



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abou Bekr Belkaid – Tlemcen



Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique

Mémoire pour l'obtention du diplôme en Post-Graduation
Magister en génie mécanique
Ecole Doctorale : Mécanique des Matériaux & Structures
Option : Systèmes Mécaniques & Matériaux

Thème

Evolution Morpho-Dynamique des souilles d'extraction marine

Présenté par : MAKOUDI M

Le : 26/06/2014 devant le jury composé de :

Président	: SEBBANE. O	MCA Université de Tlemcen
Examineur	: BENACHOUR M	MCA Université de Tlemcen
Examineur	: ALIANE K	MCA Université de Tlemcen
Encadreur	: MEFTAH K	MCA Université de Tlemcen

Année universitaire : 2012-2013

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abou Bekr Belkaid – Tlemcen

Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique

Mémoire pour l'obtention du diplôme en Post-Graduation
Magister en génie mécanique
Ecole Doctorale : Mécanique des Matériaux & Structures
Option : Systèmes Mécaniques & Matériaux

Thème

Evolution Morpho-Dynamique des souilles d'extraction marine

Présenté par : MAKOUDI M.

Le : 26/06/2014 devant le jury composé de :

Président	: SEBBANE O.	MCA Université de Tlemcen
Examineur	: BENACHOUR M.	MCA Université de Tlemcen
Examineur	: ALIANE K.	MCA Université de Tlemcen
Encadreur	: MEFTAH K.	MCA Université de Tlemcen

Année universitaire : 2012-2013

REMERCIEMENTS

Je souhaite en premier lieu remercier l'ensemble des personnes ayant contribué à ma formation depuis les débuts de ma scolarité parmi les instituteurs, professeurs et enseignants d'université sans pour autant citer leurs noms pour une raison d'amnésie .En effet, une empreinte de la mémoire bien qu'elle soit sacrée ne saura résister devant la puissance des longues dates qui au passage ne laisseront que de fines traces.

J'adresse mes vifs remerciements à mon encadreur Monsieur MEFTAH pour son soutien, ses explications, ses orientations et sa disponibilité malgré ses énormes charges.

J'exprime tous mes remerciements à l'ensemble des membres de mon jury Messieurs : SEBBANE O, BENACHOUR M, ALIANE K et MEFTAH K, en espérant qu'ils soient satisfaits par le mémoire entre leurs mains .

Enfin, toute ma gratitude et mes remerciements à l'ensemble de mes enseignants de l'école doctorale mécanique des matériaux et structures de l'université ABB Tlemcen pour leurs nombreuses qualités, leur sympathie et leur exceptionnelle modestie, sans oublier bien sûr leurs qualités scientifiques. Leur place dans mon cœur demeure particulière pour leurs encouragements et aussi pour avoir ressuscité en nous le germe de la science. Je dirai enfin, que c'est grâce à vous : Messieurs Hadjoui, Benachour, Chikh, Houmat, Benmoussa, Boukhalfa, Hamza Chérif et enfin Meftah mon encadreur, que je suis arrivé au bout de ce travail.

J'espère hériter de vous tous, votre enthousiasme scientifique et votre amour envers les travaux de recherche.

RESUME

A fin d'étudier le phénomène du transport solide permettant de prédire l'évolution des dunes sous-marines ainsi que le remplissage des fosses en milieu marin et fluvial, nous avons établi un modèle numérique basé sur la méthode des éléments finis. Ce modèle numérique, développé en langage FORTRAN, résout d'une façon simultanée l'équation d'Exner ainsi que les deux équations d'écoulements à surface libre moyennées sur la verticale.

Pour modéliser le transport solide, nous avons opté pour la formule de Peter Meyer qui convient le mieux pour ce genre de modélisation. Pour la discrétisation spatiale, nous avons utilisé un élément linéaire à deux nœuds avec trois degrés de liberté par nœuds qui sont la hauteur d'eau, la vitesse du fluide et la cote du lit. Pour ne pas dégrader la précision de la discrétisation spatiale, nous avons développé, pour la discrétisation temporelle, un schéma centré d'ordre deux de type Lax-Wendroff qui s'est montré stable et précis. Notre modèle a été validé sur un ensemble de cas tests.

Mots clés : Dune Marine, Fosse, Transport de Sédiment, Méthodes des éléments Finis, Ecoulements à surface.

ملخص

حتى يتسنى لنا القيام بدراسة ظاهرة النقل القاعي للمواد الصلبة من الرواسب، ومن خلال هذه الدراسة التي أصلاً تنبئنا على تطور مورفولوجيات الكثبان البحرية، وفي ذات السياق معرفة التغيرات لامتلاء حفرة في وسط بحري أو نهري أي الأودية. ولهذه المسألة أعدنا نموذجاً رقمي يقوم على طريقة العناصر المحدودة (FEM) مترجمة إلى لغة (FORTRAN) من البرمجيات، والذي من شأنه ان يعالج وفي آن واحد معادلة "إكسனர் Exner" والمعادلتان للتدفق ذات السطح الحر في الاتجاه العمودي.

للقيام بهذه النمذجة للنقل القاعي للرواسب، اخترنا صيغة "بيتر ماير Peter Meyer" التي تتناسب أكثر لهذا النوع من النمذجة. أما فيما يخص بالتفريد الفضائي، استعملنا عنصر خطي ذات عقدتان مع ثلاثة درجات حرة لكل عقدة، والتي تكوّن ارتفاع المياه، سرعة السائل ومقياس السرير.

حتى لا نقلص من دقة التفريد لفضائي، لقد طورنا للتفريد الزماني مخطط مركزي من الدرجة الثانية من النوع "لاكس فندروف Lax-Wendroff" والذي اثبت الاستقرار والدقة. ولقد تم تحقيق لنموذجنا على مجموعة من حالات الاختبار.

الكلمات المفتاحية: كذب بحري، حفرة، الرواسب، النقل، العناصر المحدودة، تدفق ذات السطح.

ABSTRACT

In order to study the phenomenon of solid transport allowing to predict the evolution of the dunes soumarines as well as the filling of the pits in marine environment and river, we established a digital model based on the finite element method .This digital model, developed in Language FORTRAN, solves in a simultaneous way the equation of Exner as well as two equations of flows at free surface realised on the vertical.

Then, to model solid transport, we chose the formula of Peter Meyer who agrees best for his kind of modeling. For the space discretization,we used a linear element with two nodes with three degrees of freedom by nodes which are the height of water, the speed of the fluid and the dimension of the bed. Not to degrade the precision of the space discretization, we developed, for the temporal discretization, a centered diagram of order two of Lax-Wendroff type which was stable and precise. Our model was validated on set of cases tests.

Keywords: Marine Dune, Pit, Sediments Transport, Finite elements, Flow at surface

SOMMAIRE

SOMMAIRE

SOMMAIRE	(I)
LISTES DES FIGURES	(IV)
NOMENCLATURE	(VI)
CHAPITRE I: INTRODUCTION	(1)
1.1. C'est quoi le charriage et pourquoi l'étudier ?	(1)
1.2. Quelques définitions, concepts et réflexions	(2)
1.2.1 Qui s'intéresse au charriage?	(2)
1.2.2 Charriage et suspension	(4)
1.2.3 Cours d'eau de montagne	(7)
1.2.4 Spécificités du charriage en montagne	(8)
1.2.5 Distinction charriage / laves torrentielles	(12)
CHAPITRE II : ECOULEMENT A SURFACE LIBREE	(14)
2.1 .Introduction	(14)
2.2. Définition essentielle	(14)
a) Les paramètres Géométriques	(14)
b) Les paramètres hydrauliques	(16)
2.2.1. Masse volumique	(16)
2.2.2. Poids volumique	(16)
2.2.3. Débit	(16)
2.2.4. Vitesse en un point de l'écoulement	(16)
2.2.5. Vitesse moyenne	(16)
2.2.6. Ligne de courant	(17)
2.2.7. Pression hydrostatique en un point	(17)
2.2.8. Charge hydraulique en un point d'un liquide en mouvement	(17)
2.2.9. Charge moyenne dans une section	(18)
a) charge spécifique	(18)
2.2.10. Poussée sur une paroi du canal	(20)
2.2.11 - Frottement sur une paroi du canal	(20)
2.3. Présentation rapide des différents régimes d'écoulement	(20)

SOMMAIRE

2.3.1. Régime permanent	(20)
2.3.2. Écoulement permanent uniforme	(21)
2.3.3. Écoulement permanent varié	(21)
2.3.4. Régime transitoire	(21)
2.4. Calcul des écoulements permanents uniformes	(22)
2.4.1. Rappel de la définition	(22)
2.4.2. Équation de continuité	(22)
2.4.3. Équation du régime uniforme	(23)
2.5. Écoulements permanents graduellement varies	(24)
2.5.1. Présentation du problème considéré	(24)
2.5.2. Équation de la ligne d'eau ; tirant d'eau normal	(25)
2.5.3. Tirant d'eau critique	(26)
2.5.4. Écoulement fluvial, écoulement torrentiel	(27)
2.5.5. Calcul d'une courbe de remous	(29)
2.6. Écoulements rapidement varies	(30)
2.6.1. Ressaut hydraulique	(30)
2.6.2. Typologie et longueur du ressaut	(32)
2.6.3. Position du ressaut	(34)
2.7. Écoulement transitoire	(35)
2.7.1. Les deux équations de base	(35)
2.7.2. Problèmes réels rencontrés	(36)
2.8. Équations de Navier-Stokes	(37)
CHAPITRE III : FORMULES DE TRANSPORT SOLIDE	(40)
3.1. Introduction	(40)
3.2. Forme générale	(41)
3.2.1. Définitions	(41)
3.2.2. Transport par charriage	(41)
3.2.3. Transport en suspension	(43)
3.3. Formules de transport par charriage	(43)
3.3.1. Formule de Meyer-Peter	(43)
3.3.2. Formule d'Einstein-Brown	(44)

SOMMAIRE

3.3.3	Formule de Van Rijn	(45)
3.3.4	Formule d'Engelund et Hansen	(45)
3.4.	Effet de la houle sur le transport solide	(45)
3.4.1	Généralités	(45)
a)	Approche quasi-stationnaire	(47)
b)	Approche instationnaire	(48)
3.4.2	Formule de Bijker	(48)
a)	Transport par charriage	(48)
b)	Transport en suspension	(49)
3.4.3	Formule de Baillard	(51)
CHAPITRE IV: DISCRETISATION PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM)		(53)
4.1	Equations à résoudre	(53)
4.1.1	forme variationnelle	(55)
4.1.2	Approximation élémentaire	(57)
4.2.	Exemples numériques	(60)
4.2.1.	Evolution d'une dune sinusoïdale	(60)
4.2.2.	Evolution d'une fosse	(68)
4.2.3.	Fosses d'érosion marines	(71)
CONCLUSION		(76)
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		

LISTES DES FIGURES

CHAPITRE I: INTRODUCTION

Figure (1.1) : Exemple de dégât généralisé sur le cône de déjection du (Vorderbergerbach, Autriche, 29 août 2003)

Figure (1.2) : Transport de sédiments inspiré de (Graf et Altinakar 1996). Débits liquide q et solide q_s par unité de largeur, hauteur d'eau h , diamètre caractéristique des sédiments d .

Figure (1.3) : Le charriage à forte pente

Figure (1.4) : Un exemple de dépôt conséquent (Sesslabach, Tirol, Août 05)

Figure (1.5) : Effet redoutable d'un affouillement (Paznauntal, Tirol, Août 05)

Figure (1.6) : Apport solide par glissement de berge dans l'Ardon (Alpes-Maritimes)

CHAPITRE II : ECOULEMENT A SURFACE LIBRE

Figure (2.1) : tirant d'eau, largeur au miroir et section mouillée

Figure (2.2) : pression en un point :

Figure (2.3) : ligne de charge, charge spécifique (β est ici supposé égal à 1)

Figure (2.4) : forces appliquées par l'eau sur les parois (L'une perpendiculaire, l'autre - tangentielle)

Figure (2.5) : écoulement uniforme

Figure (2.6) : relation charge spécifique – tirant d'eau pour un débit donné

Figure (2.7) : passage fluvial – torrentiel

Figure (2.8) : détermination rapide des caractéristiques du ressaut

Figure (2.9) : typologie des ressauts

Figure (2.10) : positionnement du ressaut

Figure (2.11) : Vue schématique du profil de la vitesse moyenne $u_x = f(y)$, dans le cas d'un semi-plan infini. b) Données expérimentales de vitesses moyennes en fonction de y , obtenues en tube circulaire (o) et sur un plan (Δ) par Patel [1965], comparées avec les lois proposées dans cette section (équations (2.8) et (2.13)). Figure tirée de Guyon et al. [2001].

CHAPITRE IV: DISCRETISATION PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM)

Figure (4.1): Profil initial de la dune

Figure (4.2): Evolution de la dune de sable, modélisation sans effets de pente

Figure (4.3) : Effets de pentes

Figure (4.4): Evolution de la dune de sable, modélisation avec effets de pente

Figure (4.5): Evolution de la dune pour $\Delta t = 200$ s et pour une durée de 40 heures.

Figure (4.6) : Evolution de la dune pour $\Delta t = 600$ s et pour une durée de 120 heures.

Figure (4.7): Evolution de la dune calculée par notre modèle numérique

Figure (4.8): Evolution de la dune calculée par Sisyphe avec les formules de :(1)EH et (2) Bijker.

Figure (4.9): Profil initial de la fosse

Figure (4.10) : Evolution de la dune pour $\Delta t = 200$ s et pour une durée de 40 heures

Figure (4.11): Evolution de la dune pour $\Delta t = 600$ s et pour une durée de 120 heures

Figure (4.12): Géométrie du cas test

Figure (4.13): Maillage du domaine en éléments Q4

Figure (4.14) : Profil numérique

Figure (4.15) : Profil numérique et expérimental du lit à $t = 15$ h

CHAPITRE I : INTRODUCTION

1.1. C'est quoi le charriage et pourquoi l'étudier ?

Le transport de sédiments dans les cours d'eau a de fortes implications dans les domaines de la lutte contre les inondations, la gestion des ressources en eau et plus généralement du développement durable. En montagne, dans les torrents, les pentes fortes sont responsables d'un transport solide par charriage intense de granulométrie très étendue. Le charriage consiste dans le déplacement par roulement, glissement et saltation du matériau le plus grossier. Ce processus a un rôle critique pour la stabilité et la morphologie des cours d'eau. Des flux intenses de charriage modifient profondément la morphologie des torrents (exhaussement, incision, divagations) causant des inondations dommageables pour les personnes, les biens et les infrastructures.



Figure (1.1) : Exemple de dégât généralisé sur le cône de déjection du

[Vorderbergerbach, Autriche, 29 août 2003]

Les variations morphologiques induites ont de nombreuses conséquences environnementales directes (qualité des eaux, vie aquatique, paysage,...).

Il est en particulier important de bien comprendre les processus physiques du charriage étant donné l'augmentation de la fréquence des événements de fortes précipitations. Cependant, malgré près d'un siècle de recherche moderne, la connaissance du charriage demeure si fragmentaire qu'il est difficile de faire des prévisions fiables des flux solides même avec une bonne connaissance des flux liquides.

1.2. Quelques définitions, concepts et réflexions

Avant de définir le charriage et la suspension qui sont les deux modes de transport solide, on mentionne les différentes communautés qui s'intéressent au charriage.

1.2.1. Qui s'intéresse au charriage ?

Deux communautés principales s'intéressent au charriage : les hydrauliciens et les géomorphologues fluviaux. La communauté des hydrauliciens relève à la fois du génie civil et de la mécanique des fluides. L'outil roi de cette communauté est le canal expérimental. A noter que la mécanique des fluides s'intéresse beaucoup aux écoulements biphasiques eau/air mais très peu aux écoulements eau/solide.

La communauté des géomorphologues a développé quant à elle de nombreux outils de mesure et d'analyse de terrain sans pour autant dédaigner le canal expérimental. Cette communauté qui tente de comprendre toute la complexité du cours d'eau dans son bassin versant s'intéresse non seulement aux échelles de temps courtes comme les hydrauliciens mais aussi aux évolutions à très long terme du cours d'eau (durant le quaternaire par exemple).

La diversité des communautés explique tout naturellement la diversité des approches et concepts en charriage. Cependant, bien qu'ayant évolué longtemps relativement séparément, il semble que ces deux communautés échangent de plus en plus de façon fructueuse.

Il faut mentionner la communauté des physiciens des milieux granulaires qui s'intéresse également aux fluides géophysiques telles les avalanches de neige ou les laves torrentielles granulaires car ces phénomènes peuvent en première approximation être modélisés par des écoulements granulaires secs sur plan incliné. Il existe depuis quelques décennies un corpus de connaissance qui peut être mis à profit dans l'étude du charriage, par exemple les travaux effectués sur la ségrégation.

Nous n'oublions pas la communauté des mécaniciens des sols dont les connaissances peuvent être très utiles pour traiter l'interface entre sédiments immobiles et transportés notamment par l'utilisation de modèles par éléments discrets.

Enfin du côté opérationnel, si à faible pente ce sont bien les ingénieurs du génie civil qui ont à traiter du charriage en rivière, à pente plus forte, ce sont plutôt les ingénieurs forestiers qui doivent tenir compte du charriage dans le cadre des risques naturels en montagne. La raison en est qu'une des façons de lutter contre les effets indésirables du charriage est de réduire les apports solides par reboisement ou par des ouvrages tels que les correcteurs torrentiels au niveau des versants dégradés.

1.2.2. Charriage et suspension

On appelle transport par charriage (bedload) le mode de transport de sédiments où les particules roulent, glissent ou sautent (brièvement), mais restent très proches du fond, ne quittant celui-ci que temporairement.

On parle de saltation pour désigner ces brefs sauts.

Le charriage se définit en fait volontiers par opposition avec le transport en suspension.

On appelle transport par suspension (suspendedload) le mode de transport de sédiments où les particules se déplacent en faisant des sauts importants, mais restent (occasionnellement) en contact avec le charriage, puis avec le fond.

Le charriage est aussi appelé charge de fond, strict équivalent linguistique de bedload, notamment par la communauté des géomorphologues.

A noter que ces deux modes de transport impliquent des échanges avec le lit et sont donc à l'origine des variations morphologiques du cours d'eau.

