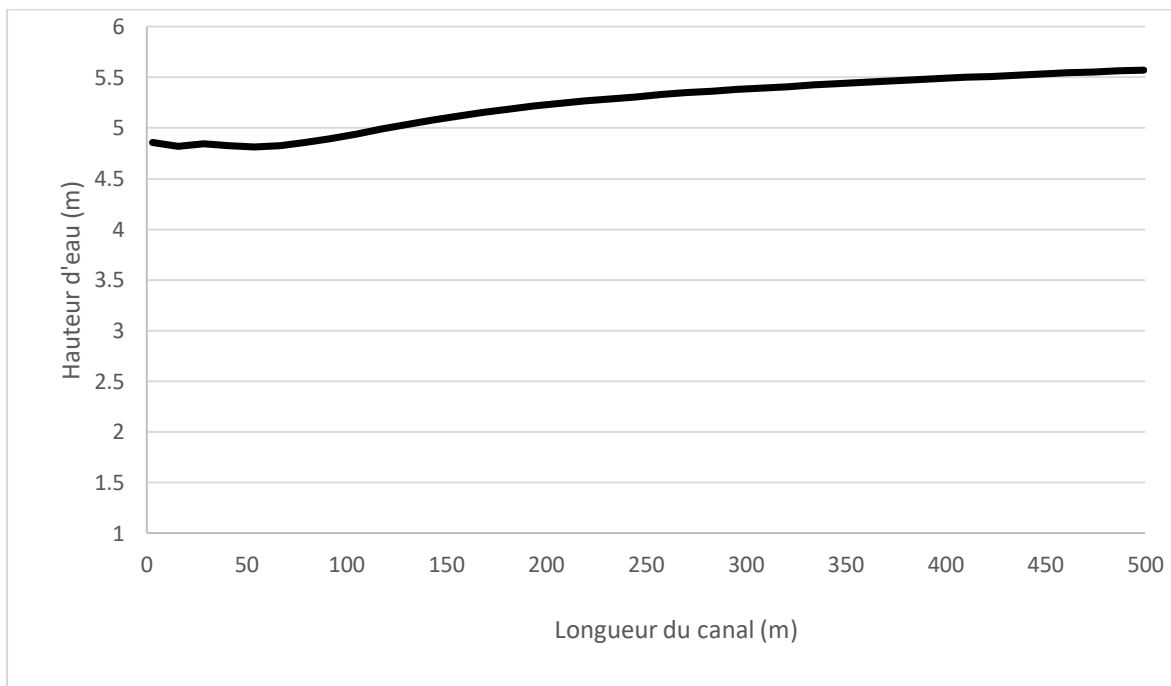


Figure 22 : Hauteur d'eau pour $Q=240 \text{ m}^3/\text{s}$

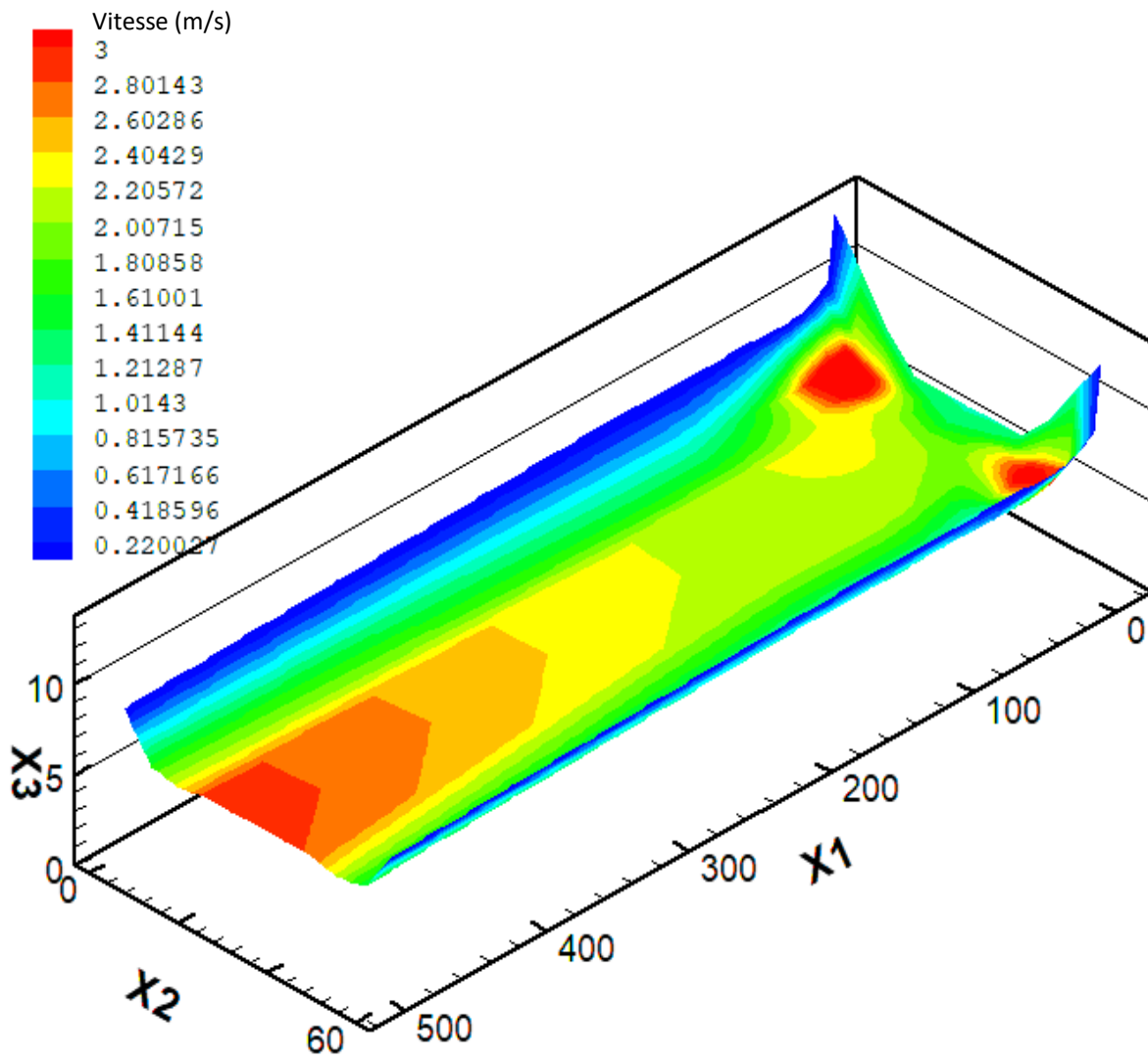


Figure 23 : Champ de la vitesse d'écoulement pour $Q=240 \text{ m}^3/\text{s}$

3.1.4. Simulation pour un débit imposé à l'entrée et une hauteur imposée à la sortie du canal.

Pour cette simulation, un débit de $140 \text{ m}^3/\text{s}$ a été imposé à l'entrée du canal et une hauteur de $4,5 \text{ m}$ a été imposée à sa sortie.

La figure 24 montre le profil de la hauteur d'eau en fonction de la longueur du canal et la figure 25, la hauteur d'eau en fonction du temps.

On observe une augmentation de la hauteur d'eau le long du canal. La hauteur à la sortie du canal étant imposée, la courbe décroît brusquement pour atteindre cette hauteur.

La hauteur limite avant débordement est largement dépassée à l'intérieur du canal. La hauteur d'eau imposée à la sortie du canal provoque donc une accumulation. On peut observer sur la figure 25 une propagation d'une onde de choc.

