



**HAL**  
open science

# Modélisation numérique de l'érosion diffuse des sols. Interaction gouttes-ruissellement

Amina Nouhou Bako

► **To cite this version:**

Amina Nouhou Bako. Modélisation numérique de l'érosion diffuse des sols. Interaction gouttes-ruissellement. Sciences du Vivant [q-bio]. Université d'Orléans, 2016. Français. NNT: . tel-02800543

**HAL Id: tel-02800543**

**<https://hal.inrae.fr/tel-02800543>**

Submitted on 5 Jun 2020

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

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



Distributed under a Creative Commons Attribution - ShareAlike 4.0 International License

*ÉCOLE DOCTORALE MATHÉMATIQUES, INFORMATIQUE, PHYSIQUE  
THÉORIQUE ET INGÉNIERIE DES SYSTÈMES (MIPTIS)*  
LABORATOIRES : MAPMO-URSOLS

**Thèse** présentée par :

**Amina NOUHOU BAKO**

soutenue le : **21 novembre 2016**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : **Mathématiques Appliquées**

**Modélisation numérique de l'érosion diffuse des sols.  
Interaction gouttes-ruissellement.**

**THÈSE DIRIGÉE PAR :**

**François JAMES**

**Frédéric DARBOUX**

**Carine LUCAS**

Professeur, Université d'Orléans

Chargé de Recherche, INRA

Maître de conférences, Université d'Orléans

**RAPPORTEURS :**

**Jacques SAINTE-MARIE**

**Victor JETTEN**

Chercheur, CEREMA

Professeur, Université de Twente

**JURY :**

**Romain ABRAHAM**

**Frédéric DARBOUX**

**Stéphane GERBI**

**François JAMES**

**Victor JETTEN**

**Christophe JOSSERAND**

Professeur, Université d'Orléans

Chargé de Recherche, INRA

Maître de conférences, Université de Savoie

Professeur, Université d'Orléans

Professeur, Université de Twente

Directeur de recherches CNRS, Université  
Pierre et Marie Curie

**Carine LUCAS**

**Jacques SAINTE-MARIE**

Maître de conférences, Université d'Orléans

Chercheur, CEREMA



# Remerciements

Après 3 années passées aux laboratoires URSOLS et MAPMO, c'est avec enthousiasme que je dis merci à toutes ces personnes qui m'ont aidé à faire de ce projet de doctorat une réussite. Je remercie tout d'abord la région Centre Val de Loire et l'INRA pour le financement de cette thèse.

À tout seigneur, tout honneur ! Je voudrais aussi témoigner ma reconnaissance à mon directeur de thèse, François James et, mes encadrants, Frédéric Darboux et Carine Lucas. François, ta rigueur et ta démarche cartésienne m'ont permis de mieux appréhender certaines notions liées à la recherche lorsque j'y fis mes premiers pas. Frédéric, tu as été l'un des artisans de l'orientation des axes de recherche ainsi que de la démarche expérimentale sans laquelle il n'y aurait pas de base de travail. Merci pour tout ce que tu m'as apporté dans la construction d'une démarche scientifique rigoureuse. Si le modèle numérique était un corps, les mathématiques en seraient le squelette. Et je te dis merci, Carine, pour ta grande contribution dans ce domaine. En outre, ta rigueur rédactionnelle et ta vigilance m'ont également permis d'améliorer la qualité du présent document. Au-delà de l'aspect technique et scientifique, vous m'avez beaucoup apporté sur le plan humain. Votre disponibilité et votre générosité étaient nécessaires dans cette aventure qui ne se nourrit pas que de connaissances scientifiques. Je ne vous dirai pas assez MERCI. Cette disponibilité, je l'ai sentie dès le premier jour, où vous nous faisiez visiter (ma famille et moi) la ville d'Orléans pour que nous puissions avoir nos repères et nous y sentir à l'aise. Encore Merci à tous.

Mes remerciements vont également à Jacques Sainte-Marie et Victor Jetten pour avoir accepté de rapporter cette thèse et de lui avoir consacré du temps. Leurs commentaires ont permis d'améliorer la qualité de ce mémoire. Je tiens aussi à exprimer ma gratitude aux autres membres du jury : Romain Abraham, Stéphane Gerbi et Christophe Josserand. Je vous suis reconnaissante d'avoir accepté de faire partie du jury et d'analyser ainsi mon travail.

Je voudrais particulièrement remercier Christophe Josserand pour m'avoir initiée à la dynamique des gouttes et recommandée pour ce sujet de thèse. Tu as, de plus, été présent tout au long de ces trois années de thèse à travers mon comité de pilotage. Merci pour tout ce que tu m'as apporté. J'adresse aussi mes remerciements très chaleureux aux autres membres du comité de pilotage : Emmanuel Audusse, Cédric Legout et Roger Moussa. Vous avez amélioré la qualité des travaux de cette thèse à travers vos commentaires, conseils et les discussions que nous avons eues.

Je remercie également Lionel Cottenot et Pierre Courtemanche, sans qui les expérimentations sous simulateur de pluie n'auraient pas vu le jour. Merci à Hervé Gaillard et Olivier Josière et toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ces

expériences. Par temps de froid et de neige, sous la pluie, ces moments de partage ont été très agréables et très enrichissants pour moi.

Mes remerciements vont aussi à Isabelle Cousin qui a su prendre le relais après le départ de Frédéric Darboux. Merci pour ton accompagnement, tes conseils et ton soutien. Je remercie également Agnès Grossel, Marine Lacoste, Hocine Bourennane, Nils Berglund et Laurent Delsol pour leurs conseils et les discussions que nous avons eues durant cette thèse. Merci à Christian Laguerre pour ces moments passés autour de FullSWOF, pour ta disponibilité et tes conseils.

J'adresse, de plus, mes sincères remerciements à toute l'équipe administrative pour son aimable disponibilité, au MAPMO : Marie-France Grespier, Anne Liger et Marie-Laurence Poncet ; à l'INRA : Magalie Marolleau, Marie-Pierre Poussineau puis Stéphanie Guerrier. Vous avez toujours été agréables et efficaces dans l'accomplissement des tâches administratives.

J'ai aussi une pensée particulière pour tous les doctorants et post-doctorants de l'INRA et du MAPMO avec lesquels nous avons partagé de bons moments.

Pour ceux qui ne trouverons pas leurs noms dans ce manuscrit, je vous suis quand même reconnaissante et je n'oublie pas les moments passés ensemble.

Pour finir, un grand merci à toute ma famille. Mon père, ma mère ont su m'épauler, me guider, me conseiller et assurer ma scolarité. Vous avez toujours été à mes cotés et près de mon coeur, même si loin physiquement pendant mes études universitaires. Vos bénédictions ne m'ont jamais quitté. Je remercie mes frères et sœurs pour leur soutien et leurs conseils. Mon cher époux Mamane, les mots ne suffiront pas à te dire merci d'avoir été présent et de m'avoir soutenue et conseillée pendant toutes ces années. Dans les moments de doute et de désespoir, ta présence m'a aidée à surmonter les difficultés et à me surpasser. Merci à tous !

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
1.1	Problématique . . . . .	9
1.2	Les différents types d'érosion hydrique . . . . .	10
1.2.1	Érosion par splash . . . . .	12
1.2.2	Érosion diffuse . . . . .	12
1.2.3	Érosion concentrée . . . . .	12
1.3	Les processus de l'érosion hydrique . . . . .	13
1.3.1	Détachement, redétachement . . . . .	13
1.3.2	Transport-sédimentation . . . . .	14
1.4	Présentation des travaux . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Étude probabiliste de l'interaction créée par les gouttes de pluie en érosion diffuse</b>	<b>19</b>
2.1	Introduction . . . . .	19
2.2	Propriétés de la pluie . . . . .	20
2.2.1	Processus de Poisson . . . . .	20
2.2.2	Lois de distribution de taille des gouttes de pluie . . . . .	21
2.3	Interaction entre les gouttes de pluie lors du détachement des sédiments . . . . .	23
2.3.1	Échelle spatio-temporelle . . . . .	23
2.3.2	Paramètre de Poisson . . . . .	25
2.3.3	Probabilité d'interaction pour une pluie pendant le détachement . . . . .	26
2.4	Interaction gouttes de pluie-particules en sédimentation . . . . .	29
2.4.1	Échelle spatio-temporelle . . . . .	29
2.4.2	Paramètre de Poisson . . . . .	30
2.4.3	Probabilité d'interaction pour une pluie pendant la sédimentation . . . . .	31
2.5	Conclusion . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Détachement par la pluie</b>	<b>35</b>
3.1	Contexte et méthodologie . . . . .	35
3.1.1	Contexte scientifique . . . . .	35
3.1.2	Outils numériques . . . . .	36
3.2	Cisaillement créé par l'impact d'une goutte . . . . .	40
3.2.1	Simulation à bas nombre de Reynolds . . . . .	40
3.2.2	Simulation à haut nombre de Reynolds . . . . .	47

3.2.3	Lois d'échelle en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau . . . . .	51
3.3	Loi de détachement causé par la pluie . . . . .	57
3.3.1	Approches adoptées . . . . .	57
3.3.2	Résultats et discussion . . . . .	63
3.4	Conclusion . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Interaction gouttes-transport de sédiments : étude expérimentale</b>	<b>73</b>
4.1	Introduction . . . . .	73
4.1.1	État de l'art . . . . .	73
4.1.2	Objectifs spécifiques et démarche . . . . .	74
4.2	Outils expérimentaux . . . . .	75
4.2.1	Caractéristiques des sédiments . . . . .	75
4.2.2	Simulateurs de pluie . . . . .	75
4.2.3	Description du banc expérimental . . . . .	77
4.2.4	Méthodes de mesure et d'échantillonnage . . . . .	80
4.3	Conditions hydrodynamiques . . . . .	82
4.3.1	Intensité de la pluie . . . . .	82
4.3.2	Épaisseur de lame d'eau . . . . .	83
4.3.3	Influence de la pluie sur la vitesse d'écoulement . . . . .	83
4.3.4	Vitesse d'écoulement pour les différentes expériences . . . . .	86
4.3.5	Débit en sortie du banc . . . . .	86
4.4	Résultats et discussions . . . . .	89
4.4.1	Concentration des sédiments à la sortie du banc . . . . .	89
4.4.2	Masse de sédiments au fond du banc . . . . .	92
4.4.3	Granulométrie des sédiments . . . . .	95
4.5	Les mécanismes envisagés . . . . .	96
4.5.1	Vitesse verticale des gouttes : approche probabiliste . . . . .	97
4.5.2	Effet de turbulence . . . . .	98
4.6	Conclusion . . . . .	100
<b>5</b>	<b>Modélisation des transferts par ruissellement</b>	<b>101</b>
5.1	Introduction . . . . .	101
5.2	Équations de transfert . . . . .	102
5.2.1	Présentation du modèle . . . . .	102
5.2.2	Érosion hydrique à l'échelle du versant : modèle de Hairsine et Rose . . . . .	103
5.2.3	Érosion hydrique à l'échelle du bassin versant : Water Erosion Prediction Project (WEPP) . . . . .	106
5.2.4	Transport par charriage : modèle de Lajeunesse <i>et al.</i> (2013) . . . . .	107
5.2.5	Transport chimique : modèle de Gao <i>et al.</i> (2004) . . . . .	108
5.3	Étude de la fonction d'échange . . . . .	109
5.3.1	Échange avec terme source . . . . .	110
5.3.2	Échange sans terme source . . . . .	118
5.3.3	Discussions . . . . .	121
5.4	Modélisation numérique des équations de transfert . . . . .	121
5.4.1	Méthode numérique . . . . .	122
5.4.2	Termes sources et organisation des bibliothèques . . . . .	124
5.4.3	Tests de validation du code . . . . .	127

---

5.5	Conclusion . . . . .	132
<b>6</b>	<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>133</b>
6.1	Conclusions . . . . .	133
6.2	Perspectives . . . . .	134
6.2.1	Approche numérique du détachement par la pluie . . . . .	134
6.2.2	Étude expérimentale de l'effet de la pluie sur la sédimentation des particules . . . . .	135
6.2.3	Modèle d'érosion hydrique . . . . .	135
<b>A</b>	<b>Paramétrisation de Gerris</b>	<b>137</b>
<b>B</b>	<b>Mesures hydrodynamiques des expériences</b>	<b>143</b>
B.1	Contrôle de l'intensité de pluie . . . . .	143
B.1.1	Simulateur à buses oscillantes . . . . .	143
B.1.2	Simulateur à tuyaux poreux . . . . .	144
B.2	Épaisseur, vitesse d'écoulement et débit en sortie du banc . . . . .	145
<b>C</b>	<b>Fichiers de paramètres du code FullSWOF-Transfert</b>	<b>149</b>
C.1	Transport par charriage . . . . .	150
C.2	Dépôt de sédiments par ruissellement . . . . .	152
C.3	Érosion diffuse de Hairsine et Rose . . . . .	154
	<b>Bibliographie</b>	<b>157</b>



## Introduction

### 1.1 Problématique

L'érosion hydrique est un type de dégradation des sols sous l'action de l'eau. Elle regroupe les processus de détachement des particules du sol, leur transport et leur sédimentation. C'est un phénomène néfaste pour l'environnement et les terres agricoles (figure 1.1). En Europe, selon la commission européenne, il affecte environ 12 % de la surface du territoire soit 115 millions d'hectares (européenne pour l'environnement (1995)). L'eau qui ruisselle à la surface du sol appauvrit les terres agricoles en éléments minéraux et en matières organiques. Elle participe aussi au transport de polluants et de pesticides contribuant ainsi à altérer la qualité des eaux. L'érosion hydrique est également responsable d'inondations boueuses et de dégradations d'infrastructures urbaines (figure 1.2) qui entraînent des pertes économiques importantes. Les conséquences sociales peuvent mener au déplacement des populations et à l'inaccessibilité de certaines régions.



(a) Érosion concentrée

(b) Érosion diffuse

FIGURE 1.1 – Dégradation des terres agricoles sous l'effet de l'érosion hydrique. Source : INRA.

Pour limiter les dégâts, il est important de pouvoir prédire les zones à risques afin de proposer des mesures adéquates pour protéger les populations exposées et limiter les pertes



FIGURE 1.2 – Exemple d’une ville inondée par un écoulement chargé de sédiments. Source : INRA.

économiques. Dans la littérature, plusieurs codes d’érosion existent ; citons par exemple : USLE (Universal Soil Loss Equation, Wischmeier et Smith (1978)), EUROSEM (European Soil Erosion, Morgan *et al.* (1998)), WEPP (Water Erosion Prediction Project, Nearing *et al.* (1989)), LISEM (LImburg Soil Erosion Model, Roo et Jetten (1999)). Ces modèles sont utilisés pour estimer la quantité de sol érodé en condition d’érosion hydrique. Cependant, la complexité et la diversité des paramètres liés aux propriétés du sol, de l’écoulement et de la pluie rendent difficile la prédiction réelle du phénomène. En effet, Jetten *et al.* (1999) soulignent une grande disparité entre les prédictions de la quantité de sol érodé de plusieurs modèles et celles réellement observées (figure 1.3). Cette figure montre principalement trois zones : (1) la première, autour de la bissectrice, où les prédictions des modèles sont très dispersées ; (2) la deuxième zone, sur l’axe des ordonnées, où les modèles prédisent de l’érosion alors qu’il n’y a pas d’écoulement et (3) la troisième zone, sur l’axe des abscisses, où les modèles ne prédisent pas d’érosion alors qu’elle a été observée. Depuis cette analyse des modèles, à notre connaissance, il n’y a pas eu de progrès significatifs sur leur efficacité.

Les travaux de cette thèse s’inscrivent dans l’amélioration de la compréhension de l’érosion hydrique. Plus spécifiquement nous nous intéressons à l’étude de l’interaction gouttes-ruissellement lors des différents processus de l’érosion hydrique. L’objectif est de proposer un modèle d’érosion qui intègre cette interaction et qui permet une meilleure compréhension du rôle des gouttes de pluie dans le phénomène d’érosion.

## 1.2 Les différents types d’érosion hydrique

A l’échelle du paysage, différentes formes d’érosion hydrique peuvent prendre naissance et coexister selon les conditions d’écoulement à la surface du sol. Au début d’un événement pluvieux, à l’échelle de la parcelle, le phénomène d’érosion par splash est le premier qui se met en place. Lorsqu’une lame d’eau se forme à la surface du sol, un ruissellement se développe et peut provoquer de l’érosion diffuse voire de l’érosion concentrée avec la formation de rigoles et de ravines à l’échelle du paysage (figure 1.4).

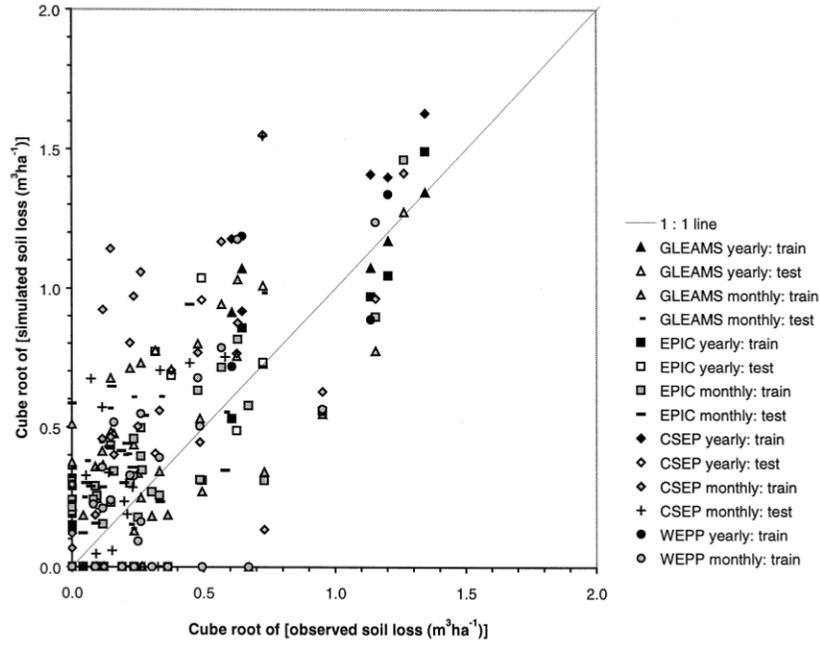


FIGURE 1.3 – Efficacité des modèles d'érosion. Source : Jetten *et al.* (1999).

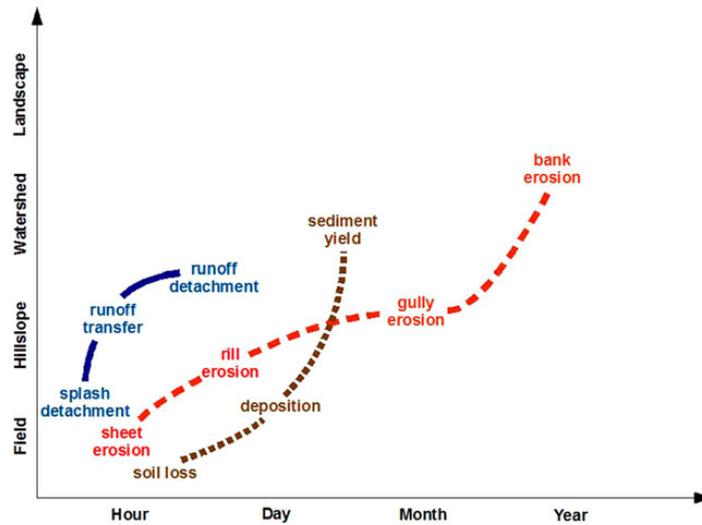


FIGURE 1.4 – Les processus d'érosion (ligne bleue continue), leurs différentes formes (ligne rouge discontinue) et conséquences (ligne marron en pointillés) placés dans un repère spatio-temporel indicatif. Source : Karydas *et al.* (2014).

### 1.2.1 Érosion par splash

L'impact des gouttes de pluie à la surface d'un sol crée un rejaillissement radial de gouttelettes d'eau appelé splash (figure 1.5). Ces gouttelettes peuvent transporter des particules de sol dont le flux dépend de la pente, de l'épaisseur de la lame d'eau et de la vitesse d'écoulement (Ghadiri et Payne, 1988; Schultz *et al.*, 1985). Ce type d'érosion provoque surtout une modification de l'état de surface du sol (Bresson et Moran, 2003; Planchon *et al.*, 2000). Il prend place au début d'une pluie à la surface du sol et peut durer le temps de la pluie sur l'étendue d'une parcelle par exemple.



FIGURE 1.5 – Phénomène de splash. Source : Lionel Cottenot, INRA.

### 1.2.2 Érosion diffuse

L'érosion diffuse ou en nappe (figure 1.1b) s'installe à la suite du splash, lorsque la hauteur d'eau commence à devenir importante tout en restant de l'ordre de quelques millimètres. L'énergie de l'écoulement est faible et sa vitesse ne dépasse pas le décimètre par seconde (Moss, 1988). Dans ces conditions, les gouttes de pluie sont les principaux acteurs de ce type d'érosion. Elles sont les seules à causer le détachement des particules et participent activement au transport de sédiments au sein de l'écoulement. Seule la partie superficielle du sol est affectée sur une étendue qui peut couvrir toute la surface d'un versant. C'est aussi ce type d'érosion qui affecte la qualité des eaux par le transport de pesticides et des polluants.

### 1.2.3 Érosion concentrée

À mesure que la vitesse d'eau en surface devient importante, l'écoulement acquiert assez d'énergie pour détacher les particules. Quand la hauteur de lame d'eau s'épaissit, au-dessus d'un certain seuil estimé à trois diamètres de goutte, elle inhibe l'effet des gouttes (Hartley et Julien, 1992; Mutchler et Young, 1975; Wang et Harry G. Wenzel, 1970). L'écoulement devient alors un agent majeur qui détache et transporte les sédiments. Ce type d'érosion, appelé érosion concentrée, prend généralement naissance lorsque le ruissellement diffus se concentre et forme progressivement des rigoles et ravines (figure 1.1a). La quantité importante d'eau et de sédiments que contient le ruissellement est à l'origine des inondations, de la destruction des infrastructures urbaines (figure 1.2), des coulées boueuses et de la turbidité de l'eau. Les superficies concernées peuvent être importantes et atteindre l'échelle d'un paysage.

## 1.3 Les processus de l'érosion hydrique

### 1.3.1 Détachement, redétachement

Le détachement est considéré comme étant la séparation des particules de sol de la matrice de sol initial (Ellison, 1944; Hairsine et Rose, 1991). Les particules détachées peuvent se déposer à la surface du sol créant ainsi une couche de redépôt dont la cohésion entre particules est inférieure à celle du sol initial. Aussi, l'érodibilité du sol initial, qui caractérise sa sensibilité face à l'érosion (Bryan *et al.*, 1989), est différente de celle de la couche de redépôt. En pratique, un seul terme d'érodibilité est utilisé pour caractériser la surface du sol sans distinguer le sol initial de la couche de redépôt. Lorsque les particules de la couche de redépôt sont à nouveau remises en suspension, on parle de redétachement (Hairsine et Rose, 1991, 1992). Selon le type d'érosion hydrique, le détachement et redétachement des particules sont initiés par les gouttes de pluie et/ou par l'écoulement.

#### 1.3.1.1 Érosion par splash et érosion diffuse

Dans le cas de l'érosion par splash ou de l'érosion diffuse, la pluie est le principal agent érosif (Ekern, 1950; Ellison, 1944). On désigne par érosivité de la pluie l'action érosive de la pluie. Elle dépend à la fois de son intensité et des caractéristiques de ses gouttes, totalement déterminées par leur taille (Parsons et Gadian, 2000; Salles *et al.*, 2000). En effet, la taille des gouttes de pluie fixe leur vitesse de chute à la surface du sol (Atlas *et al.*, 1973; Uplinger, 1981). Ainsi la quantité de sol détaché et redétaché par les gouttes est généralement mesurée en fonction leur énergie cinétique (Kvaerno et Stolte, 2012; Morgan *et al.*, 1998; Sharma et Gupta, 1989), qui détermine leur force d'impact à la surface du sol, de l'intensité de pluie (Kinnell, 1982; Nearing *et al.*, 1989) ou encore du moment de la pluie (Salles et Poesen, 2000; Salles *et al.*, 2000).

L'impact des gouttes à la surface du sol crée des forces de pression et de cisaillement qui arrachent les particules du sol dans une zone dont la taille est de quelques diamètres de goutte (Ghadiri et Payne, 1986). Aux premiers instants de l'impact, une forte pression se crée sur la surface du sol et se localise au point d'impact (Aldurrah et Bradford, 1982; Huang *et al.*, 1982; Nouhou Bako *et al.*, 2016). La valeur de cette pression est de l'ordre du MPa mais sa durée est très courte, de l'ordre de la  $\mu$ s (Ghadiri et Payne (1981); Nouhou Bako *et al.* (2016), voir chapitre 3). Cette force verticale se transforme ensuite en forces de cisaillement qui sont principalement à l'origine du détachement des particules (Aldurrah et Bradford, 1982). La durée totale du cisaillement est de l'ordre de la ms avec une magnitude autour du kPa (Hartley et Alonso, 1991; Hartley et Julien, 1992; Nouhou Bako *et al.*, 2016). La quantité de sol détachée par les gouttes de pluie dépend des forces de cisaillement qu'elles créent mais aussi de la présence éventuelle d'une lame d'eau à la surface du sol et de la résistance du sol au cisaillement (Nearing et Bradford, 1985; Torri *et al.*, 1987). Les sédiments détachés peuvent rester sur place ou être transportés par splash ou par l'écoulement.

#### 1.3.1.2 Érosion concentrée

Quant à l'érosion concentrée, son principal agent érosif est l'écoulement. En effet, à partir d'une certaine vitesse, le ruissellement acquiert assez d'énergie et peut créer un cisaillement à la surface du sol qui est supérieur au seuil de résistance du sol. Lorsque ce seuil de cisaillement est dépassé, des particules sont détachées de la surface du sol. Au contraire du cisaillement créé

par l'impact d'une goutte, celui du ruissellement peut s'étendre sur des dizaines de kilomètres carrés si l'étendue et l'énergie de l'écoulement le permettent. La quantité de sol détaché est généralement reliée au cisaillement créé par l'écoulement (Ariathurai, 1974; Foster et Meyer, 1972; Lang *et al.*, 1989; McLean, 1985) ou à sa puissance désignée par "stream power" dans la littérature (Hairsine et Rose, 1992; Rose, 1985). Ces paramètres sont très dépendants de la pente, de la rugosité du sol, de la vitesse d'écoulement et de l'épaisseur de la lame d'eau (Gimenez et Govers, 2002; Govers *et al.*, 2000).

### 1.3.2 Transport-sédimentation

Les particules de sol, une fois détachées par les agents érosifs, peuvent alors être mises en mouvement. Elles peuvent se déplacer par suspension, saltation et roulement. L'ensemble de ces mécanismes définit le processus de transport (Moss *et al.*, 1979; Walker *et al.*, 1978).