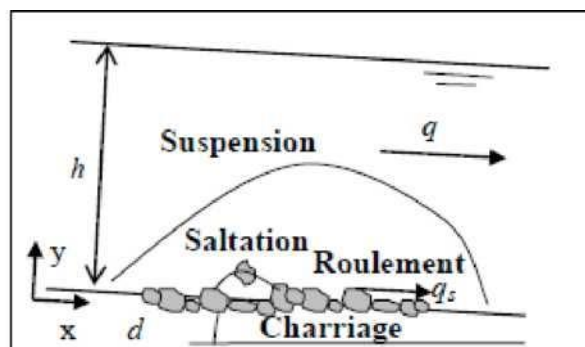


Figure (1.2) : Illustration du transport solide

La somme des deux transports en charriage et suspension est appelée « transport solide total du fond » (bedmaterialload). Cette notion permet d'exclure les matières en suspension intrinsèques généralement plus fines (argiles ou silts), qui n'ont aucun échange avec le lit et qui n'ont donc aucun impact sur la morphologie sous réserve d'une concentration pas trop forte.

Ces définitions sont largement phénoménologiques. Une définition plus physique considère que la force de gravité subie par une particule en suspension est contrebalancée par la turbulence de l'écoulement.

Le charriage peut alors a contrario se définir comme le mode de transport qui ne nécessite aucune fluctuation turbulente. De fait, un certain nombre d'auteurs ont étudié le charriage en régime laminaire. Le charriage reste néanmoins influencé par le régime turbulent de l'eau, ce qui est quasiment toujours vrai en conditions naturelles. D'une part l'écoulement d'eau est influencé par les dissipations turbulentes. D'autre part les conditions d'entraînement d'une particule sont reliées aux événements turbulents près du lit tels les bouffées ou balayages.

Ajoutons que le transport par charriage est un phénomène biphasique à toutes échelles. La vitesse des particules est toujours différente de la vitesse du fluide environnant. La vitesse moyenne de la phase solide est inférieure à la vitesse moyenne de la phase fluide. Le phénomène ne peut pas se modéliser à l'aide d'une seule phase.

A noter que l'étude du transport par suspension a bénéficié ces dernières décennies de l'imposant corpus de connaissances en turbulence sans équivalent dans l'étude du charriage.

La question qui se pose : pourquoi ne travailler que sur le charriage sans tenir compte de la charge solide en suspension ?

Cette dernière constitue généralement le flux dominant en moyenne interannuelle. [Dietrich et Dunne 1978] indiquent que le volume de la charge en suspension de torrents représente entre 80 % et 95 % du total. [Lenzi et al. 2003] sur le Rio Cordon (Dolomites, Italie) donnent une valeur de 76 % (pente moyenne du tronçon étudié-13,6 %).

[Meunier et al. (2006)] indiquent cependant dans le cas du torrent de Saint Pierre dans les Ecrins que le charriage peut représenter jusqu'à 60 % du flux solide. Ils décrivent l'évolution du rapport des deux charges pendant une crue. Il a été observé durant une succession de crues journalières (en aval de glaciers) que la proportion du charriage diminuait de 60 à 20 % du flux solide. L'explication avancée est que le charriage des particules grossières permet la libération des particules fines sous-jacentes. On peut en tout cas y voir un indice de la complexité du transport solide durant une crue.

Plusieurs réponses complémentaires peuvent être apportées.

De façon générale le charriage est considéré comme le processus qui modifie le plus la morphologie [Knighton 1998, Lenzi et al. 2006], en particulier la géométrie (profil en long, section en travers) et la granulométrie du lit, en un mot les conditions aux limites pour parler en langage de modélisateur.

Dans le cas des cours d'eau de montagne, plusieurs éléments complémentaires entrent en jeu. La morphologie du cours d'eau peut être modifiée durant une seule crue avec localement des dépôts ou des érosions de plusieurs mètres alors que la hauteur d'eau n'est pas nécessairement très grande. Lorsqu'on s'intéresse aux risques naturels en

montagne, à la lutte contre les inondations torrentielles en particulier, le processus de charriage est ainsi de première importance.

Bien entendu, dans d'autres contextes la suspension est le phénomène à étudier en priorité même en montagne. C'est par exemple le cas si l'on s'intéresse au remplissage prématuré des retenues de barrage ou aux éléments polluants comme les métaux lourds transportés ou largués par les sédiments en suspension.

Par ailleurs, les cours d'eau de montagne présentent une granulométrie grossière et de fortes pentes qui impliquent à leur tour des hauteurs d'eau faibles. Le charriage peut ainsi occuper une partie substantielle de la colonne d'eau voire son intégralité jusqu'à la surface libre. Des grains en mouvement peuvent même émerger temporairement. Les particules en suspension (maintenues par la turbulence) se retrouvent mêlées aux particules grossières en charriage. La distinction phénoménologique de la charge en suspension occupant toute la hauteur d'eau alors que la charge de fond comme son nom l'indique n'occupe que le fond n'a alors plus de sens.

1.2.3. Cours d'eau de montagne

Les cours d'eau sont classés en :

a) rivières : elles coulent dans des vallées larges ; elles ont un assez fort volume d'eau, et des crues prolongées ; leur pente, constante sur de grandes longueurs, n'excède pas 15 millimètres par mètre.

b) rivières torrentielles : Leurs vallées sont moins longues et plus resserrées, les variations de leurs pentes sont plus rapides leur pente n'excède pas 6 centimètres par mètre.

c) torrents : ils coulent dans des vallées très-courtes, qui morcellent les montagnes en contreforts ; leurs crues sont courtes et presque toujours subites. Leur pente excède 6 centimètres par mètre, sur la plus grande longueur de leur cours : elle varie très-vite, et ne s'abaisse pas au-dessous de 2 centimètres par mètre.

Si cette classification fondée sur la pente est très réductrice, elle a néanmoins le mérite de justement mettre l'accent sur la pente, qui est en quelque sorte le moteur du charriage et à l'évidence un paramètre clé de ce phénomène.

Notons que les cours d'eau ou pour être plus précis une partie de leur cours sont généralement classés dans la littérature internationale par la granulométrie dominante de leur lit. De fait, ces termes en apparence simples encapsulent d'autres propriétés portant par exemple sur les pentes usuelles ou les formes du lit.

Peu de termes sont très bien définis ou largement admis. La « gravel-bed river » est sans doute un terme assez bien compris et correspondrait à une bonne partie des rivières torrentielles. Il existe une active communauté « gravel-bed river » qui organise régulièrement les conférences du même nom. Le processus de charriage est dominant dans ces cours d'eau ce qui explique que la recherche sur le charriage leur est souvent associée. Ces cours d'eau sont le siège de divagations, ce qui rend leur fonctionnement complexe.

1.2.4. Spécificités du charriage en montagne

Le charriage possède trois spécificités:

- a) de fortes pentes donc une submersion relative faible.
- b) de fortes concentrations de transport solide.
- c) une granulométrie très étendue et généralement grossière.

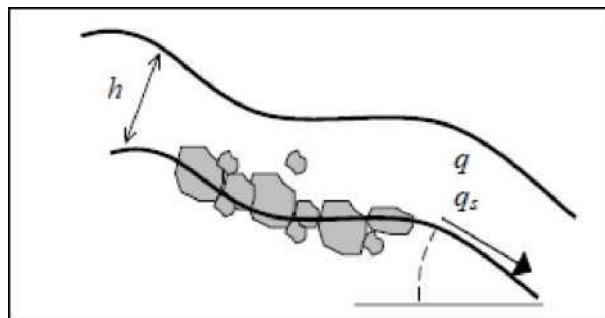


Figure (1.3): Le charriage à forte pente

Les fortes pentes rencontrées en cours d'eau de montagne impliquent de faibles hauteurs d'eau relativement à la granulométrie du lit. Le rapport de la hauteur d'eau h sur le diamètre représentatif des grains d , encore appelé submersion relative est faible. Ceci a pour conséquence de nous placer à la limite des hypothèses et lois usuelles en mécanique des fluides et hydraulique à surface libre. Par exemple, l'existence d'une zone logarithmique dans le profil de vitesse est très discutée, et les lois de résistance classiques tombent rapidement en défaut lorsque la submersion relative est inférieure à 10. Cela implique aussi que le flux solide, d'autant plus important que la pente s'accroît, n'a pas seulement lieu près du fond mais occupe tout l'écoulement jusqu'à la surface libre qui agit alors comme une véritable barrière physique.

La concentration de transport est souvent exprimée en g/m (débit massique de solide par débit volumique de liquide) car le flux solide en sortie de canal est obtenu par pesée. On préfère la définir comme un ratio de débits volumiques car il s'agit alors d'une grandeur adimensionnelle. Dans ce mémoire, le terme concentration seul fera toujours référence à ce ratio de débits volumiques.

CHAPITRE I : INTRODUCTION

On définit la concentration de transport comme le ratio du débit solide au débit liquide Q_s/Q . Pour fixer les idées, à une pente de 1 % déjà considérée comme élevée par les hydrauliciens « fluviaux », la concentration de transport maximale possible (sans limitation des apports solides) est de l'ordre de quelques 1/1000. A une pente de 20 %, elle peut dépasser 30%.

Durant un seul épisode de crue en torrent, ces fortes concentrations peuvent engendrer des variations de cote du lit qui peuvent atteindre plusieurs mètres alors que les variations de hauteur d'eau sont bien plus faibles. Le débordement d'un tronçon endigué ne provient alors pas tant de l'augmentation de la hauteur d'eau mais bien de l'exhaussement du lit : d'énormes quantités de solides peuvent alors ravager un cône de déjection.



Figure (1.4) :Un exemple de dépôt conséquent [Sesslabach, Tirol, Août 05]

Inversement l'affouillement local ou l'incision généralisée d'un tronçon par manque d'apport solide peut avoir des conséquences tout aussi désastreuses.



Figure (1.5) : Effet redoutable d'un affouillement [Paznauntal, Tirol, Août 05]

En montagne, les cours d'eau étant plus proches des sources de matériaux, la granulométrie est généralement étendue et grossière. On y rencontre en effet des matériaux qui n'ont pas encore été transportés résultant par exemple de glissements de terrain. Outre des processus, notamment dissipatifs, plus complexes entre les phases liquide et solide, des phénomènes d'interaction apparaissent alors au sein même de la phase solide entre les différentes classes granulométriques ce qui se manifeste par des structurations particulières de l'écoulement ou de ses frontières.



Figure (1.6) : Apport solide par glissement de berge dans [l'Ardon Alpes -
Maritimes]

1.2.5. Distinction charriage / laves torrentielles

Les laves torrentielles sont des coulées boueuses et/ou rocailleuses qui se produisent à forte pente. Elles se déplacent généralement par bouffées. Elles sont caractérisées par une concentration volumique solide élevée pouvant atteindre 90 %. C'est l'autre grande classe d'écoulements se produisant en montagne.

La distinction entre laves torrentielles et charriage n'est pas toujours facile à faire sur le terrain après une crue. Les laves torrentielles sont souvent caractérisées par des bourrelets frontaux ou latéraux de matériaux non triés alors qu'au contraire le charriage se caractérise par des dépôts triés. Un travail considérable a été mené ces dernières décennies sur la rhéologie des écoulements de lave torrentielle ce qui a

permis de mieux fonder cette distinction [Coussot et al. 1998, Laigle et Coussot 1997].

La loi de comportement de la plupart des laves torrentielles est caractérisée par un seuil de contrainte [Ancey 2007].

On distingue les laves torrentielles à matrice boueuse des laves torrentielles granulaires.

Les premières ont un comportement viscoplastique alors que les secondes ont un comportement frictionnel-collisionnel. Mentionnons aussi le cas particulier des lahars, composés de cendres volcaniques (matériaux très fins mais non argileux) qui ont un comportement frictionnel-visqueux.

Les laves torrentielles sont modélisées comme un fluide monophasique malgré leur forte étendue granulométrique (de l'argile aux gros blocs) alors que le charriage est clairement un phénomène biphasique.

CHAPITRE II : ECOULEMENT A SURFACE LIBRE

2.1. Introduction

Ce chapitre donne les grands principes de l'hydraulique à surface libre, utiles à la compréhension des cours d'eau et des écoulements à surfaces libres. Il est conçu pour être suivi par les lecteurs peu familiers des notions fondamentales de mécanique des fluides. Les démonstrations ne sont pas fournies, et le lecteur pourra les trouver en particulier où il retrouvera les mêmes définitions et notations.

2.2. Définition essentielle

a. Les paramètres géométriques

Les paramètres géométriques sont relatifs à une section du chenal dans un plan perpendiculaire à son axe, dont la position est définie par une abscisse (x). Les paramètres essentiels sont le tirant d'eau (y), la section mouillée (S), la largeur au miroir (L) ou largeur de la section mouillée et le périmètre mouillé (P). Il faut noter que le périmètre mouillé représente la longueur de paroi au contact de l'eau (berges et fond), mais ne comporte pas le contact entre l'eau et l'atmosphère. Le tirant d'eau est mesuré perpendiculairement au fond du chenal. Il ne doit théoriquement pas être confondu avec la hauteur d'eau qui est une mesure verticale. Mais en rivière à faible pente, ces deux valeurs sont pratiquement égales.

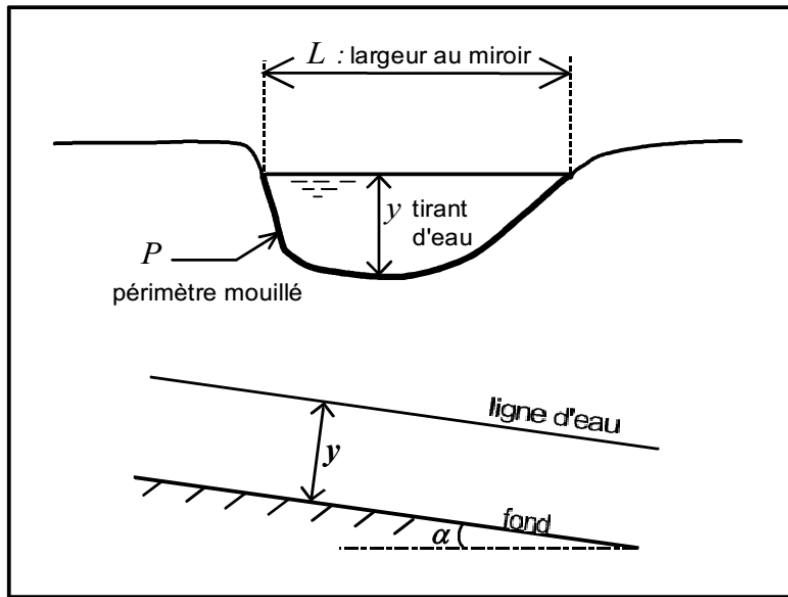


Figure (2.1) : tirant d'eau, largeur au miroir et section mouillée

Par définition, le rayon hydraulique R est le rapport entre section mouillée et périmètre mouillé, Si le chenal est rectangulaire, alors $R = \frac{L \cdot y}{L + 2 \cdot y}$. Si le chenal est infiniment large, alors $R = y$.

$$R = S/P \quad (2.1)$$

La pente du chenal, notée (i) est la pente de son fond, mesurée tout le long de son axe, et comptée positivement si le chenal est descendant. Si z_f désigne la côte du fond mesurée positivement vers le haut, alors $i = -\frac{dz_f}{dx} = \sin \alpha$.

Tous les paramètres L , y , S , P , R dépendent du débit et ne sont donc pas des constantes géométriques. Seule la pente (i) est –dans notre hypothèse- une constante géométrique (c'est à dire indépendante du débit), mais certes, elle peut varier dans l'espace.

b. Les paramètres hydrauliques

2.2.1. Masse volumique

La masse volumique de l'eau est notée ρ_w et vaut 1000 kg/m^3 dans le cas de l'eau sans matières en suspension.

2.2.2. Poids volumique

Le poids volumique de l'eau est noté $\gamma_w = g \cdot \rho_w$ et vaut $9,81 \text{ kN/m}^3$ pour de l'eau sans matières en suspension. g désigne l'accélération de la pesanteur et vaut $9,81 \text{ m/s}^2$. Il ne doit pas être confondu avec la masse volumique définie plus haut ou avec la densité qui est un nombre sans dimension.

2.2.3. Débit

Le débit (Q) est le volume d'eau qui traverse une section perpendiculaire à l'axe du chenal par unité de temps.

2.2.4. Vitesse en un point de l'écoulement

Par définition, la vitesse (v) en un point de l'écoulement est celle de la particule qui passe en ce point au moment considéré.

2.2.5. Vitesse moyenne

La vitesse moyenne est par définition $V = Q/S$, c'est-à-dire $V = \frac{\iint v \cdot ds}{S}$, ds désignant un élément de surface :

$$S = \iint ds \quad (2.2)$$

2.2.6. Ligne de courant

Une ligne de courant est une courbe tangente en chacun de ses points P au vecteur vitesse en ce point. En écoulement non permanent, la vitesse v au point P évolue dans le temps et les lignes de courant se déforment avec le temps. En écoulement permanent, les lignes de courant ne se déforment pas et constituent des trajectoires de particules d'eau. Le profil de la surface libre est une ligne de courant particulière.

2.2.7. Pression hydrostatique en un point

Dans un liquide au repos, $z_P + \frac{p}{\gamma_w}$ est constant en tout point P de la masse liquide. z_P désigne la cote du point P. p désigne la pression appliquée à une facette passant par ce point et ne dépend pas de l'orientation de cette facette. Elle s'exprime en Pascal (symbole Pa ou N/m²). Dans ce qui suit, p désignera la pression relative (autrement dit, en surface d'un liquide la pression est nulle). A une profondeur h sous la surface libre, $p = \gamma_w \cdot h$

2.2.8. Charge hydraulique en un point d'un liquide en mouvement

Par définition, la charge hydraulique en un point P d'une ligne de courant est la valeur :

$$H = z_P + \frac{p}{\gamma_w} + \frac{v^2}{2g} \quad (2.3)$$

v la vitesse au point P. Si $p = \gamma_w \cdot \Delta z$ (figure 2.2). Si y_P désigne la distance du point à la surface et si α désigne l'angle du fond avec l'horizontale, $y_P = \Delta z / \cos \alpha$.

Donc $p = \gamma_w \cdot y_P \cdot \cos \alpha$ Dans les problèmes courants de rivières ou de canaux, la pente est très faible, et $\cos \alpha \approx 1$.

D'où :

$$p = \gamma_w y_P \tag{2.4}$$

Comme pour un problème hydrostatique. Donc, en hydraulique à surface libre et pour une pente faible, la charge en un point peut s'écrire:

$$H_P = z_P + y_P + v^2/2g. \tag{2.5}$$

Jusqu' un angle de 8° par exemple, c'est à dire une pente de 14%, l'erreur due à cette approximation n'est que de 1%.