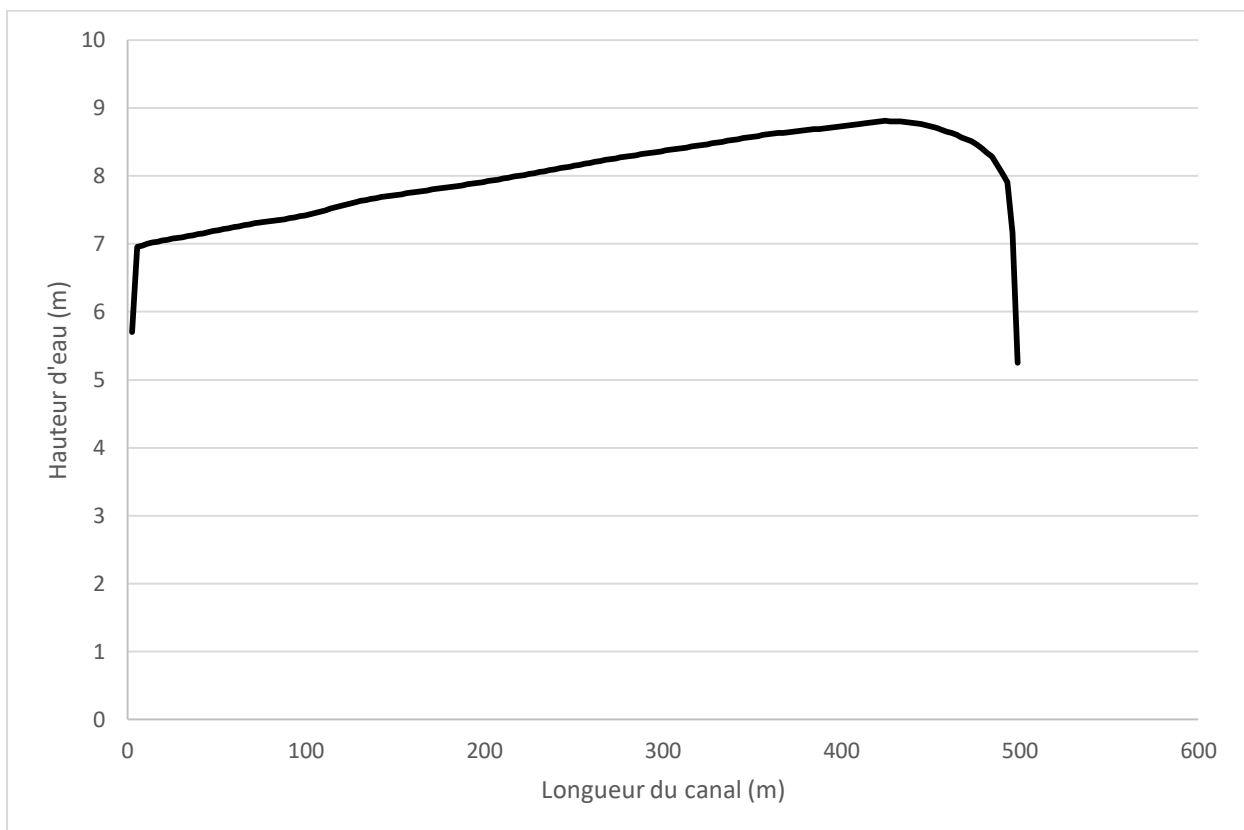


Figure 24 : Hauteur d'eau en fonction de la longueur du canal.