#### 1.3.2.1 Transport par splash

Dans le cas du transport par splash, les sédiments sont déplacés dans l'air par les rejaillissements des gouttelettes d'eau. La distance de transport par splash est de l'ordre du décimètre (Ghadiri et Payne, 1988; Leguëdois *et al.*, 2005) et le splash est peu efficace parce qu'il est isotrope en l'absence de pente. Ainsi, sur une surface plane et horizontale, le splash n'affecte que l'état de surface du sol (Bresson et Moran, 2003; Planchon *et al.*, 2000) sans engendrer une perte de matière. Par contre, le flux de sédiments transportés peut devenir important vers l'aval lorsque la pente est grande, la hauteur de lame d'eau mince et la vitesse d'écoulement faible. Dans tous les cas, la quantité de sédiments transportés par splash représente une fraction peu importante par rapport à celle transportée dans l'écoulement à l'aide des gouttes de pluie (Schultz *et al.*, 1985).

#### 1.3.2.2 Transport gouttes-ruissellement

Lorsque qu'une lame d'eau se développe à la surface du sol, les sédiments sont transportés au sein de la lame d'eau avec différents modes de transport selon leur taille. Ainsi, les particules les plus fines sont transportées en suspension dans l'écoulement et les plus grossières par roulement, en contact permanent avec le sol. Quant aux particules de tailles intermédiaires, elles se déplacent en saltation : elles entrent dans l'écoulement, y restent pendant un certain temps qui dépend de leur vitesse de sédimentation et se déposent au sol.

Les gouttes de pluies participent très efficacement au transport de sédiments quand la vitesse d'écoulement est faible. Par leurs impacts successifs, les gouttes ont pour rôle principal de permettre, d'une part, l'avancée par roulement des particules de taille importante et, d'autre part, de remettre continuellement dans l'écoulement les particules se déplaçant en saltation. La vitesse d'écoulement et la vitesse de sédimentation des particules déterminent alors la distance à laquelle ces particules seront transportées avant de sédimenter à nouveau. C'est le mécanisme de "raindrop-induced flow transport" ainsi que le nomme Kinnell (2005).

#### 1.3.2.3 Transport par l'écoulement

En érosion concentrée, le transport est exclusivement assuré par l'écoulement sans l'aide des gouttes de pluie. Les trois modes de transport (suspension, saltation et roulement) peuvent aussi coexister dans ces conditions. Le seuil de mise en mouvement des particules dépend,

d'une part, des caractéristiques de la particule (taille et masse volumique) et, d'autre part, du cisaillement créé par l'écoulement à la surface du sol, souvent représenté par le diagramme de Shields (Shields (1936), figure 1.6). Pour les particules se déplaçant en saltation, elles entrent dans l'écoulement sous l'action du cisaillement créé à la surface du sol, elles sont transférées sur une distance qui dépend à la fois de leur vitesse de sédimentation et de la vitesse de l'écoulement. Elles sédimentent ensuite à la surface du sol et peuvent être à nouveau redétachées par le cisaillement de l'écoulement (Hairsine et Rose, 1992). La quantité de sédiments transportés représente ainsi un bilan entre les sédiments qui sont détachés et redétachés et ceux qui sédimentent.

Un autre concept est aussi utilisé pour estimer la quantité de sédiments transportés par l'écoulement : celui de la capacité de transport (Foster et Meyer, 1972; Low, 1989; Yalin, 1963). On estime que l'écoulement est caractérisé par une quantité de matière maximale qu'il peut transporter. Ainsi, tant que la capacité de transport de l'écoulement n'est pas atteinte, les sédiments sont emportés par le ruissellement. En revanche, quand cette quantité est supérieure à la capacité de transport, l'excès de matière se dépose à la surface du sol. C'est le concept de transport-dépôt utilisé par certains modèles d'érosion : WEPP (Nearing *et al.*, 1989), KINEROS (Woolhiser *et al.*, 1990), PSEM-2D (Nord et Esteves, 2005).

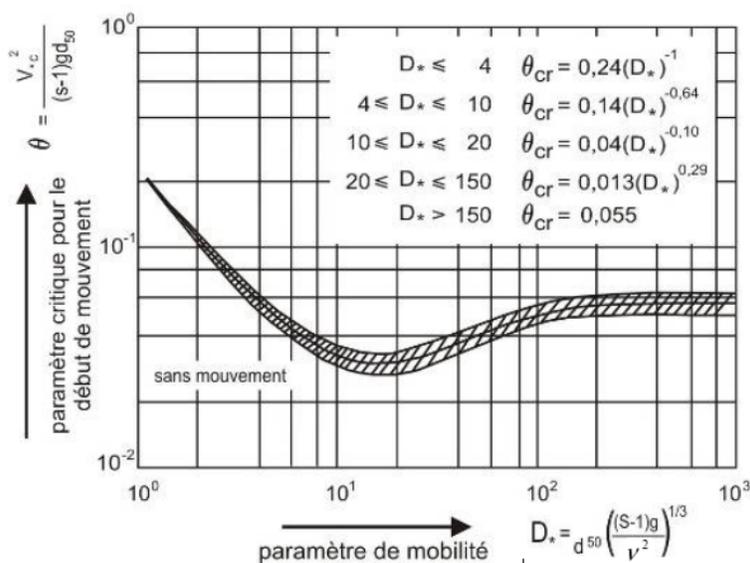


FIGURE 1.6 – Diagramme de Shields représentant le paramètre de début de mouvement des particules  $\theta$  en fonction du paramètre de mobilité  $D^*$ . Les paramètres  $V_{*c}$ ,  $\nu$ ,  $s$ ,  $g$ ,  $d^{50}$ ,  $\theta_{cr}$  sont respectivement la vitesse de cisaillement critique, la viscosité cinématique du fluide, la densité relative du sédiment (= (densité de la particule)/(densité de l'eau)), la gravité, le diamètre équivalent et le nombre de Shields critique. Source Martins (2008), page 151.

## 1.4 Présentation des travaux

L'objectif de cette thèse est de proposer un modèle d'érosion diffuse qui intègre les différents processus de ce phénomène (détachement, transport-sédimentation) et prend en compte l'interaction des gouttes de pluies avec chaque processus. La figure 1.7 illustre la méthodologie

adoptée pour aborder chaque aspect de l'objectif général. Elle montre aussi les outils utilisés au niveau de chaque chapitre pour traiter ces différents aspects.

Dans un premier temps, au **chapitre 2**, nous étudions, avec une approche probabiliste, les possibilités d'interaction avec les gouttes de pluie, au niveau de chacun des processus. Cette étude se base sur les propriétés de la pluie, notamment la distribution de la taille de ses gouttes et leur répartition spatiale décrite par la loi de Poisson. Le détachement des particules du sol, de même que leur transport, sont caractérisés par des échelles de temps et d'espace, ce qui permet d'évaluer l'interaction due aux gouttes vis à vis de ces mécanismes. Les résultats de cette approche probabiliste conditionnent la méthode qui est utilisée pour modéliser chaque processus dans les autres chapitres de la thèse.

Ainsi, les résultats des calculs d'interaction ont montré que, pour le mécanisme de détachement des sédiments, les gouttes de pluie sont indépendantes pour la création des cisaillements. Ceci nous autorise à adopter une approche de sommation des effets des gouttes individuelles pour élaborer une loi de détachement valable à l'échelle de la pluie. Les étapes nécessaires à l'établissement de cette loi sont détaillées au **chapitre 3**. Dans ce chapitre, en utilisant des outils numériques, les cisaillements individuels créés par l'impact de gouttes de pluie de différentes tailles sur des épaisseurs de lame d'eau variables sont simulés. Pour bien décrire ces cisaillements, nous commençons par modéliser l'impact des gouttes qui ont des nombres de Reynolds bas, et de ce fait, sont dotées d'une convergence numérique du cisaillement rapide. Ensuite, en se basant sur les résultats de ces simulations, nous étudions l'impact des gouttes à hauts Reynolds, de la gamme de ceux des gouttes de pluie, caractérisées par une convergence numérique en maillage du cisaillement, où le niveau de raffinement nécessaire à la bonne description de cette quantité, est difficile. La description de ces cisaillements permet de déterminer la quantité de sédiments détachés par chaque type de gouttes ; leur somme nous donnera la loi de détachement macroscopique de la pluie. Cette loi est formulée en fonction des facteurs érosifs de la pluie comme son intensité ou son énergie cinétique. De plus, une étude de sensibilité de certains paramètres comme le seuil critique de cisaillement du sol ainsi que la loi de distribution de la taille des gouttes de pluie est menée sur le coefficient dans l'exposant de cette loi de détachement.

Par ailleurs, les mêmes calculs d'interaction ont révélé la possibilité d'une forte interaction entre les gouttes de pluie et les particules en sédimentation. Pour le processus de transport-sédimentation, l'approche de sommation ne peut donc pas être utilisée, les gouttes ne peuvent plus être considérées indépendamment les unes des autres. Dans ce contexte, une étude numérique étant difficile, nous avons privilégié une approche expérimentale. C'est l'objet du **chapitre 4**. Ce chapitre a pour principal objectif de démontrer expérimentalement que les gouttes de pluie ont un effet sur le transport des particules. Pour cela, dans toutes les expériences, l'épaisseur de la lame d'eau et le débit d'écoulement sont maintenus fixes. Des particules non cohésives sont introduites à l'amont de la zone expérimentale, au-dessus de la lame d'eau. La zone étudiée est ensuite soumise à des pluies de différentes intensités. À la fin des expériences, les concentrations des particules à l'exutoire sont comparées avec et sans pluie. Cette étude expérimentale se compose de deux séries d'expériences. La première utilise une pluie discontinue de forte intensité pour maximiser l'effet de la pluie. Dans la deuxième, nous appliquons une pluie continue avec des intensités plus faibles. Cette dernière série permet de faire ressortir l'influence de l'intensité de la pluie.

Enfin, au **chapitre 5**, nous établissons un modèle pour représenter le phénomène d'érosion diffuse. Ce modèle décrit un échange de sédiments entre l'écoulement et une couche de redépôt, composée uniquement de particules préalablement détachées du sol initial et qui

ont sédimenté à la surface du sol. Il s'agit d'un système à deux équations valable pour plusieurs classes de sédiments  $i$  :

$$\begin{cases} \frac{\partial hc_i}{\partial t} + \frac{\partial(qc_i)}{\partial x} = \frac{1}{ts_i}(g(M_i) - hc_i) + source \\ \frac{\partial M_i}{\partial t} = -\frac{1}{ts_i}(g(M_i) - hc_i) \end{cases} \quad (1.1)$$

avec  $c_i$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) la concentration volumique de sédiments de classe  $i$  dans l'écoulement de hauteur  $h$  (m) et de débit volumique  $q$  ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ), et  $M_i$  ( $\text{kg m}^{-2}$ ) leur concentration massique dans la couche de redépôt. Les paramètres  $ts_i$  (s),  $g(M_i)$  ( $\text{kg m}^{-2}$ ) et  $source$  ( $\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$ ) sont respectivement le temps de relaxation, la fonction d'échange et le terme source d'alimentation. Ce modèle prend en compte les processus de détachement et de transport-sédimentation des particules et peut être adapté à beaucoup de modèles d'érosion. Selon le choix de ces paramètres, celui-ci peut représenter de l'érosion diffuse et concentrée à l'échelle du versant et du bassin versant, du transport par charriage dans les rivières ou encore du transport chimique initié par l'impact des gouttes de pluie. En outre, le modèle permet d'utiliser différentes formes de fonctions, à la fois linéaires et non-linéaires, pour décrire la dynamique d'évolution des concentrations en sédiments. L'intégration du modèle dans le logiciel de ruissellement FullSWOF est aussi présentée dans ce chapitre ainsi que quelques exemples d'application qu'il permet.

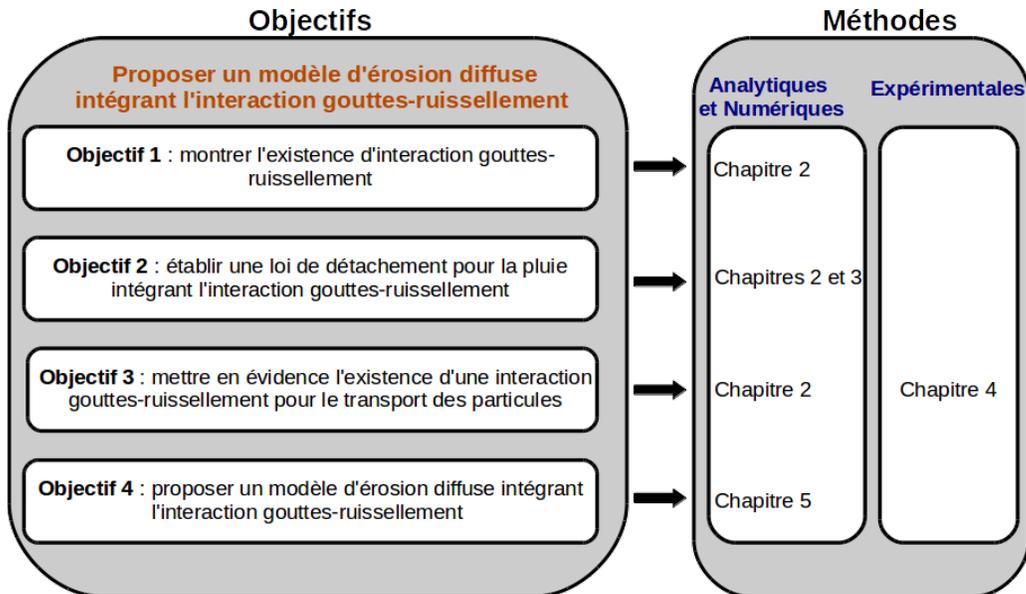


FIGURE 1.7 – Plan schématique de la thèse montrant les correspondances entre les objectifs et les chapitres concernés.



# Étude probabiliste de l'interaction créée par les gouttes de pluie en érosion diffuse

Ce chapitre fait l'objet d'un article soumis intitulé : *Raindrop Interaction in Interrill Erosion : a Probabilistic Approach*.

## 2.1 Introduction

En érosion diffuse, l'impact des gouttes de pluie est l'agent majeur causant le détachement des sédiments et leur transport (Aldurrah et Bradford, 1982; Ellison, 1944; Ghadiri et Payne, 1981). Durant l'impact, la goutte exerce une force latérale sur la surface du sol qui se convertit en cisaillement. Ce cisaillement provoque la désagrégation des particules de sol (Ghadiri et Payne, 1977) et les détache de la matrice de sol initial (Ellison, 1944). Ces particules peuvent être ensuite transportées soit par splash (Moss et Green, 1983), soit par l'écoulement avec l'aide des gouttes de pluie (Kinnell, 2005).

Les auteurs Salles *et al.* (2000) et Ferreira et Singer (1985), considérant que l'effet d'une pluie est la somme des effets de ses gouttes individuelles, évaluent la quantité de sédiments détachée par une pluie comme étant la somme de la quantité de sédiments détachés par les gouttes qui la composent. De même, Sharma *et al.* (1993) a proposé un modèle de détachement par la pluie en sommant les énergies cinétiques de ses gouttes. Gilley *et al.* (1985) a relié la quantité de sédiments détachés par plusieurs gouttes à la somme du maximum de leur pression d'impact. Ces auteurs considèrent qu'il n'y a pas d'interaction entre les gouttes pendant le détachement des particules causé par leur cisaillement. Cependant aucune étude ne démontre formellement l'absence d'une telle interaction. Même si la durée entre deux impacts de gouttes est supérieure à la durée du splash (Wang et Harry G. Wenzel (1970) cité par Ferreira et Singer (1985)), ce n'est pas forcément le cas comparée à la durée du cisaillement. En effet, la durée du cisaillement peut s'allonger pour des grosses gouttes et des épaisseurs de lame d'eau importantes comme démontré par Hartley et Julien (1992) à travers une étude numérique.

Dans un contexte d'érosion diffuse, il est reconnu que l'un des rôles des gouttes est de provoquer une remise en suspension continue des sédiments du sol dans l'écoulement (Hairsine et Rose, 1991; Kinnell, 1991) et un mélange des sédiments à l'intérieur de la lame d'eau (Profitt *et al.*, 1991). Cependant, l'interaction entre les gouttes et les particules en sédimentation reste encore mal comprise.

Dans tous les cas, les caractéristiques de la pluie sont très importantes dans la compréhension de ces processus. Dans les sciences atmosphériques, la pluie est souvent décrite par des lois de distribution de taille des gouttes qui estiment le nombre de gouttes d'un diamètre donné dans un volume d'air de  $1 \text{ m}^3$ . Parmi les lois les plus connues, on compte celles de Marshall-Palmer (Marshall et Palmer, 1948), la loi Gamma (Ulbrich, 1983) et Lognormal (Feingold et Levin, 1986). Une autre caractéristique importante de la pluie est le processus d'arrivée de ses gouttes. Plusieurs articles comme ceux de Gillespie (1972, 1975), et Larsen *et al.* (2005) considèrent que les gouttes de pluie suivent un processus de Poisson. Cette hypothèse est généralement valide pour des pluies stables et statistiquement stationnaires, d'intensité constante (Jameson et Kostinski, 2002).

Ce chapitre démontre, pour la première fois, avec des moyens analytiques, d'une part, l'absence d'interaction entre les gouttes de pluie pendant le détachement des particules de sol et, d'autre part, une forte possibilité d'interaction entre les gouttes de pluie et les particules pendant leur sédimentation (objectif 1 de la figure 1.7). Notre étude se base sur des outils de la littérature, comme le postulat que la pluie ainsi que l'apparition des particules détachées dans la lame d'eau obéissent à un processus de Poisson quelle que soit la loi de distribution de la taille des gouttes choisie. On utilise, de plus, des échelles spatio-temporelles adaptées à chaque processus. Ainsi, la section 2.2 décrit les différentes propriétés de la pluie tirées de la littérature (processus de Poisson et lois de distribution de taille des gouttes de pluie) et les sections 2.3 et 2.4 présentent la démarche utilisée et les résultats du calcul des interactions pour le processus de détachement et de sédimentation respectivement.

## 2.2 Propriétés de la pluie

### 2.2.1 Processus de Poisson

Lorsque la pluie est stationnaire avec une intensité constante et indépendante du point de mesure, le processus d'arrivée de ses gouttes suit un processus de Poisson (Jameson et Kostinski, 2002; Larsen *et al.*, 2005; Uijlenhoet *et al.*, 1999). La loi de Poisson (équation (2.1)) donne la probabilité de détecter  $k = 0, 1, 2, \dots$  gouttes dans un domaine  $\Omega$ . Le domaine  $\Omega$  est défini par le nombre de gouttes de diamètre  $D$  compris entre  $D_1$  et  $D_2$  arrivant sur une surface  $S$  pendant un temps  $t$  et est mesuré en  $\text{mm} \times \text{m}^2 \times \text{s}$  (taille de l'intervalle  $[D_1, D_2]$ , unité de surface et de temps). Ce nombre peut-être considéré comme étant une variable aléatoire  $N_\Omega$  dans l'espace des pluies possibles. Ainsi, la probabilité  $P(N_\Omega = k)$  que  $k$  gouttes se trouvent dans  $\Omega$  est complètement déterminée par un unique nombre  $\alpha$  appelé le paramètre de Poisson. Plus précisément, on a :

$$P(N_\Omega = k) = \frac{\alpha^k}{k!} e^{-\alpha}, \quad \text{pour } k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.1)$$

Le paramètre  $\alpha$  est le nombre moyen de gouttes en considérant toutes les pluies possibles, c'est-à-dire l'espérance de la variable aléatoire  $N_\Omega$ . Il peut être calculé en choisissant une loi de distribution des gouttes.

La validité du processus de Poisson nécessite quelques conditions (Goodman, 1985; Ochi, 1990). L'une de ces conditions est que la probabilité de détecter plus d'une goutte dans un domaine  $\Omega$  (comme défini ci-dessus) doit tendre vers zéro à mesure que  $\Omega$  tend vers zéro. Une autre condition est que, si deux domaines  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  sont disjoints, les variables aléatoires  $N_{\Omega_1}$

et  $N_{\Omega_2}$  doivent être indépendantes. Cela signifie qu'il y a une absence de corrélation entre les gouttes sur le plan de la localisation, du temps et de la distribution des diamètres.

Ainsi, nous faisons le postulat que les pluies suivent un processus de Poisson de paramètre  $\alpha$ . Ce postulat est raisonnable pour des pluies caractérisées par des fonctions de distribution de forme exponentielle comme celles de Lawson et Parsons (1943), Marshall et Palmer (1948) et Sekhon et Srivastava (1971) (voir section 2.2.2). En effet, comme l'ont démontré Kostinski et Jameson (1999), sur la base de données expérimentales et d'études numériques, la distribution de la taille des gouttes, des pluies, dont l'intensité est statistiquement constante, est généralement de forme exponentielle. Ces distributions suivent dès lors la loi de Poisson. À noter cependant que, selon Jameson et Kostinski (2000) les pluies naturelles sont rarement stationnaires et dévient très souvent du processus de Poisson. Mais nous considérons quand même que ces pluies sont compatibles avec le processus de Poisson comme Larsen *et al.* (2005), Gillespie (1975) et Gillespie (1972). Pour Hosking et Stow (1987), la déviation du processus de Poisson pour les pluies est uniquement causée par des gouttes dont le diamètre est inférieur à 0.25 mm.

### 2.2.2 Lois de distribution de taille des gouttes de pluie

La pluie est composée de gouttes dont la taille est inférieure à 6 mm de diamètre (Low et List, 1982). La densité de ses gouttes est estimée à l'aide d'une fonction de distribution de taille. Cette fonction estime le nombre moyen de gouttes dans 1 m<sup>3</sup> d'air selon leur diamètre pour une pluie d'intensité donnée. La plus connue est la loi de Marshall-Palmer, établie en 1948 (Marshall et Palmer, 1948). Elle a l'avantage d'être simple (tout en étant réaliste) en n'ayant comme paramètres que le diamètre des gouttes et l'intensité de pluie. Elle est donnée par la fonction exponentielle :

$$N_v(D) = N_0 \exp(-\lambda D) \quad \text{avec} \quad \lambda = 4.1I^{-0.21} \quad (2.2)$$

où  $D$  est le diamètre des gouttes en mm,  $I$  l'intensité de la pluie en mm h<sup>-1</sup> et  $N_0 = 8000 \text{ mm}^{-1} \text{ m}^{-3}$  la valeur correspondant à  $N_v(D = 0)$ . Par conséquent, le nombre de gouttes dans un volume de 1 m<sup>3</sup> d'air dont le diamètre est compris entre  $D$  et  $D + dD$  ( $D$  et  $dD$  sont en mm) est donné par  $\int_D^{D+dD} N_v(x) dx$ , qui peut être approximé par  $N_v(D) dD$ . Des tests préliminaires que nous avons réalisés ont montré que la valeur de  $dD=0.01$  mm permet d'être proche de la convergence de la loi de distribution.

La loi de Marshall-Palmer est le résultat expérimental de plusieurs collectes d'impact de gouttes sur du papier teint pour plusieurs intensités de pluies stratiformes. Elle donne de bonnes prédictions pour les pluies dont l'intensité est établie et stationnaire (Jameson et Kostinski, 2001; Larsen *et al.*, 2005). De plus, des études expérimentales à différentes altitudes et pour différents types de pluies montrent que cette loi a l'avantage de bien décrire la répartition des gouttes au niveau du sol (Brandt, 1990; Hall et Calder, 1993; Houze *et al.*, 1979). On notera cependant que cette loi surestime le nombre de gouttes de petite taille, de moins de 1.5 mm de diamètre (Brandt, 1990; Hall et Calder, 1993) mais donne une bonne estimation des gouttes au-delà de ce diamètre (Marshall et Palmer, 1948). Initialement elle a été établie pour des pluies allant jusqu'à 23 mm h<sup>-1</sup>. Elle s'est pourtant révélée efficace pour des intensités plus élevées allant jusqu'à 200 mm h<sup>-1</sup> (Hall et Calder, 1993).

Il existe d'autres lois à décroissance exponentielle semblables à celle de Marshall-Palmer.

Parmi elles, celle de Sekhon et Srivastava (1971) :

$$N_v(D) = N_0 \exp(-\lambda D) \lambda = 3.8I^{-0.14} \quad N_0 = 7000I^{0.37}, \quad (2.3)$$

et de Lawson et Parsons (1943) :

$$N_v(D) = N_0 \exp(-\lambda D) \lambda \propto I^{-0.2} \quad N_0 \propto I^{-0.03}. \quad (2.4)$$

Ces distributions représentent généralement la moyenne dans l'espace ou le temps des données de plusieurs pluies individuelles (Joss et Gori, 1978). Pour des descriptions de pluies instantanées, d'autres types de loi sont utilisées comme :

- la loi Gamma de Ulbrich (1983) :

$$N_v(D) = N_0 D^\beta \exp(-\lambda D) \quad (2.5)$$

où  $\lambda = (3.67 + \beta)/D_0$ ,  $D_0 = \epsilon I^\delta$  est le diamètre médian (cm) et  $N_0$  ( $\text{m}^{-3}\text{cm}^{-1-\beta}$ ),  $\beta$ ,  $\epsilon$  et  $\delta$  sont des paramètres qui définissent la forme de la distribution des gouttes. Dans la suite, nous considérons le cas particulier d'une pluie stratiforme ayant comme paramètres :  $N_0 = 6.4 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}\text{cm}^{-1-\beta}$ ,  $\beta = 4.65$ ,  $\epsilon = 0.114$  et  $\delta = 0.11$  (voir Ulbrich (1983)).

- la loi Lognormal de Feingold et Levin (1986) :

$$N_v(D) = \frac{N_T}{\sqrt{2\pi \ln \sigma} D} \exp\left(-\frac{\ln^2\left(\frac{D}{D_g}\right)}{2 \ln^2 \sigma}\right) \quad (2.6)$$

avec  $N_T = 172I^{0.22}$  le nombre total de gouttes dans un volume de  $1 \text{ m}^3$  d'air,  $D_g = 0.72I^{0.23}$  est le diamètre médian (mm) et  $\sigma = 1.43$  est l'écart-type géométrique.

Ces lois peuvent décrire à la fois des pluies stratiformes, orographiques et convectives. L'influence des lois de Marshall-Palmer, Gamma et Lognormal sur les probabilités d'interaction sera étudiée sous le postulat qu'elles obéissent toutes au processus de Poisson.