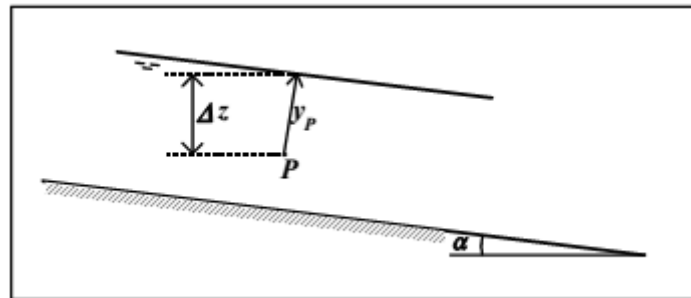


Figure (2.2) : pression en un point : $p = \gamma_w y_P$

2.2.9. Charge moyenne dans une section

a. charge spécifique

L'intégration de $H_P = z_P + y_P + v^2/2g$ dans une section donne la charge moyenne :

$$H = z_f + y + \beta V^2 / 2g \quad (2.6)$$

z_f désigne la cote du fond et y le tirant d'eau pour la section. Le coefficient de Coriolis β vaut 1 si la répartition des vitesses dans la section est uniforme. Sa formulation est :

$$\beta = \frac{\int \int v^3 ds}{V^3 \cdot S} \quad (2.7)$$

En rivière, il est généralement compris entre 1 et 1,2.

La ligne de charge moyenne est obtenue en reportant graphiquement $V^2/2g$ au-dessus de la ligne piézométrique. Sur cette figure, le tirant d'eau est assimilé à la distance verticale entre le fond et la surface libre, toujours compte tenu de l'hypothèse de pente faible. Cette approximation sera conservée par la suite.

La charge spécifique est la charge moyenne mesurée par rapport au fond du chenal:

$$H_s = H - z_f = \frac{p}{\gamma_w} + \beta \frac{V^2}{2 \cdot g} \quad (2.8)$$

Si la pente est faible :

$$H_s = y + \beta \cdot V^2 / (2g) \quad (2.9)$$

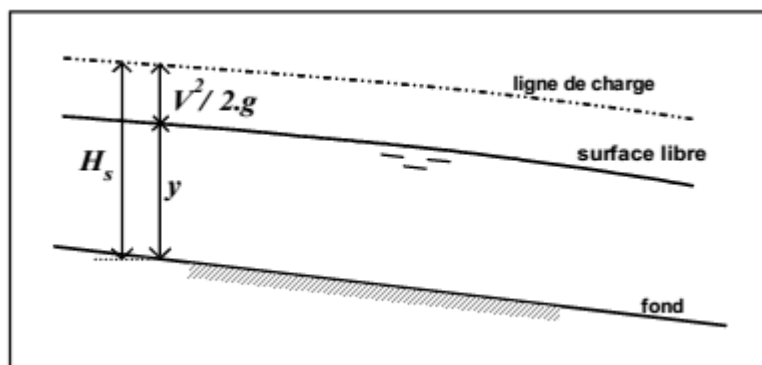


Figure (2.3) : ligne de charge, charge spécifique (β est ici supposé égal à 1)

2.2.10. Poussée sur une paroi du canal

L'eau exerce sur les parois du chenal une poussée égale à celle qui existerait si l'eau était au repos. Sur un élément de paroi de section ds , la poussée est

$$dP = p \cdot ds \quad (2.10)$$

2.3.11 - Frottement sur une paroi du canal

L'eau étant en mouvement, exerce aussi sur un élément de paroi de section ds , une force de frottement habituellement notée : $dF = \tau_0 ds$ schématisée figure (2.3)

τ_0 est la force de frottement par unité de surface ou contrainte tangentielle à la paroi.

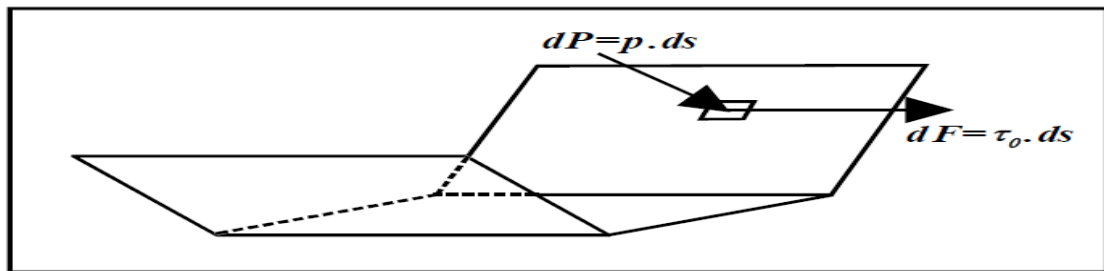


Figure (2.4) : - forces appliquées par l'eau sur les parois (L'une perpendiculaire, l'autre tangentielle)

2.3. Présentation rapide des différents régimes d'écoulement

2.3.1. Régime permanent

En régime permanent, le chenal véhicule un débit Q constant dans le temps. Le tirant d'eau y en un point donné est donc aussi constant. En pratique, on peut calculer en régime permanent des canaux d'irrigation, des écoulements en rivière à l'étiage ou en

régime moyen. Mais le calcul d'un écoulement en crue rapide ne peut pas être abordé par le régime permanent.

Permanent : Q indépendant de $t \Rightarrow y$ indépendant de t

Le régime permanent peut être uniforme ou varié selon la géométrie du chenal.

2.3.2. Écoulement permanent uniforme

Les caractéristiques géométriques du chenal sont constantes tout au long du tronçon considéré : section mouillée S , pente i ainsi que la rugosité des parois. Le tirant d'eau est constant tout au long du tronçon (appelé tirant d'eau normal). Dans le cas contraire l'écoulement est dit varié.

Permanent uniforme :

$S, (i > 0)$ et rugosité indépendantes de x ; Q indépendant de t ;

y indépendant de x et de t (appelé tirant d'eau normal).

2.3.3. Écoulement permanent varié

L'écoulement est varié lorsque la géométrie ou la rugosité ne sont pas constantes. Mais il l'est aussi dans un tronçon dont la géométrie et la rugosité sont constantes si le tirant d'eau n'est pas constant. Nous distinguerons les écoulements graduellement ou rapidement variés.

2.3.4. Régime transitoire

En régime transitoire, le débit varie en fonction du temps, et il en va donc de même du tirant d'eau en chaque point du cours d'eau. Le calcul du laminage d'une crue par un

barrage est typiquement un problème de calcul transitoire ; de même le calcul d'un écoulement de rivière en crue.

2.4. Calcul des écoulements permanents uniformes

2.4.1. Rappel de la définition

Un écoulement permanent est en outre uniforme lorsque la géométrie, la pente et la nature des parois restent inchangées et lorsque le tirant d'eau (y) garde une valeur constante. Un écoulement réellement uniforme se rencontre rarement dans les rivières, mais plutôt dans les canaux de grande longueur, à section et pente constantes. C'est néanmoins un écoulement auquel on se réfère souvent, même dans l'étude des problèmes réels non uniformes. Souvent par simplification de langage, nous nous contenterons de parler d'écoulement uniforme, au sens d'écoulement permanent et uniforme.

2.4.2. Équation de continuité

L'équation de continuité exprime que la masse de liquide sortant d'une section aval est égale à celle qui entre dans une section amont pendant le même intervalle de temps Δt .

D'autre part, le liquide est supposé homogène et incompressible ($\gamma_w = \text{constante}$). Il y a donc aussi continuité du volume. Le volume entrant $Q_1 \cdot \Delta t$ est donc égal au volume sortant $Q_2 \cdot \Delta t \Rightarrow Q_1 = Q_2$.

En écoulement permanent (uniforme ou non), le débit se propage en restant constant.

En outre y étant constant par définition, S est aussi constant, ainsi que la vitesse moyenne $V = Q/S$.

En écoulement permanent uniforme, section mouillée et vitesse moyenne sont constantes.

2.4.3. Équation du régime uniforme

Soit $i = -dz_f/dx$ la pente du fond. La pente de la surface libre lui est aussi égale car le tirant d'eau est constant dans l'espace. La charge moyenne en une section est par définition : $H = y + z + V^2/2g$. Entre une section 1 et une section 2, la charge varie d'une quantité $H_1 - H_2$ appelée perte de charge.

Le théorème de Bernoulli exprime que dans un écoulement permanent d'un fluide parfait (viscosité nulle), la charge est constante le long d'une ligne de courant. Mais nous nous intéressons à des liquides réels, donc visqueux. Le théorème de Bernoulli généralisé exprime simplement que la variation de la charge ΔH est égale à la perte de charge $j \cdot \Delta x$.

La perte de charge linéaire (j) est donc identique à la pente de la ligne de charge :

$$j = -dH/dx \quad (2.11)$$

D'où :

$$j = -\frac{d}{dx} \left(y + z + \frac{V^2}{2g} \right) = -\frac{dz_f}{dx} \quad (2.12)$$

Car y comme V sont constants.

Il en résulte que

$$i = j \quad (2.13)$$

Au passage, nous constatons qu'un écoulement uniforme n'existe que si la pente est positive.

Dans un écoulement uniforme la ligne de charge, la surface libre et le fond sont parallèles.

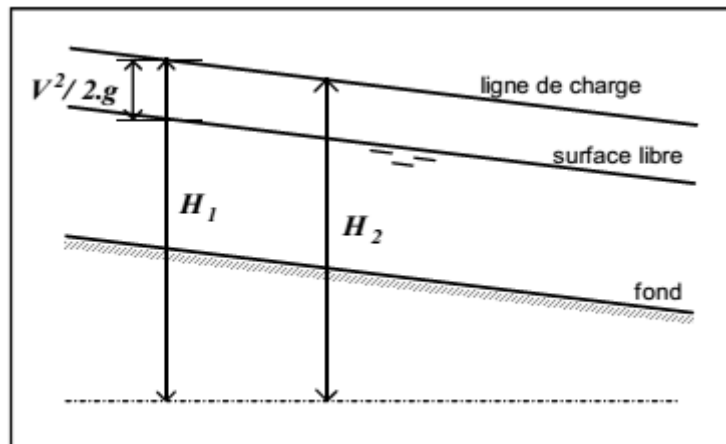


Figure (2.5) : écoulement uniforme

2.5. Écoulements permanents graduellement variés

2.5.1. Présentation du problème considéré

En pratique dans un chenal uniforme, c'est à dire de section, pente et rugosité uniformes, le tirant d'eau n'est constant qu'à une grande distance des extrémités. Près des extrémités, l'écoulement est varié, c'est-à-dire que le tirant d'eau varie. Plus généralement, l'écoulement est également non uniforme lorsque le chenal est non uniforme (sa géométrie et/ou sa rugosité sont variables).

Un écoulement graduellement varié est obtenu lorsque :

- a) les dimensions, les formes, la rugosité, la pente du chenal varient faiblement sans brusquerie.
- b) le tirant d'eau varie faiblement.

2.5.2. Équation de la ligne d'eau ; tirant d'eau normal :

Supposons connues la géométrie et la rugosité du chenal ainsi que la valeur du débit permanent, nous cherchons la ligne d'eau, c'est-à-dire la relation entre le tirant d'eau et l'abscisse.

La perte de charge vaut

$$j = - \frac{dH}{dx} \quad (2.14)$$

On démontre facilement que :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{i - j}{1 - \frac{Q^2 L}{g \cdot S^3}} \quad (2.15)$$

Dans le second membre, Q et i sont des constantes connues et L et S sont des fonctions connues de y. Reste le terme j. On considère que la perte de charge a la même valeur qu'en régime uniforme pour le même tirant d'eau et le même débit.

D'où :

$$j = \frac{Q^2}{K^2 \cdot S^2 \cdot R^{4/3}} \quad (2.16)$$

Nous avons bien une équation différentielle de la ligne d'eau. Puisqu'elle est du premier ordre, le problème est complètement résolu si l'on se fixe une condition à la limite.

Remarque

Lorsque $i = j$ on retrouve $\frac{dy}{dx} = 0$ (y= constante), c'est-à-dire le régime uniforme ;

Par définition, le tirant d'eau normal (y_n) est la solution de l'équation différentielle

$$\frac{dH_s}{dx} = 0$$

Or

$$H_s = H - z$$

$$\frac{dH_s}{dx} = i - j = 0$$

En utilisant les relations précédentes, on obtient :

$$Q = K.S.R^{2/3}i^{1/2}$$

Nous constatons qu'en régime uniforme ($i = j$), le tirant d'eau réel est forcément le tirant d'eau normal. En régime non uniforme, si la pente est négative, il ne peut exister de tirant d'eau normal. Enfin, si la pente est positive, le tirant d'eau réel n'a aucune raison d'être égal au tirant d'eau normal.

2.5.3. Tirant d'eau critique

Par définition le tirant d'eau est dit critique lorsque l'énergie spécifique est minimale.

Or on démontre très facilement que l'énergie spécifique vérifie :

$$\frac{dH_s}{dy} = 1 - \frac{Q^2}{g.S^3}L$$

Le tirant d'eau critique vérifie donc :

$$\frac{Q^2L}{gS^3} = 1$$

Cette valeur est désignée par (y_c).

On peut vérifier facilement que l'énergie spécifique minimale est :

$$H_{sc} = y_c + \frac{S_c}{2 \cdot L} \quad (2.17)$$

Dans le cas d'un chenal rectangulaire, le tirant d'eau critique peut s'exprimer ainsi :

$$y_c = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{g \cdot L^2}} = \frac{V^2}{g} \quad (2.18)$$

et l'énergie spécifique minimale vaut :

$$H_{sc} = \frac{3}{2} y_c \quad (2.19)$$

2.5.4. Écoulement fluvial, écoulement torrentiel

Posons :

$$F = \sqrt{\frac{Q^2 L}{g \cdot S^3}} \quad (2.20)$$

F est appelé nombre de Froude. Il s'écrit aussi :

$$F = \frac{V}{\sqrt{g \cdot y_m}} \quad (2.21)$$

$y_m = S/L$ est le tirant d'eau moyen dans la section.

Le nombre de Froude est un nombre sans dimension dont le carré représente le rapport de l'énergie cinétique du liquide en mouvement à l'énergie potentielle de la pesanteur.

Il a un rôle tout à fait fondamental pour caractériser les écoulements.

En section rectangulaire $S = L \cdot y$. d'où $F = V/\sqrt{g \cdot y}$

Il est souvent pratique d'utiliser le débit linéaire ou débit par mètre de largeur du lit $q = Q/L$. Le nombre de Froude en section rectangulaire s'écrit donc aussi :

$$F = q/\sqrt{g \cdot y^3} \tag{2.22}$$

En section quelconque :

$$F = q/\sqrt{g \cdot y_m^3}$$

Lorsque $F = 1$, le tirant d'eau est critique d'après ce qui précède.

De plus :

$$\frac{dH_s}{dy} = 1 - F^2$$

Lorsque $F < 1$ (ou lorsque $y > y_c$), le régime est dit fluvial. H_s est une fonction croissante de y et l'on se trouve sur la branche de droite de la courbe.

Lorsque $F > 1$ (ou lorsque $y < y_c$), le régime est dit torrentiel.

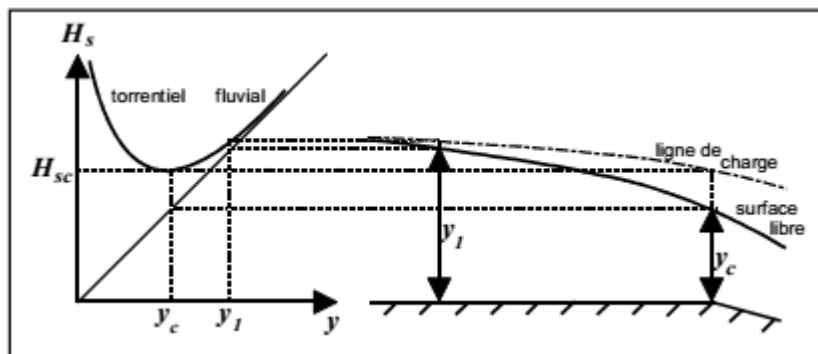


Figure (2.6) : relation charge spécifique – tirant d'eau pour un débit donné

La notion de régime fluvial, torrentiel ou critique s'applique évidemment au cas particulier du régime uniforme.

Lorsque $y_n < y_c$ L'écoulement est uniforme torrentiel, et lorsque $y_n > y_c$ l'écoulement est uniforme fluvial.

La figure (2.6) ci-dessus à l'intérêt de montrer que pour une même énergie spécifique, deux tirants d'eau sont possibles l'un fluvial, l'autre torrentiel. Bien entendu, la connaissance de la condition à la limite aiguillera vers l'un ou vers l'autre, selon sa position par rapport à y_c .

2.5.5. Calcul d'une courbe de remous

Il s'agit simplement de résoudre une équation différentielle du premier ordre du type

$$\frac{dy}{dx} = f(y) \text{ connaissant une condition aux limites } y = y_0 \text{ pour } x = x_0.$$

Attention, la condition doit être donnée à l'amont si l'écoulement est torrentiel et à l'aval s'il est fluvial. Donnons un exemple avec un changement de pente net.

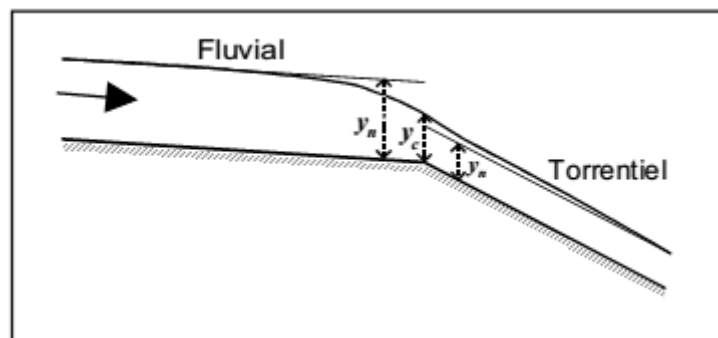


Figure (2.7) : passage fluvial – torrentiel

La ligne d'eau amont est fluviale et le tirant d'eau tend vers l'amont vers le tirant d'eau normal y_{n1} . La forme de la ligne d'eau est imposée par un contrôle aval, ici $y = y_c$.

De même, dans la partie torrentielle, le tirant d'eau tend vers le tirant d'eau normal y_{n2} vers l'aval. Le contrôle est amont ($y = y_c$).

2.6. Écoulements rapidement variés

Les écoulements rapidement variés se rencontrent soit en cas de changements de géométrie brutaux en plan (convergents, divergents), soit dans le cas d'écoulements dont les lignes de courant deviennent très courbes (en profil).