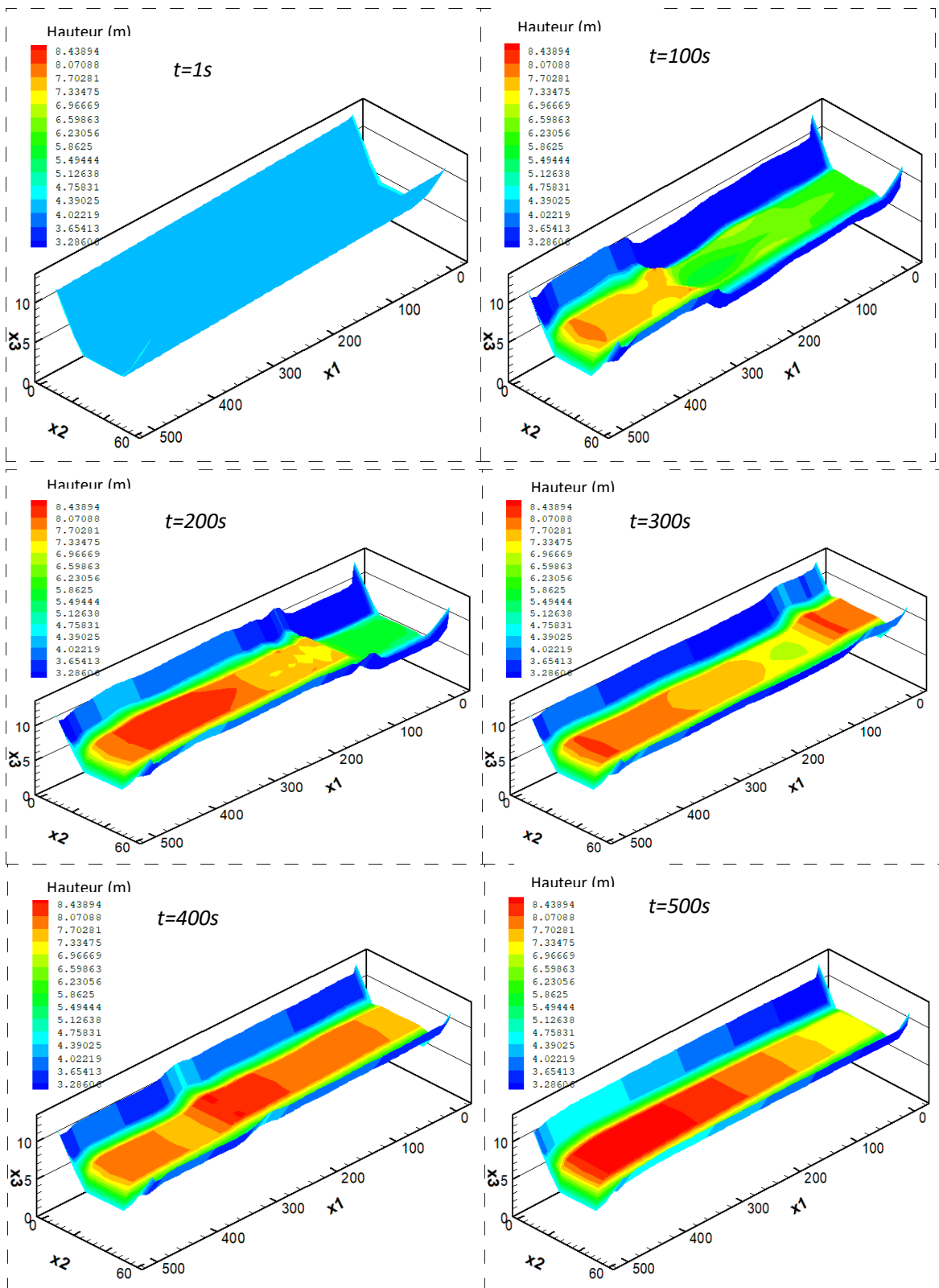


Figure 25 : Hauteur d'eau en fonction du temps

3.2. Récapitulatif des simulations

La hauteur d'eau dans le canal est raisonnable pour les faibles débits, environ 3 m pour un débit de $76 \text{ m}^3/\text{s}$ et est proche du débordement pour $240 \text{ m}^3/\text{s}$ d'eau. Dans toutes les situations de simulation on constate que la hauteur d'eau à la sortie du canal est plus grande qu'à l'entrée d'environ 1 m. Cela s'explique par la présence d'une pente de fond et à la grande longueur du canal (503 m). Cette augmentation de niveau d'eau aurait une diminution pratiquement négligeable de la vitesse d'écoulement.

Comme on pouvait s'y attendre, les vitesses dans le canal sont relativement faibles dans les lits majeurs et maximaux dans le lit mineur. Et comme prévu la vitesse moyenne dans le canal oscille autour de 1,5 m/s. Selon Ourahou (2003), la vitesse de l'écoulement doit dépasser 0,5 m/s pour éviter la formation des dépôts dans le canal et être inférieur à 2,5 m/s pour éviter l'érosion du radier.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons dimensionné le canal de dérivation d'un méandre du fleuve Cavally et mis au point un modèle d'écoulements à surface libre sur un fond irrégulier.

La méthode MMR a été appliquée avec succès pour le dimensionnement du canal de détournement de forme trapézoïdale. Contrairement aux méthodes de calcul actuelles, la méthode MMR utilise des données mesurables en pratique, telle que la rugosité absolue. Cette rugosité caractérise l'état interne du canal. Les étapes de calcul sont explicites et simples. Après calcul les dimensions retenues sont : une longueur de 503 m, une base de 27.5 m, une profondeur de 6.3 m, un fruit des berges de 2.5 et une pente de 0.0036 pour un débit maximal de 240 m³/s.