Connaissant la loi de distribution des gouttes, la densité des gouttes arrivant à la surface du sol sur  $1 \text{ m}^2$  en une seconde peut-être estimée avec (Brodie et Rosewell, 2007; Hall et Calder, 1993) :

$$N_a(D) = N_v(D)V_f(D), \quad (2.7)$$

où  $D$  est en mm et  $V_f(D)$  est la vitesse terminale de la goutte ( $\text{m s}^{-1}$ ). Cette vitesse est généralement décrite avec une loi en puissance ou sous forme exponentielle (Atlas *et al.* (1973)). La vitesse  $V_f$  peut par exemple être calculée avec l'équation (2.8) de Uplinger (1981) :

$$V_f = 4.854D \exp(-0.195D) \quad (2.8)$$

Ainsi, le nombre de gouttes dont le diamètre est compris entre  $D$  et  $D + dD$  qui arrivent sur une surface  $S$  est :

$$\int_S \int_D^{D+dD} N_a(D) dD dx dy. \quad (2.9)$$

Les gouttes les plus nombreuses peuvent être identifiées par leur densité relative  $S_a(D)$  qui est le ratio entre la densité de chaque classe de gouttes et le nombre de gouttes total :

$$S_a(D) = \frac{N_a(D)}{\int_{D_{min}}^{D_{max}} N_a(x) dx}. \quad (2.10)$$

La forme de cette densité relative  $S_a(D)$  dépend fortement de la fonction de distribution des gouttes (figure 2.1). Les gouttes inférieures à 0.25 mm, n'ayant pas assez d'énergie pour causer du détachement et du transport, ne sont pas prises en compte dans cette étude. Des tests préliminaires ont d'ailleurs montré qu'elles sont très peu nombreuses pour les lois Gamma et Lognormal quelle que soit l'intensité de la pluie.

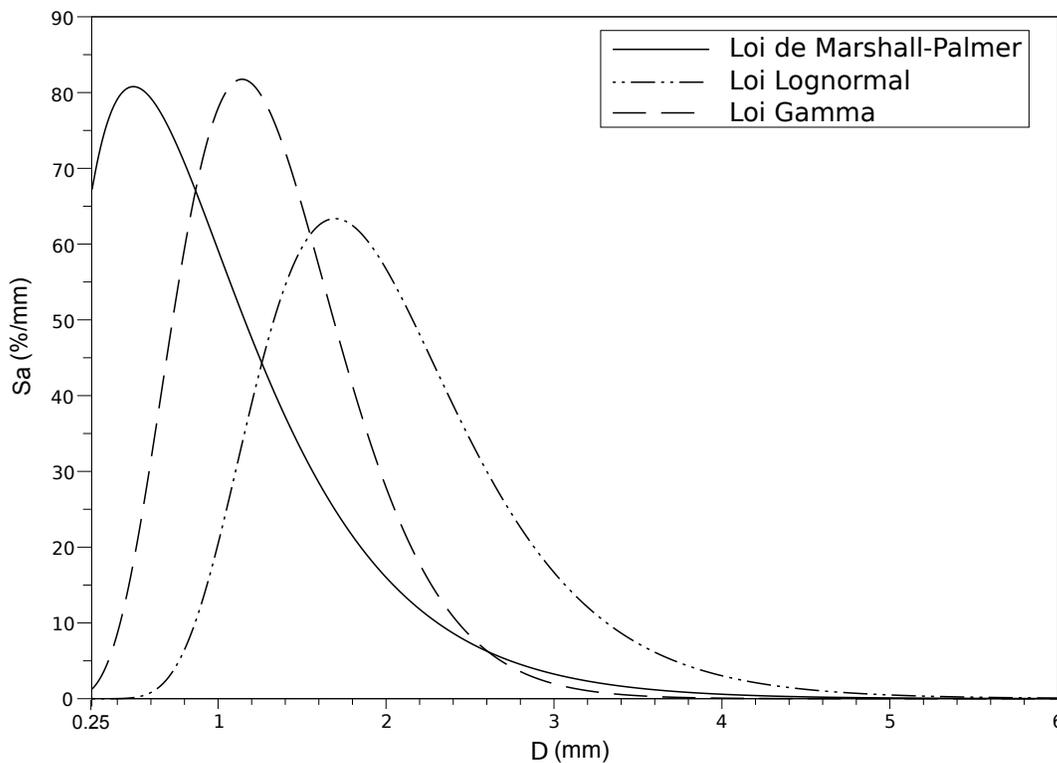


FIGURE 2.1 – Exemple du pourcentage de gouttes arrivant à la surface du sol sur  $1 \text{ m}^2$  chaque seconde en fonction du diamètre des gouttes pour trois lois de distribution. L'intensité de la pluie est de  $50 \text{ mm h}^{-1}$ .

## 2.3 Interaction entre les gouttes de pluie lors du détachement des sédiments

### 2.3.1 Échelle spatio-temporelle

L'érosion diffuse prend place lorsqu'une lame d'eau mince d'épaisseur  $h$  et de vitesse faible  $\mathbf{u} = u\mathbf{e}_x$  est impactée par des gouttes de pluie (figure 2.2).

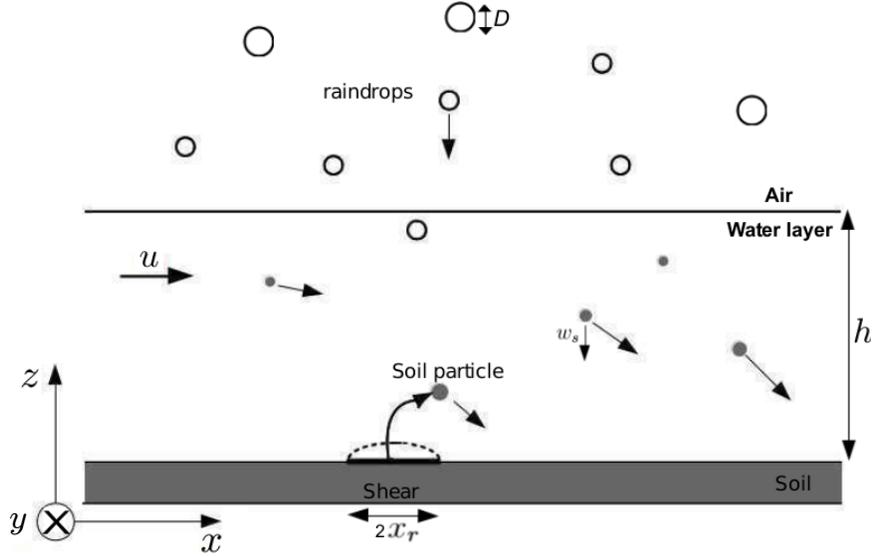


FIGURE 2.2 – Configuration d'un sol recouvert par une lame d'eau d'épaisseur  $h$  et de vitesse faible  $\mathbf{u}$ . La lame d'eau est impactée par des gouttes qui créent chacune un cisaillement à la surface du sol, causant la mise en suspension des particules. Les particules sédimentent par la suite.

En impactant la lame d'eau, chaque goutte de rayon  $R$  crée à la surface du sol un cisaillement que nous considérons comme instantané et qui s'étend sur une zone de rayon  $x_r$ . Ce cisaillement dépend de l'épaisseur de la lame d'eau (Nouhou Bako *et al.* (2016), voir aussi chapitre 3) et la taille de la zone qu'il affecte est plus importante que le diamètre de la goutte (Ghadiri et Payne, 1977). Selon les travaux de Wang et Harry G. Wenzel (1970), la taille de cette zone est estimée à dix fois le diamètre de la goutte. Cependant, la durée du cisaillement est très courte, de l'ordre de quelques millisecondes selon Ghadiri et Payne (1977). Par ailleurs, les études numériques de Hartley et Alonso (1991) et Hartley et Julien (1992) sur le cisaillement créé par l'impact d'une goutte sur des lames d'eau de différentes épaisseurs ont permis d'obtenir des équations décrivant la distribution spatiale du cisaillement. Cette distribution est représentée par une fonction  $\beta$  et le rayon d'influence maximum du cisaillement  $x_r$  est déterminé par :

$$x_r(R, h) = R\{1 + 7.5[1 - \exp\left(-0.63\frac{h}{R}\right)]\}. \quad (2.11)$$

Le temps  $t_r$  pour atteindre le maximum du cisaillement est donné par :

$$t_r(R, h) = 1.4\frac{R}{V_0}\left(\frac{h}{R} + 1\right)\left[1 - \exp\left(-0.6\frac{R\theta}{h}\right)\right], \quad (2.12)$$

avec

$$\theta = \theta(R) = \frac{FW^{0.5}}{F + W^{0.5}}, \quad (2.13)$$

où  $F = V_0(gR)^{-1/2}$  et  $W = \rho V_0^2 R / \gamma$  sont les nombres de Froude et de Weber basés sur la masse volumique du fluide ( $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ), la tension de surface ( $\gamma = 0.02 \text{ kg s}^{-2}$ ), la

gravité ( $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ ) et  $R$ , le rayon de la goutte. La durée maximale du cisaillement varie entre  $6t_r$  et  $16t_r$  comme estimée par Hartley et Alonso (1991). Dans notre étude, on considère cette durée égale à  $16t_r$  pour maximiser l'effet du cisaillement.

Les équations (2.11)–(2.12) ont été obtenues pour des nombres de Reynolds bas (compris entre  $50 < Re < 100$ ). Cependant Hartley et Alonso (1991) les ont extrapolées expérimentalement à des Reynolds plus élevés correspondant à ceux des gouttes de pluie ( $6500 < Re < 23000$ ). Ainsi, nous utilisons les équations (2.11)–(2.12) pour estimer la durée et l'étendue du cisaillement créé par l'impact des gouttes de pluie. La vitesse  $V_0$  de la goutte est prise égale à sa vitesse de chute terminale  $V_f$ .

### 2.3.2 Paramètre de Poisson

Notre but est d'estimer si le cisaillement créé par une première goutte  $P$  (appelée goutte primaire, de diamètre  $D_p$ ) peut interagir avec le cisaillement créé par une autre goutte  $S$  (appelée goutte secondaire, de diamètre  $D_s$ ). La première étape est d'identifier et de compter le nombre de gouttes secondaires susceptibles de causer cette interaction. Ces gouttes secondaires sont contenues dans un domaine d'influence qui leur permet d'interagir avec le cisaillement créé par la goutte primaire. La goutte primaire influence une surface  $S_p(D_p, h) = \pi[x_r(\frac{D_p}{2}, h)]^2$  pendant une durée  $t_{max} = 16t_r$ . Ainsi, le domaine d'influence est similaire à un cylindre (figure 2.3) et il est calculé avec l'équation (2.14) :

$$\Omega_{sp}(D_p, D_s, h) = S_p(D_p, h)t_{max}(D_p, h)V_f(D_s) \quad (2.14)$$

avec  $V_f(D_s)$  la vitesse terminale de la goutte secondaire.

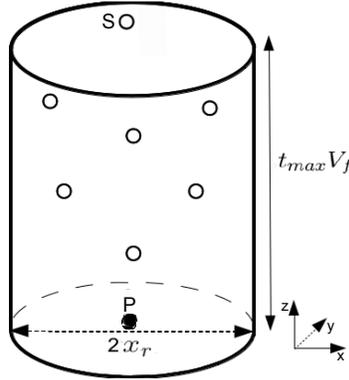


FIGURE 2.3 – Domaine d'influence pour une goutte secondaire donnée (S) de vitesse terminale  $V_f$ . Une goutte primaire donnée (P) perturbe une zone de rayon  $x_r$  pendant  $t_{max}$ .

De manière générale, chaque type de gouttes secondaires  $S$  (avec des diamètres  $D_s$  différents et par conséquent des vitesses terminales différentes  $V_f(D_s)$ ) définit un domaine d'influence différent, caractérisé par une taille  $\Omega_{sp}$ , dans lequel les gouttes secondaires peuvent interagir avec le cisaillement créé par la goutte primaire.

Les gouttes secondaires obéissant à un processus de Poisson, on peut estimer le nombre moyen de gouttes  $\alpha_{sp}$  dans le domaine  $\Omega_{sp}$ . Le paramètre  $\alpha_{sp}$  est évalué en choisissant une des fonctions de distribution des gouttes  $N_v$  définies dans la section 2.2.2 :

$$\alpha_{sp}(D_p, D_s, h) = \Omega_{sp}(D_p, D_s, h)N_v(D_s) = S_p(D_p, h)t_{max}(D_p, h)N_a(D_s) \quad (2.15)$$

avec  $N_a(D_s)$  donné par les équations (2.7)–(2.8).

### 2.3.3 Probabilité d'interaction pour une pluie pendant le détachement

#### 2.3.3.1 Méthode de calcul

Pour calculer la probabilité totale d'interaction entre les gouttes d'une pluie, on procède en deux étapes. La première étape consiste à calculer, pour chaque classe de diamètre  $D_p$  de la goutte primaire  $P$ , la probabilité d'interaction avec toutes les classes de diamètres des gouttes secondaires  $S$  (de diamètre  $D_s$  et de vitesse terminale  $V_f(D_s)$ ). Comme toutes les gouttes secondaires suivent le processus de Poisson, cette probabilité est donnée par :

$$P_{D_p \leftrightarrow S} = 1 - \exp\left(-\int_{D_{min}}^{D_{max}} \alpha_{sp} dD_s\right) \quad (2.16)$$

où  $\alpha_{sp}$  est le nombre moyen de gouttes  $S$  dans  $\Omega_{sp}$  pour chacune des classes susceptibles de créer un cisaillement.

Le terme  $P_{D_p \leftrightarrow S}$  est une probabilité conditionnelle d'interaction pour une goutte primaire de diamètre  $D_p$ . Dans ce contexte, la probabilité totale  $P_t$  d'interaction entre toutes les classes de diamètre des gouttes primaires  $P$  et secondaires  $S$  est obtenue en intégrant  $P_{D_p \leftrightarrow S}(D_p)$  et en prenant en compte la densité relative des gouttes primaires au niveau du sol  $S_a(D_p)$  :

$$P_t = \int_{D_{min}}^{D_{max}} [P_{D_p \leftrightarrow S} S_a(D_p)] dD_p = 1 - \int_{D_{min}}^{D_{max}} \left[ \exp\left(-\int_{D_{min}}^{D_{max}} \alpha_{sp} dD_s\right) S_a(D_p) \right] dD_p. \quad (2.17)$$

De plus, quand l'épaisseur de la lame d'eau est supérieure à trois diamètres de goutte, il n'y a pas de détachement parce que la lame d'eau protège le sol de l'effet de la goutte (Mutchler et Young, 1975; Wang et Harry G. Wenzel, 1970). Par conséquent, nous utilisons un seuil de 3 diamètres : quand  $h \geq 3D_p$  la goutte primaire ne cause pas de détachement et donc la probabilité d'interaction avec les gouttes secondaires est nulle. De même que si  $h \geq 3D_s$  pour les gouttes secondaires. Ainsi, les bornes d'intégration dans l'équation (2.17) deviennent  $max(D_{min}, h/3)$  et  $min(D_{max}, h/3)$ .

Notons aussi que  $P_t$  donné par cette formule surestime la probabilité d'interaction. Ainsi, une faible probabilité  $P_t$  démontre une absence d'interaction tandis qu'une probabilité  $P_t$  importante ne peut pas affirmer l'existence d'une interaction. C'est pourquoi, dans le cas d'une probabilité d'interaction élevée, on considère qu'il y a potentiellement une interaction.

#### 2.3.3.2 Résultats et discussions

La probabilité totale  $P_t$  d'interaction entre les gouttes de pluie pendant le détachement des sédiments est calculée pour une gamme d'épaisseur de la lame d'eau variant de 1 à 15 mm et des intensités de pluie allant de 5 à 200 mm h<sup>-1</sup>. Pour la loi de Marshall-Palmer,  $P_t$  augmente avec l'intensité (figure 2.4). Quand l'épaisseur de lame d'eau est mince, les petites gouttes (de diamètres supérieurs à  $h/3$ ) peuvent créer du cisaillement et donc contribuer au détachement. Mais une épaisseur de lame d'eau mince limite l'étendue et la durée du cisaillement donnant une probabilité  $P_t$  faible même si le nombre de gouttes est important. Par exemple, pour une intensité de  $I = 100$  mm h<sup>-1</sup> et une épaisseur de la lame d'eau  $h = 1$  mm, la probabilité totale d'interaction est environ de 0.3% (figure 2.4).

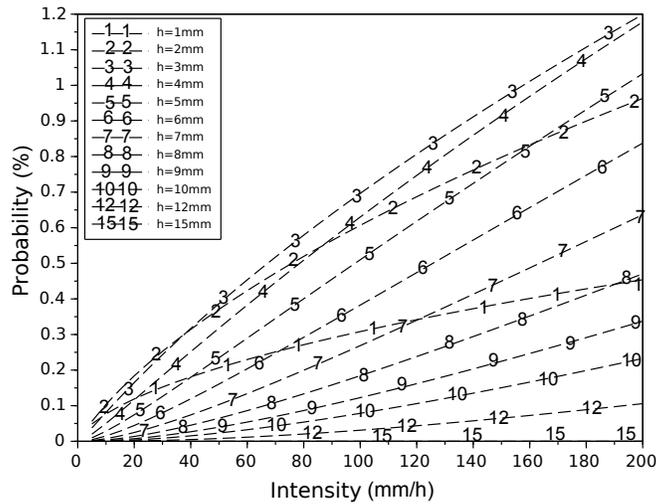


FIGURE 2.4 – La probabilité totale  $P_t$  d'interaction en fonction de l'intensité de pluie et pour plusieurs épaisseurs de lame d'eau pour la loi de Marshall-Palmer.

Lorsque  $h$  augmente, l'étendue et la durée du cisaillement augmentent aussi, ce qui fait croître la probabilité d'interaction jusqu'à une valeur maximale  $h_{max}$  qui dépend de l'intensité de la pluie. La valeur de  $h_{max}$  est autour de 2 mm pour  $I \leq 40 \text{ mm h}^{-1}$  et 3 mm pour  $I \geq 40 \text{ mm h}^{-1}$ . La dépendance de ces valeurs par rapport à l'intensité de pluie peut s'expliquer par le fait que des intensités plus élevées fournissent plus de grosses gouttes qui permettent plus d'interaction à des épaisseurs  $h$  importantes où le cisaillement dure assez longtemps sur une étendue plus large. Au-delà de  $h_{max}$  autour de 2 à 3 mm, la probabilité d'interaction décroît en fonction de  $h$ . En effet, pour des épaisseurs d'eau importantes, le nombre de gouttes capables de créer du cisaillement à la surface du sol diminue significativement.

Globalement, pour la loi de Marshall-Palmer toutes les probabilités sont basses, inférieures à 1.2% même pour une pluie intense de  $200 \text{ mm h}^{-1}$ .

L'effet de la loi de distribution des gouttes est étudié en utilisant en plus les lois Gamma (équation (2.5)) et Lognormal (équation (2.6)). Les probabilités obtenues avec ces lois sont toutes supérieures à celles de la loi de Marshall-Palmer (figures 2.5 et 2.6) mais gardent un comportement similaire. La hauteur de la lame d'eau donnant une probabilité d'interaction maximale est  $h_{max} = 3 \text{ mm}$  pour la loi Gamma et est indépendante de l'intensité de pluie. Pour la loi Lognormal, cette hauteur est fonction de l'intensité  $I$  de pluie : pour  $I < 20 \text{ mm h}^{-1}$ ,  $h_{max} = 3 \text{ mm}$ ; pour  $20 < I < 55 \text{ mm h}^{-1}$ ,  $h_{max}$  augmente et atteint 4 mm. Entre  $55 \text{ mm h}^{-1}$  et  $130 \text{ mm h}^{-1}$ ,  $h_{max}$  atteint 5 mm puis 6 mm au delà de  $130 \text{ mm h}^{-1}$ .

Ces différences de comportement entre les lois peuvent s'expliquer par la taille des gouttes les plus nombreuses au niveau du sol pour chacune des lois. Par exemple, en considérant toutes les gouttes dont la densité relative  $S_a$  est supérieure à 10%, on remarque que pour la loi de Marshall-Palmer, le diamètre de ces gouttes varie de 0.25 à 2.25 mm (figure 2.1). Cela est très proche de la taille des gouttes les plus nombreuses données par la loi Gamma qui varient de 0.4 à 2.45 mm, tandis que pour la loi Lognormal, ces gouttes ont une taille comprise entre 0.85 et 3.35 mm. Elles sont ainsi plus grosses que celles des lois de Marshall-Palmer et Gamma. Les probabilités d'interaction pour une pluie suivant la loi Lognormal sont donc plus élevées.

Quelle que soit la loi de distribution des gouttes de pluie utilisée, les probabilités totales d'interaction sont très limitées, ne dépassant jamais 2.5% dans le cas le plus extrême. Par

conséquent, on peut considérer que les détachements de sédiments par les gouttes individuelles sont indépendants. Cela confirme que l'approche de sommation utilisée par des auteurs comme Sharma *et al.* (1993), Gilley *et al.* (1985) et Ferreira et Singer (1985) est valide.

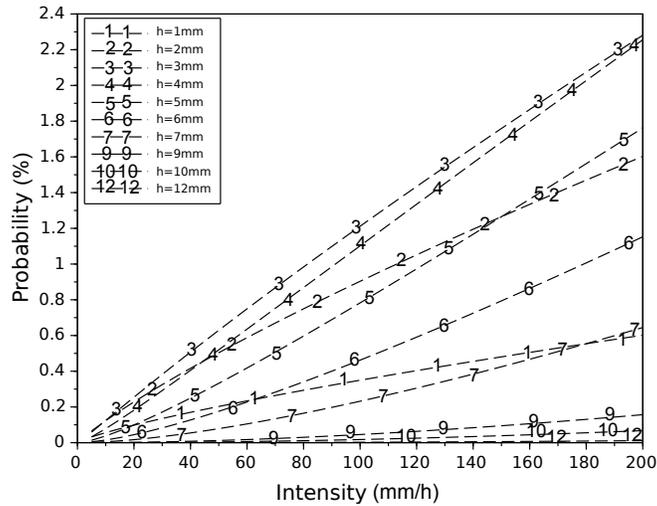


FIGURE 2.5 – La probabilité totale  $P_t$  d'interaction en fonction de l'intensité de pluie et pour plusieurs épaisseurs de lame d'eau pour la loi Gamma.

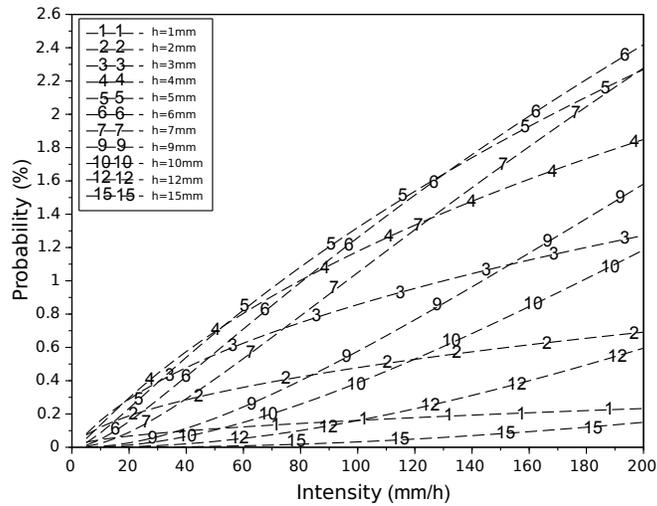


FIGURE 2.6 – La probabilité totale  $P_t$  d'interaction en fonction de l'intensité de pluie et pour plusieurs épaisseurs de lame d'eau pour la loi Lognormal.

## 2.4 Interaction gouttes de pluie-particules en sédimentation

Dans la section précédente, nous avons étudié les probabilités d'interaction entre les gouttes de pluie pendant le détachement des particules du sol. Nous nous intéressons à présent, à l'effet des gouttes sur la sédimentation de ces particules détachées.

### 2.4.1 Échelle spatio-temporelle

Lorsque les particules sont détachées, elles entrent dans la lame d'eau et sont transportées par l'écoulement. Durant leur transport, avant qu'elles ne sédimentent, elles peuvent interagir avec les gouttes de pluie. Pour calculer cette probabilité d'interaction, on utilise deux postulats. Le premier est que les gouttes perturbent verticalement la lame d'eau de manière instantanée parce que l'épaisseur de lame d'eau est très faible comparée à son extension latérale. Ainsi, seule la perturbation horizontale est prise en compte. Le second postulat est que l'on considère l'arrivée des sédiments dans la lame d'eau comme étant un processus de Poisson. Ce postulat est réaliste parce que (1) les particules apparaissent dans l'eau de manière aléatoire et (2) leur concentration en condition d'érosion diffuse est faible (de l'ordre de  $10 \text{ g L}^{-1}$ , Asadi *et al.* (2007); Proffitt *et al.* (1991); Tromp-van Meerveld *et al.* (2008)) de telle sorte que les particules ne peuvent pas interagir entre elles et peuvent donc être considérées comme indépendantes.

La durée moyenne de suspension  $t_s$  de chaque particule est estimée par le ratio entre l'épaisseur de lame d'eau  $h$  et la vitesse de sédimentation de la particule  $w_s$  :  $t_s = h/w_s$ . Dans la littérature, de nombreuses formules existent pour estimer la vitesse de sédimentation (Cheng, 1997; Dietrich, 1982; Stokes, 1880; Turton et Clark, 1987; Zhiyao *et al.*, 2008), parmi lesquelles celle de Stokes, valide uniquement en régime laminaire. Ici, nous utilisons la formule de Cheng (1997) qui s'avère être parmi les plus efficaces comme démontré par Fentie *et al.* (2004) :

$$w_s(d) = \frac{\mu_l}{d} \left( \sqrt{25 + 1.2d_*^2} - 5 \right)^{1.5}, \quad (2.18)$$

où  $d_* = (\mathbf{g}\Delta/\mu_l^2)^{1/3} d$ , avec  $\mu_l = 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  la viscosité cinématique de l'eau,  $d$  le diamètre de la particule,  $\mathbf{g} = 9.81 \text{ m s}^{-2}$  la gravité,  $\Delta = (\rho_s - \rho_l)/\rho_l$  la masse volumique relative ( $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$  est la masse volumique de l'eau et  $\rho_s$  est la masse volumique des sédiments).

Une goutte qui impacte une lame d'eau crée une perturbation qui s'étend avec un rayon  $R_s$ . Jossierand et Zaleski (2003) et Nouhou Bako *et al.* (2016) ont montré que le rayon d'expansion peut être approximé par  $R_s(t) \approx \sqrt{DV_f t}$  avec  $D$  le diamètre de la goutte,  $V_f$  sa vitesse terminale et  $t$  le temps. Les principales grandeurs physiques qui interviennent pendant la perturbation de la lame d'eau sont la tension de surface  $\gamma$ , la densité de l'eau  $\rho_l$  et le diamètre de la goutte  $D$ . Ces paramètres sont utilisés dans une analyse dimensionnelle pour estimer la durée totale de la perturbation. Cela conduit à une durée  $t_c$ , appelée temps d'oscillation capillaire, calculée avec la formule :  $t_c = \sqrt{(\rho_l D^3)/\gamma}$ . Après la durée  $t_c$ , la perturbation disparaît du fait de la tension de surface. Le rayon maximum d'expansion de la perturbation est donc  $R_{max} = \sqrt{DV_f t_c}$  et sa vitesse moyenne de propagation est  $V_m = R_{max}/t_c$  (figure 2.7). La lame d'eau est considérée comme étant au repos. En effet, en érosion diffuse, les vitesses d'écoulement sont faibles, de l'ordre du centimètre par seconde.