2.6.1. Ressaut hydraulique

Lorsqu'un écoulement torrentiel «rencontre» un écoulement fluvial, la jonction se fait avec une forte discontinuité du tirant d'eau, et une importante agitation qui dissipe une grande part de l'énergie acquise dans le tronçon torrentiel. L'observation montre de grands tourbillons, des remous ainsi que de nombreuses bulles d'air entraînées. Cette zone agitée est baptisée ressaut hydraulique.

En supposant les parois fixes, on démontre que :

$$y_2 = -\frac{y_1}{2} + y_1 \frac{\sqrt{1 + 8F_1^2}}{2} \quad (2.23)$$

F_1 : Le nombre de Froude amont.

y_1 : Le tirant d'eau amont.

y_2 : Le tirant d'eau aval.

La perte de charge dans le ressaut est :

$$\Delta H = \frac{(y_2 - y_1)^3}{4 \cdot y_1 \cdot y_2} \quad (2.24)$$

Ces différentes formules sont intégrées dans l'abaque de la figure (2.8) fortement inspiré de Lencastre.

Pour $F_1 > 3$, la formule ci-dessus se simplifie en : $y_2 = (\sqrt{2}F_1 - \frac{1}{2})y_1$.

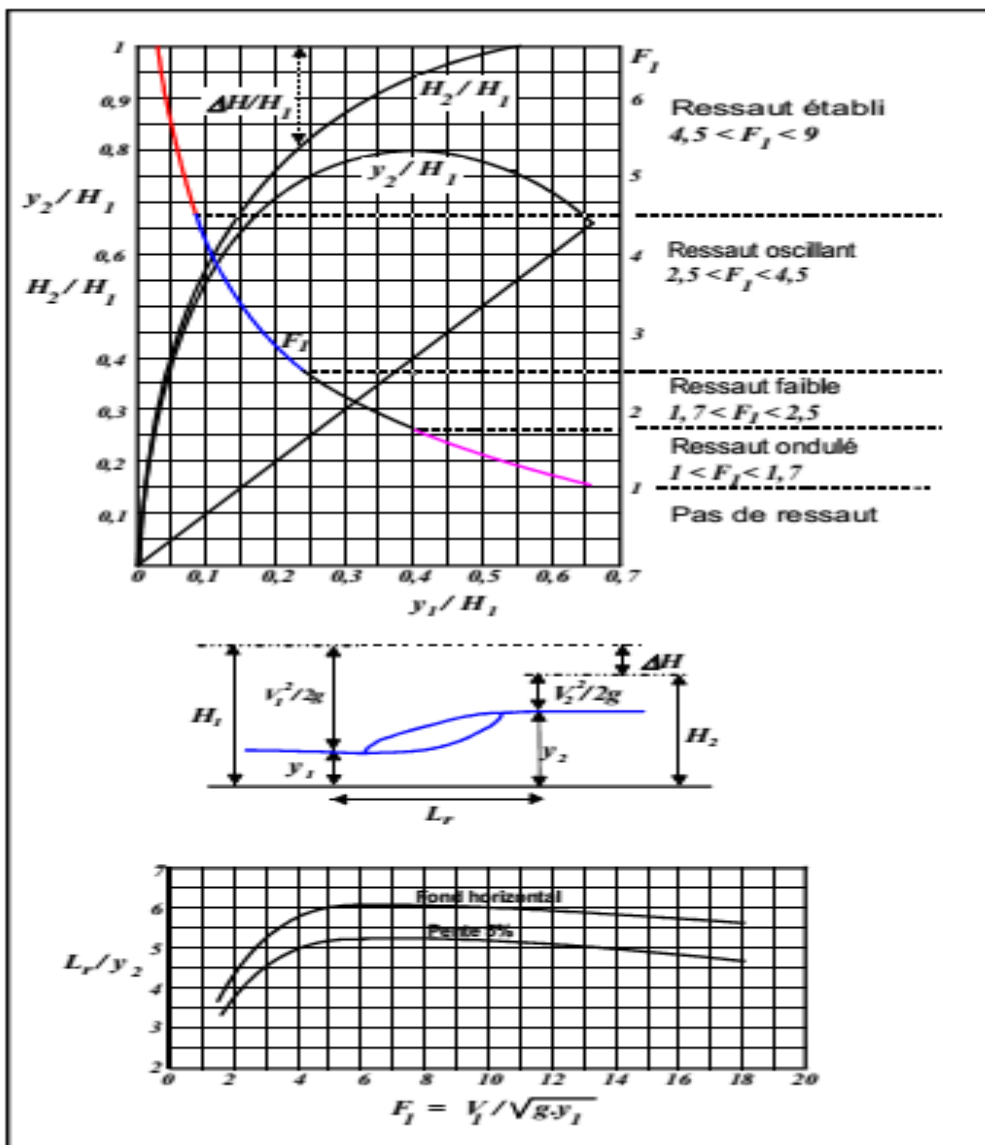


Figure (2.8) : détermination rapide des caractéristiques du ressaut.

2.6.2. Typologie et longueur du ressaut

D'après Lencastre, on distingue cinq types de ressaut.

- a. Le ressaut ondulé est obtenu pour des nombres de Froude inférieurs à 1,7 , Seules quelques légères rides sont observées en surface.
- b. Le ressaut faible est obtenu pour des nombres de Froude compris entre 1,7 et 2,5. Des petits tourbillons ou rouleaux prennent naissance.
- c. Le ressaut oscillant apparaît pour des nombres de Froude compris entre 2,5 et 4,5. Des turbulences fortes se produisent non seulement en surface, mais aussi au fond et cela de manière irrégulière. Ces turbulences peuvent se propager loin à l'aval.
- d. Lorsque le nombre de Froude est compris entre 4,5 et 9, le ressaut est dit établi ou stationnaire. Il est bien localisé et efficace en terme de dissipation de l'énergie.
- e. Enfin, au-delà d'un nombre de Froude de 9, ce qui ne se rencontre pas en rivière, le ressaut est dit fort. De véritables paquets d'eau sont projetés par intermittence.

D'une manière générale, lorsque le nombre de Froude croît, le ressaut devient moins ondulé et présente un rouleau marqué. Il est donc plus facile à stabiliser.

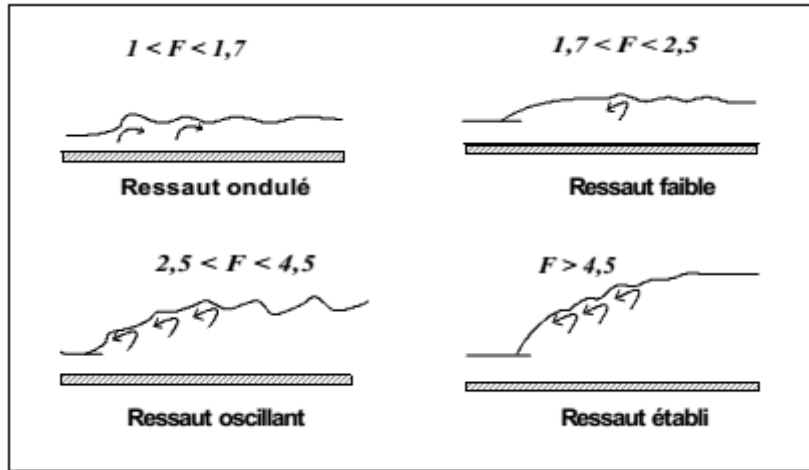


Figure (2.9) : typologie des ressauts

La longueur du ressaut est par définition la distance entre sa face amont et la zone atteinte lorsque toute l'énergie est pratiquement dissipée et ne provoque pas plus d'érosion que l'écoulement fluvial aval. Il faut être conscient de l'imprécision de cette définition. L'abaque de la figure (2.8) permet d'estimer la longueur du ressaut L_r en fonction du nombre de Froude à l'extrémité du tronçon torrentiel et du tirant d'eau fluvial aval. Selon [Sinniger et Hager 60], on peut également appliquer la formule $L_r/y_2 = 35\sqrt{F_1}/(8 + F_1)$ valable au-delà de $F_1 = 3$ et qui conduit aux mêmes résultats.

Lorsque l'on dimensionne le bassin de dissipation d'énergie d'un ressaut, il est important de bien noter que l'écoulement aval est indépendant du ressaut, et qu'il n'y a aucune raison pour que la ligne d'eau fluviale aval rejoigne le tirant d'eau conjugué calculé. Lorsque le tirant d'eau aval est supérieur, le ressaut est dit submergé. La dissipation d'énergie demande plus de place, et selon Lencastre, la longueur du ressaut submergé est : $L_r = 4,9 \cdot y_{aval} + 1,2 \cdot y_2$.

2.6.3. Position du ressaut

Il est important de positionner les ressauts car c'est une zone à forte dissipation d'énergie où se produisent de fortes érosions des berges et du fond.

Un ressaut se positionne à l'endroit où le tirant d'eau conjugué du tirant d'eau torrentiel amont devient égal au tirant d'eau fluvial aval. Cette approche théorique conduit en fait à supposer que la longueur du ressaut est nulle. En pratique, la longueur du ressaut est assez importante et vaut environ $L_r = 4,5$ à $6y_2$. Cela permet alors de positionner avec plus de précision le début et la fin du ressaut. Sur la figure (2.10), le ressaut se positionne là où la distance horizontale entre la ligne d'eau avale est écartée de L_r de la courbe amont des tirants d'eau conjugués.

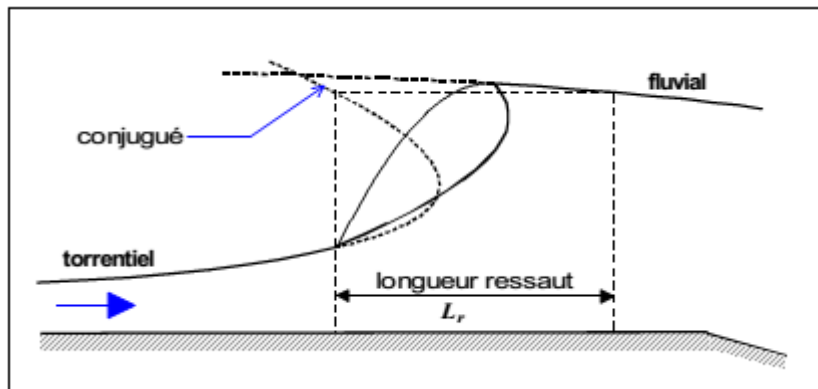


Figure (2.10) : positionnement du ressaut

2.7. Écoulement transitoires

2.7.1. Les deux équations de base

Le problème est supposé unidimensionnel et l'eau est supposée incompressible (ce qui est parfaitement licite). Comme pour le régime permanent, nous supposons connues la géométrie du chenal, sa rugosité, et nous nous fixons un hydrogramme entrant $Q(t)$. q (supposé connu) désigne un apport latéral en $m^3/s/m$ (positif si c'est un apport, négatif si c'est un départ, nul si le problème est conservatif).

Nous cherchons la ligne d'eau, c'est-à-dire la relation entre le tirant d'eau et l'abscisse.

Mais cette fois ci, nous avons à chaque instant deux inconnues : Q et y .

En écrivant la conservation de la masse et celle de l'énergie, on obtient le système de deux équations différentielles à deux inconnues :

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = q \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{g.S} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{1}{g.S} \frac{\partial(Q^2/S)}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial x} - i = -j = \frac{-Q}{K^2 S^2 R^{4/3}}$$

Le terme $\frac{\partial Q}{\partial t}$ traduit la raideur de l'hydrogramme. Il est souvent négligeable dans les cas courants de propagation de crue. Il ne l'est pas lors de crues provoquées par la rupture d'embâcles ou de barrages.

Ces équations sont les équations de [Barré de Saint Venant (1871)] où on en trouvera la démonstration pour des sections rectangulaires, mais elles sont valables pour des sections de forme quelconque.

Dans ces équations, il ne faut pas oublier que les inconnues Q, S, y sont des fonctions de x et t . R et S sont des fonctions de x et y . La pente i est fonction de x (modèle à fond fixe) et K est une constante (ou éventuellement une fonction de x et même de y).

A partir des équations de Barré de Saint Venant, on démontre que la relation

$\frac{dx}{dt} = V \pm c$ exprime que est la célérité des intumescences (vitesse pour un observateur

qui suit l'écoulement) vaut $c = \sqrt{g \cdot y_m}$ avec $y_m = S/L$.

L'observation de ronds dans l'eau permet de déterminer la nature de l'écoulement. Si la partie amont des ronds progresse vers l'amont pour un observateur fixe, l'écoulement est fluvial. Si l'écoulement est torrentiel sans être trop agité, l'observateur peut voir que tous les ronds sont emportés vers l'aval.

2.7.2. Problèmes réels rencontrés

Les équations de Barré de Saint Venant permettent de résoudre tous les problèmes d'hydraulique transitoire dès lors que la courbure des filets liquides n'est pas trop forte et que la pression reste hydrostatique :

- ✓ Propagation d'une crue en rivière.
- ✓ Ondes provoquées en amont et en aval d'une vanne fermée brutalement, ou ouverte brutalement.
- ✓ Phénomène analogue pour la vidange ou le remplissage d'une écluse de canal navigable.
- ✓ Phénomène analogue lors de l'arrêt ou de la mise en marche des turbines d'une centrale hydroélectrique.
- ✓ Onde de crue provoquée par une rupture de barrage.

2.8. Équations de Navier-Stokes

On raisonnera ici dans le cadre d'un fluide incompressible, c'est-à-dire dont la masse volumique ρ est constante en temps et en espace. Appelons $u = (u_1 ; u_2 ; u_3)$ le vecteur vitesse de l'écoulement. Les lois de conservation qui régissent la dynamique des écoulements de fluides incompressibles sont la conservation de la masse

$$\nabla \cdot u = 0 \tag{2.26}$$

et la conservation de la quantité de mouvement

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho(u \cdot \nabla)u = -\nabla p + \nabla \cdot \sigma + f \tag{2.27}$$

avec p la pression à l'intérieur du fluide, σ le tenseur des contraintes visqueuses, et f la résultante des forces externes par unité de volume.

Dans le cas des écoulements turbulents, on effectue classiquement une décomposition de la vitesse :

$$u_i = \bar{u}_i, \quad i = 1,2,3,$$

où \bar{u}_i sont les composantes de la vitesse moyennées en temps, et u'_i les composantes fluctuantes. Ces dernières peuvent être d'amplitude importante en régime turbulent, mais leurs moyennes en temps tombent à zéro par définition.

On prend à présent la moyenne des lois de conservations en appliquant cette décomposition du terme u . On trouve alors, en projetant dans la direction i ;

$i = 1 ; 2 ; 3$:

$$\nabla \cdot \bar{u}_i = 0 \tag{2.28}$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho(\bar{u}_j \cdot \nabla) \bar{u}_i + \overline{((u'_j \cdot \nabla) u'_i)} = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot \bar{\sigma}_{ij} + \bar{f}_i \quad (2.29)$$

La conservation moyennée du mouvement pour le cas d'un fluide incompressible est généralement reformulée – après quelques manipulations – de la façon suivante [Guyonet al. 2001] :

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho(\bar{u}_j \cdot \nabla) \bar{u}_i = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot (\bar{\sigma}_{ij} - \rho \overline{(u'_j u'_i)}) + \bar{f}_i, \quad i = 1,2,3.$$

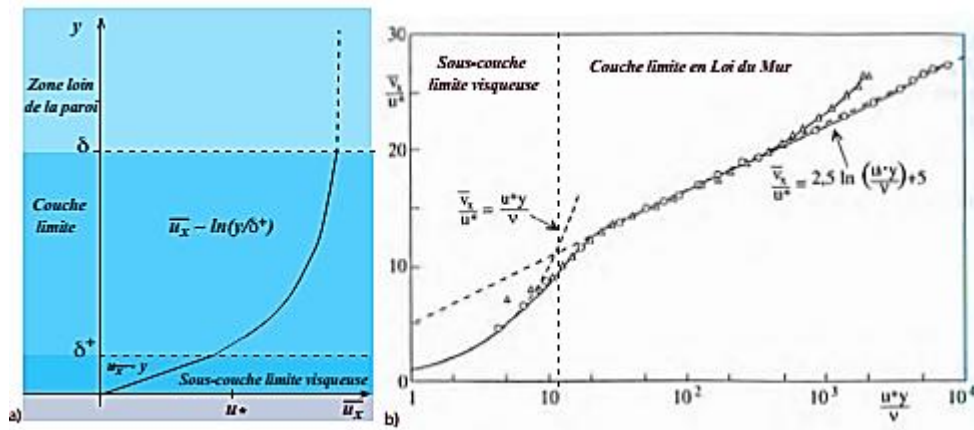


Figure (2.11)

Figure (2.11) : Vue schématique du profil de la vitesse moyenne $u_x = f(y)$, dans le cas d'un semi-plan infini. b) Données expérimentales de vitesses moyennes en fonction de y , obtenues en tube circulaire (o) et sur un plan (Δ) par [Patel 1965]

On peut exprimer la contrainte moyenne dans le régime turbulent comme :

$$\bar{\tau}_{ij} = \bar{\sigma}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j} \quad (2.30)$$

Le terme $-\overline{\rho u'_i u'_j}$ s'interprète comme la capacité de diffusion de quantité de mouvement par les fluctuations de vitesses de l'écoulement. Il a la dimension d'une contrainte et est appelé contrainte turbulente. Dans un écoulement où la turbulence est développée, cette contrainte turbulente devient le premier facteur de diffusion de la quantité de mouvement. En domaine visqueux au contraire, il devient très faible devant les contraintes visqueuses.

CHAPITRE III : FORMULES DE TRANSPORT SOLIDE

3.1. Introduction

L'étude de la dynamique sédimentaire en milieu littoral ou fluvial est un thème important, compte tenu de ses applications nombreuses. Il est nécessaire de construire des outils de modélisation permettant de prédire les taux de transport et les évolutions morpho dynamiques qui en résultent. Ces outils pourront être appliqués notamment aux études d'envasement des chenaux de navigation et plus généralement à toutes les études d'impact local des aménagements sur l'environnement.

La modélisation morpho dynamique passe par une bonne connaissance des forçages hydrodynamiques et fait intervenir une méthodologie de couplage entre différents modules hydrodynamiques (propagation de houle, modèle courantologie 2D ou 3D,...). Le calcul morphodynamique, dernier maillon de la chaîne de modélisation hydro-sédimentaire.

Ce chapitre est consacré à quelques rappels hydrodynamiques. Il donne aussi les différentes formules semi-empiriques permettant le calcul du débit solide .