Nous avons mis en place un modèle numérique d'écoulements à surface libre. Ce modèle est basé sur la résolution des équations de Saint-Venant par la méthode des volumes finis. Deux cas tests d'écoulement à surface libre ont été présentés. Ces cas tests ont permis de vérifier les capacités prédictives du modèle. Le cas teste de rupture de barrage nous a permis d'étudier la simulation d'un écoulement torrentiel dû à une rupture partielle de barrage par le modèle. Le deuxième cas test est l'écoulement dans un canal avec une bosse au fond. Ce test nous a permis de vérifier la capacité de notre modèle à simuler un écoulement dans un fond irrégulier. Les résultats prédits par le modèle sont en adéquation avec les résultats analytiques et/ou expérimentaux.

Le modèle mis en place a été utilisé avec succès pour étudier les conditions hydrauliques attendues à l'intérieur du canal de détournement. Des simulations avec des débits différents en amont du canal ont été effectuées. Il s'agit d'un débit faible de 76 m³/s, d'un débit moyen de 140 m³/s, et d'un débit élevé de 240 m³/s. Les vitesses dans le canal sont relativement faibles dans les lits majeurs et maximaux dans le lit mineur. Comme prévu la vitesse moyenne dans le canal oscille autour de 1,5 m/s. La base du canal est alors bien dimensionnée.

Après simulation on constate que l'implantation du canal augmente la hauteur d'eau d'environ 1 m en aval du canal. Cette perturbation est négligeable par rapport aux fluctuations totales de la rivière qui varie d'environ 6,5 m dans une année. Le détournement du méandre n'aura donc pas d'impact significatif sur le fleuve Cavally.

En perspective il nous faudra mettre en place une méthode qui traite plus efficacement les termes sources et de la convection responsables des oscillations et diffusions numériques indésirables. Ceci permettrait une simulation d'un plus grand tronçon et d'avoir une vue d'ensemble sur le comportement du fleuve.

En fin, un modèle couplé pluie-débit et débit-débit pour garantir une prévision des crues. Elle permet aux services ayant en charge la sécurité des biens et des personnes de prendre les mesures appropriées.