Pour cette étude, on considère les sédiments sous une forme agrégée avec une masse volumique apparente de  $\rho_s = 1300 \text{ kg m}^{-3}$  (Chepil, 1950; Kinnell, 2001) et de taille inférieure à 2 mm. En condition d'érosion diffuse, l'épaisseur de la lame d'eau est faible ce qui nous

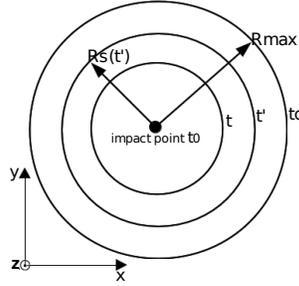


FIGURE 2.7 – Expansion de la perturbation créée par l'impact d'une goutte dans le plan horizontal.

contraint à limiter la taille des particules à 2 mm pour qu'elles soient complètement immergées dans l'eau. Aussi, pour simplifier, on considère les particules dans la lame d'eau comme étant composées d'une taille unique et uniforme et non pas un mélange de différentes tailles de particules.

### 2.4.2 Paramètre de Poisson

La perturbation créée par l'impact d'une goutte peut influencer toute particule en sédimentation se trouvant dans sa zone d'expansion. En considérant le temps de suspension  $t_s$  d'une classe de particules, on peut évaluer le domaine en espace-temps (figure 2.8) où ces particules sont influencées par l'arrivée d'une goutte. Le volume total de ce domaine est la somme de deux contributions : un parabololoïde  $V_1$  et un cylindre  $V_2$ . Le parabololoïde  $V_1$  est lié à l'effet d'expansion de manière circulaire de la goutte d'où :  $V_1 = \frac{1}{2}\pi R_{max}^2 t_c V_m$ . Le cylindre  $V_2$  représente la durée de suspension, il inclut la durée de suspension de la particule et le rayon maximum de la perturbation créée par la goutte :  $V_2 = \pi R_{max}^2 t_s V_m$ . Finalement, toutes les particules dans le volume  $V_t(D) = V_1 + V_2$ , qui correspond au parabololoïde  $V_1$  translaté de  $t_s$ , interagissent avec la goutte.

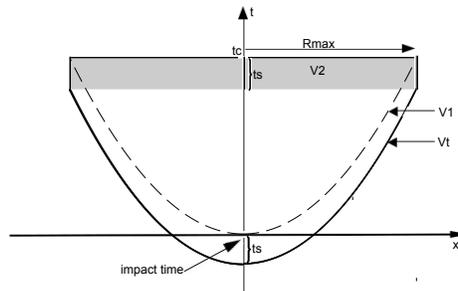


FIGURE 2.8 – Expansion de la perturbation créée par l'impact d'une goutte en coordonnées spatio-temporelles avec  $V_1$  tracé en ligne discontinue,  $V_2$  est le domaine grisé et  $V_t$  est tracé en ligne continue.

Ainsi, le paramètre de Poisson pour une goutte de diamètre  $D_i$  est donné par :

$$\alpha_{ip} = V_t(D_i)N_p, \quad (2.19)$$

avec  $N_p$  le nombre de particules par unité de volume, obtenu en faisant le ratio entre la concentration de particules ( $\text{g L}^{-1}$ ) dans la lame d'eau et la masse ( $\text{g}$ ) d'une particule.

### 2.4.3 Probabilité d'interaction pour une pluie pendant la sédimentation

#### 2.4.3.1 Méthode de calcul

La probabilité d'interaction totale pour une pluie est calculée en considérant d'abord la probabilité d'interaction entre une classe de particules  $p$  et une classe de diamètre de gouttes  $D_i$ . Cette probabilité est calculée avec la formule suivante :

$$P_{p \leftrightarrow D_i}(k \geq 1) = 1 - \exp(-\alpha_{ip}). \quad (2.20)$$

De manière similaire au cas d'interaction des cisaillements, on multiplie l'équation (2.20) par la densité relative  $S_a(D_i)$  des gouttes au sol. La probabilité  $P_{p \leftrightarrow D_i}$  étant exprimée comme une probabilité conditionnelle, la probabilité totale  $P_p$  d'interaction avec toutes les gouttes de pluie est donnée par :

$$P_p = \int_{D_{min}}^{D_{max}} [P_{p \leftrightarrow D_i}(k \geq 1) S_a(D_i)] dD_i = 1 - \int_{D_{min}}^{D_{max}} \{\exp[-V_t(D_i) N_p] S_a(D_i)\} dD_i \quad (2.21)$$

Comme pour le cas du détachement,  $P_p$  surestime la probabilité d'interaction et donc nous considérons qu'une valeur de  $P_p$  élevée suggère qu'il y a possibilité d'interaction.

#### 2.4.3.2 Résultats et discussions

En utilisant la loi de Marshall-Palmer, la probabilité  $P_p$  est calculée pour différentes classes de particules et d'intensités de pluie. Avec une concentration de  $c = 10 \text{ g L}^{-1}$  et une hauteur de lame d'eau de  $h = 3 \text{ mm}$ , la probabilité  $P_p$  croît avec l'intensité de pluie (figure 2.9). En effet, quand l'intensité est élevée, le nombre de grosses gouttes l'est aussi et permet d'avoir une probabilité d'interaction  $P_p$  supérieure à 75%. Les particules inférieures à  $500 \mu\text{m}$  pourraient toutes interagir avec la pluie quelle que soit son intensité.

Quand on teste l'effet de la concentration sur les particules de  $1500 \mu\text{m}$ , on constate que la probabilité d'interaction augmente à la fois en fonction de l'intensité de pluie et de la concentration (figure 2.10). Ces probabilités d'interaction sont toutes supérieures à 40%. L'effet de la concentration est aussi similaire à celui de la hauteur de lame d'eau parce que l'augmentation de chacun de ces deux paramètres conduit à une hausse du nombre de particules dans la zone d'influence et donne ainsi des probabilités d'interaction  $P_p$  élevées.

En outre, les lois de distribution Gamma et Lognormal donnent toutes les deux des probabilités plus élevées que celle de la loi Marshall-Palmer d'environ 20 % pour les particules de  $2000 \mu\text{m}$  (figures 2.11 et 2.12). De plus la probabilité de 100% est atteinte pour des particules plus grandes (de taille égale à 1 mm et 1.5 mm) pour les lois Gamma et Lognormal respectivement au lieu de  $500 \mu\text{m}$  pour la loi de Marshall-Palmer. Toutes les particules ont des probabilités d'interaction  $P_p$  importantes particulièrement pour des intensités supérieures à  $60 \text{ mm h}^{-1}$ . La loi Lognormal prédit les valeurs les plus élevées. Même dans le cas des intensités faibles et pour une faible concentration de particules, la valeur minimale de la probabilité est autour de 40%.

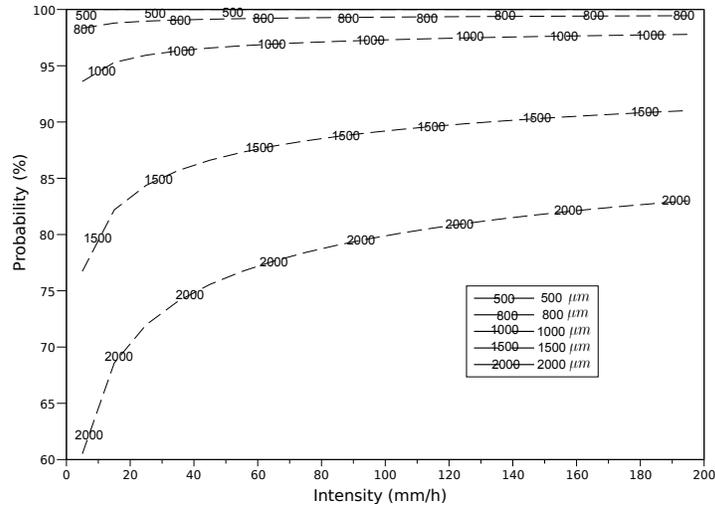


FIGURE 2.9 – Probabilité d'interaction entre les particules en sédimentation et la pluie en fonction de l'intensité de la pluie pour plusieurs classes de particules avec  $c = 10 \text{ g L}^{-1}$ ,  $h = 3 \text{ mm}$  et la loi de Marshall-Palmer.

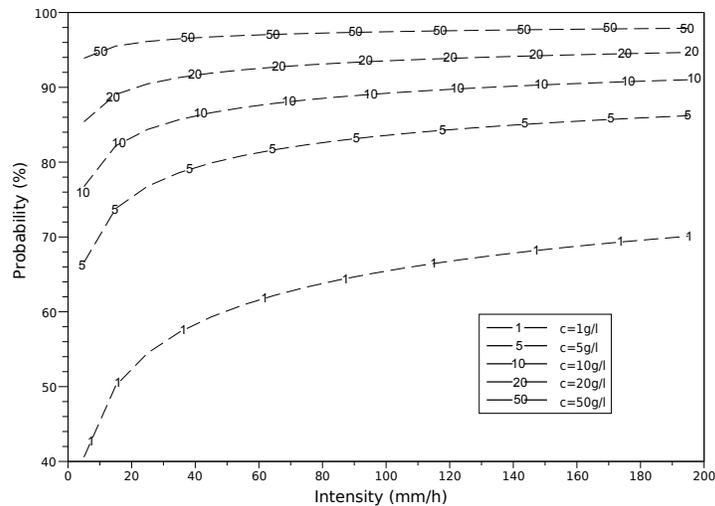


FIGURE 2.10 – Probabilité d'interaction entre les particules en sédimentation et la pluie en fonction de l'intensité de la pluie pour plusieurs concentrations de particules de taille  $1500 \mu\text{m}$ ,  $h = 3 \text{ mm}$  en utilisant la loi de Marshall-Palmer.

Par conséquent, en érosion diffuse, on montre que le transport des particules pourrait dépendre de l'interaction entre les particules en sédimentation et les gouttes de pluie. Ainsi, l'approche de sommation utilisée dans le cas du détachement pourrait ne pas être valide pour le transport des particules.

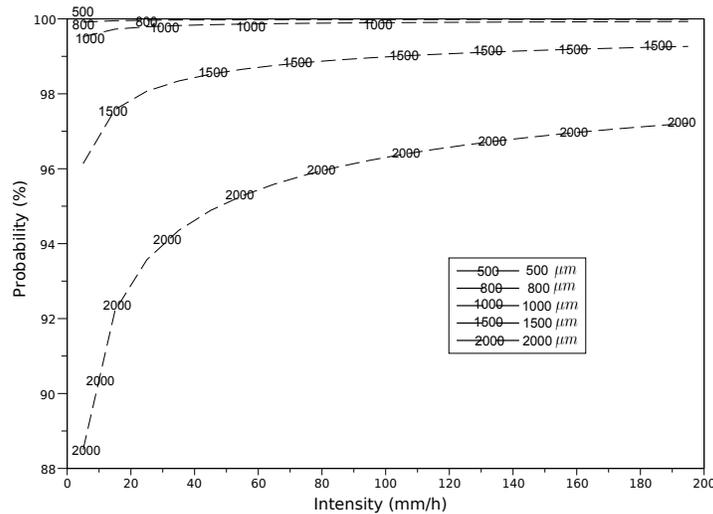


FIGURE 2.11 – Probabilité d'interaction entre les particules en sédimentation et la pluie en fonction de l'intensité de la pluie pour plusieurs classes de particules avec  $c = 10 \text{ g L}^{-1}$ ,  $h = 3 \text{ mm}$  et la loi Gamma.

**Remarque 2.1.** *L'agitation causée par l'impact des gouttes sur une lame d'eau peut être comparée à un effet de turbulence. Cependant, des études expérimentales en régime turbulent ont montré que la vitesse de sédimentation peut augmenter, diminuer ou rester inchangée (Bagchi et Balachandar, 2003; Brucato et al., 1998; Wang et Maxey, 1993). De plus, les auteurs Tromp-van Meerveld et al. (2008) ont modifié les vitesses de sédimentation dans l'utilisation du modèle d'Hairsine et Rose (Hairsine et Rose, 1991, 1992) pour améliorer les prédictions du modèle. Cette approche probabiliste ne montre pas comment est affectée la vitesse de sédimentation mais montre que cette vitesse pourrait être affectée par les gouttes de pluie.*

## 2.5 Conclusion

Les calculs probabilistes d'interaction effectués sur le détachement et le transport des particules reposent sur le postulat qu'à la fois les gouttes de pluie et l'apparition des sédiments dans la lame d'eau sont compatibles avec le processus de Poisson. Cette étude a permis de démontrer, avec des moyens analytiques, que la probabilité d'interaction entre les cisaillements créés par les gouttes de pluie est très limitée. Les gouttes sont donc indépendantes pendant le détachement des particules, ce qui justifie, sans *a priori* lié à la littérature, l'approche de sommation de la quantité de sédiments détachés par les gouttes individuelles d'une pluie, déjà utilisée dans beaucoup de modèles d'érosion. Par contre, dans le cas de la sédimentation des particules, les calculs ont montré une très forte probabilité d'interaction avec les gouttes de pluie. Pour les lois de distribution des gouttes utilisées, cette probabilité atteint très vite la

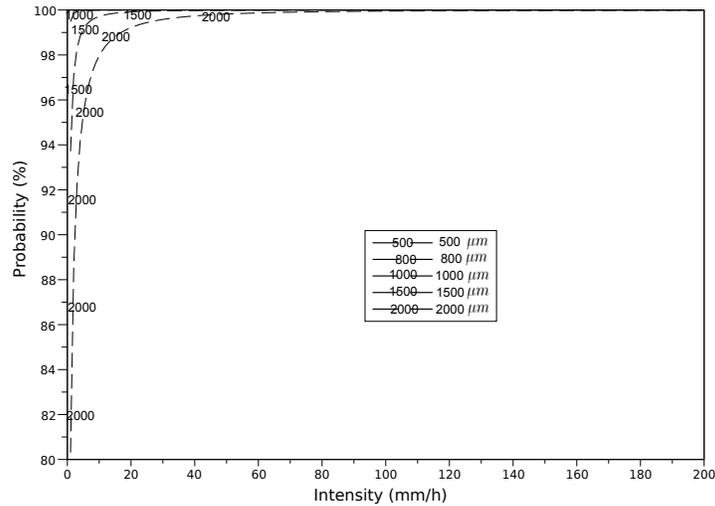


FIGURE 2.12 – Probabilité d'interaction entre les particules en sédimentation et la pluie en fonction de l'intensité de la pluie pour plusieurs classes de particules avec  $c = 10 \text{ g L}^{-1}$ ,  $h = 3 \text{ mm}$  et la loi Lognormal.

valeur de 100% pour des particules de taille inférieure à  $500 \mu\text{m}$ . Par conséquent, si cette interaction affecte la sédimentation des particules, l'approche de sommation ne peut pas être utilisée.

Ces calculs reposent tous sur l'hypothèse d'une pluie Poissonienne. Cela signifie que les gouttes ne sont pas corrélées mais limite l'étude à des pluies d'intensité constante. Lorsque l'intensité est variable, les gouttes peuvent être corrélées, cela pourrait augmenter les probabilités d'interaction pendant le détachement et donc mener à une invalidation de l'approche de sommation. Pour le transport de particules, les probabilités d'interaction peuvent aussi être plus importantes d'où la nécessité de prendre en compte cette interaction. Ces probabilités peuvent aussi augmenter si l'apparition des particules dans la lame d'eau ne suit pas un processus de Poisson. Cette étude pourrait donc être complétée en considérant que les gouttes de pluie ainsi que les particules peuvent être corrélées.

## Détachement par la pluie

### 3.1 Contexte et méthodologie

#### 3.1.1 Contexte scientifique

L'impact des gouttes de pluie est un élément majeur dans le phénomène d'érosion hydrique. Il intervient dans plusieurs processus comme la désagrégation des particules de sol (Ghadiri et Payne, 1986), le détachement de ces particules (voir section 1.3.1) et leur transport par splash (Planchon et Mouche (2010), voir section 1.3.2.1) ou par ruissellement diffus (Kinnell, 1991). La quantité de sol détaché par les gouttes est reliée au cisaillement qu'elles créent à la surface du sol. Dans plusieurs processus d'érosion (érosion avec transport par charriage, érosion par écoulement concentré) le cisaillement, et, dans une moindre mesure, la pression, sont les éléments qui gouvernent ce phénomène.

En présence d'une lame d'eau à la surface du sol, le cisaillement créé par l'impact des gouttes dépend de l'épaisseur de la lame d'eau (Hartley et Alonso, 1991; Hartley et Julien, 1992). Ainsi il existe une hauteur critique  $h_c$  à laquelle la quantité de sol érodé est maximale. Différentes valeurs ont été proposées dans la littérature en fonction du diamètre de goutte  $D$ . Pour le transport par splash, on trouve dans la littérature  $h_c = D$  (Palmer, 1963, 1965),  $h_c = 0.2D$  (Torri et Sfalanga, 1986) ou encore  $0.14D \leq h_c \leq 0.2D$  (Mutchler et Young, 1975). Quant à Ghadiri et Payne (1986), ils montrent que la masse de sol transporté par splash diminue dès qu'une lame d'eau couvre la surface du sol (épaisseurs de lame d'eau testées variant de 0.5 à 5 mm). Dans le cadre de l'érosion diffuse, le taux de sédiments transportés atteint son maximum autour de trois diamètres de gouttes comme expérimenté par Moss et Green (1983) et Kinnell (1991), d'où la nécessité de prendre en compte l'effet de la hauteur de la lame d'eau dans les équations décrivant le détachement des sédiments. Même si de nombreuses études expérimentales proposent des équations de détachement par la pluie (Kinnell, 1982; Salles et Poesen, 2000; Sharma *et al.*, 1993; Torri *et al.*, 1987), très peu d'entre elles intègrent ce paramètre. Des modèles d'érosion comme LISEM (Kvaerno et Stolte, 2012) et EUROSEM (Gumiere *et al.*, 2009; Morgan *et al.*, 1998) utilisent des équations de détachement, intégrant l'effet de l'épaisseur de la lame d'eau, obtenues à partir d'expériences de splash. En condition d'érosion diffuse, le transport par splash devient négligeable à mesure que la lame d'eau s'épaissit. L'utilisation de ces équations dans le cadre de l'érosion diffuse est donc inappropriée.

Dans ce chapitre, nous proposons d'établir une loi macroscopique de détachement, en

espace et en temps, à l'échelle de la pluie, prenant en compte l'épaisseur de la lame d'eau et basée sur le cisaillement créé par l'impact des gouttes à la surface du sol (objectif 2 de la figure 1.7). L'originalité de cette loi est qu'elle est, d'une part, obtenue sur, uniquement, la base de simulations numériques, contrairement aux autres lois expérimentales de la littérature. D'autre part, l'effet de l'épaisseur de la lame d'eau qu'elle intègre est simulé en condition d'érosion diffuse et non de splash. Cette loi est de la même forme que les lois rencontrées dans la littérature : elle est fonction des facteurs érosifs caractérisant la pluie, comme son intensité ou son énergie cinétique. Deux principaux coefficients caractérisent cette loi de détachement : le premier inclut les propriétés du sol et le second est l'exposant du facteur érosif. Une autre originalité de ce travail est qu'il présente l'influence de certains paramètres, comme le seuil de cisaillement du sol et la loi de distribution de la taille des gouttes de pluie, sur l'exposant du facteur érosif.

Pour établir la loi de détachement, et parce que les gouttes peuvent être considérées comme indépendantes pendant le détachement des particules de sol (d'après les résultats du chapitre 2), nous commençons tout d'abord par étudier numériquement l'impact d'une unique goutte de pluie. Cette étude est faite à la section 3.2, avec le logiciel Gerris, et l'impact se produit sur un film liquide dont on fait varier l'épaisseur. De plus, la dynamique d'impact des gouttes de pluie est caractérisée par des nombres de Reynolds élevés pour lesquels la convergence numérique en maillage du cisaillement, c'est-à-dire obtenir un raffinement suffisamment fin pour que cette quantité soit bien représentée, est difficile. C'est ce qui explique que de nombreuses études numériques décrivant la pression et le cisaillement (Hartley et Alonso, 1991; Hartley et Julien, 1992; Huang *et al.*, 1982; Wang et Harry G. Wenzel, 1970) se sont limitées à des gammes de Reynolds en dessous de celle des pluies naturelles. Ainsi, une autre contribution des travaux de cette thèse est la description du cisaillement créé par l'impact des gouttes à hauts nombres de Reynolds correspondant à ceux des gouttes de pluie. Nous avons tout d'abord vérifié la validité des lois décrivant le cisaillement proposées dans la littérature, à bas nombres de Reynolds, où la convergence numérique en maillage est rapide. On démontre par la suite la validité de ces lois pour les gouttes de pluie et nous proposons une description des quantités pertinentes pour l'érosion (cisaillement, pression dans le liquide, pression sur le plan d'impact...). Ensuite, dans la section 3.3 nous établissons, avec une méthode de sommation, la loi macroscopique de détachement. Nous procédons enfin à une analyse de sensibilité des coefficients de cette loi aux différents paramètres macroscopiques.

### 3.1.2 Outils numériques

#### 3.1.2.1 Description du problème

Nous nous intéressons à l'impact d'une goutte de pluie sur un film liquide d'épaisseur  $h$  (figure 3.1). Plus précisément l'intérêt est porté sur le cisaillement créé par la goutte sur le plan d'impact qui est un substrat solide en dessous du film liquide. Le liquide possède les propriétés physiques de l'eau avec une masse volumique de  $\rho_l = 10^3 \text{ kg m}^{-3}$  et une viscosité dynamique  $\mu_l = 10^{-3} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . L'air environnant est caractérisé par une masse volumique et une viscosité de  $\rho_g = 1.21 \text{ kg m}^{-3}$  et  $\mu_g = 1.85 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  respectivement. La tension de surface entre le liquide et l'air est de  $\gamma = 0.02 \text{ kg s}^{-2}$  et la force de gravité est notée  $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$  avec  $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ . La forme de la goutte est supposée sphérique de diamètre  $D$ , ce qui n'est pas forcément le cas surtout pour de grandes gouttes d'après Villermaux et Bossa (2009). Cependant, la forme de la goutte influence peu la validité des résultats (Nouhou Bako

*et al.*, 2016). L'impact se produit à l'instant  $t = t_0$ . La vitesse de chute de la goutte est sa vitesse terminale  $U = -V_f \mathbf{e}_z$  donnée par la loi d'Uplinger suivante :

$$V_f = 4.854D \exp(-0.195D)$$

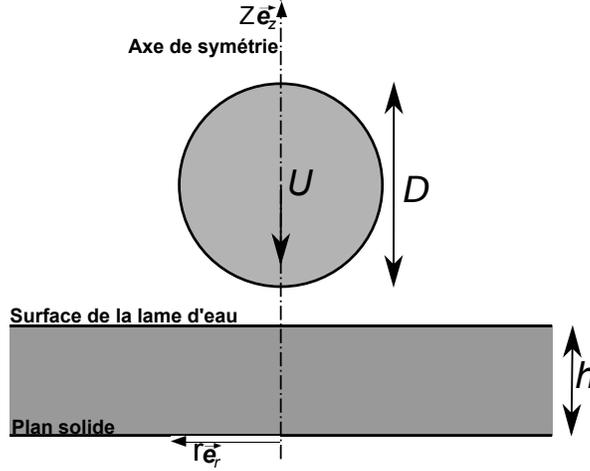


FIGURE 3.1 – Configuration de l'impact d'une goutte de diamètre  $D$  et de vitesse  $U$  sur un film liquide d'épaisseur  $h$

L'impact d'une goutte est caractérisé par l'apparition de splash et d'instabilités angulaires créant des gouttelettes secondaires (Rein, 1993). Cependant, ces phénomènes, auxquels on ne s'intéresse pas, deviennent dominants bien après l'impact de la goutte, après la disparition du cisaillement. Cela permet d'utiliser une approximation axisymétrique (Josserand et Zaleski (2003); Lee *et al.* (2011)) pour modéliser le problème et de définir les conditions aux limites du problème. Au niveau de l'axe de symétrie ( $\mathbf{r} = 0$ ) on impose une condition axiale et une vitesse nulle sur le plan d'impact ( $\mathbf{z} = 0$ ), ce qui implique qu'il n'y a ni infiltration ( $\mathbf{u}_z = 0$ ) ni glissement ( $\mathbf{u}_r = 0$ ).

### 3.1.2.2 Mise en équation

Le problème étudié met en présence deux types de fluides, avec chacun, un écoulement considéré comme incompressible : un liquide et un gaz (Ferreira *et al.*, 1985; Huang *et al.*, 1982; Josserand et Zaleski, 2003; Lee *et al.*, 2011). C'est un problème diphasique dont la dynamique peut être décrite à l'aide d'une équation commune (équation de Navier-Stokes) :

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (\mu (\nabla \mathbf{u} + {}^t \nabla \mathbf{u})) + \gamma \kappa \delta_s \mathbf{n}, \quad (3.1)$$

avec  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  la vitesse,  $P(\mathbf{x}, t)$  la pression,  $\nabla$  l'opérateur gradient,  $\mathbf{x}$  l'espace et  $t$  le temps. La masse volumique  $\rho(\mathbf{x}, t)$  et la viscosité  $\mu(\mathbf{x}, t)$  sont des fonctions de l'espace et du temps. Selon qu'on soit dans le liquide ou le gaz,  $\rho(\mathbf{x}, t)$  prend soit la valeur  $\rho_l$  soit  $\rho_g$ , de même pour  $\mu(\mathbf{x}, t)$  (soit  $\mu_l$  ou  $\mu_g$ ). À l'équation (3.1), on adjoint une équation de continuité avec la condition d'incompressibilité suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (3.2)$$

Ces équations sont valables dans tout l'espace et doivent prendre en compte les propriétés de chaque fluide et les conditions d'interface. Dans ce problème, le principal rôle de la gravité  $\mathbf{g}$  est de permettre à la goutte d'atteindre sa vitesse terminale. Elle influence peu la dynamique d'impact comme indiqué par Huang *et al.* (1982) et Josserand et Zaleski (2003). La force de tension de surface est représentée par le terme  $\gamma\kappa\delta_s\mathbf{n}$ . Elle est localisée à l'interface  $\delta_s$  entre le liquide et le gaz et est proportionnelle à la courbure  $\kappa$ . La courbure  $\kappa$  est définie par la divergence du vecteur  $\mathbf{n}$ , normale à l'interface, par l'équation :

$$\kappa = \nabla \cdot \mathbf{n}. \quad (3.3)$$

En outre, on définit une fonction caractéristique  $T(\mathbf{x}, t)$  de telle sorte que  $T$  vaut 0 dans le gaz et 1 dans le liquide. La masse volumique et la viscosité sont alors définies de la manière suivante :

$$\rho(\mathbf{x}, t) = T(\mathbf{x}, t)\rho_l + (1 - T(\mathbf{x}, t))\rho_g; \quad \mu(\mathbf{x}, t) = T(\mathbf{x}, t)\mu_l + (1 - T(\mathbf{x}, t))\mu_g. \quad (3.4)$$

Cette fonction caractéristique  $T$  est elle-même régie par une dynamique d'évolution, qui décrit l'advection ou le mouvement de l'interface :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = 0 \quad (3.5)$$

On peut aussi définir des nombres sans dimension caractérisant le problème d'impact. Nous ne considérons ici que, les plus importants : le premier est le nombre de Reynolds  $Re$  qui décrit le rapport entre les forces d'inertie et de viscosité :

$$Re = \frac{\rho_l V_f D}{2\mu_l}. \quad (3.6)$$

Le second est le nombre de Weber  $We$  représentant le rapport entre forces d'inertie et de tension de surface :

$$We = \frac{\rho_l V_f^2 D}{2\gamma}. \quad (3.7)$$

Le troisième nombre  $y_o$  caractérise la géométrie du problème, il est défini par le rapport entre l'épaisseur du film liquide  $h$  et le diamètre de la goutte :

$$y_o = \frac{h}{D} \quad (3.8)$$

Cependant, dans notre étude, nous considérons essentiellement le nombre de Reynolds  $Re$  et le nombre  $y_o$ , le nombre de Weber n'ayant qu'une très faible influence sur les résultats.