3.2. Forme générale

3.2.1. Définitions

Le taux de transport représente le volume de matériaux transportés par unité de temps et par unité de largeur. Il s'exprime soit en (m²/s), soit en (Kg/m/s), si on calcule la masse de matériaux transportés. Le taux de transport total, noté Q_t , est classiquement décomposé en une composante Q_b qui représente le transport par charriage sur le fond, et une composante Q_s qui représente le transport en suspension dans la colonne d'eau.

$$Q_t = Q_b + Q_s \quad (3.1)$$

3.2.2. Transport par charriage

Beaucoup de formules utilisent des grandeurs adimensionnelles, afin de permettre leur utilisation dans des configurations autres que celles qui ont prévalu lors de leur établissement (par exemple la géométrie du canal d'écoulement). Les deux principales grandeurs utilisées sont le nombre de Shields et le paramètre d'Einstein.

[Shields, 1936] a proposé d'adimensionnaliser les forces motrices (contrainte hydraulique τ exercée fois la surface du lit) par les forces stabilisatrices (poids de la particule). Le nombre obtenu est appelé « nombre de Shields » noté θ :

$$\theta = \frac{\tau}{g(\rho_s - \rho)D} \quad (3.2)$$

ρ : Masse volumique du fluide.

CHAPITRE III : FORMULES DE TRANSPORT SOLIDE

ρ_s : Masse volumique du sédiment.

g : Accélération de la pesanteur.

D : Diamètre moyen des grains.

Shields a également déduit de ses expériences que les grains posés au fond du lit étaient mis en mouvement lorsque ce nombre adimensionnel dépassait une valeur critique θ_c . [Einstein, 1950] a quant à lui proposé d'adimensionnaliser le transport solide de la manière suivante :

$$\Phi_b = \frac{Q_b}{\sqrt{g(s-1)D^3}} \quad (3.3)$$

Avec s la densité relative :

$$s = \rho_s / \rho \quad (3.4)$$

Beaucoup de travaux ont cherché à mettre en relation Φ_b et θ . La plupart des formules produites sont basées sur un excès de contrainte ($\theta - \theta_c$) plutôt que sur la contrainte seule, en faisant l'hypothèse que le transport solide est un phénomène à seuil, comme l'avait suggéré Shields.

$$\Phi_b = F(\theta - \theta_c) \text{ pour } \theta > \theta_c \quad (3.5)$$

Il n'y a pas de formules universelles, mais une grande diversité de formules, chacune faisant intervenir un certain nombre de coefficients semi-empiriques. Ces coefficients ont été calibrés par comparaison avec des données expérimentales et chacune de ces

formules a donc été établie pour une gamme de paramètres bien définie, qui doit être impérativement respectée par l'utilisateur.

3.2.3. Transport en suspension

Le taux de transport en suspension Q_s est égal, par définition, au flux de concentration intégré sur la verticale, depuis $z=a$, a étant la hauteur de la sous-couche de charriage, jusqu'à $z=h$, la surface libre :

$$Q_s = \int_a^h CUdz \quad (3.6)$$

C : Etant la concentration volumique des sédiments en suspension et U la vitesse du fluide.

3.3. Formules de transport par charriage

Il existe un grand nombre de formules dans la littérature (une vingtaine au total) qui peuvent être utilisées pour calculer le taux de transport par charriage. Nous citons les plus célèbres :

3.3.1. Formule de Meyer-Peter

La formule de [Meyer-Peter 1948] est l'une des plus classiquement utilisée pour calculer le transport par charriage. Elle a été validée pour des sédiments moyens à grossiers ($0.4 \text{ mm} < D < 29 \text{ mm}$). C'est une formule dite à seuil, c'est à dire qu'elle fait intervenir le paramètre de Shields critique d'entraînement, considéré comme constant ($\theta_c = 0.047$).

$$\Phi_b = 8(\mu\theta - 0.047)^{\frac{3}{2}} \quad (3.7)$$

Le coefficient $\mu < 1$ est un coefficient de correction qui permet de tenir compte de l'effet des rides sur la contrainte.

3.3.2. Formule d'Einstein-Brown

La formule [d'Einstein-Brown 1950] fait intervenir une dépendance des coefficients du modèle par rapport au diamètre adimensionnel D_* :

$$\Phi_b = F(D_*)f(\theta) \quad (3.8)$$

$$F(D_*) = \left(\frac{2}{3} + \frac{36}{D_*}\right)^{0.5} - \left(\frac{36}{D_*}\right)^{0.5} \quad (3.9)$$

$$f(\theta) = 2.15 \exp\left(-\frac{0.391}{\theta}\right) \quad \text{si } \theta \leq 0.2 \quad (3.10)$$

$$f(\theta) = 40\theta^3 \quad \text{si } \theta > 0.2 \quad (3.11)$$

D_* est le diamètre adimensionnel défini par :

$$D_* = \left(\frac{g(s-1)}{\nu^2}\right)^{1/3} D \quad (3.12)$$

ν est la viscosité cinématique du fluide.

La formule d'Einstein-Brown est recommandée pour des sédiments relativement grossiers ($D > 2\text{mm}$).

3.3.3. Formule de Van Rijn

La formule proposée par [Van Rijn 1984] a été établie pour calculer le transport par charriage des particules relativement fines.

$$\Phi_b = 0.053 D_*^{-0.3} \left(\frac{\theta - \theta_c}{\theta_c} \right)^{2.1} \quad (3.13)$$

3.3.4. Formule d'Engelund et Hansen

La formule [d'Engelund-Hansen 1981]était, à l'origine, une formule de transport par charriage, mais elle peut être utilisée pour calculer le transport total. Elle a été validée pour des sédiments relativement fins ($0.2\text{mm} < D < 1 \text{ mm}$). En variables adimensionnelles, le transport s'écrit :

$$\Phi_b = \frac{0.1}{k_s} \theta^{\frac{5}{2}} \quad (3.14)$$

k_s est le coefficient de rugosité.

Cette formule a été adaptée par [Chollet et Cunge 1980] pour tenir compte des formes de fond générées par le courant.

3.4. Effet de la houle sur le transport solide

3.4.1. Généralités

La houle seule (linéaire) génère des cisaillements importants, ce qui favorise la remise en suspension des sédiments. Mais, dans le cas d'un mouvement purement oscillatoire, le transport net est nul puisque les quantités de sédiments transportés

CHAPITRE III : FORMULES DE TRANSPORT SOLIDE

dans les directions 'onshore' et 'offshore' au cours des deux demi-cycles de la houle, se compensent exactement. Le transport net est le résultat d'une dissymétrie entre ces deux demi-cycles, qui peut être due elle-même à la présence d'un courant moyen, ou encore à la déformation non-linéaire de la houle en zone côtière.

Les actions de la houle et celle du courant sont donc complémentaires sur la dynamique sédimentaire. La houle a pour effet de favoriser la mise en suspension des sédiments et d'augmenter ainsi largement les quantités de sable transportées par le courant moyen.

La houle est responsable de la formation de rides dont les dimensions (hauteur et longueur d'onde) sont proportionnelles à celles du courant orbital. Ces rides modifient la structure de la couche limite et ont une importance considérable sur les mécanismes de transport sédimentaire.

On assiste à chaque demi-période à la formation d'une bi-périodique de vortex qui sont éjectés au moment de la renverse, pour être transportés dans la direction opposée.

Un certain nombre de formules de la littérature permettent de tenir compte des effets de la houle sur le transport solide. Qualitativement, toutes ces formules reproduisent l'effet principal observé en houle et courant à savoir une augmentation du taux de transport par rapport au cas d'un courant seul. Cependant, les résultats obtenus diffèrent fortement entre différentes formules. Ces formules reposent aussi sur des concepts extrêmement différents, notamment dans la prise en compte des effets instationnaires.

CHAPITRE III : FORMULES DE TRANSPORT SOLIDE

Les effets non-permanents associés au mouvement oscillatoire peuvent être mis en évidence en décomposant chaque variable instantanée $x(t)$ en une composante moyenne $X = \langle x(t) \rangle$, où $\langle \rangle$ est l'opérateur moyen temporel sur une période de la houle, et une composante périodique, notée x_w . Le taux de transport en suspension Q_s est par définition le flux moyen des concentrations $\langle c(t)u(t) \rangle$ intégré sur la colonne d'eau. Il est décomposé en une composante Q_c , qui représente le transport de la concentration moyenne par le courant moyen, et une composante Q_w qui représente les effets instationnaires :

$$Q_s = Q_c + Q_w \quad (3.14)$$

$$Q_c = \int_a^h CU dz \quad (3.15)$$

La composante Q_w est due aux corrélations entre les composantes périodiques des vitesses u_w et des concentrations c_w . Le transport par la houle Q_w joue un rôle important en particulier lorsque le fond est ridé.

$$Q_w = \int_a^h \langle c_w u_w \rangle dz \quad (3.16)$$

✓ Approche quasi-stationnaire

La plupart des formules utilisées en houle et courant sont des formules initialement obtenues en courant permanent, puis modifiées pour tenir compte de l'effet de la houle. Cette approche 'quasi-stationnaire' ne permet pas de calculer la composante du transport due à la houle Q_w et n'est valable que si les effets non-permanents sont peu importants,

i.e. lorsque le temps de chute des particules (a/Ws) est petit devant la période de la houle. C'est le cas par exemple de la formule de [Bijker 1992] qui permet de calculer uniquement la composante Q_c du transport.

Par extension des formules de transport en courant permanent, le taux de transport adimensionnel est considéré proportionnel à la contrainte de frottement adimensionnelle, en tenant compte des interactions entre la houle et le courant.

✓ Approche instationnaire

Sur fond ridé ou dans le cas d'une houle dominante, lorsque le courant orbital U_8 , généré par la houle est supérieur au courant moyen U_c , les effets non-permanents ne peuvent plus être négligés. Il existe un certain nombre d'alternatives, comme la méthode de [Dibajnia et Watanabe 1992] ou l'approche énergétique de [Bailard 1981] pour tenir compte de ces effets non-permanents.

3.4.2. Formule de Bijker

✓ Transport par charriage

La formule proposée par [Bijker 1992] est une extension de la formule originale de [Frijlink 1952] en courant permanent. Le taux de transport par charriage est obtenu comme le produit de deux termes : le premier représente l'advection par le courant moyen et est proportionnel à la contrainte adimensionnelle en courant seul θ_c ; le deuxième représente la mise en suspension et tient compte des effets de la houle. En variables adimensionnelles, on écrit :

$$\Phi_b = b\theta_c^{0.5} \exp\left(-0.27 \frac{1}{\mu\theta_{cw}}\right) \quad (3.17)$$

Où b est un coefficient empirique, compris entre 2 et 5.

Le coefficient de correction μ permet de tenir compte de l'effet des rides :

$$\mu = \left(\frac{\tau}{\tau_c}\right)^{3/4} \quad (3.18)$$

La houle a pour effet de favoriser la mise en suspension des sédiments. Cet effet est pris en compte par une augmentation de la contrainte en houle et courant superposés

τ_{cw} :

$$\tau_{cw} = \tau_c + \frac{1}{2}\tau_w \quad (3.19)$$

La valeur du coefficient semi-empirique b dépend des conditions de forçage. Elle a été calibrée dans le cadre du [projet SEDMOC] afin de reproduire des mesures in-situ. D'après cette étude, le coefficient b doit être pris égal à 2 pour des applications en régime de rides générées par la houle, à l'extérieur de la zone de déferlement. A l'intérieur de la zone de déferlement (sur fond plat) ainsi qu'en courant seul, la valeur d'origine b=5 doit être utilisée.

✓ **Transport en suspension**

Le transport en suspension est considéré proportionnel au transport par charriage. Le raisonnement est rappelé ici brièvement :

CHAPITRE III : FORMULES DE TRANSPORT SOLIDE

Pour calculer le transport en suspension, Bijker suppose que le profil des vitesses moyennes suit un profil logarithmique, tandis que le profil des concentrations est donné par un profil de Rouse. Le nombre de Rouse Z qui intervient dans la définition du profil des concentrations est défini par :

$$Z = \frac{W_c}{k u_{*cw}} \quad (3.20a)$$

W_c est la vitesse de chute des particules et k est la constante de Karman ($k = 0.4$)

$$u_{*cw} = (\tau_{cw}/\rho)^{0.5} \quad (3.20b)$$

u_{*cw} est la vitesse de frottement en houle et courant.

La concentration de référence du profil de Rouse correspond à la concentration moyenne à l'extérieur de la sous-couche de charriage ($z=a$). Elle est reliée au taux de transport par charriage par la relation :

$$C_a = \frac{Q_b}{11.6u_*a} \quad (3.21)$$

La hauteur de référence est proportionnelle à la hauteur des rugosités : $a = k_s$

On peut établir de manière analytique la relation suivante :

$$Q_s = Q_b I \quad (3.22)$$

$$I = 1.83 \times 0.216 \frac{A^{Z-1}}{(1-A)^Z} \int_A^1 \left(\frac{1-Z}{Z}\right)^Z \ln \frac{33z}{A} dz \quad (3.23)$$

$$\text{Avec } A = \frac{k_s}{h} \quad (3.24)$$

L' intégrale (dite d'Einstein) de l'équation (3.23) doit être calculée numériquement.

3.4.3. Formule de Baillard

La principale hypothèse du modèle de transport de Baillard est que le débit solide est proportionnel au flux d'énergie disponible (houle + courant). Son modèle de transport de sédiments sépare aussi les deux modes de transport classiques : le transport par charriage supporté par le lit via les interactions grains-grains et le transport en suspension supporté par le courant via la diffusion turbulente.

Le modèle de transport proposé par Baillard est donné par l'expression suivante :

$$\vec{q}_s = \frac{f_{cw}}{g(s-1)} \left(\frac{\varepsilon_c}{\tan \phi} \langle |\vec{u}|^2 \vec{u} \rangle + \frac{\varepsilon_s}{W_c} \langle |\vec{u}|^3 \vec{u} \rangle \right) \quad (3.25)$$

ε_c , ε_s : facteurs empiriques ($\varepsilon_c = 0.02$, $\varepsilon_s = 0.1$) ; ϕ : angle de frottement.

($\tan \phi = 0.63$) ; f_{cw} : coefficient de frottement qui tient compte des interactions houle-courant ; W_c est la vitesse de chute ; s la densité relative ; $\langle \rangle$ moyenne sur une période de la houle ; $\vec{u}(t) = \vec{U}_r + \vec{U}_m$; \vec{U}_r : courant moyen ; \vec{U}_m : courant orbital. Une difficulté de cette formulation est l'estimation du coefficient du frottement dû à l'interaction houle-courant.

CHAPITRE III : FORMULES DE TRANSPORT SOLIDE

En effet, les coefficients de frottement dus à un courant seul ou à une houle seule n'ont pas la même physique et ont des valeurs très différentes ($f_w / f_c \approx 10$ à 100). Grand et Madsen ont proposé la relation suivante :

$$f_{cw} = X_u f_c + (1 - X_u) f_w \quad \text{avec} \quad X_u = \frac{U_r}{U_r + U_m} \quad (3.26)$$

CHAPITRE IV : DISCRETISATION PAR LA METHODE DES
ELEMENTS FINIS (FEM)

4.1 Equations à résoudre

La résolution usuelle de l'écoulement biphasique eau/solide se fonde sur les équations eulériennes de Saint Venant. Elles sont obtenues à partir des équations de Navier Stokes moyennées sur la hauteur (shallow flow equations) complétées par certaines hypothèses notamment la répartition de pression hydrostatique. Elles sont données ici pour une dimension :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hU}{\partial x} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial hU}{\partial t} + \frac{\partial hU^2}{\partial x} + \frac{g}{2} \frac{\partial h^2}{\partial x} - gh \frac{\partial \eta}{\partial x} - fU^2 = 0 \quad (4.2)$$

Avec :

h : La hauteur d'eau.

U : la vitesse moyenne.

η : la cote du lit.

f : le coefficient de frottement.

Ces équations qui modélisent le flux d'eau sur fond fixe sont couplées :

A l'équation de conservation de la masse solide dite équation d'Exner:

$$(1 - n) \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Q_b}{\partial x} = 0 \quad (4.3)$$

n : La porosité du lit et Q_b le débit solide unitaire donné en fonction du débit adimensionnel par la relation:

$$Q_b = \Phi_b \sqrt{g(s - 1)D^3} \quad (4.4)$$

Plusieurs formules semi-empiriques permettent de calculer Q_b , pour notre cas, on a opté pour celle de Peter Meyer car les sédiments ont une taille uniforme :

$$\Phi_b = 8(\theta - 0.047)^{\frac{3}{2}} \quad (4.5)$$

θ : est la Contrainte de frottement au fond adimensionnelle liée à la contrainte au fond par la relation :

$$\theta = \frac{\tau}{g(\rho_s - \rho)D} \quad (4.6)$$

La contrainte de frottement au fond τ est donnée en fonction de la vitesse de cisaillement par la relation :

$$\tau = \rho u_*^2 \quad (4.7)$$

En régime rugueux, le profil vertical de la vitesse horizontale possède une structure logarithmique écrite sous la forme :

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \text{Log} \left(30 \frac{z - \eta}{k_s} \right) \quad (4.8)$$

k_s est le coefficient de rugosité et κ est la constante de Von Karman ($\kappa = 0.4$).

La vitesse moyenne de l'écoulement est obtenue en intégrant l'équation précédente du fond à la surface libre :

$$U = \frac{1}{H} \int_{\eta}^h u(z) dz = \frac{u_*}{\kappa} \text{Log} \left(11 \frac{H}{k_s} \right) = f u_*$$

Avec

$$f = \frac{1}{\kappa} \text{Log} \frac{11 H}{k_s} \quad (4.9)$$

Nous obtenons ainsi une relation entre la vitesse moyenne et celle de cisaillement.

4.1.1 Forme variationnelle

Les équations (4.1), (4.2) et (4.3) peuvent être regroupées sous les formes :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial S}{\partial x} + G = 0 \quad (4.10)$$

$$V = \left\{ \begin{array}{c} h \\ hU \\ \eta(1-n) \end{array} \right\} \quad (4.11)$$

$$S = \left\{ \begin{array}{c} hU^2 + \frac{g}{2} h^2 - gh\eta \\ Q_b \end{array} \right\} \quad (4.12)$$

$$G = \begin{pmatrix} 0 \\ -fU^2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

La forme variationnelle associée à l'équation (4.10) est :

$$W = \int_0^L V^* \left(\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial S}{\partial x} + G \right) dx = 0 \quad (4.14)$$

V^* est appelé fonction de pondération ou fonction test.