REFERENCES

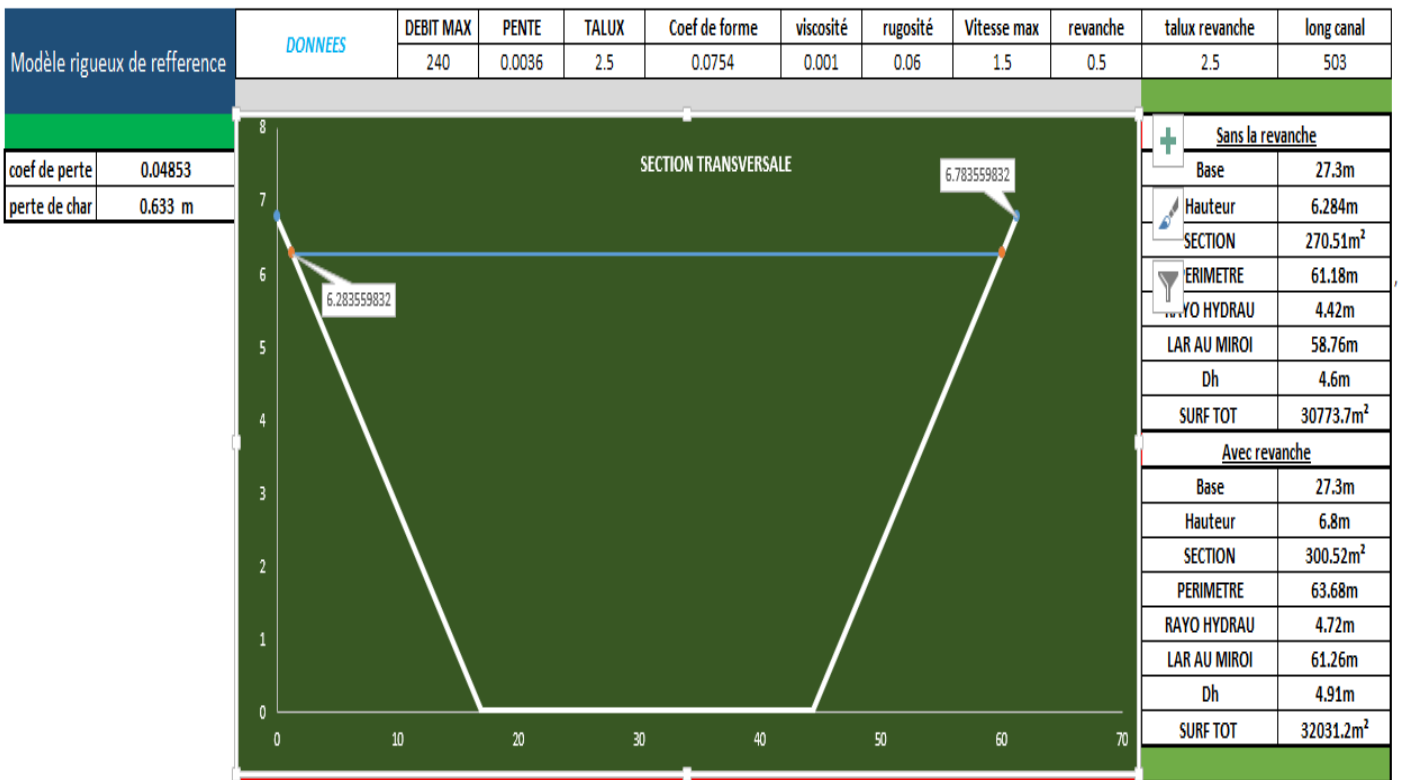
- Achour B. & Sehtal S. (2013). La methode du modele rugueux (mmr) application au calcul de la profondeur normale dans une conduite circulaire. *Courrier du Savoir*, 17 : 99-103.
- Avila K., Moxey D., Lozar D.A., Avila M., Barkley D. & Holf B. (2011). The Onset of Turbulence in Pipe Flow. *Science*, 333 : 1-11.
- Bello A., Djara T. & Assogba M. (2017). Solveur de Riemann HLLC pour les équations 2D de Saint Venant et application a l'écoulement dans la lagune de Cotonou. *Afrique Science*, 13 : 445-456.
- Benoit C.R. & Jean-Marie B. (2011). The Coriolis Force. *in* : Introduction to Geophysical Fluid Dynamics Physical and Numerical Aspects, Academic press, Liège (Belgique) : 37-69.
- Béziat D., Siebenaller L., Salvi S. & Chevalier P. (1883). Osborne Reynolds An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 174 : 935-982.
- Boukhris L. (2019). Mécanique des fluids II.Thèse de Doctorat, Département de Génie mécanique, écoles d'ingénieurs Algériennes. 170 p.
- Chen C.J. & Rodi W. (1980). Vertical turbulent buoyant jets: a review of experimental data. *Scientific and technical information program*, 4 : 225-237.
- Chow V.T. (1973). Open channel hydraulics, *Inetrnational student edition*, Tokyo (Japan). 350 p.
- Courant R., Friedrichs K. & Lewy H. (1982). Über die partiellen differenzengleichungen der mathematischen physik. *Mathematische annalen*, 100: 32-74.
- Craik A. (2004). The origins of water wave theory. *Annual Review of Fluid*, 36 : 1-28.
- Damov D.,Patarroyo J.,Larochelle P. (2015). Definitive feasibility study river hydrology design and design criteria repot, Société des Mines d'Ity (Côte d'Ivoire), SNC/LAVALIN, 9 p.
- Delis A.B. & Katsaounis T. (2005). Numerical solution of the two-dimensional shallow water equations by the application of relaxation methods. *Applied Mathematical Modeling*, 29 : 754-783.