### 3.1.2.3 Logiciel d'étude : Gerris

Le code de calcul Gerris (version 06/12/2013) de Popinet (2003, 2007, 2009) est l'outil d'étude que nous avons choisi. Il s'agit d'un solveur Navier-Stokes conçu pour les écoulements incompressibles, du second ordre en espace et en temps. Il a été développé par plusieurs membres de l'Institut Jean le Rond d'Alembert. Il est bien adapté à la résolution de problèmes avec tension de surface. Il a aussi l'avantage d'être doté d'un raffinement de maillage. En effet, il adapte le maillage en utilisant des cellules plus petites au niveau des zones de forts gradients de vitesse et de masse volumique. La méthode numérique qu'il utilise est la méthode *Volume*

of *Fluid* ou VOF (Popinet, 2003, 2009) qui permet de décrire l'interface entre deux fluides en utilisant un traceur. Ce traceur prend la valeur 1 dans le premier fluide et 0 dans le second. Via un fichier de paramètres, la géométrie du domaine de calcul, les conditions initiales et limites sont spécifiées à Gerris. On fixe aussi dans ce fichier, le niveau de raffinement voulu avec un paramètre entier  $n$ . Pour un niveau de  $n = 1$ , le domaine est divisé en quatre cellules, tandis que le niveau  $n = 2$  divise le domaine en 16. Plus généralement, le nombre de mailles utilisées est  $2^{2n}$ . La description du fichier de paramètres se trouve en annexe A.

La symétrie du problème d'impact permet d'utiliser la fonction axisymétrique de Gerris représentant une simulation  $2D$  en coordonnées cylindriques. Enfin, nous choisissons d'utiliser les équations de Navier-Stokes sous forme non dimensionnelle, comme détaillé ci-dessous.

### 3.1.2.4 Mise sous forme non dimensionnelle

La taille d'une goutte de pluie est de quelques millimètres (diamètre inférieur à 6 mm) environ. Pour faciliter son étude et la visualisation du mécanisme d'impact de la goutte, on peut utiliser Gerris avec des quantités sans dimension. Pour cela, on utilise les équations non dimensionnelles et on fixe une taille de goutte plus grande. Ainsi, on doit établir un passage entre les équations physiques et celles résolues par Gerris. Soit le problème physique suivant :

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (\mu (\nabla \mathbf{u} + {}^t \nabla \mathbf{u})) + \gamma \kappa \delta_s \mathbf{n} \quad (3.9)$$

avec  $\mathbf{u}$ ,  $P$ ,  $\rho$  et  $\mu$  qui diffèrent selon qu'on se trouve dans le liquide ou dans le gaz. L'équation non dimensionnelle dans Gerris est écrite en fonction des nouvelles variables, avec des primes :

$$\rho' \left( \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t'} + \mathbf{u}' \nabla' \mathbf{u}' \right) = -\nabla' P' + \rho' \mathbf{g}' + \nabla' \cdot (\mu' (\nabla' \mathbf{u}' + {}^t \nabla' \mathbf{u}')) + \gamma' \kappa' \delta'_s \mathbf{n}. \quad (3.10)$$

Pour passer de l'équation (3.9) à l'équation (3.10), on pose :  $\mathbf{x} = \frac{D}{D'} \mathbf{x}'$ ,  $\mathbf{u} = V_f \mathbf{u}'$ ,  $t = \Gamma t'$  et  $\rho = \rho_l \rho'$ . La grandeur  $D$  représente le diamètre réel de la goutte,  $D'$  son diamètre dans Gerris,  $V_f$  est la vitesse de chute physique de la goutte et  $\rho_l$  la masse volumique du liquide. En remplaçant dans (3.9), on obtient :

$$\rho' \rho_l \left( \frac{V_f}{\Gamma} \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t'} + \frac{D' V_f^2}{D} \mathbf{u}' \nabla' \mathbf{u}' \right) = -\frac{D'}{D} \nabla' P' + \rho' \rho_l \mathbf{g}' + \frac{D'^2 V_f}{D^2} \nabla' \cdot (\mu (\nabla' \mathbf{u}' + {}^t \nabla' \mathbf{u}')) + \frac{\gamma D'^2}{D^2} \kappa' \delta'_s \mathbf{n}. \quad (3.11)$$

On pose  $\frac{V_f}{\Gamma} = \frac{D' V_f^2}{D}$  soit  $\Gamma = \frac{D}{D' V_f}$ . Finalement, après simplification :

$$\rho' \left( \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t'} + \mathbf{u}' \nabla' \mathbf{u}' \right) = -\frac{1}{\rho_l V_f^2} \nabla' P' + \frac{\rho' D}{D' V_f^2} \mathbf{g}' + \frac{D'}{D V_f \rho_l} \nabla' \cdot (\mu (\nabla' \mathbf{u}' + {}^t \nabla' \mathbf{u}')) + \frac{\gamma D'}{D V_f^2 \rho_l} \kappa' \delta'_s \mathbf{n}. \quad (3.12)$$

En comparant avec l'équation (3.10), on déduit les relations suivantes :  $P' = \frac{P}{\rho_l V_f^2}$ ,  $\mu' = \frac{\mu D'}{D V_f \rho_l}$ ,  $\gamma' = \frac{\gamma D'}{D V_f^2 \rho_l}$  et  $\mathbf{g}' = \frac{D}{D' V_f^2} \mathbf{g}$ . De plus, le cisaillement étant uniquement créé par le frottement sur le plan d'impact, il est calculé avec la formule  $\tau = \mu_l \frac{\partial \mathbf{u}_r}{\partial z}$ . Cependant pour prendre en compte la présence d'éventuelles bulles d'air sur le plan d'impact, on définit une viscosité dynamique effective  $\mu_{eff}$  qui remplace  $\mu_l$  dans le calcul du cisaillement :  $\mu_{eff} = T \mu_l + (1 - T) \mu_g$ .

La mise sous forme non dimensionnelle de la variable  $\tau$  en  $\tau'$  comme dans l'équation (3.10) conduit à :

$$\tau' = \frac{D}{V_f D'} \tau. \quad (3.13)$$

De manière générale, dans la suite du chapitre, les quantités marquées d'un prime sont des grandeurs non dimensionnelles et celles, sans prime, représentent des grandeurs physiques.

## 3.2 Cisaillement créé par l'impact d'une goutte

Les conditions d'impact des gouttes de pluie sont caractérisées par des nombres de Reynolds  $Re$  élevés qui rendent la convergence numérique en maillage du cisaillement difficile. Pour bien décrire le phénomène d'impact de ces gouttes, deux séries d'études sont menées. La première porte sur les régimes à bas nombre de Reynolds où on obtient une bonne convergence numérique en maillage. Ce régime nous permettra de comprendre et de bien décrire les phénomènes concernés. La deuxième série d'études porte sur un régime à haut nombre de Reynolds, typiquement celui des gouttes de pluie réalistes, observées dans la nature, où la convergence numérique n'est pas toujours obtenue. Pour juger de la qualité des résultats de ce régime, on se base sur l'étude effectuée à bas nombre de Reynolds. De plus, les quantités qui nous intéressent sont le cisaillement, et dans une moindre mesure la pression, créés sur le plan d'impact. Ces quantités sont en effet les grandeurs les plus importantes intervenant dans le processus d'érosion. Le cisaillement détermine la quantité de sédiments détachés par la goutte tandis que la pression caractérise la force verticale qu'exerce celle-ci sur le sol. La convergence numérique portera donc principalement sur ces deux quantités.

### 3.2.1 Simulation à bas nombre de Reynolds

Dans cette partie, la gamme de  $Re$  étudiée varie de 50 à 500. Ce régime est caractérisé par une convergence rapide avec un niveau de raffinement maximum raisonnable.

#### 3.2.1.1 Convergence numérique en maillage

Le choix du maillage est fonction de la convergence du maximum du cisaillement  $\tau'_p$  et de la pression  $P'_{max}$  créés sur le plan d'impact. La convergence numérique est obtenue lorsqu'on utilise une taille de maille permettant de bien décrire ces quantités. Ainsi, plusieurs valeurs du niveau de raffinement sont testées pour décrire l'évolution temporelle de ces deux quantités. Le nombre de mailles utilisé dans Gerris est  $2^{2n}$  (voir la section 3.1.2.3). Typiquement, la longueur physique  $l$  du côté de la cellule est donnée par l'équation :

$$l = \frac{D}{D'} \sqrt{\frac{L'}{2^{2n}}} \quad (3.14)$$

où  $L'$  et  $D'$  sont respectivement les tailles non dimensionnelles du domaine de calcul et de la goutte,  $D$  la taille physique de la goutte. Dans toute notre étude, nous prenons  $L' = 1$ . Le raffinement de maillage est mis en œuvre en choisissant un niveau de raffinement minimal avec  $n_{min}$  (maintenu fixe) et maximum avec  $n_{max}$ . Le paramètre  $n_{max}$  sert à augmenter la résolution spatiale et la précision du calcul au niveau des forts gradients de vitesse, de vorticité et au niveau de l'interface entre les deux fluides. De plus, le temps  $t'$  est pris à partir du temps

théorique d'impact correspondant à la valeur théorique où la goutte doit toucher le film liquide suivant sa hauteur de chute.

Ainsi, on fixe  $y_o = 0.5$  ( $y_o = \frac{h}{D}$ ), le nombre de Reynolds à  $Re = 500$  et le nombre de Weber à  $We = 574.36$  en prenant  $\rho_l = 700 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\mu_l = 0.0112 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.039 \text{ N m}^{-1}$ ,  $D=4 \text{ mm}$ ,  $V_f=4 \text{ m s}^{-1}$ , et  $D'=0.3$ . Dans ce cas, la convergence est obtenue à partir de  $n_{max} = 10$  (qui correspond à  $l = 13 \text{ }\mu\text{m}$ ) pour  $\tau'_p$  (figure 3.2a) alors que la pression  $P'_{max}$  converge avec un niveau de raffinement moins élevé,  $n_{max} = 9$  (donc  $l = 26 \text{ }\mu\text{m}$ , figure 3.2b). Le niveau de raffinement du maillage augmente avec le nombre de Reynolds, la convergence obtenue pour  $Re = 500$  est valable pour tous les  $Re < 500$ .

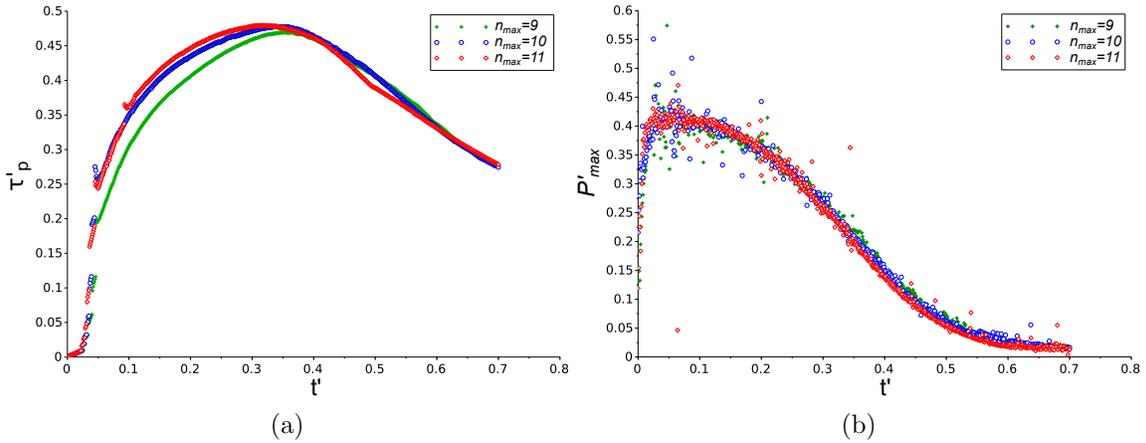


FIGURE 3.2 – Convergence en maillage du maximum (a) de cisaillement et (b) de la pression pour  $Re = 500$  ( $\rho_l = 700 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\mu_l = 0.0112 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.039 \text{ N m}^{-1}$ ,  $R=2 \text{ mm}$ ,  $V_f = 4 \text{ m s}^{-1}$ ),  $h = D/2$ . Paramètres de Gerris :  $D' = 0.3$ ,  $n_{min} = 3$ .

### 3.2.1.2 Dynamique de l'impact

On considère la dynamique d'impact à bas Reynolds ( $Re = 250$ ) d'une goutte de diamètre  $D=6 \text{ mm}$  ayant une vitesse de chute  $V_f = 2.5 \text{ m s}^{-1}$  sur une lame d'eau d'épaisseur  $h = 0.9 \text{ mm}$ . Les résultats des simulations, en variables non dimensionnelles, sont représentés sur les figures 3.3 et 3.4. Sur les images de la figure 3.3, sont représentés l'interface entre l'eau et l'air, ainsi que les champs de vitesse et de pression dans le domaine de calcul.

Au moment où la goutte touche la surface de la lame d'eau, elle crée un pic de pression théoriquement infini dans le liquide. A  $t' = 0$ , la présence d'une fine épaisseur d'air persiste encore (figure 3.3a) et la pression maximale dans le domaine est de l'ordre de  $P' = 0.96$  (*i.e* 6 kPa en variable physique). Elle se localise à l'interface. Ensuite, le phénomène se propage dans le liquide et le maximum de pression se trouve juste en dessous du point d'impact sur le plan solide (figure 3.3b). On relève par exemple une pression maximale de  $P' = 0.82$  (*i.e* 5.1 kPa) à  $t' = 0.02$  sur le substrat solide. Cette pression diminue par la suite très rapidement.

En outre, le champ de vitesse (figures 3.3 et 3.4) montre que la goutte garde sa vitesse de chute durant l'impact. Elle la transmet à la lame d'eau dont le champ de vitesse devient de plus en plus important. Lorsque la goutte s'aplatit, elle crée un cisaillement sur le plan d'impact. Le maximum du cisaillement localisé à cet endroit apparaît après celui de la pression quand la goutte pénètre dans le film liquide et s'étale. Son temps d'apparition est proportionnel à

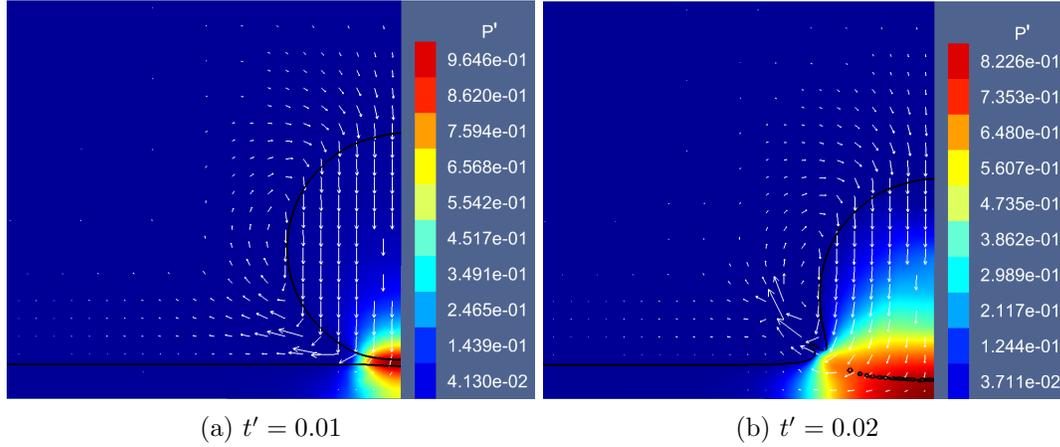


FIGURE 3.3 – Champs de pression ( $P'$ ) et de vitesse créés par l'impact d'une goutte de diamètre 6 mm sur une lame d'eau d'épaisseur  $h = 0.9$  mm avec une vitesse  $V_f = 2.5$  m s<sup>-1</sup> pour (a)  $t' = 0.01$  et (b)  $t' = 0.02$ .  $Re = 250$  ( $\rho_l = 1000$  kg m<sup>-3</sup>,  $\mu_l = 0.03$  kg m<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>,  $\gamma = 0.02$  N m<sup>-1</sup>). Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 3$ ,  $n_{max} = 10$ .

$(h + D/2)/V_f$ . Les images de la figure 3.4 montrent par exemple une valeur maximale du cisaillement sur le plan d'impact autour de 370 (*i.e* 15.4 kPa en variable physique) pour  $t' = 0.02$  qui passe à 310 (*i.e* 12.5 kPa) pour  $t' = 0.05$ .

On notera que l'impact est aussi accompagné de l'émergence d'un jet d'eau et de la création de fines gouttelettes : c'est le mécanisme de splash auquel nous ne nous intéressons pas ici, mais qui pourrait être abordé dans de futures études.

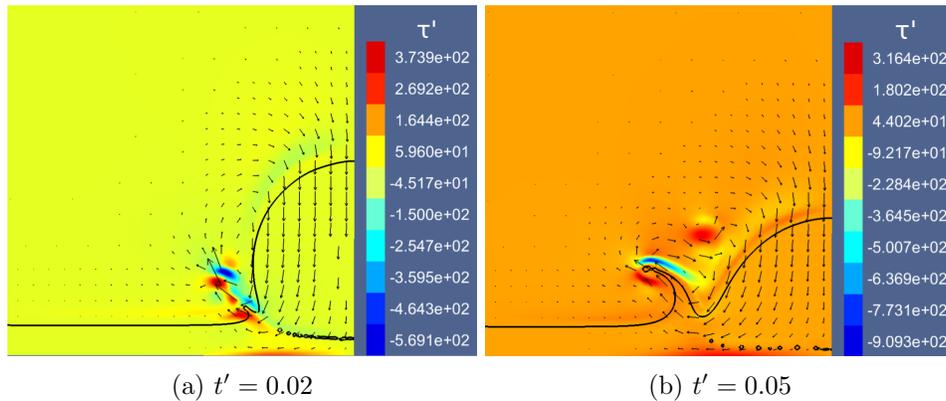


FIGURE 3.4 – Champ de vitesse et de cisaillement créés par l'impact d'une goutte de diamètre 6 mm sur une lame d'eau d'épaisseur  $h = 0.9$  mm avec une vitesse  $V_f = 2.5$  m s<sup>-1</sup> pour (a)  $t' = 0.02$  et (b)  $t' = 0.05$ .  $Re = 250$  ( $\rho_l = 1000$  kg m<sup>-3</sup>,  $\mu_l = 0.03$  kg m<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>,  $\gamma = 0.02$  N m<sup>-1</sup>). Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 3$ ,  $n_{max} = 10$ .

### 3.2.1.3 Description spatio-temporelle du cisaillement sur le plan d'impact

Le comportement du cisaillement à bas nombre de Reynolds a été numériquement étudié par Hartley et Alonso (1991) et Hartley et Julien (1992). Ces auteurs ont fait varier le nombre

de Reynolds entre 50 et 500 et ont simulé le cisaillement créé par l'impact d'une goutte pour plusieurs hauteurs de lame d'eau. Ainsi, durant toute la durée de l'impact, ils ont montré que le maximum de la contrainte cisailante  $\tau_{max}$  produite sur le plan d'impact est décrit par l'équation suivante :

$$\tau_{max} = 2.85\rho_l V_f^2 (2y_o + 1)^{-3.16} Re^{-0.55} C_1. \quad (3.15)$$

Il dépend du ratio entre la hauteur de la lame d'eau et le diamètre de la goutte, mais aussi du nombre de Reynolds. L'influence de la gravité et de la tension de surface apparaît dans le paramètre  $C_1$  qui s'exprime comme :

$$C_1 = 1 - \exp\left(\frac{-1.6\theta}{2y_o}\right); \quad \theta = \frac{FWe^{0.5}}{F + We^{0.5}} \quad (3.16)$$

avec  $F$  le nombre de Froude donné par  $F = V_f/(\mathbf{g}R)^{0.5}$  où  $R = D/2$  est le rayon de la goutte et  $We$  le nombre de Weber donné par l'équation (3.7). Cependant,  $C_1$  dévie très peu de 1 rendant  $\tau_{max}$  très peu sensible à la tension de surface et à la gravité. Le temps d'apparition de  $\tau_{max}$  est donné par  $t_{pmax}$  :

$$t_{pmax} = 1.4 \frac{R}{V_f} (2y_o + 1) C_2; \quad C_2 = 1 - \exp[-0.6\theta/(2y_o)]. \quad (3.17)$$

Ce temps dépend essentiellement de l'épaisseur de la lame d'eau. Plus la goutte impacte une hauteur d'eau épaisse, plus  $\tau_{max}$  est faible et apparaît tard.

Dans la littérature, l'évolution temporelle du maximum du cisaillement à chaque instant, noté  $\tau_p(t)$ , est décrite par deux fonctions, suivant si l'on est avant ou après le pic. La première fonction est une loi Gamma représentée par :

$$\tau_p = \tau_{max} \left(\frac{t}{t_{pmax}}\right)^\xi \exp\left[\xi\left(1 - \frac{t}{t_{pmax}}\right)\right] \quad \text{pour} \quad \frac{t}{t_{pmax}} \leq 1 \quad \text{et} \quad \xi = 0.7(2y_o)^{0.55}. \quad (3.18)$$

Elle décrit la croissance du cisaillement jusqu'à son pic  $\tau_{max}$ . Ensuite la décroissance du phénomène suit une fonction exponentielle semblable à :

$$\tau_p = \tau_{max} \exp\left[-\lambda_d \left(\frac{t}{t_{pmax}} - 1\right)\right] \quad \text{pour} \quad \frac{t}{t_{pmax}} > 1 \quad \text{et} \quad \lambda_d = 1.35\theta^{0.64} + 0.12. \quad (3.19)$$

Les études numériques avec le logiciel Gerris révèlent un comportement du cisaillement semblable à celui observé par Hartley et Alonso (1991) et Hartley et Julien (1992). En effet, sur la figure 3.5, sont superposés l'évolution temporelle du  $\tau'_p$  non dimensionnel obtenu avec Gerris et les résultats des formules (3.18) et (3.19) (mis sous forme non dimensionnelle) pour deux valeurs de l'épaisseur de lame d'eau :  $h = D/5$  et  $h = D$ . Les coefficients proposés par Hartley et Alonso (1991) et Hartley et Julien (1992) ont été ajustés pour ne comparer que la forme du cisaillement. Pour  $h = D/5$ , les facteurs utilisés sont 2.43, 1 et  $-0.12\lambda$  au lieu de 2.85, 1.4 et  $-\lambda$  respectivement dans les équations (3.15), (3.17) et (3.19). Pour  $h = D$  les facteurs sont de 5, 1.5 et  $-0.15\lambda$  respectivement. L'ajustement de ces coefficients peut s'expliquer par le fait que les équations (3.15), (3.17) et (3.19) sont issues d'une procédure d'optimisation de plus d'une quarantaine de simulations alors que nos résultats numériques sont des simulations individuelles. Ainsi, ces figures montrent que ces fonctions décrivent assez bien le comportement temporel du cisaillement.

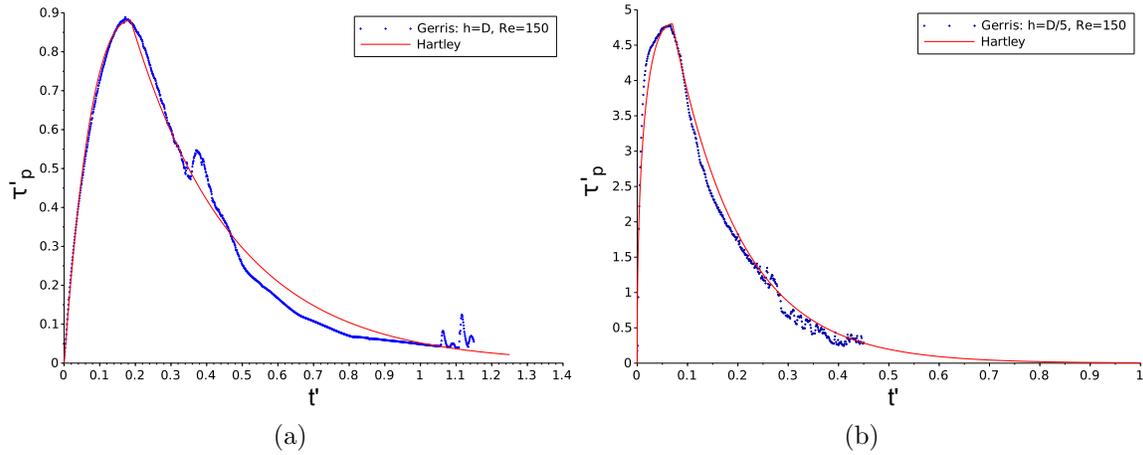


FIGURE 3.5 – Comparaison de l'évolution temporelle des cisaillements obtenus avec Gerris et des formules (3.18) et (3.19) pour deux hauteurs de lame d'eau (a)  $h = D/5$  et (b)  $h = D$  avec  $Re = 150$  ( $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\mu l = 0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.02 \text{ N m}^{-1}$ ,  $R = 3 \text{ mm}$ ,  $V_f = 1.5 \text{ m s}^{-1}$ ). Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 3$ ,  $n_{max} = 10$ .

Par ailleurs, en augmentant l'épaisseur de lame d'eau, on constate que son effet, comme illustré sur le graphe 3.6, est de retarder l'apparition de  $\tau'_{max}$  (contrainte cisailante non dimensionnelle) et de réduire l'intensité du cisaillement créé. Plus la lame d'eau est épaisse, plus le cisaillement est atténué jusqu'à devenir négligeable pour  $h = 3D$ . Ces observations confirment celles de Mutchler et Young (1975) et Wang et Harry G. Wenzel (1970) qui ont démontré que le sol est protégé à partir de  $h = 3D$ .