En intégrant par partie, on obtient:

$$W = \int_0^L \left(V^* \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial V^*}{\partial x} S + V^* G \right) dx + [V^* S]_{x=0}^{x=L} = 0 \quad (4.15)$$

En appliquant des conditions aux limites de type Dirichlet, l'écriture faible devient:

$$W = \int_0^L \left(V^* \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial V^*}{\partial x} S + V^* G \right) dx \quad (4.16)$$

On partage la longueur L en $(n-1)$ éléments à deux nœuds de longueur L_e :

$$L = \sum_e L_e \quad (4.17)$$

La forme faible devient :

$$W = \sum_e W_e \quad (4.18)$$

Avec :

$$W_e = \int_{L_e} \left(V^* \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial V^*}{\partial x} S + V^* G \right) dx \quad (4.19)$$

4.1.2 Approximation élémentaire

Pour chaque élément de nœuds i et $i + 1$, de coordonnées respectivement x_i et x_{i+1} , nous supposons :

$$V(x) = N_1(x)V_i + N_2(x)V_{i+1} \quad (4.20)$$

$N_1(x)$ et $N_2(x)$ sont les fonctions d'approximation appelées aussi fonctions de forme :

$$N_1(x) = \frac{x_{i+1} - x}{L_e} \quad (4.21)$$

$$N_2(x) = \frac{x - x_i}{L_e} \quad (4.22)$$

$V(x)$ peut être écrite sous la forme :

$$V(x) = [N]\{V\} \quad (4.23)$$

$[N]$ est la matrice contenant les fonctions de forme :

$$[N] = \begin{bmatrix} N_1 & 0 & 0 & N_2 & 0 & 0 \\ 0 & N_1 & 0 & 0 & N_2 & 0 \\ 0 & 0 & N_1 & 0 & 0 & N_2 \end{bmatrix} \quad (4.24)$$

$\{V\}$ est le vecteur élémentaire des degrés de liberté.

Nous en déduisons :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = [N]\{\dot{V}\} \quad (4.25)$$

Nous choisissons la fonction test $V^*(x)$ de la même forme que fonction inconnue $V(x)$:

$$V^*(x) = N_1(x)V_i^* + N_2(x)V_{i+1}^* = \langle V^* \rangle [N]^T \quad (4.26)$$

$$\frac{\partial V^*(x)}{\partial x} = \langle V^* \rangle [N_{,x}]^T \quad (4.27)$$

En remplaçant $V^*(x)$, $\frac{\partial V^*(x)}{\partial x}$, $V(x)$ et $\frac{\partial V}{\partial t}$ par leurs expressions, on obtient :

$$W_e = \langle V^* \rangle \int_{L_e} \left\{ [N]^T [N] \{\dot{V}\} - [N_{,x}]^T S + [N]^T G \right\} dx \quad (4.28)$$

Pour la discrétisation temporelle, nous utilisons un schéma explicite de type Lax-Wendroff. C'est un schéma centré d'ordre 2. Ce schéma est réputé par robustesse et sa précision.

$$W_e = \langle V^* \rangle \int_{L_e} \left\{ [N]^T [N] (\{V^{t+\Delta t}\} - \{V^t\}) - \Delta t [N_{,x}]^T S^{t+\frac{\Delta t}{2}} + \Delta t [N]^T G^t \right\} dx$$

$S^{t+\frac{\Delta t}{2}}$ est la valeur de S à l'instant $t + \frac{\Delta t}{2}$:

$$S^{t+\frac{\Delta t}{2}} = S\left(V^{t+\frac{\Delta t}{2}}\right) \quad (4.29)$$

$V^{t+\frac{\Delta t}{2}}$ est la valeur de V à l'instant $t + \frac{\Delta t}{2}$, C 'est une valeur constante par élément.

$V^{t+\frac{\Delta t}{2}}$ est calculé au moyen du schéma explicite d'Euler à l'instant $t = \frac{\Delta t}{2}$:

$$V^{t+\frac{\Delta t}{2}} = V^t - \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)^t \quad (4.30)$$

La forme faible peut être mise sous la forme :

$$W_e = \langle V^* \rangle ([m_e] \{V^{t+\Delta t}\} - \{f_e\}) \quad (4.31)$$

$[m_e]$ est la matrice masse élémentaire :

$$[m_e] = \int_{L_e} [N]^T [N] dx \quad (4.32)$$

$\{f_e\}$ est le vecteur force élémentaire :

$$\{f_e\} = \int_{L_e} \left\{ -\Delta t [N_{,x}]^T S^{t+\frac{\Delta t}{2}} + \Delta t [N]^T G^t \right\} dx \quad (4.33)$$

Après assemblage, on obtient :

$$W = \sum_{e=1}^{n-1} W_e = \langle V_n^* \rangle ([M] \{V_n^{t+\Delta t}\} - \{F\}) = 0 \quad (4.34)$$

Nous obtenons ainsi le système linéaire suivant :

$$[M] \{V_n^{t+\Delta t}\} = \{F\} \quad (4.35)$$

$[M]$ est la matrice masse globale :

$$[M] = \sum_e [m_e] \quad (4.36)$$

$\{F\}$ est le vecteur force global :

$$\{F\} = \sum_e \{f_e\} \quad (4.37)$$

$\{V_n^{t+\Delta t}\}$ est le vecteur contenant l'ensemble des degrés de liberté.

4.2 Exemples numériques

4.2.1 Evolution d'une dune sinusoïdale

Nous étudions le mouvement d'une dune sinusoïdale sous l'action d'un courant. La hauteur totale d'eau est de 40 cm et le débit fluide est de $0.125 \text{ m}^3/\text{s}$. Le domaine de modélisation est un canal rectangulaire, de longueur 16 m représenté par un maillage contenant 1600 éléments réguliers.

Conditions initiales :

Le profil initial de la dune de sable est donné par l'expression ci-dessous:

$$t = 0 \quad \begin{cases} \eta = 0.1 \sin\left(\frac{\pi}{8}(x - 2)\right) & \text{si } 2 < x \leq 10 \\ \eta = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Conditions aux limites

On applique à l'entrée et à la sortie un débit volumique constant, cette condition nous assure la conservation de la matière. On applique aussi en amont la cote du lit.

$$\begin{cases} \text{Entrée: } Q = 0.125 \frac{m^3}{s}; & \eta = 0 \\ \text{Sortie: } Q = 0.125 \frac{m^3}{s} \end{cases}$$

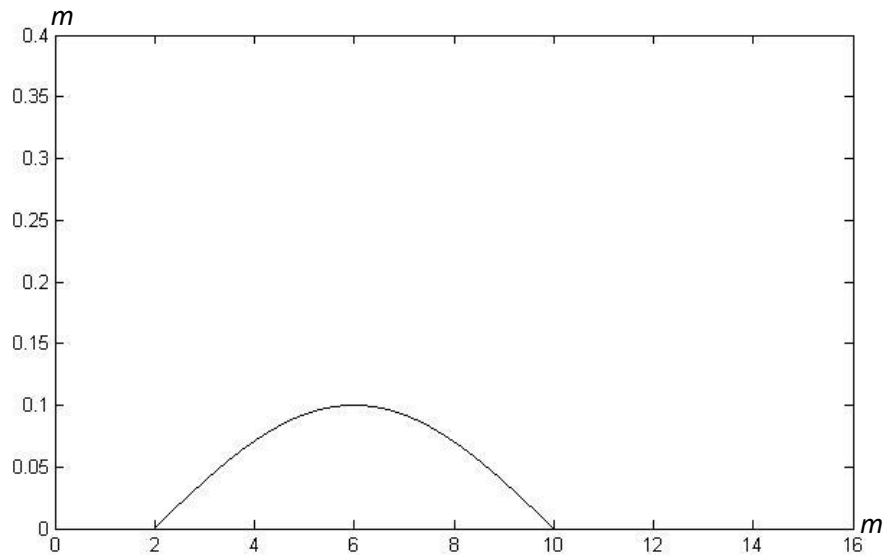


Figure (4.1) : Profil initial de la dune

A l'instant initial, la dune a une hauteur de 10 cm pour 8 m de longueur (voir Fig. 4.1). Elle est constituée d'un sable fin de diamètre uniforme $D = 0,150$ mm. Le coefficient de rugosité est égal à $k_s = 0.01H$.

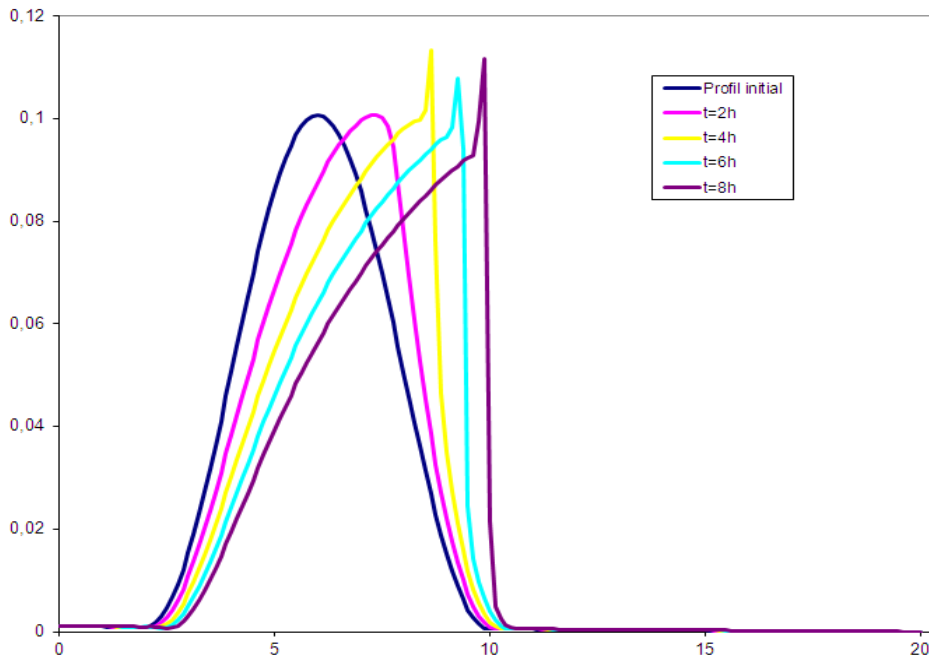


Figure (4.2) : Evolution de la dune de sable, modélisation sans effets de pente

Sur la Fig. (4.2), nous avons tracé l'évolution de la dune de sable au cours du temps. Nous remarquons la présence d'un pic numérique au sommet de la dune. Ces impuretés numériques sont dues aux effets de pente lors du phénomène du transport.

C'est quoi un effet de pente ?

Considérons le cas d'un lit sableux incliné d'un angle α selon la direction de l'écoulement (voir Fig. 4.3). Si la pente est adverse, la contrainte d'entraînement

doit être plus importante pour entrainer le mouvement des grains. Si la pente est favorable, le seuil doit être abaissé.

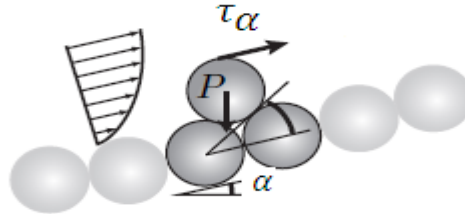


Figure (4.3) : Effets de pentes

Pour tenir des effets de pente, nous devons donc modifier la contrainte critique :

$$\tau_{\alpha} = \tau \left(\cos\alpha + \frac{\sin\alpha}{f} \right) \quad (4.28)$$

α la pente locale du lit :

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{d\eta}{dx} \quad (4.29)$$

L'introduction de l'effet de pente dans notre formulation a permis d'améliorer nettement la qualité de la solution (voir Fig. 4.4).

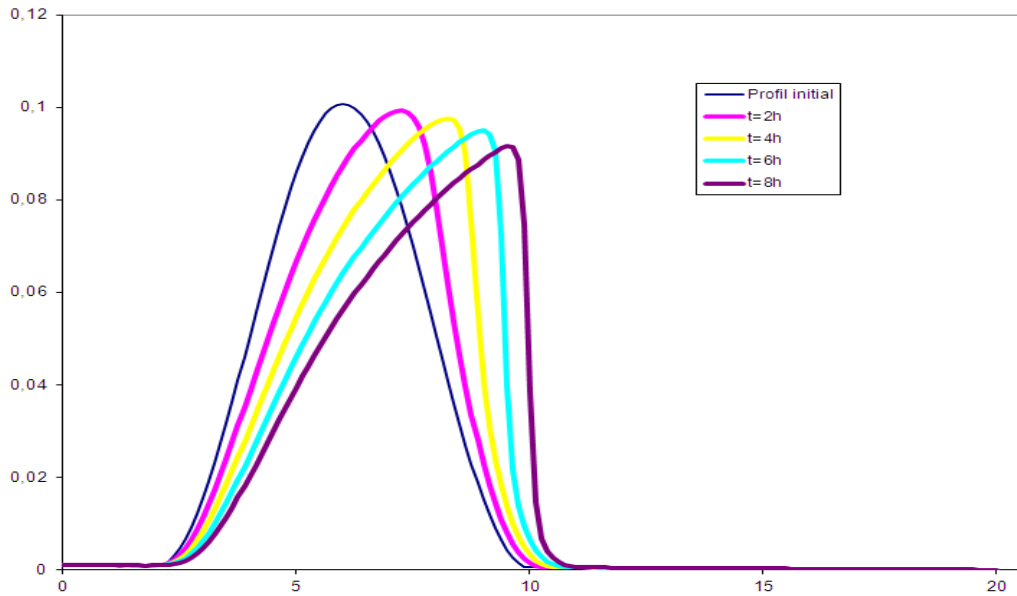


Figure (4.4) : Evolution de la dune de sable, modélisation avec effets de pente

La figure (4.5) montre l'évolution de la dune de sable pour une durée de 40 heures. Pour la discrétisation temporelle, nous avons pris un pas de temps égal à $\Delta t = 200$ s. La bosse avance en restant stable, le modèle numérique semble conservateur.

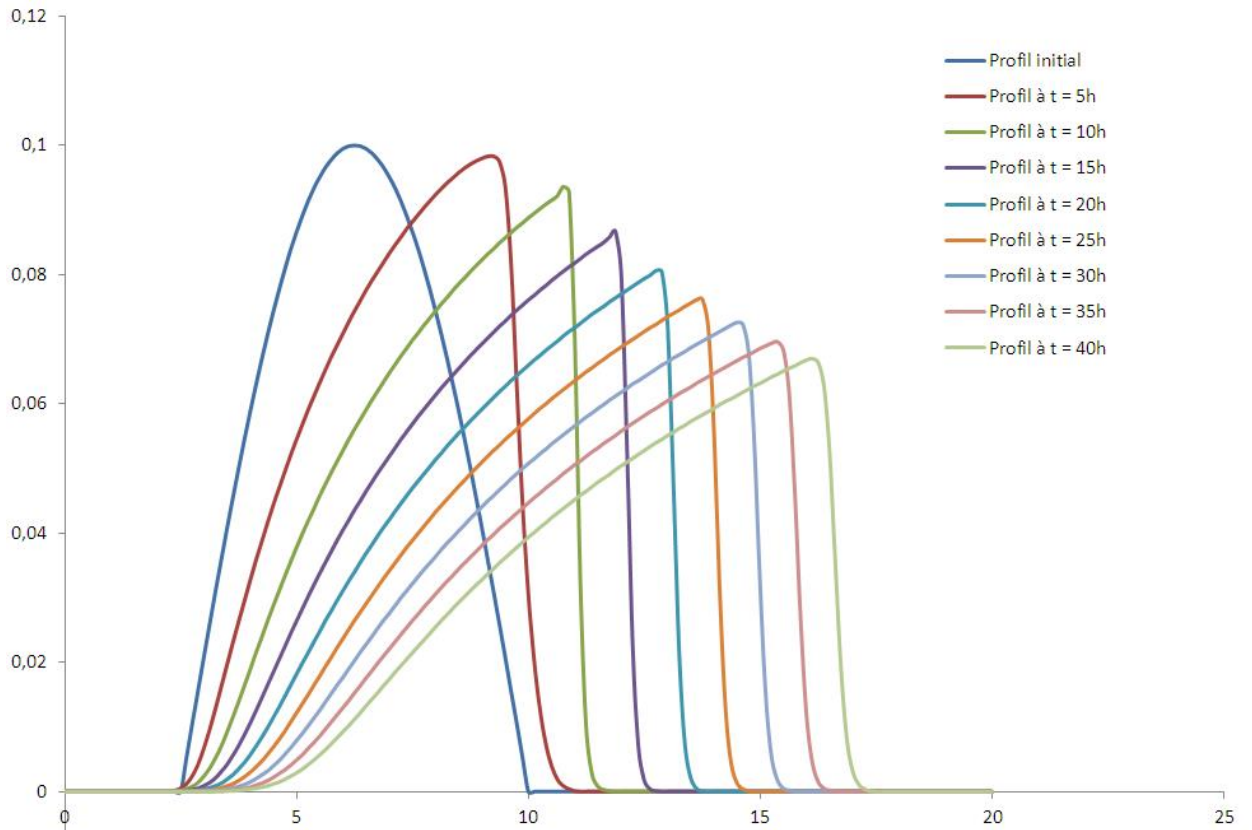


Figure (4.5) : Evolution de la dune pour $\Delta t = 200$ s et pour une durée de 40 heures.

Le pas de temps Δt est un paramètre très important pour la modélisation numérique, c'est un facteur qui influe à la fois sur la convergence et la précision. Pour tester la sensibilité de modèle numérique au pas temps, nous avons pris Δt trois fois plus important, soit $\Delta t = 600$ s, ce qui donne un temps de simulation de 120 heures.

La figure (4.6) montre l'évolution de la bosse pour un pas de temps $\Delta t = 600$ s, les résultats obtenus montrent la stabilité du modèle numérique.