- Eymart R., Gallouët T. & Herbin R. (2000). Finite volume methods. Hand-book of Numerical Analysis. *Elsevier*, 339 : 299–302.
- Ghidaglia J.M., Pascal F. (1999). Passerelles volumes finis - éléments finis. *Numerical Analysis*, 328 : 711-716.
- Godlewski E. & Raviart P.A. (1991). Numerical Approximation et Hyperbolic systems of Conservation Laws. *Applied Mathematical Sciences, Springer*, Paris (France), 226 p.
- Guinote V. (2003). Les modèles numériques en hydrologie et en hydraulique. *Maison des Sciences de l'Eau, Montpellier*, 45 p.
- Hidayat N., Suryanto A. & Mungkasi S. (2014). The Significance of Spatial Reconstruction in Finite Volume Methods for the Shallow Water Equations. *Applied Mathematical Sciences*, 8 : 1411-1420.
- Lagree P. (2018). Equations de Saint Venant et application aux mouvements de fonds érodables,écoulements en milieux naturels. *Institut Jean Le Rond d'Alembert*, Paris (France), 86 p.
- Lakehal M. & Achour B. (2019). Dimensionnement d'un canal ouvert a fond horizontal et a parois circulaires par la methode du modele rugueux. *Larhyss Journal*, 131-144.
- Lamri A.A. (2015). Dimensionnement des canaux à surface libre de forme trapézoïdale et rectangulaire. *International Journal of Innovation and Applied Studies*, 12 : 306-3011.
- Navier C.L.M.H. (1823). Mémoire de l'Académie Royale des Sciences. *Paris*, 6 : 389-416.
- Ourahou M. (2010). Dimensionnement et conception des canaux d'irrigation. *Slideshare*, 12 : 1-9.
- Ponizy B.M. & Guilbaud M. (1997). Calcul des écoulements hydrodynamique à surface libre par une methode de singularités de Kelvin. *Meanique des fluides/fluid mechanics Paris*, 2 : 315-322.
- Quarteroni A., Saleri F. & Gervasio P. (2010). Calcolo scientifico - esercizi e problemi risolti con matlab e octave. Springer Milan Dordrecht Berlin Heidelberg, New York (USA), 381 p.

- Reynolds O. (1883). An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels. *The Royal Society*. 174 : 935-982
- Rocca L., Montessori A., Prestininzi P. & Succis S. (2015). A multispeed Discrete Boltzmann Model for transcritical 2D shallow water flows. *Journal of Computational Physics*, 120-169.
- Sangam H., Gregoire M., Chen R., Liu J. & Larochelle P. (2015). Conception du canal de détournement de la rivière Cavally, Société des Mines d'Ity (Côte d'Ivoire), SNC/LAVALIN, 6 p.
- Saint-Venant A.J.C. (1871). Théorie du mouvement non permanent des eaux, avec application aux crues des rivières et à l'introduction de marées dans leurs lits. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*, 73 : 147–157.
- Saint-Venant A.J.C. (1888). Mémoire sur la prise en considération de la force centrifuge dans le calcul du mouvement des eaux courantes et sur la distinction des torrents et des rivières. *Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut de France*, 44 : 245-273.
- Shi Y. (2006). Résolution numérique des équations de Saint-Venant par la technique de projection en utilisant une méthode des volumes finis dans un maillage non structuré. Thèse de doctorat. Sciences de la Terre. Université de Caen (France), 245 p.
- Simona P., Loredana B., Camelia B. & Lucian V. P. (2007). Modelling and simulation of heavy metals transport in water and sediments. *Environmental engineering and management journal*, 6(2) : 153-161
- SMI. (2012). Société des Mines d'Ity, Côte d'Ivoire. Rapport d'activités sociales. 18 p.
- Stokes G. (1845). Transactions of Cambridge Philosophical Society. *Paris*, 7 : 287-305.
- Tricart J., Avenard J.M., Eldin M., Girard G. & Sircoulon J. (1973). Une monographie physique de la Côte d'Ivoire. *Annales de Géographie*, 451 : 369-372.
- Villeneuve J.P., Hubert P., Mailhot A. & Rousseau A.N. (1998). La modélisation hydrologique et la gestion de l'eau. *Special Issue*, 11 : 21-28.