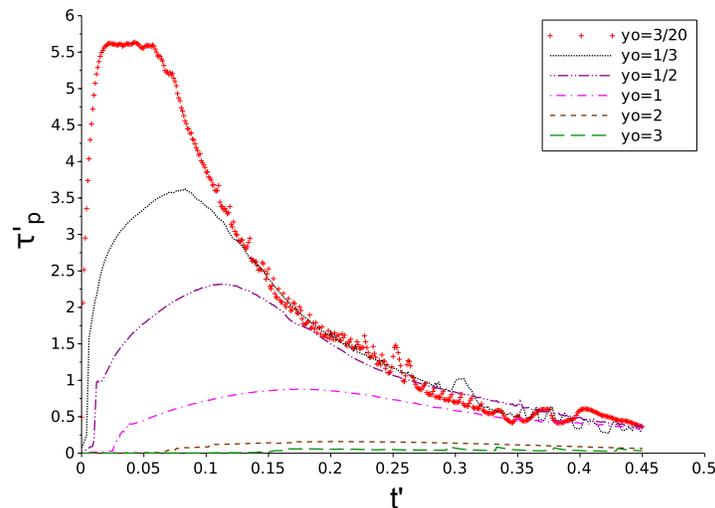


FIGURE 3.6 – Influence de la hauteur de lame d'eau sur l'évolution temporelle du maximum du cisaillement  $\tau'_p$  à  $Re = 150$  ( $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\mu l = 0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.02 \text{ N m}^{-1}$ ,  $R = 3 \text{ mm}$ ,  $V_f = 1.5 \text{ m s}^{-1}$ ). Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 3$ ,  $n_{max} = 10$ .

Nous avons aussi étudié l'influence du nombre de Reynolds sur le cisaillement. La figure 3.7 montre l'évolution temporelle du maximum du cisaillement  $\tau_p'$  créé par la goutte sur le plan d'impact pour différents nombres de Reynolds à  $h$  fixé. Pour une même hauteur de lame d'eau et les mêmes propriétés du fluide, on constate que plus le nombre de Reynolds est élevé, plus le cisaillement est fort. Ainsi le Reynolds gouverne aussi l'intensité de la force cisailante. Dans ce cas, un nombre de Reynolds élevé indique que la force d'impact de la goutte est importante.

Remarquons aussi que sur la figure 3.7, pour un fluide avec une masse volumique  $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$  et une tension de surface  $\gamma = 0.02 \text{ N m}^{-1}$ , le maximum de cisaillement créé par un nombre de Reynolds de  $Re = 500$  avec  $\mu_l = 0.015 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  est moins important que celui créé par  $Re = 350$  dont le coefficient  $\mu_l$  vaut  $0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Cela montre que, quand les propriétés du fluide changent, en l'occurrence la viscosité, la hiérarchisation du cisaillement en fonction du nombre de Reynolds, constatée pour un fluide donné, n'est plus valable. Cela implique aussi que la prédiction du niveau de cisaillement par la formule (3.15) n'est utilisable que pour un même fluide.

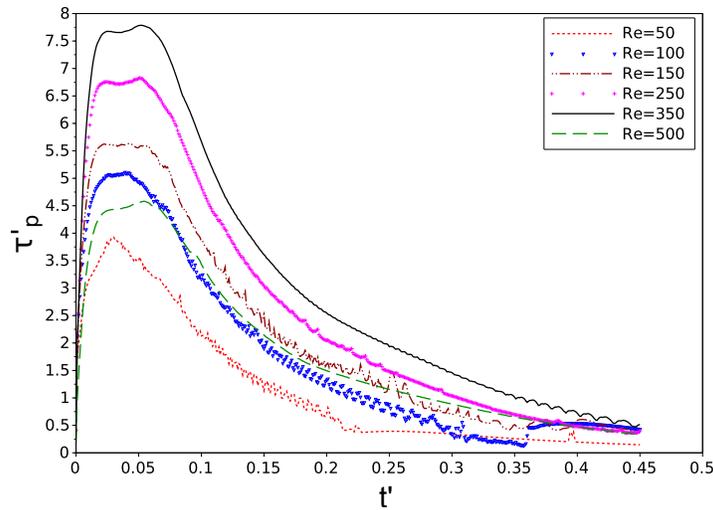


FIGURE 3.7 – Influence du nombre de Reynolds sur le cisaillement pour  $h = 3D/20$ ,  $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$  et  $\gamma = 0.02 \text{ N m}^{-1}$ . Pour :

$Re = 50$  ( $R = 1.5 \text{ mm}$ ,  $V_f = 1 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\mu_l = 0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ),

$Re = 100$  ( $R = 3 \text{ mm}$ ,  $V_f = 1 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\mu_l = 0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ),

$Re = 150$  ( $R = 3 \text{ mm}$ ,  $V_f = 1.5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\mu_l = 0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ),

$Re = 250$  ( $R = 3 \text{ mm}$ ,  $V_f = 2.5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\mu_l = 0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ),

$Re = 350$  ( $R = 3 \text{ mm}$ ,  $V_f = 3.5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\mu_l = 0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ),

$Re = 500$  ( $R = 3 \text{ mm}$ ,  $V_f = 2.5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\mu_l = 0.015 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ), .

Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 3$ ,  $n_{max} = 10$ .

En outre, pour localiser les régions les plus exposées à la force cisailante, l'évolution temporelle de la position radiale de  $\tau_p'$  notée  $r'_{\tau_p}$  est considérée pour un fluide et un nombre de Reynolds fixés. L'évolution de  $r'_{\tau_p}$  (voir graphe 3.8a) semble être en racine carrée pour les cas  $y_o < 1$ , aux premiers instants de l'impact. Lorsque  $y_o \geq 1$ , comme l'illustre le graphe 3.8b, cette position obéit à un autre comportement plus complexe. La position du cisaillement maximum dépend alors principalement du rapport entre la hauteur de la lame d'eau et le

diamètre de la goutte. L'évolution en racine carrée de  $r'_{\tau_p}$  pour les films de liquide minces a aussi été observée pour un nombre de Reynolds plus élevé (voir section 3.2.3.3), ce qui montre que  $r'_{\tau_p}$  est très peu influencé par le nombre de Reynolds.

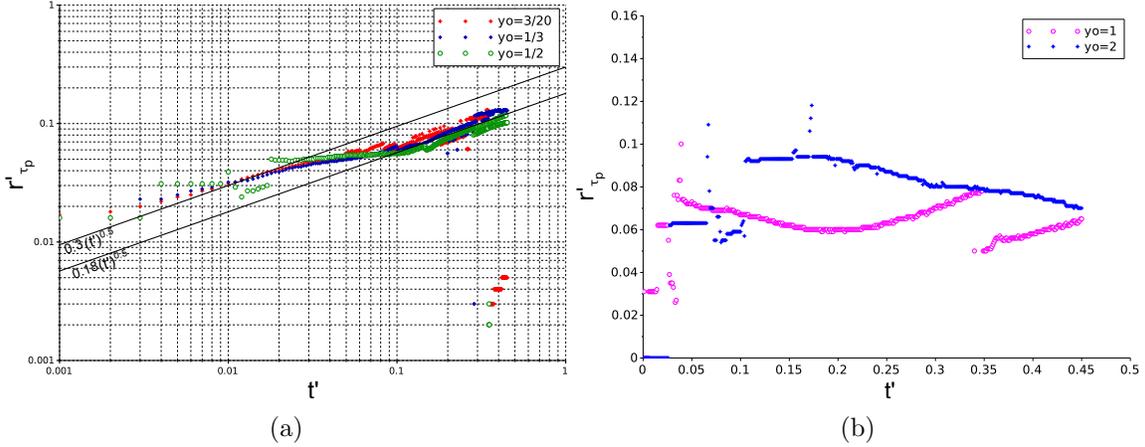


FIGURE 3.8 – Évolution temporelle de la position du maximum du cisaillement pour (a) des lames d'eau minces en échelle logarithmique et (b) des lames épaisses en échelle linéaire pour  $Re = 150$  ( $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\mu_l = 0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.02 \text{ N m}^{-1}$ ,  $R = 3 \text{ mm}$ ,  $V_f = 1.5 \text{ m s}^{-1}$ ). Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 3$ ,  $n_{max} = 10$ .

Quant à la distribution spatiale de la contrainte de cisaillement, elle révèle l'existence d'un profil auto-similaire. Une telle structure signifie que le cisaillement garde la même forme en fonction du temps et que seules son amplitude et sa taille changent au cours du temps. Ce profil est valable aux temps courts de l'impact de la goutte et pour des films d'eau minces. L'auto-similarité s'obtient en traçant, à différents temps, les quantités normalisées du cisaillement créé sur le plan d'impact en fonction de l'espace. Plus précisément, à un instant donné, le cisaillement  $\tau'(r', z' = 0, t')$  est normalisé par sa valeur maximale obtenue sur le plan d'impact  $\tau'_p(t')$  et la position radiale est aussi normalisée par la position du maximum du cisaillement  $r'_{\tau_p}$ . La figure 3.9 montre les profils obtenus pour  $h = D/5$  et pour  $t' < 0.1$ .

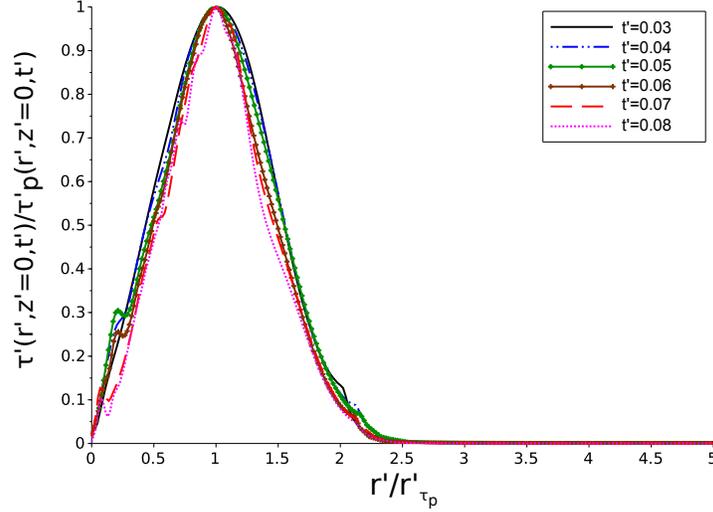


FIGURE 3.9 – Profils normalisés du cisaillement pour  $h = D/5$  et pour  $t' < 0.1$  avec  $Re = 150$  ( $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\mu_l = 0.03 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.02 \text{ N m}^{-1}$ ,  $R = 3 \text{ mm}$ ,  $V_f = 1.5 \text{ m s}^{-1}$ ). Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{max} = 10$  et  $n_{min} = 3$ .

### 3.2.2 Simulation à haut nombre de Reynolds

Les nombres de Reynolds étudiés dans cette section font partie de la gamme des Reynolds rencontrés dans les pluies naturelles ( $500 \leq Re \leq 27000$ ). Les grandeurs physiques utilisées sont celles de l'eau avec  $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\mu_l = 0.001 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  et la tension de surface entre l'eau et l'air est  $\gamma = 0.02 \text{ N m}^{-1}$ . Le diamètre des gouttes de pluie considérées varie de 0.5 mm pour la plus petite à 6 mm pour la plus grande. La vitesse de chute de chaque goutte est fixée à sa vitesse terminale, calculée avec la formule de Uplinger (1981) suivante :

$$V_f = 4.854D \exp(-0.195D)$$

#### 3.2.2.1 Choix du maillage

Les nombres de Reynolds élevés rendent la convergence numérique en maillage difficile. La figure 3.10 montre la difficulté d'obtenir une bonne description du cisaillement pour deux valeurs de  $Re$  différentes.

La convergence est obtenue à partir de  $n_{max} = 11$  pour  $Re = 2000$  tandis qu'il faut un niveau plus élevé de  $n_{max} = 12$  pour  $Re = 6500$ . Plus les gouttes sont grandes, plus leur nombre de Reynolds l'est aussi. La description du cisaillement qu'elles créent lors de leur impact nécessite donc plus de mailles dans le domaine. Ainsi, pour des gouttes dont le diamètre est supérieur à 2 mm, le  $n_{max}$  nécessaire pour obtenir une bonne description est très grand ( $> 12$ ). Cela nécessite un temps de calcul très long avec un pas de temps de plus en plus petit.

Au vu du grand nombre de simulations à effectuer par la suite (plusieurs tailles de gouttes impactant chacune plusieurs hauteurs de lame d'eau), le niveau de description du cisaillement est fixé à  $n_{max} = 11$ . Ce niveau de raffinement décrit très bien l'impact des gouttes en dessous de 1 mm de diamètre (avec  $Re < 2000$ ). Il donne aussi une description assez satisfaisante de la dynamique d'impact des gouttes jusqu'à 6 mm ( $Re = 27000$ ) mais sous-estime le pic maximal

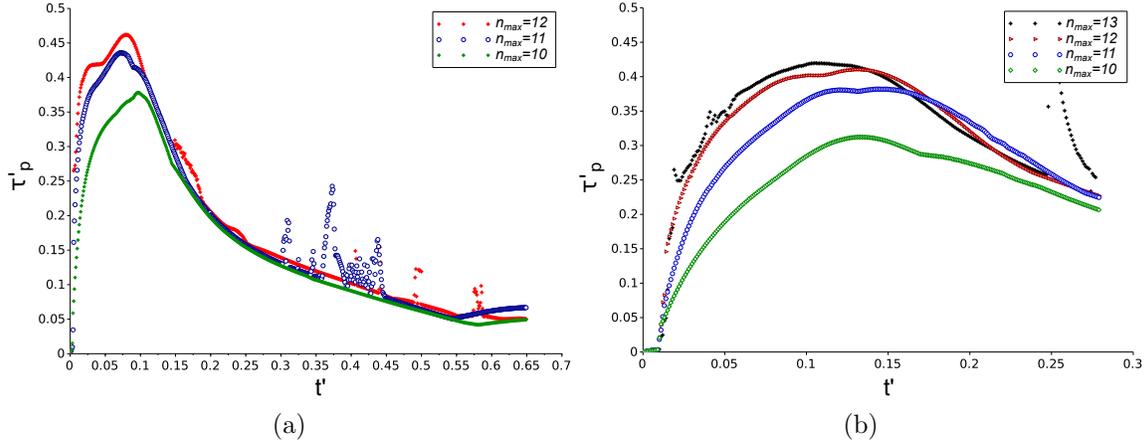


FIGURE 3.10 – Convergence en maillage du maximum du cisaillement pour (a)  $D = 1$  mm,  $V_f = 4$   $\text{ms}^{-1}$  et  $h = 0.25$  mm ( $Re = 2000$ ) (b)  $D = 2$  mm  $V_f = 6.57$   $\text{ms}^{-1}$  et  $h = 1$  mm ( $Re = 6500$ ) (b). Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 3$ .

du cisaillement  $\tau_{max}$  créé durant l'impact. Les autres processus mis en jeu comme le maximum de la pression  $P'_{max}$  et la position radiale du maximum du cisaillement  $r'_{\tau_p}$  atteignent leur convergence numérique beaucoup plus tôt. Les figures 3.11 montrent une convergence à partir de  $n_{max} = 9$  pour la pression et  $n_{max} = 7$  pour  $r'_{\tau_p}$ . Comme pour le cas à bas Reynolds et les films de liquide minces,  $r'_{\tau_p}$  suit une évolution en racine carrée du temps.

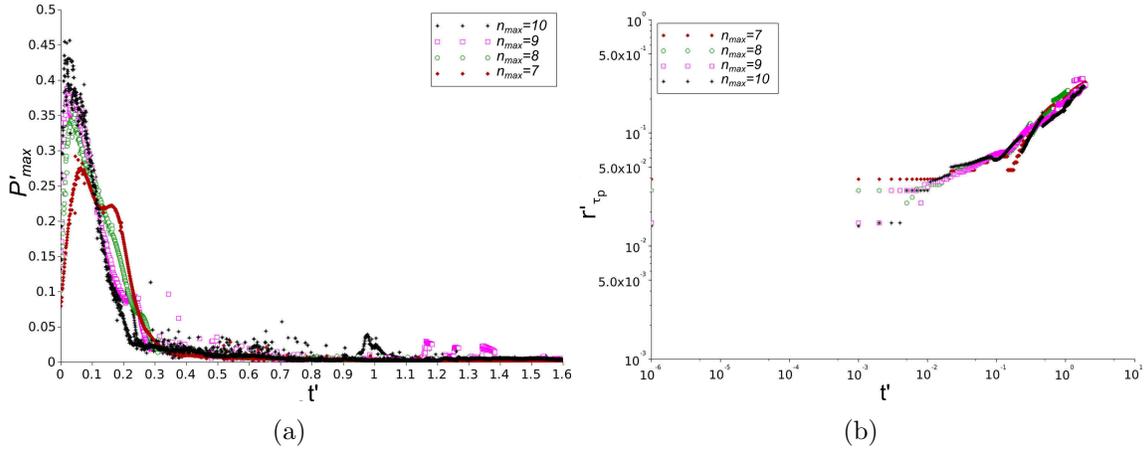


FIGURE 3.11 – Convergence en maillage à  $Re = 27000$  (a) du maximum de la pression et (b) la position radiale du maximum du cisaillement  $r'_{\tau_p}$  pour  $D = 6$  mm,  $V_f = 9.04$   $\text{ms}^{-1}$  et  $h = 3$  mm. Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 3$ .

Par ailleurs, les travaux de Leguédois (2003) (figure 3.12) montrent que les particules préférentiellement soumises à la désagrégation par les gouttes de pluie ont une taille supérieure à  $10$   $\mu\text{m}$ . Le niveau  $n_{max} = 11$  définit des mailles dont la taille  $l$  (donnée par l'équation (3.14)) croît avec la taille de la goutte. Plus précisément, la taille des mailles  $l$  varie de  $2$   $\mu\text{m}$  pour une goutte de  $0.5$  mm de diamètre à  $30$   $\mu\text{m}$  pour une goutte de  $6$  mm de diamètre (avec  $D' = 0.1$ ). Même si la simulation des gouttes de  $6$  mm ne permet pas d'utiliser des mailles inférieures à

30  $\mu\text{m}$ , ces gouttes sont assez rares dans la pluie. Ainsi, le niveau de raffinement utilisé permet de décrire le détachement d'une grande majorité des particules soumises à l'action des gouttes individuelles composant la pluie et la totalité des particules de plus de 30  $\mu\text{m}$ .

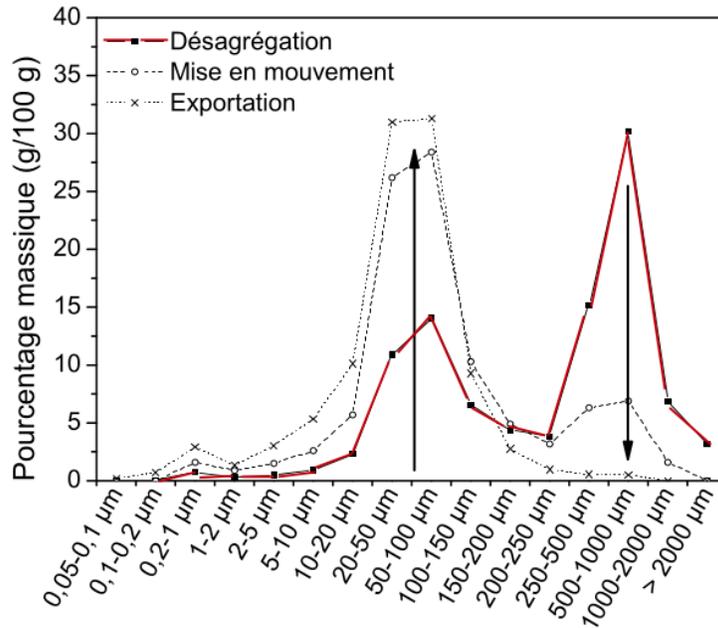


FIGURE 3.12 – Sélectivité granulométrique des processus érosifs. Particules issues de la désagrégation (calibre initial 3–5 mm) sous l'action de l'impact des gouttes de pluie, mises en mouvement par les gouttes et exportées par le ruissellement pour le limon moyen sableux. Source : Leguédois (2003), figure 6.7 (a). Les particules soumises à la désagrégation par l'impact des gouttes de pluie ont aussi une taille supérieure à 10  $\mu\text{m}$  pour l'argile et l'argile limoneuse (voir figures 6.7 (b) et (c) de Leguédois (2003)).

### 3.2.2.2 Description spatio-temporelle du cisaillement sur le plan d'impact

À haut nombre de Reynolds, le comportement du cisaillement créé sur le plan d'impact est similaire au comportement de celui-ci à bas Reynolds. Une simulation faite à  $Re = 27000$  sur une hauteur de lame d'eau de  $h = 3$  mm montre l'émergence, aux temps courts, du même profil auto-similaire que celui du cas à bas Reynolds (figure 3.13). De plus, on observe la même loi d'évolution temporelle que celle à bas Reynolds comme le montre la figure 3.14. Ici aussi la comparaison avec les formules de Hartley et Julien (1992) est satisfaisante avec des coefficients ajustés. Les facteurs utilisés sont 1.6 et  $-0.035\lambda$  au lieu de 1.4 et  $-\lambda$  respectivement dans les équations (3.17) et (3.19). Ces auteurs ont d'ailleurs montré que leurs équations pouvaient être extrapolées aux cas à haut Reynolds.

**Remarque 3.1.** *On peut noter qu'aux temps longs, le cisaillement ne converge pas forcément vers une valeur nulle. Effectivement, dans des cas peu fréquents, on observe la formation d'une bulle d'air qui persiste très longtemps après l'impact. Cette bulle maintient un frottement sur le plan d'impact empêchant la décroissance du cisaillement. D'autres pics du cisaillement*

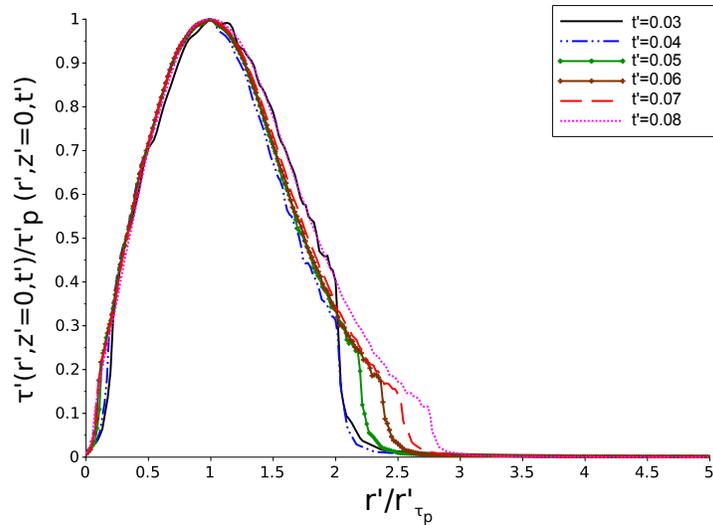


FIGURE 3.13 – Profil normalisé du cisaillement pour  $h = D/2$  et pour  $t' < 0.1$  avec  $Re = 27000$  ( $D = 6$  mm,  $V_f = 9.04$  m s $^{-1}$ ). Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 7$  et  $n_{max} = 11$ .

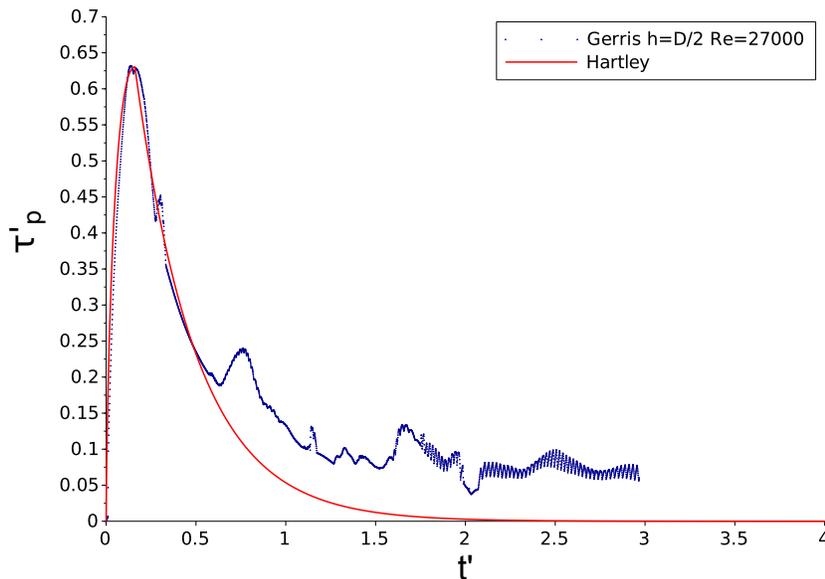


FIGURE 3.14 – Comparaison de l'évolution temporelle des cisaillements obtenus avec Gerris et des formules (3.18) et (3.19) (mises sous forme non dimensionnelle) pour  $h = D/2$  avec  $Re = 27000$  ( $D = 6$  mm,  $V_f = 9.04$  m s $^{-1}$ ). Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 7$ ,  $n_{max} = 11$ .

peuvent même apparaître longtemps après l'impact. La figure 3.15a met en évidence la formation d'une bulle d'air pour une goutte de 1 mm de diamètre impactant une lame d'eau d'épaisseur  $h = 2$  mm à un temps  $t' = 1.5$  après l'impact. Dans ce cas, le cisaillement converge vers une valeur limite d'environ 0.01 comme l'illustre la figure 3.15b.

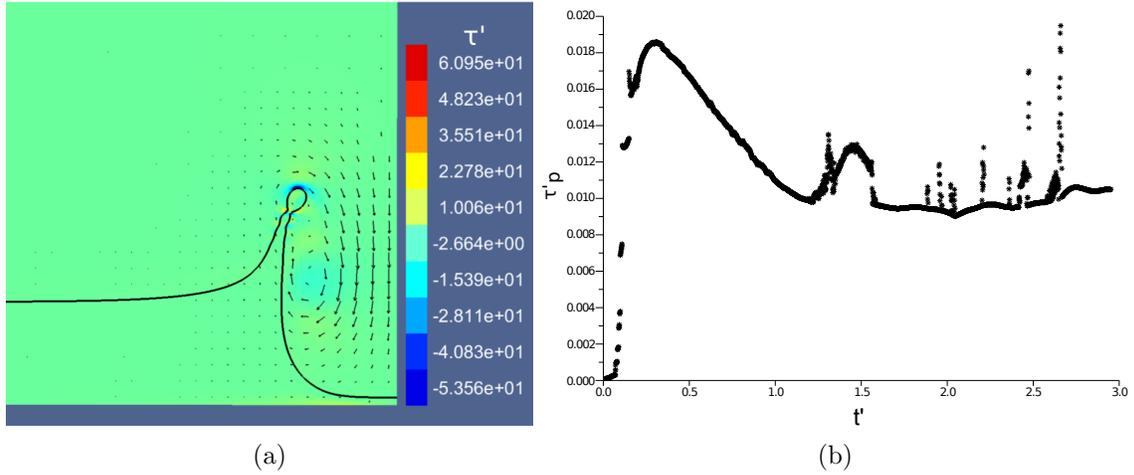


FIGURE 3.15 – Simulation de l'impact d'une goutte à  $Re = 2000$  ( $D = 1$  mm,  $V_f = 4$  m s $^{-1}$ ) sur une lame d'eau de  $h = 2$  mm d'épaisseur (a) champs de vitesse et de cisaillement à  $t' = 1.5$  et (b) évolution temporelle du maximum du cisaillement sur le plan d'impact pour  $D = 6$  mm,  $V_f = 9.04$  m s $^{-1}$  et  $h = 3$  mm. Paramètres de Gerris :  $D' = 0.1$ ,  $n_{min} = 3$ ,  $n_{max} = 11$ .