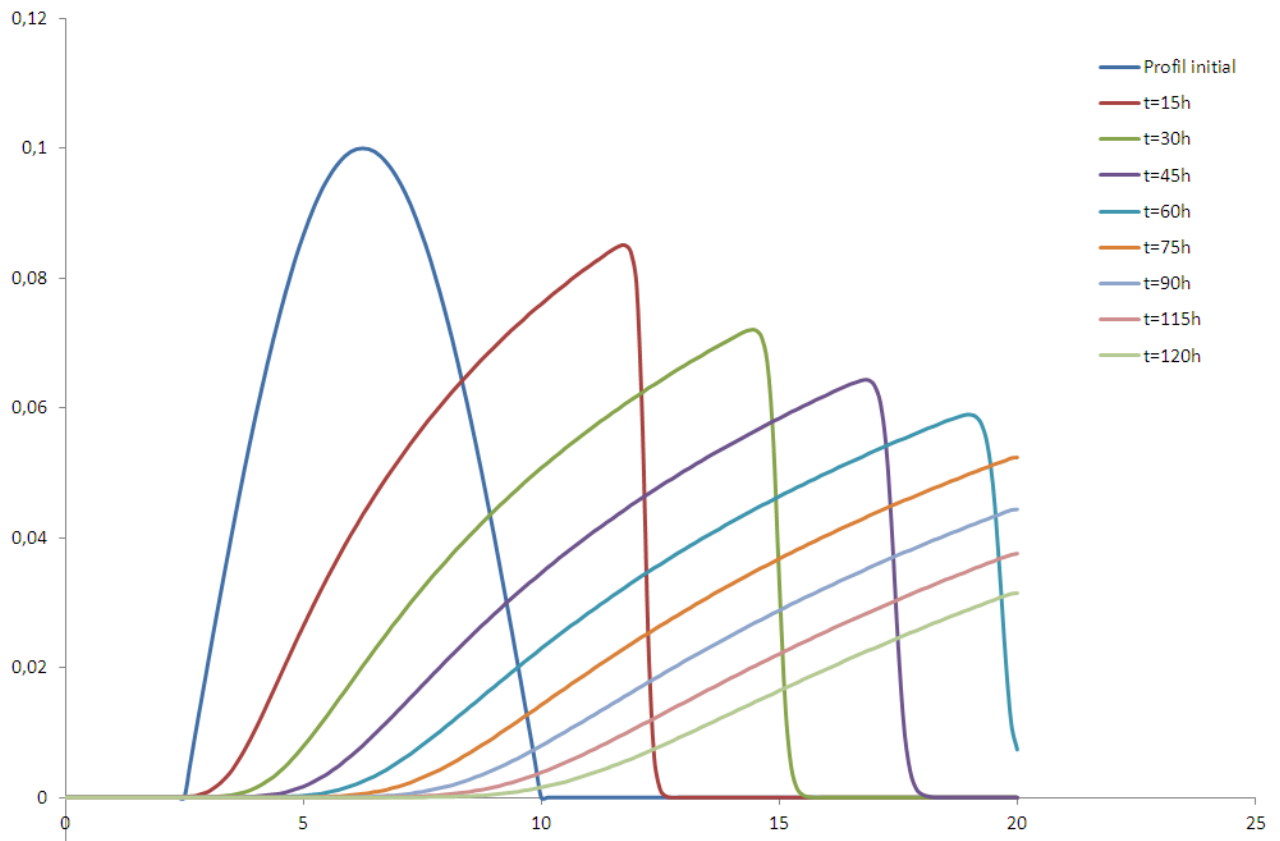


Figure (4.6) : Evolution de la dune pour $\Delta t = 600$ s et pour une durée de 120 heures.

Pour valider notre modèle, nous avons comparé nos résultats avec ceux de la littérature.

Sur la figure (4.7), nous avons tracé les résultats donnés par notre modèle numérique. La courbe représente le profil de la dune de sable après un temps de simulation de 10 heures.

CHAPITRE IV : DISCRETISATION PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM)

Dans la figure (4.8), nous avons présenté les résultats obtenus par le code de calcul Sisyphe appartenant au laboratoire national d'hydraulique numérique partenaire du groupe EDF (Electricité de France).

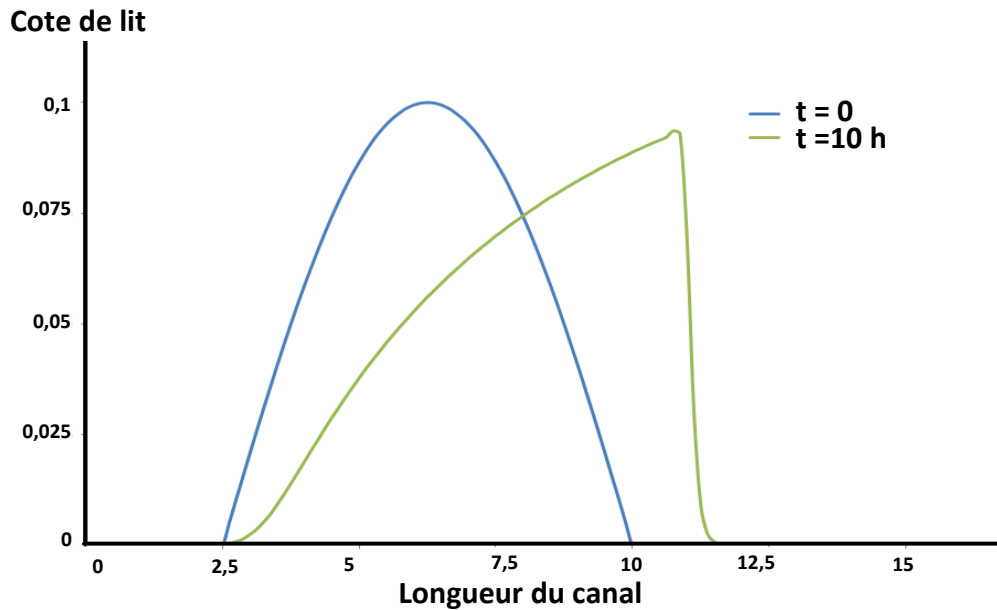


Figure (4.7) : Evolution de la dune calculée par notre modèle numérique

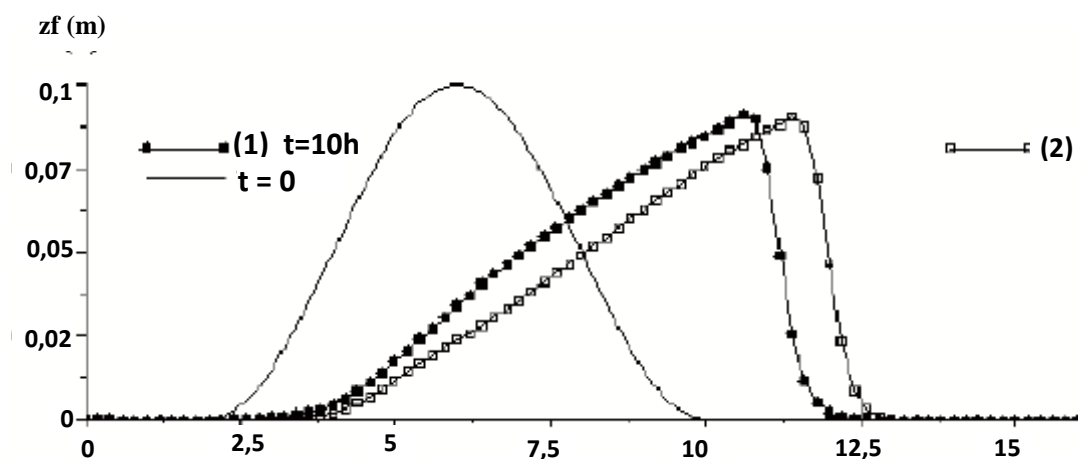


Figure (4.8): Evolution de la dune calculée par Sisyphe avec les formules de :

(1) EH et (2) Bijker.

Les résultats sont très concordants, la différence est due principalement dans l'utilisation des formules de transport. Pour notre calcul, nous avons utilisé la formule de transport de Peter Meyer alors que le code de calcul Sisyphe s'est basé sur : (1) la formule Engelund-Hansen, (2) la formule de Bijker.

4.2.2 Evolution d'une fosse

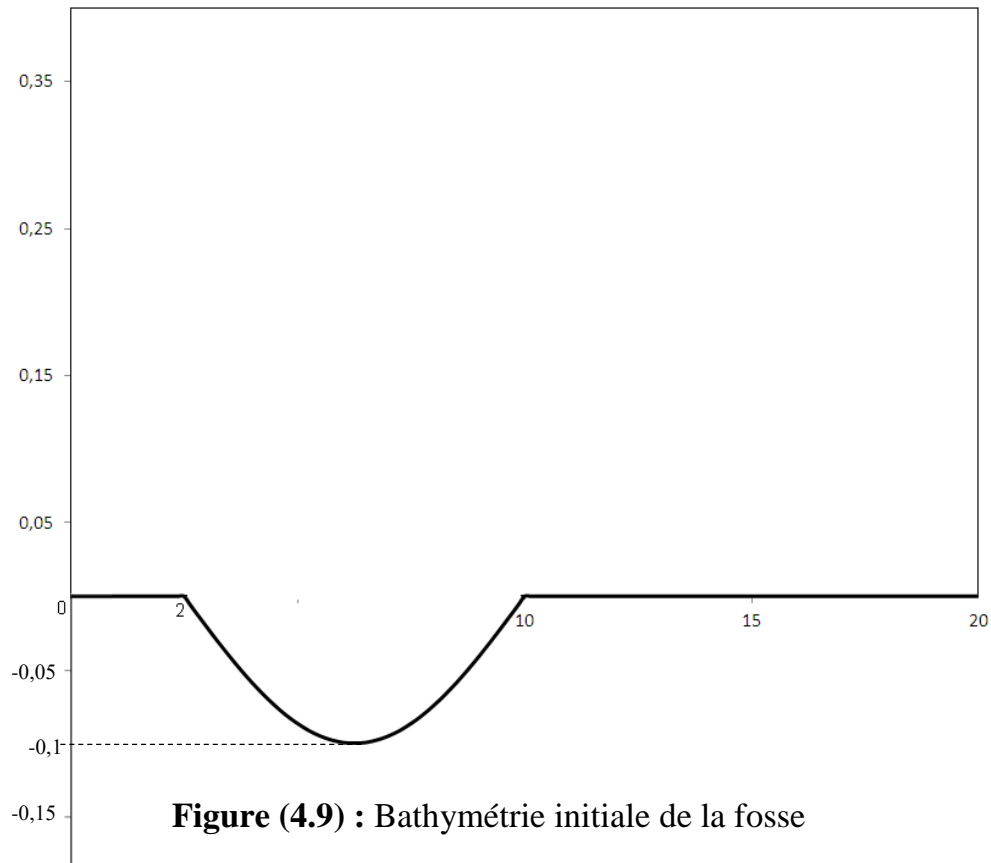
Nous reprenons le cas test précédent, et nous remplaçons la dune de sable par une fosse (Fig. (4.9)).

Le profil initial de la fosse est donné par l'équation ci-dessous :

$$t = 0 \begin{cases} \eta = -0.1 \sin\left(\frac{\pi}{8}(x - 2)\right) & \text{si } 2 \leq x \leq 10 \\ \eta = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Conditions aux limites

$$\begin{cases} \text{Entrée: } Q = 0.125 \frac{m^3}{s}; \quad \eta = 0 \\ \text{Sortie: } Q = 0.125 \frac{m^3}{s} \end{cases}$$



Sur les figures (4.10) et (4.11) nous avons l'évolution numérique du profil de la bathymétrie pour deux valeurs de pas de temps. L'évolution de la fosse se fait d'une manière stable sans oscillations parasites, ce qui montre la robustesse du modèle numérique. Nous remarquons un phénomène de dépôt de sédiments à gauche et un phénomène d'érosion à droite.

CHAPITRE IV : DISCRETISATION PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM)

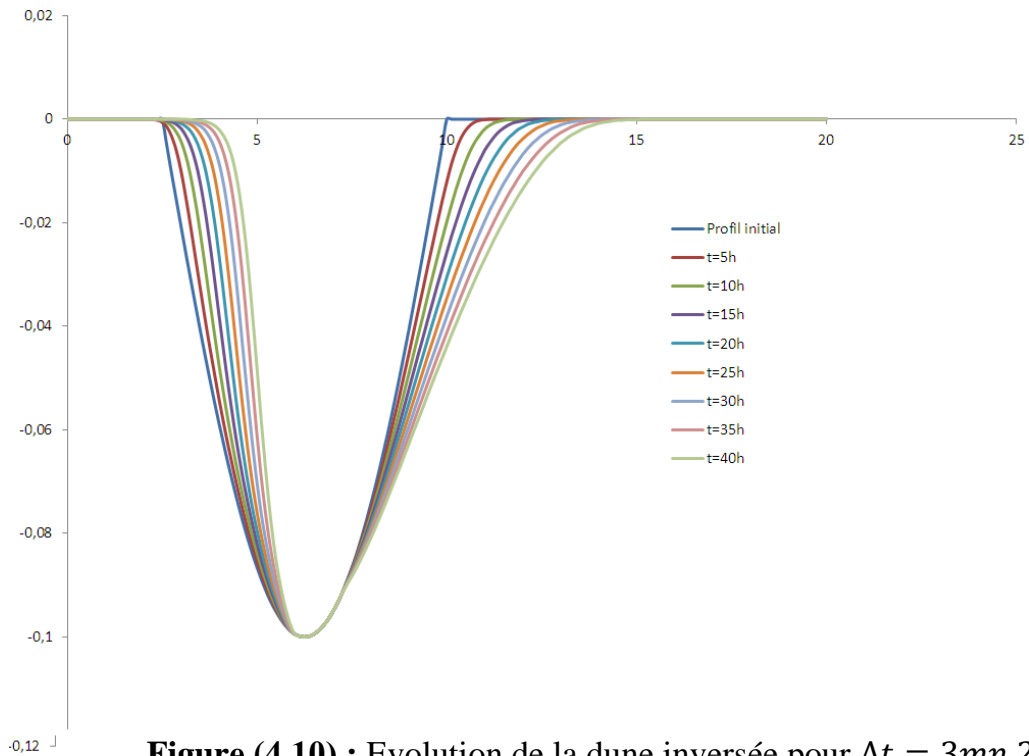


Figure (4.10) : Evolution de la dune inversée pour $\Delta t = 3mn\ 20\ s$ et pour une durée de 40 heures

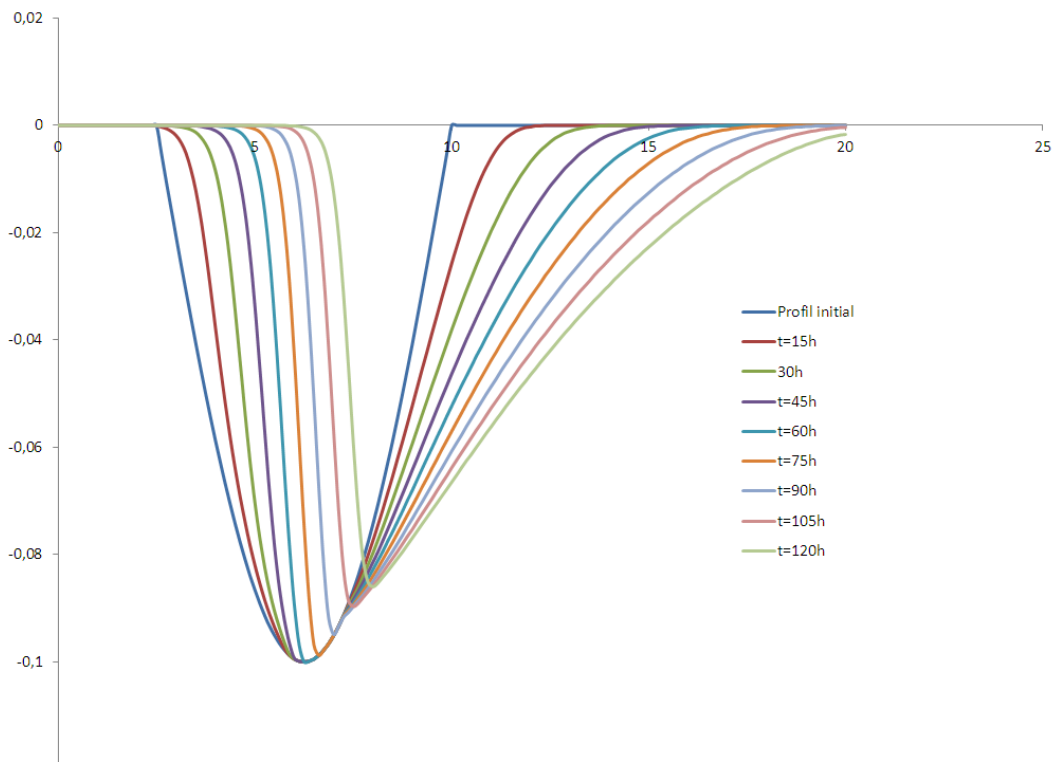


Figure (4.11) : Evolution de la dune pour $\Delta t = 10\ mn$ et pour une durée de 120 heures

4.2.3 Fosses d'extraction marines

L'intérêt scientifique porté à l'étude d'impact des souilles d'extraction de granulats sur le littoral est très ancien. Depuis, le nombre de fosses d'extraction marines de granulats en eaux peu profondes (de 10 à 30 mètres de profondeurs) a augmenté sensiblement dans de nombreux pays européens. Ainsi en Mer du Nord et en Mer méditerranée de nouvelles sources de sable sont recherchées afin de recharger les plages et les dunes côtières soumises à une érosion amplifiée par l'élévation attendue du niveau des mers. De plus, de nombreuses régions côtières ont besoin d'emprises de constructions à grande échelle (infrastructures portuaires et aéroportuaires) qui vont nécessiter des quantités considérables de matériaux de remblais. Pour toutes ces raisons les fosses d'extraction marines existantes vont être considérablement étendues et de nouveaux sites potentiels vont être prospectés. Ces fosses d'extraction en mer ont bien sûr un impact significatif sur les paramètres hydrodynamiques locaux mais également sur des régions plus éloignées pouvant aller jusqu'à la côte.

Une fosse d'extraction marine a tendance naturellement à se combler et à se comporter comme un puits à sédiments compensé par une érosion sédimentaire des fonds aux alentours de la souille. Un nouveau site d'extraction en mer doit être situé pas trop loin des côtes pour des coûts d'exploitation acceptables mais pas non plus trop près du littoral pour éviter d'ajouter une source d'érosion supplémentaire dans la région côtière. Le recours à la modélisation numérique

CHAPITRE IV : DISCRETISATION PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM)

permet de répondre à de nombreuses questions comme connaître les dimensions et la géométrie optimales d'une fosse pour minimiser les coûts et ses effets sur l'érosion côtière, déterminer la position des sites à privilégier, estimer le temps de remplissage d'une souille une fois celle-ci épuisée, appréhender l'effet d'une exploitation massive sur le potentiel en sédiments de la région.