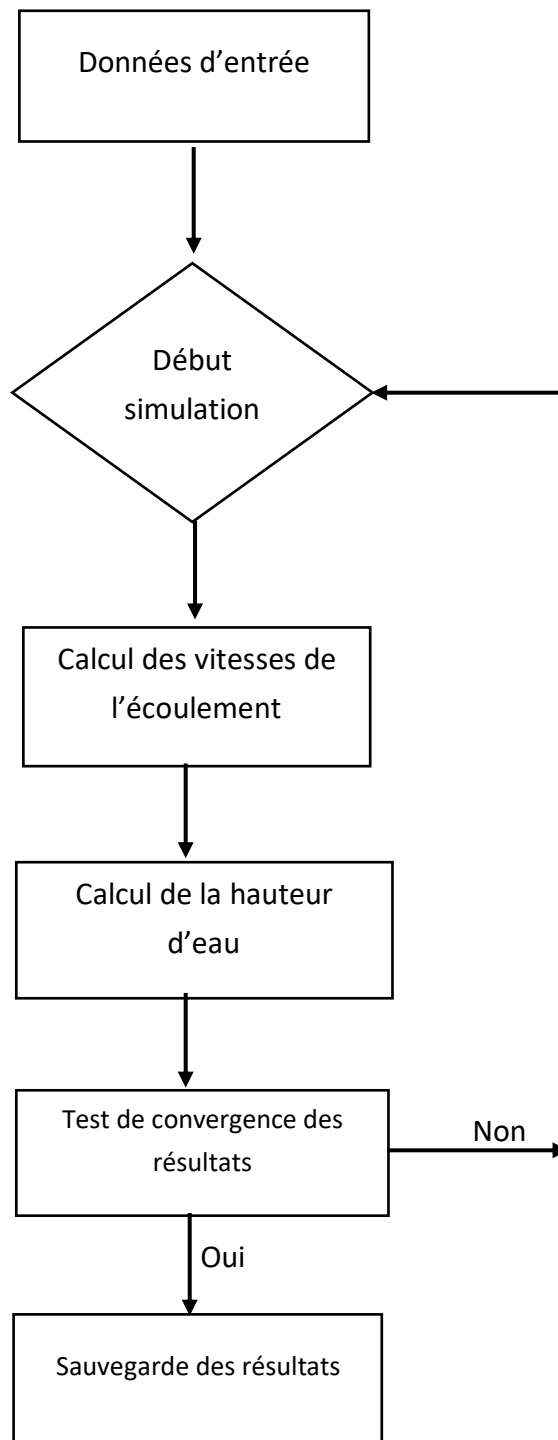
ANNEXES

ANNEXE 1 : OUTIL DE DIMENSIONNEMENT



<https://mega.nz/#!hR8BjSQR!krRUIHzobbNwx8roRkJtq417IZHRbFgaTQeFtMFzwg>

ANNEXE 2 : CODE DE RESOLUTION DU MODEL 2D



Résumé

Cette étude est consacrée au dimensionnement de canal de dérivation et à la modélisation mathématique. Le dimensionnement de canal avec les méthodes classiques nécessite des itérations pour le calcul du coefficient de frottement. Ce problème a été aisément résolu par l'application d'une nouvelle méthode dite méthode du modèle rugueux de référence. Cette méthode a été présentée puis appliquée pour calculer les dimensions d'un canal de dérivation long de 503 m du fleuve Cavally proche de la société minière d'Ity. Pour un débit maximal de 240 m³/s, une pente de 0.0036 et un fruit des berges de 2,5, le canal a une base longue de 27,5 m et une hauteur de 6,3 m. Un modèle mathématique basé sur la résolution des équations de Saint-Venant par la méthode des Volumes finis, a permis de valider les dimensions proposées. La méthode de résolution et la validation du programme de calcul mis en place ont été présentées. Après validation du modèle par les cas tests de rupture partielle de barrage et d'écoulement stationnaire dans un canal avec obstacle, plusieurs simulations dans le canal de dérivation ont été effectuées. Il en ressort que les conditions hydrauliques en amont et en aval du canal de dérivation restent pratiquement inchangées après dérivation.

Mots-clés : dimensionnement, canal de dérivation, fleuve Cavally, modèle mathématique

Abstract

This study is devoted to derivation channel sizing and mathematical modeling. Channel sizing with classical methods requires iterations for the calculation of the coefficient of friction. This problem was easily solved by the application of a new method known as the rough reference model method. This method was presented and applied to calculate the dimensions of a 503 m long diversion channel of the Cavally River near the Ity mining company. For a maximum flow of 240 m³/s, a slope of 0.0036 and a fruit of the banks of 2.5, the channel has a base 27.5 m long and a height of 6.3 m. A mathematical model based on the resolution of the Saint-Venant equations by the finite volume method, validated the proposed dimensions. The method of resolution and the validation of the calculation code put in place were presented. After validation of the model by the test cases of partial dam failure and stationary flow in an obstacle channel, several simulations in the diversion channel were performed. This indicates that the hydraulic conditions upstream and downstream of the diversion channel remain virtually unchanged after diversion.

Keywords: sizing, diversion channel, Cavally River, mathematical model