### 3.2.3 Lois d'échelle en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau

Dans l'objectif de mieux comprendre l'influence de la hauteur de la lame d'eau dans la dynamique d'impact d'une goutte, nous nous intéressons au cas d'une goutte de diamètre  $D=2$  mm qui impacte une lame d'eau avec une vitesse terminale  $V_f=6.5$  m s $^{-1}$ . L'épaisseur de la lame d'eau varie de  $D/10$  à  $2D$  avec des valeurs intermédiaires de  $D/5$ ,  $D/3$ ,  $D/2$  et  $D$  donnant ainsi  $y_o = 1/10$ ,  $1/5$ ,  $1/3$ ,  $1/2$ ,  $1$  et  $2$  (équation (3.8)). Dans cette configuration, les nombres de Reynolds et de Weber sont respectivement de 6500 et 2112.5 et le niveau de raffinement maximum utilisé est de  $n_{max} = 10$  avec  $D' = 0.3$ . Les résultats présentés dans cette partie ont fait l'objet de l'article Nouhou Bako *et al.* (2016).

#### 3.2.3.1 Pression maximale au sein de la lame d'eau

L'évolution de la pression créée par l'impact d'une goutte dans la lame d'eau a été décrit numériquement dans la littérature par Eggers *et al.* (2010) et ?. Cependant la validité de leurs résultats pour l'impact d'une goutte de pluie, où le nombre de Reynolds est élevé, et pour différentes hauteurs de lame d'eau n'a pas été testée.

Selon Wagner (1932), l'échelle spatiale pertinente lors de l'impact est déterminée par le point d'intersection entre la surface libre de la lame d'eau et la forme sphérique de la goutte. Cette quantité est donnée par :

$$r_c \propto \sqrt{DV_f t}, \quad \text{ou sous forme sans dimension : } r'_c \propto \sqrt{t'}. \quad (3.20)$$

Cette formule correspond à l'intersection d'une goutte de rayon circulaire  $R = D/2$  avec la surface de la lame d'eau à  $t = 0$ . Aux temps courts,  $r_c$  est la principale grandeur qui gouverne le mécanisme d'impact, plus particulièrement pour des nombres de Reynolds et de Weber élevés (?). Pour vérifier la validité de la formule (3.20), l'évolution temporelle de la position radiale non dimensionnelle  $r'_c$  est tracée pour les différents ratios  $y_o$  simulés (figure 3.16). Cette position correspond à la position radiale de la pression maximale  $P'_c$  créée au sein de l'écoulement.

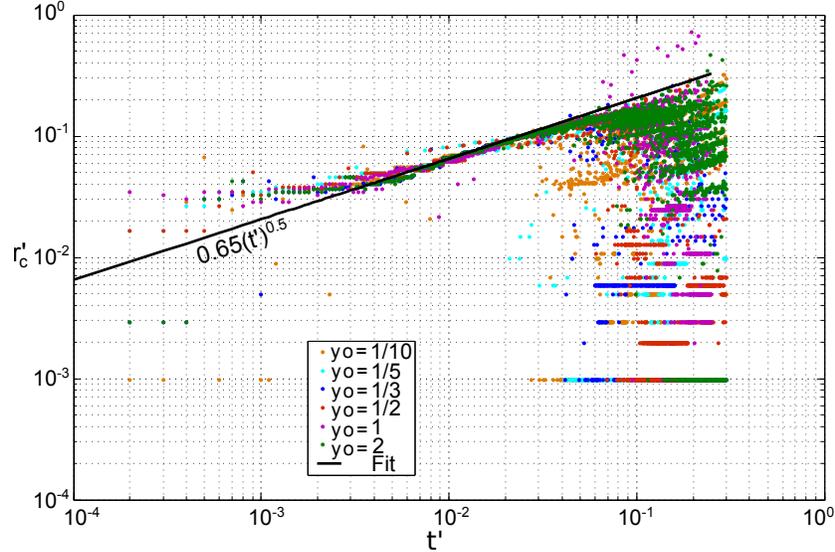


FIGURE 3.16 – Évolution temporelle de la position radiale de la pression maximale  $P'_c$  après impact pour différents ratios  $y_o$ . Note : l'exposant n'a pas été ajusté.

Cette évolution peut être divisée en trois stades. Lorsque  $t' < 2.10^{-3}$  (*i.e.* pour des durées inférieures à  $2.1 \mu\text{s}$ ), l'évolution de  $r'_c$  dépend du ratio  $y_o$ . C'est aussi le cas pour  $t' > 2.10^{-2}$  (*i.e.* pour des durées supérieures à  $20.5 \mu\text{s}$ ) où le début de cette période est caractérisé par une valeur de  $r'_c$  qui est de l'ordre du rayon de la goutte soit 0.15. Entre ces deux stades, toutes les valeurs de  $r'_c$  se superposent (en échelle logarithmique) signifiant que la position du maximum de pression en fonction du temps est indépendante de  $y_o$ . Durant cette période,  $r'_c$  montre une évolution qualitative en racine carrée du temps suivant l'équation :

$$r'_c = 0.65\sqrt{t'}.$$

Cette loi est ainsi complètement indépendante de  $h$ , comme prédit de manière théorique, en plus d'être indépendante des nombres de Reynolds et de Weber lorsque ceux-ci sont élevés (Thoroddsen, 2002; ?). La limitation de cette loi pour les temps courts et longs peut s'expliquer avec deux arguments. Le premier est qu'aux temps courts, la présence d'une fine couche d'air retarde le contact entre la goutte et la lame d'eau. Le deuxième argument vient de la limitation des capacités numériques aux temps longs. En effet, à ces temps, la taille de la maille utilisée dans les simulations commence à influencer la dynamique du phénomène.

Par ailleurs, en considérant les différents ratios  $y_o$  simulés, nous nous intéressons à l'évolution temporelle de la pression maximale  $P'_c$  créée par l'impact de la goutte au sein de la lame d'eau. Pour tous ces ratios, la pression  $P'_c$  varie très peu pour des temps inférieurs à  $2.10^{-2}$  (*i.e.* inférieurs à  $20.5 \mu\text{s}$ ) et est indépendante de  $y_o$  (figure 3.17). Durant cette période,

le contact entre la goutte et la lame d'eau est faible du fait de la présence d'une mince couche de gaz. Aux temps longs, correspondant à  $r'_c > D'/2$ , cette pression décroît rapidement. Pour  $2 \cdot 10^{-2} \leq t' \leq 10^{-1}$ , la décroissance de  $P'_c$  est en puissance du temps et dépend du ratio  $y_o$ . Pour des petits rapports  $y_o$  (typiquement  $y_o < 1/4$ ), cette décroissance est en inverse de la racine carrée du temps (figure 3.17a). Ce comportement a déjà été observé dans la littérature pour des épaisseurs minces de la lame d'eau (?). Lorsque  $y_o$  devient important, à partir de  $1/4$ , un autre régime est observé où la pression maximale décroît comme l'inverse du temps (figure 3.17b) alors que la décroissance en inverse de la racine carrée semble rester valide pour des temps plus longs. Notons aussi que le croisement entre ces deux temps augmente en fonction du ratio  $y_o$ .

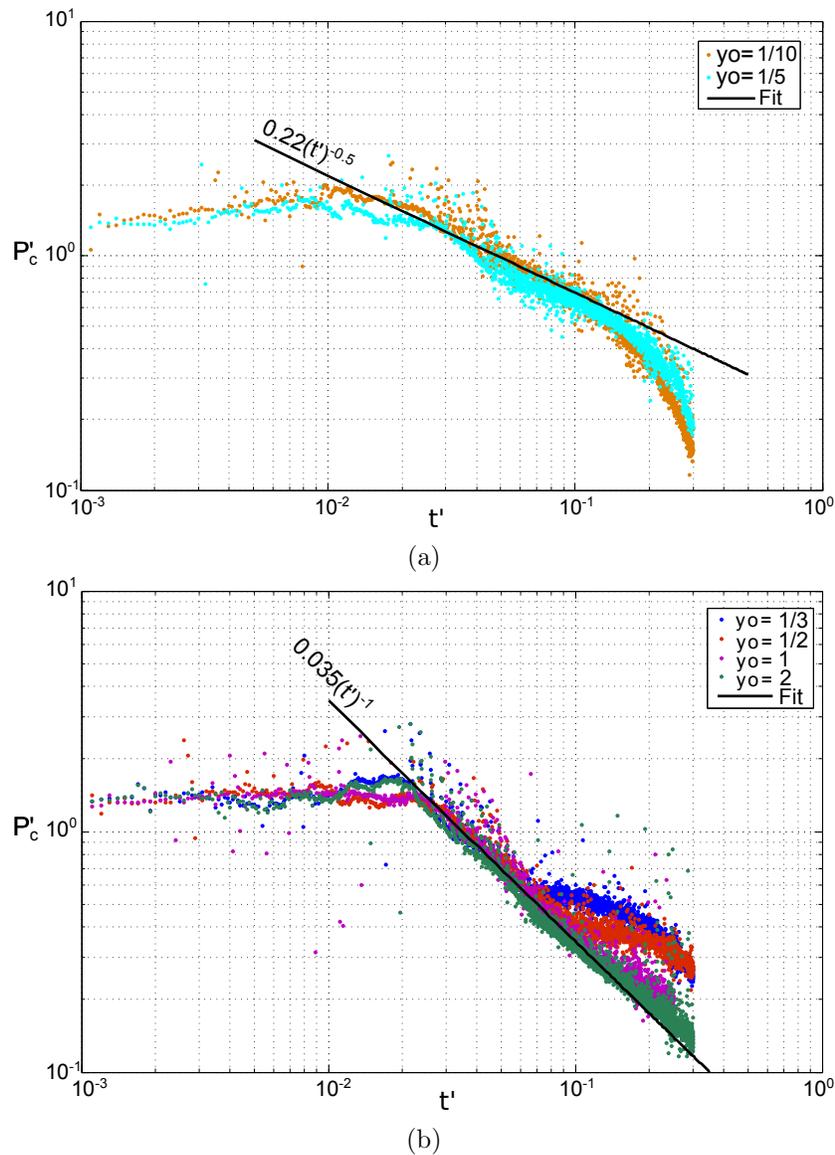


FIGURE 3.17 – Évolution temporelle de la pression maximale  $P'_c$  pour des épaisseurs de lame d'eau (a) minces et (b) épaisses. Note : les exposants n'ont pas été ajustés.

Comme expliqué dans ?, le comportement observé pour les lames d'eau minces peut être justifié par une conservation du moment. En effet, le champ de pression varie uniquement dans la région proche de l'impact, défini par l'échelle caractéristique  $r_c$ . En équilibrant la variation de la quantité de mouvement verticale dans la demi-sphère de rayon  $r_c$  (de volume  $2\pi r_c^3/3$ ) et les forces de pression créées verticalement sur le plan d'impact, on obtient la relation :

$$\frac{d(2\rho_l\pi r_c(t)^3 V_f/3)}{dt} \sim \pi r_c(t)^2 P_c(t), \quad (3.21)$$

d'où

$$P_c(t) \propto \rho_l V_f \frac{dr_c(t)}{dt} \sim \rho_l V_f^2 \sqrt{\frac{D}{V_f t}}. \quad (3.22)$$

Cette loi en inverse de la racine carrée du temps est en bon accord avec l'évolution de  $P_c$  pour les lames d'eau minces.

Lorsque l'épaisseur de la lame d'eau devient importante, la dynamique d'évolution au sein de l'écoulement doit tenir compte de la hauteur  $h$ . En introduisant  $h$  dans l'échelle d'espace verticale, l'équation (3.21) devient :

$$\frac{d(2\rho_l\pi r_c(t)^2 h V_f/3)}{dt} \sim \pi r_c(t)^2 P_c(t), \quad (3.23)$$

ce qui conduit à la loi de décroissance en inverse du temps suivante :

$$P_c(t) \sim \rho_l V_f \frac{h}{r_c(t)} \frac{dr_c(t)}{dt} \sim \rho_l V_f^2 \frac{h}{V_f t}. \quad (3.24)$$

Dans cette configuration et aux temps longs, on retrouve le comportement en racine carrée. Cela peut s'expliquer par le fait que, dans la lame d'eau, le liquide est chassé par l'impact, de sorte que seule une fine couche de liquide recouvre la surface du sol.

### 3.2.3.2 Champ de pression sur le plan d'impact

La pression créée sur le plan d'impact est caractérisée par un maximum toujours localisé au niveau du point d'impact à  $r' = 0$ . On définit alors la longueur caractéristique pour cette pression comme la position radiale de la moitié de la pression maximale sur le plan,  $r'_{P_{1/2}}(t')$ . L'évolution de  $r'_{P_{1/2}}(t')$  en fonction du temps et pour les différents rapport  $y_o$  est illustrée sur la figure 3.18.

Pour des temps courts, la fonction  $r'_{P_{1/2}}(t')$  peut être approximée avec une loi en puissance dont l'exposant dépend du rapport  $y_o$ . Pour les lames d'eau peu épaisses, l'évolution de  $r'_{P_{1/2}}(t')$  est très proche d'une loi en racine carrée, ce qui est consistant avec la loi obtenue pour des lames d'eau minces. Dans ces conditions, la pression créée au sein de l'écoulement est très proche de celle créée à la surface du sol. À mesure que  $h$  croît, l'exposant de  $r'_{P_{1/2}}(t')$  diminue, ce qui signifie que la lame d'eau protège de plus en plus la surface du sol de l'effet de la goutte. Il se produit alors une déconnexion entre le comportement de la pression au sein du liquide et celle à la surface d'impact.

De plus, une structure auto-similaire de la pression peut être identifiée aux temps courts  $t' < 10^{-1}$  (*i.e.* inférieurs à 102.6  $\mu$ s) pour chaque rapport  $y_o$  (figure 3.19). Ce profil est obtenu en normalisant, d'une part, le champ de pression  $P'(r', z' = 0, t')$  à la surface du sol à différents

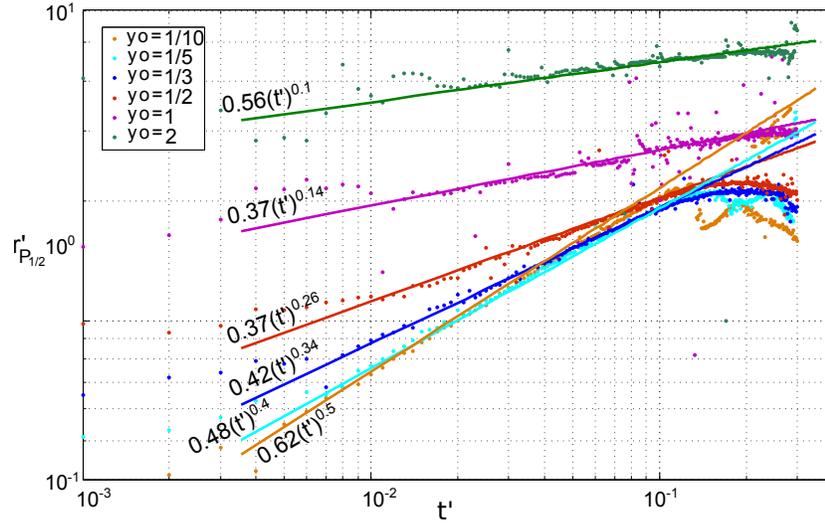


FIGURE 3.18 – Évolution temporelle de la position radiale  $r'_{P_{1/2}}(t')$  de la moitié de la pression maximale à la surface du sol pour différents ratios  $y_o$ .

temps par la pression maximale sur ce plan  $P(r' = 0, z' = 0, t')$  et, d'autre part, la coordonnée radiale  $r'$  par  $r'_{P_{1/2}}(t')$ . Même si la forme des profils auto-similaires est globalement la même, leur largeur dépend fortement du ratio  $y_o$  comme le montre la figure 3.20.

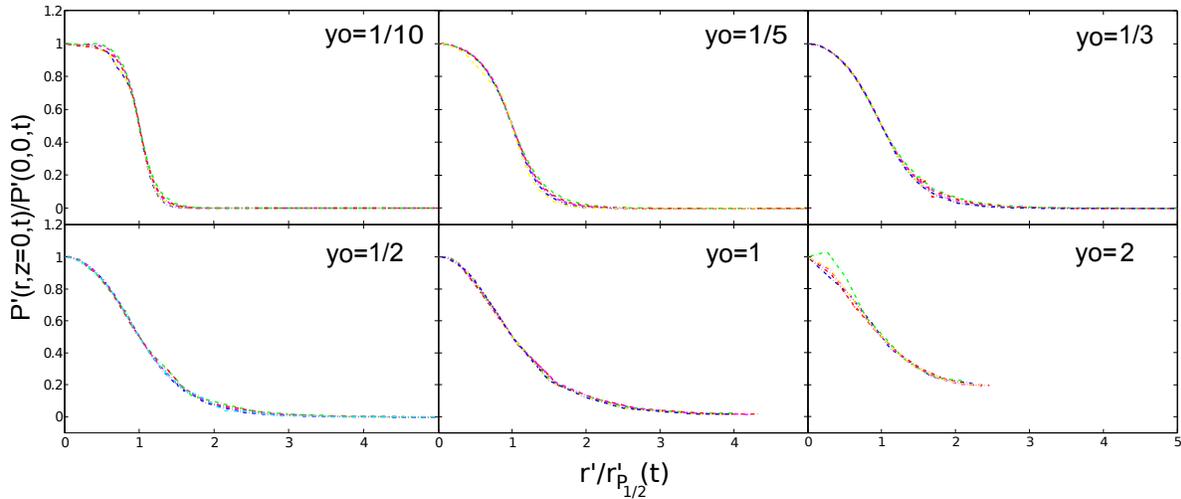


FIGURE 3.19 – Profils auto-similaires de la pression à la surface du sol pour différents ratios  $y_o$  (indiqués sur chaque figure) pour  $t' < 10^{-1}$ .

### 3.2.3.3 Champ de cisaillement sur le plan d'impact

Pour le cas particulier de l'impact d'une goutte sur différentes épaisseurs de lame d'eau  $h$ , la variation du maximum de cisaillement  $\tau_{max}$  sur le plan d'impact est étudié en fonction de  $h$ . L'effet de  $h$  sur  $\tau_{max}$  a déjà été simulé par Hartley et Alonso (1991) et Hartley et Julien (1992) qui ont proposé l'équation (3.15). Les résultats de ces auteurs ont été obtenus pour des

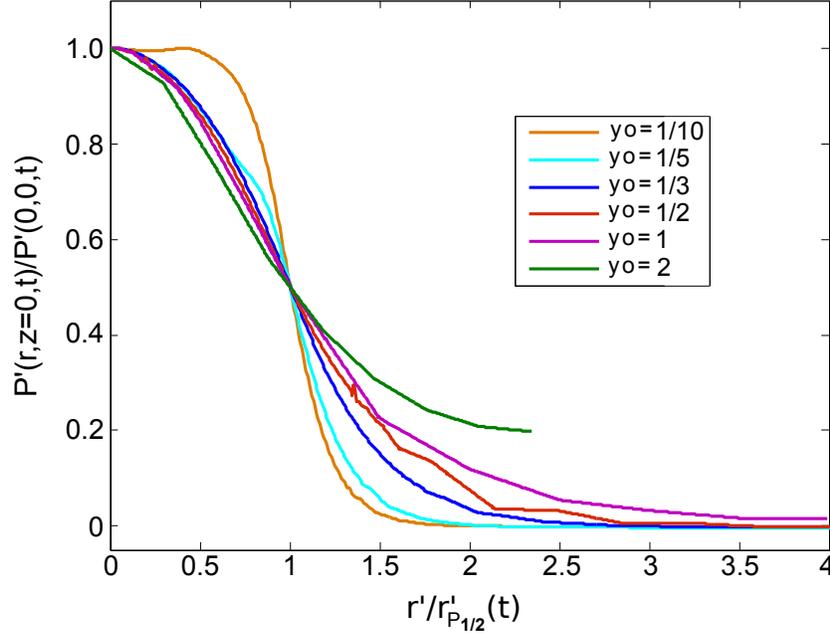


FIGURE 3.20 – Comparaison des profils auto-similaires de la pression à la surface du sol pour différents ratios  $y_o$ .

nombres de Reynolds variant de 50 à 500, très inférieurs à ceux caractéristiques des gouttes de pluie. Dans notre étude, l'évolution de  $\tau_{max}$  en fonction du ratio  $y_o$  est étudiée pour un nombre de Reynolds réaliste de 6500. La figure 3.21 montre l'évolution de  $\tau_{max}$  en fonction de  $(2y_o + 1)$  qui est bien décrite par la relation suivante :

$$\tau_{max} \propto (2y_o + 1)^{-2.6}. \quad (3.25)$$

Dans nos simulations, le maximum de cisaillement est observé autour du temps  $(D/2 + h)/V_f$  qui correspond au temps de pénétration de la moitié de la goutte à travers l'épaisseur de la lame d'eau. Dans la relation (3.25), l'exposant mis en jeu est inférieur à celui de l'équation (3.15) mais reste du même ordre de grandeur. Le préfacteur physique de cette relation, obtenue en faisant seulement varier le paramètre  $y_o$ , contient aussi le terme  $\rho_l V_f^2$  et des fonctions des nombres sans dimension comme le nombre de Reynolds.

L'évolution temporelle de la position radiale  $r'_{\tau_p}$  du maximum de cisaillement  $\tau'_p$  à chaque instant en fonction de  $y_o$  est aussi mise en évidence (figure 3.22). Similairement au comportement à bas Reynolds observé à la section 3.2.1.3 pour des films liquides minces  $y_o < 1$ ,  $r'_{\tau_p}$  évolue comme la racine carrée du temps (figure 3.22a) alors qu'aucune tendance ne peut être identifiée pour des films liquides plus épais  $y_o \geq 1$  (figure 3.22b).

De plus, pour chaque ratio  $y_o$ , on recherche, aux temps courts  $t' < 10^{-1}$  (*i.e.* pour des durées inférieures à 102.6  $\mu$ s), l'existence de structures auto-similaires, comme pour la section 3.2.1.3. La figure 3.23 montre que pour des ratios  $y_o < 1/3$ , la superposition des profils auto-similaires est assez raisonnable tandis que pour  $y_o \geq 1/3$ , ces profils sont difficilement identifiables. En outre, pour les rapports  $y_o < 1/3$ , le cisaillement croît de manière quasi-linéaire lorsque  $r' < r'_{\tau_p}$  et décroît ensuite vers zéro pour  $r' > r'_{\tau_p}$ .

Par la suite, seuls les résultats sur le cisaillement seront utilisés pour établir la loi de détachement causé par l'impact des gouttes de pluie.

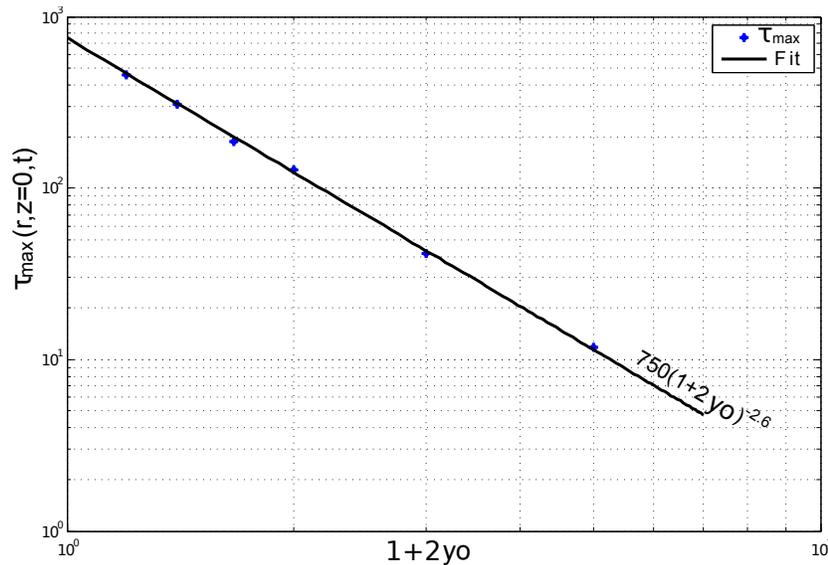


FIGURE 3.21 – Évolution du cisaillement maximum à la surface du sol en fonction de  $(1+2y_o)$ .

### 3.3 Loi de détachement causé par la pluie

Cette section correspond à l'article, en cours de rédaction, *Rainfall erosivity depending on flow depth in interrill erosion : a numerical approach*.

#### 3.3.1 Approches adoptées

L'analyse de probabilités du chapitre 2 prouve une indépendance des cisaillements créés par l'impact des gouttes de pluie sous le postulat d'une pluie Poissonnienne. La masse de sol détaché par la pluie peut donc être considérée comme étant la somme des quantités de matière détachées par chacune de ses gouttes. Dès lors, la formulation de la loi de détachement par la pluie peut être obtenue à partir de la loi de détachement d'une goutte. Celle-ci sera choisie parmi des lois d'érosion à seuil pour tenir compte de la cohésion du sol. Cette loi prendra aussi en compte la densité des gouttes arrivant au sol. Le diagramme 3.24 présente la démarche globale adoptée pour cette étude.