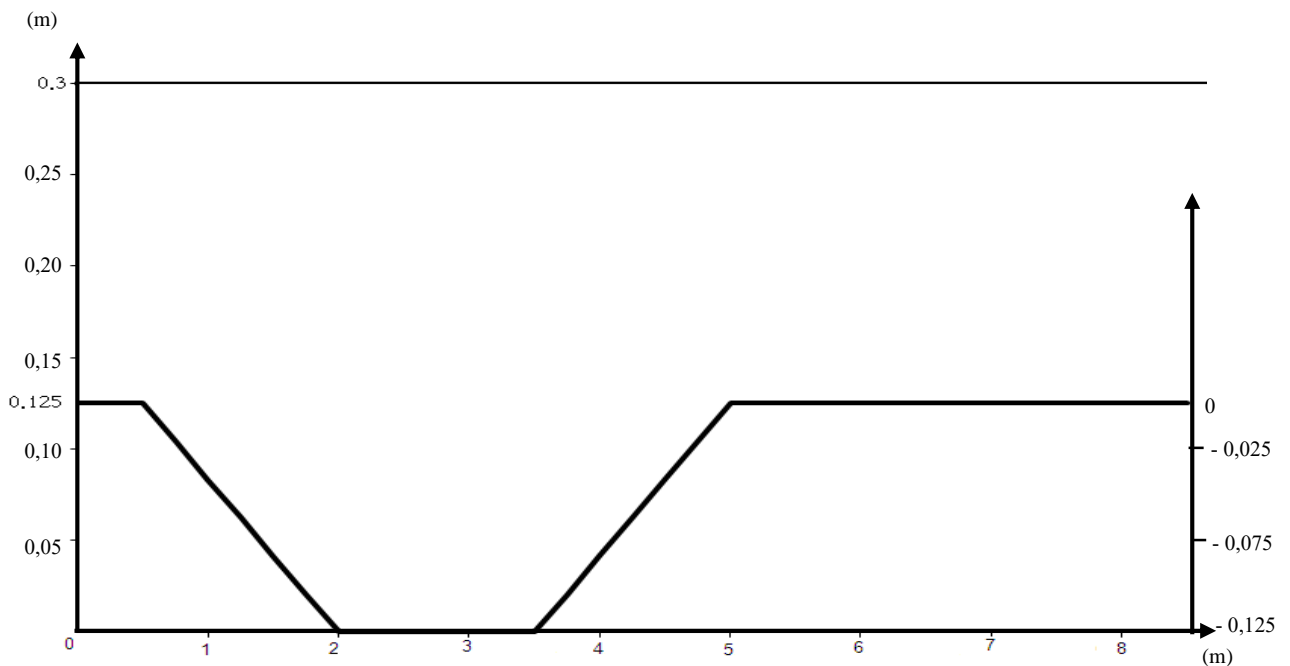


Figure (4.12): Géométrie du cas test

Le cas-test présenté sur la figure (4.12) s'appuie sur des essais physiques réalisés par Van Rijn (1984) dans un canal à houle de 9 m de long, de 0,3 m de large et de 0,5m de profondeur. Le sable utilisé a un diamètre moyen de 0,1 mm. En entrée du canal soumis à un débit constant de sédiment a été introduit.

CHAPITRE IV : DISCRETISATION PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM)

Il est calculé pour compenser exactement la quantité de sédiments qui sort du domaine.

La fosse elle-même a des pentes de 1 pour 12 et une profondeur de 0,125 m.

La houle régulière se propage dans le sens du courant et a une hauteur de 8 cm avec une période de 1,5 s. Dans ce cas test, l'influence de la houle sur le transport sédimentaire n'est pas très sensible et le champ de houle n'est pas actualisé. Le champ de courant est en revanche actualisé automatiquement par conservation du débit. Les résultats obtenus avec notre modèle sont satisfaisants (Fig. 4.15).

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Entrée: } Q = 0.059 \frac{m^3}{s}; \quad \eta = 0.125 \\ \text{Sortie: } Q = 0.059 \frac{m^3}{s} \end{array} \right.$$

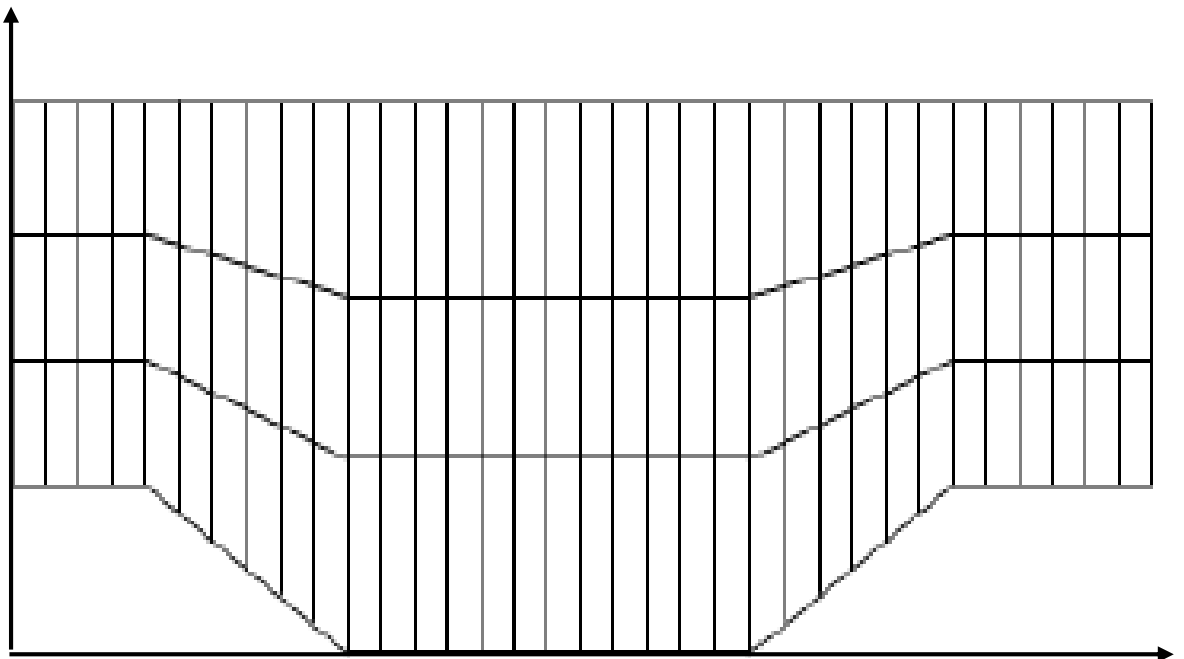


Figure (4.13) Maillage du domaine en éléments Q4

CHAPITRE IV : DISCRETISATION PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM)

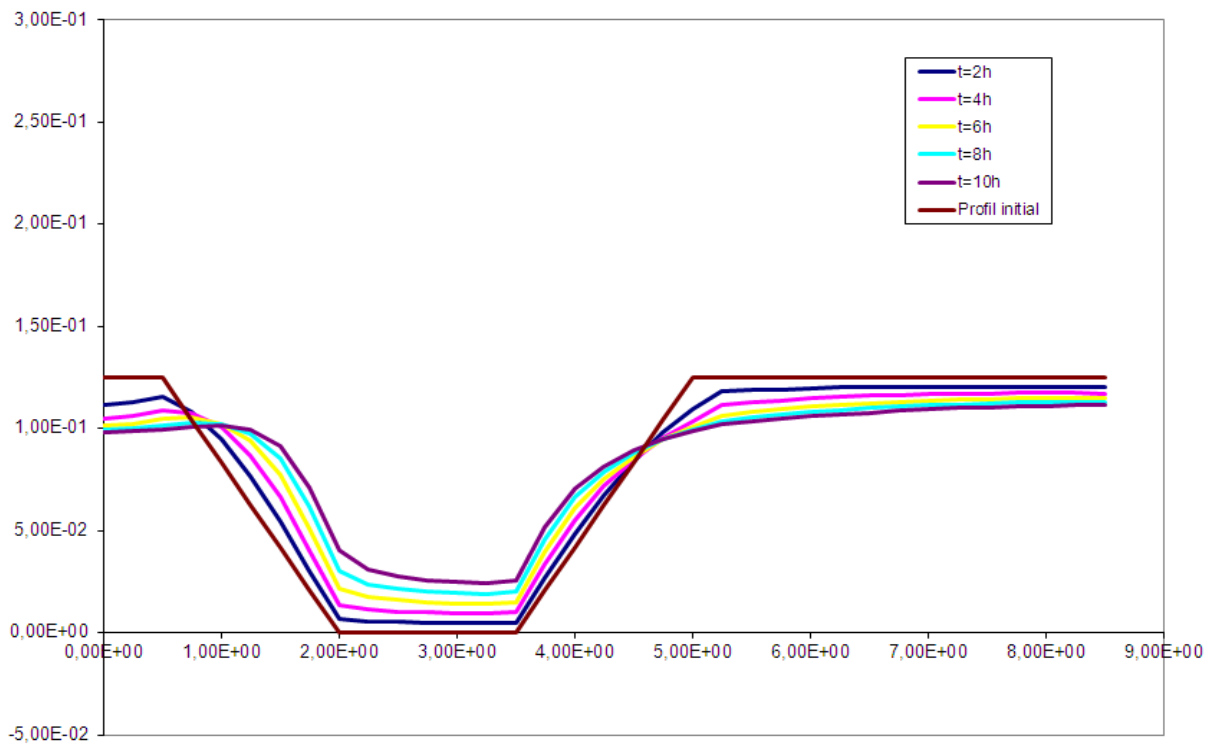


Figure (4.14) : Evolution du profil du lit en fonction du temps

CHAPITRE IV : DISCRETISATION PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM)

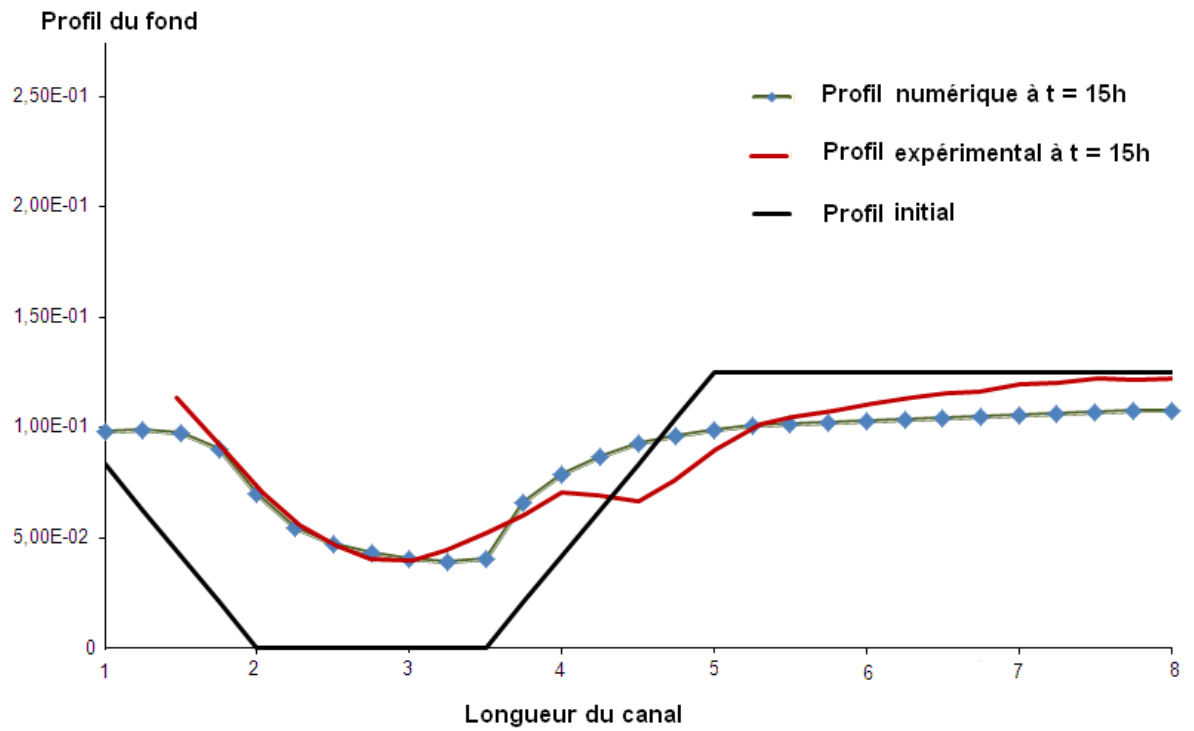


Figure (4.15) : Profil numérique et expérimental du lit à $t = 15$ h

$t = 15$ h

CONCLUSION

Le transport solide par charriage demeure un phénomène physique vaste, bien que conceptuellement, ce soient les interactions des écoulements fluides avec les frontières solides déformables responsables de la morphodynamique des espaces ; mais par la diversité des contextes et des problématiques que les études scientifiques de recherche sont nécessaires pour déterminer les solutions adéquates à des applications pratiques.

L'influence du transport par charriage sur l'évolution naturelle des espaces a montré la pertinence et l'intérêt scientifiques portés aux études d'impacts des sites en utilisant les modèles numériques pour prédire leur évolution morphodynamique dans le temps.

L'objectif tracé dans le cadre de ce travail était le développement d'un modèle numérique unidimensionnel, basé sur la méthode des éléments finis, permettant la prédiction du transport solide sous l'action des courants dans les cours d'eau naturels, dans les milieux marin et fluvial. La complexité du problème réside dans le fait que le débit solide dépend de la vitesse du fluide et de la hauteur de la surface libre, et par conséquent, il faut d'abord résoudre les équations de l'écoulement à surface libre avant de résoudre l'équation du transport solide. La complexité réside aussi dans le choix de la formule qui permet de calculer le débit solide. Pour notre cas, nous avons opté

CONCLUSION

pour la formule de Peter Meyer qui convient le mieux pour ce genre de modélisation.

Le modèle numérique a été développé en Langage Fortran (version 6.0), il est basé sur la méthode des éléments finis, utilisant un élément linéaire à deux nœuds avec trois degrés de liberté par nœuds pour la discrétisation spatiale et un schéma centré d'ordre 2 de type Lax-Wendroff pour la discrétisation temporelle. Notre modèle a été validé par un ensemble de cas tests académiques et expérimental. L'ajout de l'effet a amélioré nettement la solution, il a éliminé les parasites numériques et a donné des valeurs très proches de la physique. Notre modèle s'est montré insensible aux conditions aux limites, la condition au limite aval de type sortie libre a permis à la fosse d'évoluer correctement vers la sortie du domaine. Enfin, les résultats obtenus, comparés avec, ceux du code de calcul SISYPHE appartenant au groupe EDF dans le bas d'une bosse sinusoïdale, et avec l'expérience dans le cas du remplissage de la fosse, montre la stabilité et la robustesse du modèle numérique développé.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Ancey, C., 2007: Plasticity and geophysical flows: A review. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 142, 4-35.

Bailard J., 1981. An energetic total load transport model for a plane sloping beach, *Journal of Geophysical Research*, 86, C11, 10938-10954.

Bijker E.W., 1992. Mechanics of sediment transport by the combination of waves and current, In *Design and Reliability of Coastal Structures*, 23rd Int. Conf. on Coastal Engineering, 147-173.

Camenen B., 2002: Modélisation numérique du transport sédimentaire sur une plage sableuse, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1.

CEMAGREF Mémoire présenté pour obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches Par Philippe FREY Unité de recherche EROSION TORRENTIELLE, NEIGE ET AVALANCHES Domaine universitaire, Saint-Martin-d'Hères Transport solide par charriage à différentes échelles Application aux cours d'eau de montagne Soutenue le 8 avril 2008.

Chollet JP, Cunge JA, 1980 : New interpretation of some head loss - flow velocity relationship for deformable bed, *J. Hydr. Eng.*, 17 (1).

Coussot, P., D. Laigle, M. Arattano, A. Deganutti, and L. Marchi, 1998: Direct determination of rheological characteristics of debris flow. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce*, 124, 865-868.

Coussot, P. and M. Meunier, 1996: Recognition, classification and mechanical description of debris flows. *Earth-Science Reviews*, 40, 209-227.

Dietrich, W. E. and T. Dunne, 1978: Sediment budget for a small catchment in mountainous terrain. *Zeitschrift für Geomorphologie, Suppl. Bd.*, 29, 191-206.

Edf r&d département laboratoire national d'hydraulique et environnement groupe ouvrages d'eau et environnement villaret c. Inter comparaison des formules de transport solide Programme Biparti 2001 HP-75/2003/055/A.

Einstein HA, 1950 : The bed load function for sediment transportation in Open channel Flow, Technical Bulletin N° 1026, US Dep. Of Agriculture, Washington DC.

Engelund F., Hansen A., 1967: A monograph on Sediment transport in alluvial streams, Tech. Univ. of Denmark.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Lenzi, M. A. L. Mao, and F. Comiti, 2003: Interannual variation of suspended sediment load and sediment yield in an alpine catchment. *Hydrological Sciences Journal-Journal Des Sciences Hydrologiques*, 48, 899-915.

Meyer-Peter E., Müller R., 1948: Formulas for bed-load transport, Proc. of 3rd Conference IAHR, Stockholm, Sweden.

Thèse de Doctorat de l'Université de Paris Diderot - Paris 7, mention géophysique par Morgane HOUSSAIS, Équipe de Dynamique des Fluides Géologiques, Institut de Physique du Globe de Paris. Étude expérimentale du transport en rivière par charriage d'un sédiment bimodal : vers un modèle général du transport à plusieurs tailles de grains 12 Février 2013.

Silva PA, Temperville A., Seabra Santos FJ , 2001: Parameterized sand transport model for combined currents and waves in rippled and flat bed regimes, *SEDMOC book*, ed. VanRijn, paper CE.

SEDMOC [Sediment « transport modeling marine coastal] projet européen.

Van Rijn L.C., 1993: Principles of Sediment Transport in Rivers, estuaries and coastal seas, Aqua Publications.

Van Rijn L.C., 1984: Sediment transport - Part I : bed load - Part II: suspended load, *J. of Hydraulic Division, Proc. ASCE*, 110, HY10, 1431-56, HY11, 1613-41.

G. DEGOUTTE Aide-mémoire d'hydraulique à surface libre

GIEC, 2007: Résumé à l'intention des décideurs. In: Bilan 2007 des changements climatiques : Les bases scientifiques physiques. Contribution du Groupe de travail I au quatrième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat. S. Solomon, D., M. Qin, Z. Manning, M. Chen, K. B. Marquis, M. Averyt, H. L. Tignor, and Miller, Eds., Cambridge University Press.

Gilbert, G. K., 1914: *The transportation of debris by running water. Professional paper 86, U.S. Geological Survey, Washington, DC.*

Graf, W. H. and M. S. Altinakar, 1996: *Hydraulique fluviale. Tome 2 : Ecoulement non permanent et phénomènes de transport.* Presses polytechniques et univ. romandes.