##### 3.3.1.1 Lois d'érosion à seuil

De nombreuses formules existent pour déterminer la quantité de matière détachée par l'impact d'une goutte, par exemple celle de Sharma et Gupta (1989) ou de Gilley *et al.* (1985). Cependant aucune d'entre elles ne repose sur le cisaillement de la goutte. Ce cisaillement étant à l'origine du détachement, nous nous inspirons des lois d'érosion qui utilisent cette grandeur pour prédire la masse de sol détachée par une goutte. Ces lois intègrent un seuil de cisaillement à partir duquel le détachement se produit. Elles sont généralement utilisées dans le cadre d'une érosion concentrée, dont l'agent érosif est l'écoulement. Pour ce type d'érosion, Sanford et Maa (2001) distinguent deux catégories selon le facteur limitant. Lorsque le facteur limitant est la quantité de sédiments disponibles, l'érosion est de type I. Dans ce cas, la durée du cisaillement est plus longue que celle de l'épuisement des sédiments. Ce type d'érosion est

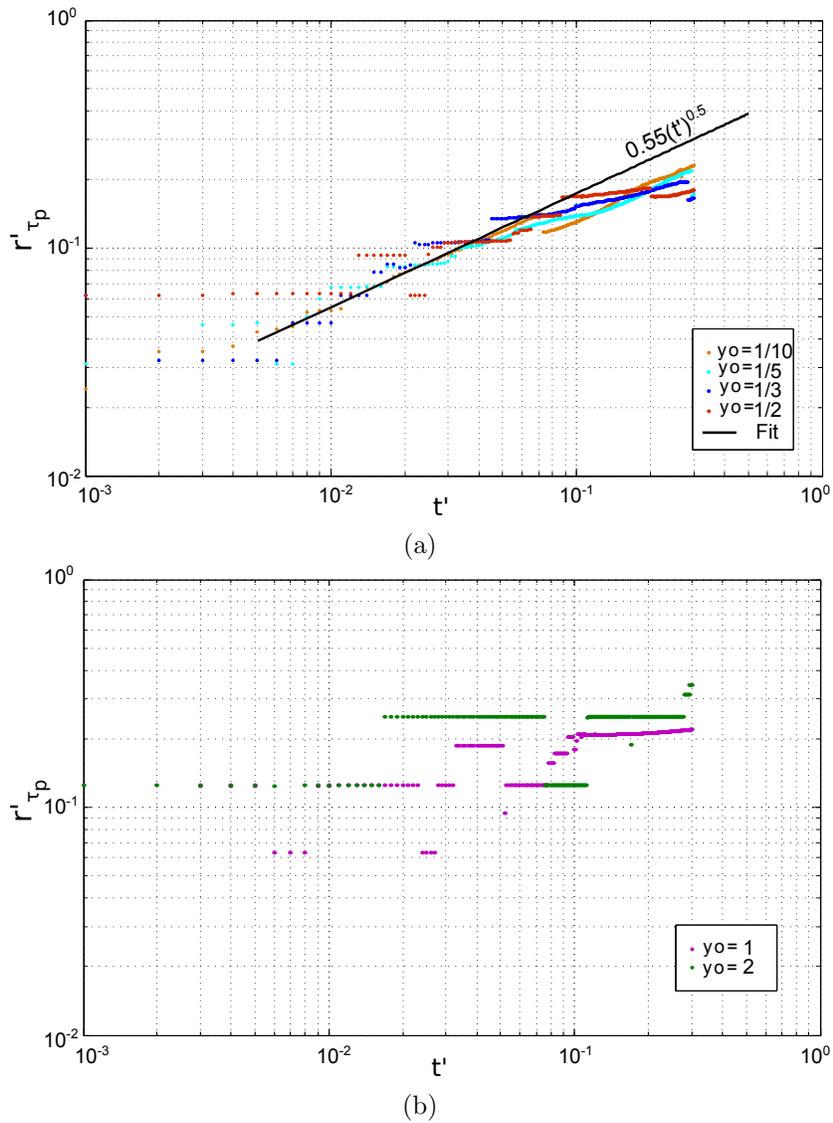


FIGURE 3.22 – Évolution temporelle de la position radiale  $r'_{\tau_p}$  du maximum de cisaillement à la surface du sol pour des épaisseurs de lame d'eau (a) minces et (b) épaisses. Note : L'exposant n'a pas été ajusté.

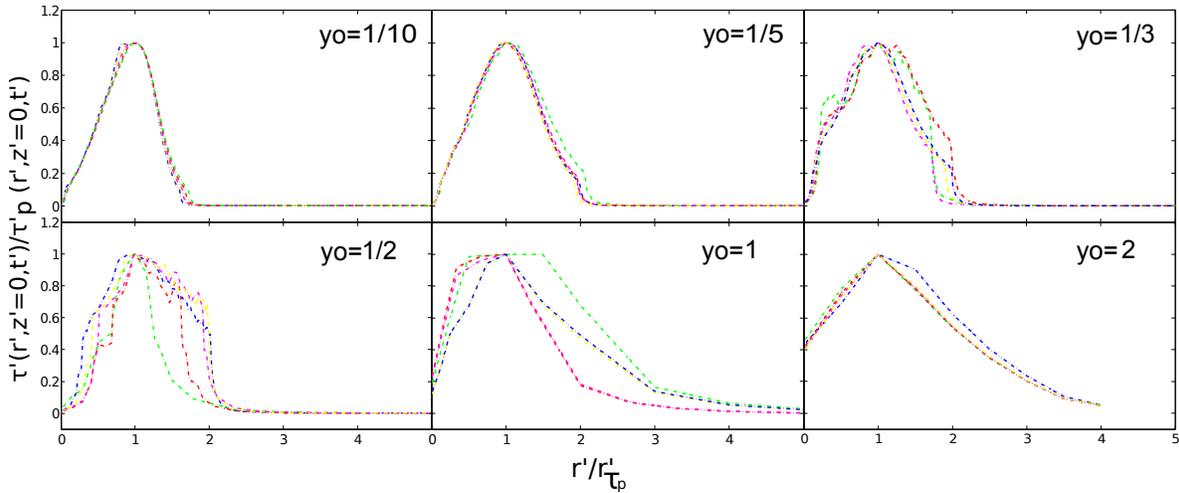


FIGURE 3.23 – Profils auto-similaires du cisaillement à la surface du sol pour différents ratios  $y_0$  (indiqués sur chaque figure) pour  $t' < 10^{-1}$ .

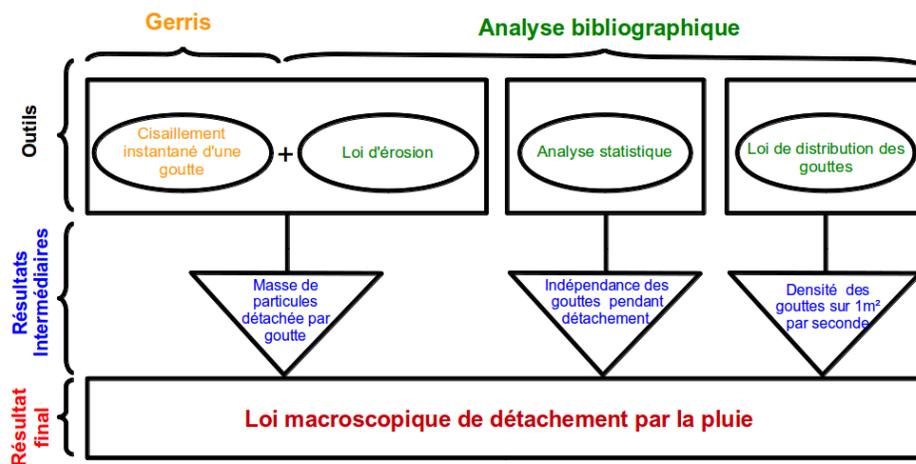


FIGURE 3.24 – Méthodologie générale.

modélisé par une loi exponentielle (Amos *et al.* (1992); Chapalain *et al.* (1994)) de la forme :

$$E = \epsilon_f \exp(\alpha[\tau - \tau_c(z)]^\beta) \quad (3.26)$$

où  $E$  représente le taux d'érosion ( $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ),  $\epsilon_f$  un coefficient d'érosion empirique,  $\tau$  ( $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ ) le cisaillement appliqué sur le fond,  $\tau_c$  le cisaillement critique pour initier l'érosion,  $z$  l'épaisseur de sol érodé,  $\alpha$  et  $\beta$  des constantes. Dans le cas contraire, où l'échelle de temps du cisaillement est courte par rapport à celle de l'épuisement des sédiments, le facteur limitant est le cisaillement. C'est une érosion dite de type II modélisée par une relation linéaire (Lang *et al.* (1989); McLean (1985)) de la forme :

$$E = M_c(\tau - \tau_c) \quad (3.27)$$

avec  $M_c$  ( $\text{s m}^{-1}$ ) une constante empirique et  $\tau_c$  indépendant de  $z$ . Cette formulation est semblable à celle d'Ariathurai-Partheniades où le  $\tau_c$  est mis en facteur (Ariathurai, 1974).

Dans le cas de l'impact d'une goutte, la quantité de sédiments disponibles est considérée comme inépuisable car son temps d'épuisement est beaucoup plus long que la durée du cisaillement appliqué. L'érosion par l'impact d'une goutte est donc comparable à une érosion de type II.

### 3.3.1.2 Détachement par la pluie

La masse de sédiments détachés par une pluie est considérée comme la somme des détachements produits par chacune de ses gouttes. L'action d'une goutte étant modélisée par une érosion de type II, on obtient la masse de sol détachée  $d_s(D, h)$  par une goutte de diamètre  $D$  sur une lame d'eau d'épaisseur  $h$  en sommant en espace et en temps la formule (3.27). La simulation avec le logiciel Gerris donne le cisaillement  $\tau(D, h)$  créé par une goutte de diamètre  $D$ , sur une lame d'eau d'épaisseur  $h$  à chaque instant et en tout point de l'espace dans un système axi-symétrique. Ainsi,  $d_s(D, h)$  est obtenu par l'équation :

$$d_s(D, h) = 2\pi M_c \int_0^{t_{max}(D, h)} \int_0^{R_{max}(D, h)} (\tau(D, h) - \tau_c) r dr dt \quad (3.28)$$

avec  $d_s(D, h)$  en kg,  $\tau(D, h)$  (Pa) le cisaillement créé par la goutte de diamètre  $D$  sur une lame d'eau d'épaisseur  $h$ ,  $\tau_c$  (Pa) le seuil de cisaillement critique initiant l'érosion,  $t_{max}(D, h)$  (s) la durée d'application du cisaillement et  $R_{max}(D, h)$  (m) le rayon d'étalement maximal de celui-ci. Les bornes  $R_{max}(D, h)$  et  $t_{max}(D, h)$  dépendent du diamètre de la goutte et de la hauteur de la lame d'eau.

En outre, le seuil de cisaillement critique  $\tau_c$  est généralement considéré comme étant la valeur du cisaillement macroscopique à partir de laquelle les sédiments se mettent en suspension. Ce seuil est obtenu soit à partir de la courbe de Shields (figure 1.6), soit de manière expérimentale en appliquant, à la base des sédiments, différentes valeurs du cisaillement d'un écoulement. Cependant, tel qu'il est utilisé dans la formulation (3.28), le seuil  $\tau_c$  est différent du seuil macroscopique et représente un seuil de détachement local en chaque point de l'espace, à l'échelle du grain. Sa valeur est proportionnelle à la force nécessaire pour faire bouger un grain de diamètre  $d$ , qui est de l'ordre de son poids :

$$\tau_c d \sim C \rho_p g d^3 \quad \tau_c \sim C \rho_p g d^2 \quad (3.29)$$

avec  $C$  une constante dépendant de la cohésion du sol,  $\rho_p$  la masse volumique du grain et  $\mathbf{g}$  la gravité. En considérant des grains dont la masse volumique est de  $\rho_p = 2700 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\tau_c$  peut atteindre une valeur de 0.25 Pa pour une particule d'environ 3 mm de diamètre. Cette valeur de  $\tau_c$  est en accord avec les valeurs observées pour un seuil macroscopique. En effet, une revue de la littérature faite par Houwing (1999) présente des valeurs du seuil de cisaillement macroscopique mesuré par plusieurs auteurs. Ces valeurs varient de 0.02 à 0.74 Pa.

Le détachement causé par toutes les gouttes d'une même classe de diamètres  $D$  est calculé à l'aide d'une des lois de distribution de taille des gouttes de pluie présentées à la section 2.2.2. Cette loi permet d'estimer la densité de gouttes de pluie  $Na(D)$  (équation (2.7)), atteignant le sol sur  $1 \text{ m}^2$  chaque seconde. On en déduit que la masse totale de sédiments détachés  $D_s(h)$  par la pluie correspondante est :

$$D_s(h) = \int_{D_{min}}^{D_{max}} d_s(D, h) Na(D) dD \quad (3.30)$$

avec  $D_s$  en  $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $D_{min}$  est le diamètre minimal et  $D_{max}$  le plus grand diamètre considéré. Les tailles de goutte simulées dans Gerris varient de  $D_{min} = 0.5 \text{ mm}$  à  $D_{max} = 6 \text{ mm}$  avec un pas de  $dD = 0.5 \text{ mm}$ . Nous faisons l'hypothèse que le cisaillement créé par des gouttes inférieures à 0.5 mm est négligeable et que les gouttes supérieures à 6 mm sont très rares dans une pluie (Low et List (1982), voir aussi les équations (2.2), (2.5), (2.6)). Le détachement  $D_s$  est calculé en se basant sur les résultats de la section 3.2.2. Chaque goutte impacte une hauteur de lame d'eau  $h$  variant de 0.25 à 12 mm (15 valeurs de  $h$  sont simulées, 0.25 mm, 0.5 mm, 0.75 mm, et de 1 à 12 mm avec un pas de 1 mm). Quand  $h$  est supérieur à trois fois le diamètre d'une goutte, le cisaillement créé par celle-ci est considéré comme nul (voir la section 3.2.1). L'équation (3.30) est résolue de manière approchée avec le logiciel Scilab ([www.scilab.org](http://www.scilab.org)) grâce au calcul de cisaillement fourni par Gerris et en utilisant un pas de diamètre  $dD=0.5 \text{ mm}$ . Pour estimer l'erreur d'approximation commise par rapport à la formulation analytique exacte, on calcule au niveau du sol l'erreur relative à la fois sur le nombre de gouttes total et sur la quantité d'eau avec les formules (3.31) et (3.32), respectivement :

$$\left\{ \begin{array}{l} Er_1 = \frac{(I_p - I_r)}{I_r} \\ I_p = \sum_{D_{min}}^{D_{max}} Na(D) dD \quad (\text{approximation}) \\ I_r = \int_{D_{min}}^{D_{max}} Na(D) dD \quad (\text{formule analytique exacte}) \end{array} \right. \quad (3.31)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Er_2 = \frac{(V_p - V_r)}{V_r} \\ V_p = \sum_{D_{min}}^{D_{max}} \frac{\pi}{6} Na(D) D^3 dD \quad (\text{approximation}) \\ V_r = \int_{D_{min}}^{D_{max}} \frac{\pi}{6} Na(D) D^3 dD \quad (\text{formule analytique exacte}) \end{array} \right. \quad (3.32)$$

En utilisant la loi de Marshall-Palmer (équation (2.2)) avec une intensité de  $50 \text{ mm h}^{-1}$  par exemple, on obtient des erreurs relatives de  $Er_1 = 25\%$  et  $Er_2 = 0.07\%$  pour le nombre total

de gouttes et la quantité d'eau, respectivement. Ceci montre qu'on commet une erreur assez importante en surestimant le nombre de gouttes mais on arrive quand même à bien évaluer la quantité d'eau au niveau du sol avec un pas de diamètre de  $dD = 0.5$  mm. Ainsi cela montre que les gouttes en excès calculées avec ce pas sont de petites gouttes, et ne contribuent donc pas de manière significative au détachement total.

### 3.3.1.3 Facteurs érosifs de la pluie

Dans la littérature, il existe différentes formules expérimentales pour prédire la masse de sol détaché par une pluie. Dans ces formules, la capacité de la pluie à causer le détachement a été caractérisée par différents facteurs érosifs comme son intensité  $I$  (Kinnell (1982); Nearing *et al.* (1989)), son énergie cinétique  $E_c$  (Kvaerno et Stolte (2012); Morgan *et al.* (1998); Sharma *et al.* (1993)) et son moment  $M$  (Salles et Poesen (2000)). D'autres auteurs ont aussi utilisé une combinaison de ces grandeurs avec le diamètre  $D$  des gouttes comme  $E_c/D$ ,  $E_c/D^2$ ,  $MD$ . Une synthèse complète de ces facteurs érosifs se trouve dans Salles et Poesen (2000) et aussi dans Salles *et al.* (2000). Aussi, considérant que l'action de la pluie est la somme des effets de l'ensemble de ses gouttes, chacune de diamètre  $D_i$  et de vitesse terminale  $V_{fi}$ , Salles *et al.* (2000) définissent les différents facteurs érosifs de la pluie comme étant la somme des puissances de  $D_i$  et de  $V_{fi}$ . Ils utilisent la formulation suivante :

$$Er_{\gamma,\eta} = C_{\gamma,\eta} \sum_{i=1}^N D_i^\gamma V_{fi}^\eta \quad (3.33)$$

où  $Er_{\gamma,\eta}$  représente le facteur érosif de la pluie,  $\gamma$  et  $\eta$  sont des entiers,  $C_{\gamma,\eta}$  une constante et  $N$  est le nombre total de gouttes sur  $1 \text{ m}^2$  et par seconde, donné par  $N = \int_{D_{min}}^{D_{max}} N_a(D) dD$ . Plus précisément  $Er_{3,0}$  est l'intensité  $I$  de la pluie,  $Er_{3,2}$  son énergie cinétique  $E_c$ ,  $Er_{3,1}$  son moment  $M$  et  $Er_{4,1}$  son moment multiplié par le diamètre, soit  $MD$ . En considérant une surface de  $1 \text{ m}^2$  chaque seconde, la constante  $C_{\gamma,\eta}$  prend respectivement les valeurs de  $C_{3,0} = \frac{\pi}{6}$ ,  $C_{3,2} = \frac{\pi\rho_l}{12}$ , et  $C_{3,1} = C_{4,1} = \frac{\pi\rho_l}{6}$  avec  $\rho_l$  la densité de l'eau. Ces facteurs érosifs sont aussi ceux qui sont les plus rencontrés dans la littérature.

Dans cette étude, nous fixons l'intensité de pluie  $I$ , dont la valeur varie de  $5$  à  $200 \text{ mm h}^{-1}$ , dans la loi de distribution des gouttes de pluie (section 2.2.2). Les autres facteurs érosifs  $E_c$ ,  $M$  et  $MD$  sont calculés avec l'équation (3.33).

### 3.3.1.4 Formulation de la loi de détachement par la pluie

Nous souhaitons maintenant obtenir une formulation du détachement par une pluie en fonction de ses différents facteurs érosifs. La formulation (3.30) donne la somme du détachement causé par l'ensemble des gouttes de pluie pour chaque hauteur de lame d'eau simulée. Cette formulation est mise sous la forme d'une loi en puissance décrite par l'équation :

$$D_s = A E r_{\gamma,\eta}^B \quad (3.34)$$

avec  $Er_{3,0} = I$ ,  $Er_{3,1} = M$ ,  $Er_{3,2} = E_c$  et  $Er_{4,1} = MD$ . Cette loi en puissance donne de meilleurs coefficients de régression qu'une loi linéaire ou exponentielle. Elle a aussi été utilisée par plusieurs auteurs (Nearing *et al.*, 1989; Salles *et al.*, 2000; Smith et Wischmeier, 1957). Dans cette formulation, le coefficient  $A$  intègre les propriétés du sol et est généralement considéré comme étant le coefficient de détachabilité du sol (Gumiere *et al.* (2009); Salles

*et al.* (2000)) : il caractérise la sensibilité du sol au détachement par les gouttes. Cependant, ce coefficient est mal décrit par nos simulations du fait de l'hypothèse de l'impact sur un sol rigide (voir section 3.1.2.1). Quant au coefficient  $B$ , il décrit l'évolution du détachement du sol en fonction du facteur érosif. Il nous intéresse particulièrement parce qu'il est calibré dans la littérature indépendamment des propriétés du sol. Nous étudions ici cet exposant  $B$  en considérant sa dépendance par rapport à la hauteur de lame d'eau  $h$ . Ainsi, pour trouver les coefficients  $A$  et  $B$ , une régression en loi de puissance est réalisée sur les résultats de l'équation (3.30) avec le logiciel R (<https://www.r-project.org>) pour chaque hauteur  $h$ .

### 3.3.2 Résultats et discussion

#### 3.3.2.1 Détachement par la pluie

L'équation (3.34) (où les inconnues sont les coefficients  $A$  et  $B$ ) est résolue en utilisant la loi de Marshall-Palmer (équation (2.2)) et un seuil de détachement nul  $\tau_c = 0$  dans un premier temps. Les résultats obtenus pour chacun des quatre facteurs érosifs proposés et pour une hauteur de lame d'eau de  $h = 10$  mm sont représentés sur la figure 3.25. Ces graphes sont représentatifs des résultats obtenus sur les différentes hauteurs de lame d'eau simulées. La formulation en puissance pour  $D_s$  (équation (3.34)) décrit bien le comportement du détachement et c'est le cas pour tous les facteurs érosifs testés. La qualité de l'ajustement est jugé avec le coefficient de régression  $R^2$  calculé en réalisant une régression linéaire entre l'équation (3.34) (avec les coefficients calculés par le logiciel R) et les valeurs du détachement données par l'équation (3.30). Dans tous les cas nous obtenons un coefficient très élevé  $R^2 = 0.99$ , proche de 1. La masse de sol détachée  $D_s$  est donc bien corrélée à chaque facteur érosif avec une loi en puissance.

#### 3.3.2.2 Paramètres influençant l'exposant $B$

##### Facteurs érosifs et fonctions de distribution de taille des gouttes de pluie

L'évolution de  $B$  en fonction de l'épaisseur de lame d'eau  $h$  est analysée pour les différents facteurs érosifs en considérant un seuil de cisaillement  $\tau_c = 0$ . Trois fonctions de distribution sont testées : la loi de Marshall-Palmer (équation (2.2)), ainsi que les lois Gamma (équation (2.5)) et Lognormal (équation (2.6)) présentées à la section 2.2.2. Quels que soient le facteur érosif et la loi de distribution, une régression exponentielle de la forme  $B(h) = \alpha_1 \exp(\alpha_2 h)$  décrit bien la dépendance de  $B$  par rapport à  $h$  (tableau 3.1). En effet cette formulation donne un meilleur coefficient de régression qu'une formule linéaire ou en puissance et on notera qu'une équation exponentielle a déjà été utilisée par Torri *et al.* (1987).

TABLE 3.1 – Régression exponentielle pour l'exposant  $B$  en fonction de la hauteur de la lame d'eau  $h$  pour trois fonctions de distribution et les différents facteurs érosifs ( $\tau_c = 0$  Pa).

	Marshall-Palmer ( $R^2 = 0.95$ )	Gamma ( $R^2 = 0.95$ )	Lognormal ( $R^2 = 0.91$ )
$I$	$0.80 \exp(0.052h)$	$0.88 \exp(0.068h)$	$0.78 \exp(0.059h)$
$E_c$	$0.76 \exp(0.054h)$	$0.78 \exp(0.068h)$	$0.72 \exp(0.061h)$
$M$	$0.81 \exp(0.053h)$	$0.82 \exp(0.068h)$	$0.76 \exp(0.061h)$
$MD$	$0.71 \exp(0.054h)$	$0.75 \exp(0.068h)$	$0.66 \exp(0.061h)$

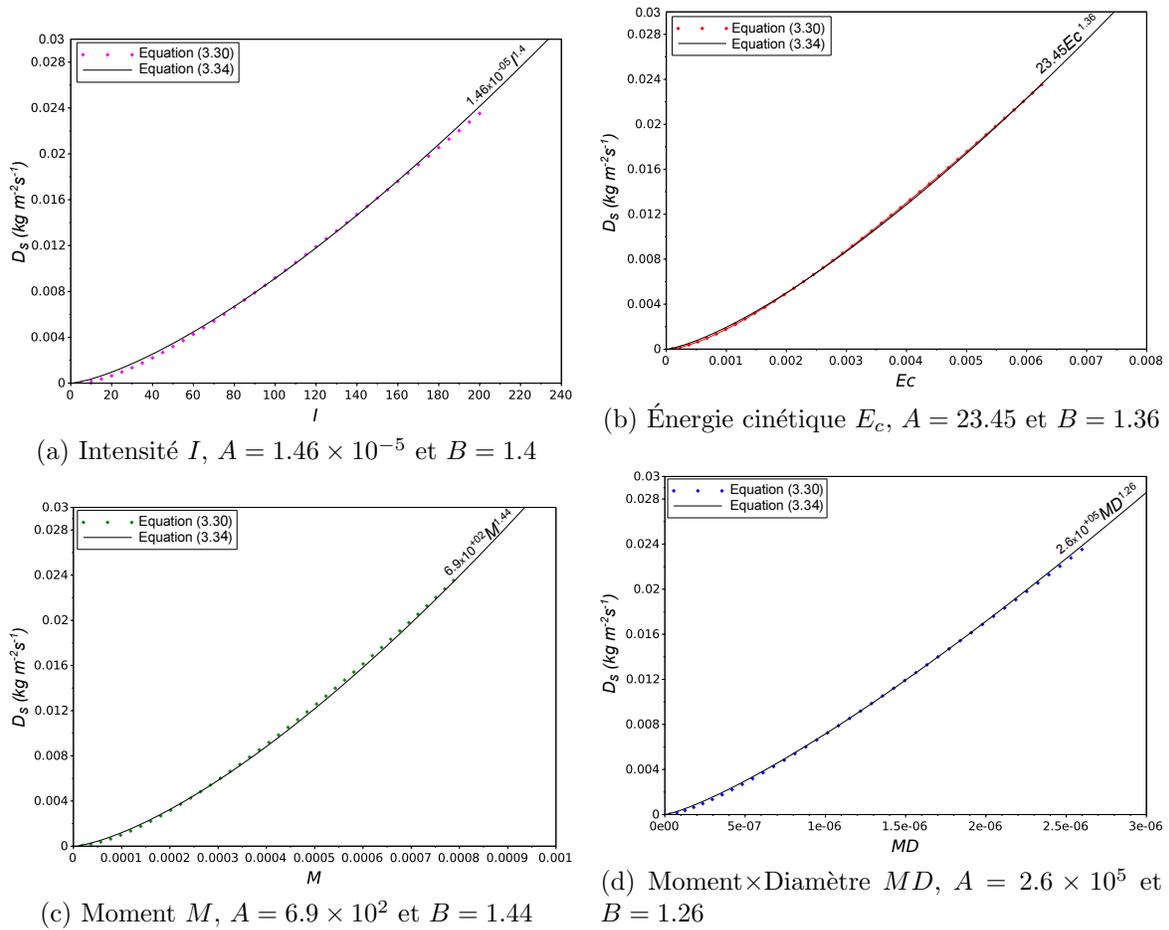


FIGURE 3.25 – Évolution du détachement  $D_s$  en fonction de (a) l'intensité de pluie  $I$ , (b) de l'énergie cinétique  $E_c$ , (c) du moment  $M$  et (d) du moment fois le diamètre  $MD$  pour  $h = 10$  mm,  $\tau_c = 0$  et la loi de Marshall-Palmer. Pour chaque facteur érosif, les coefficients  $A$  et  $B$  sont indiqués et le coefficient de régression est de  $R^2 = 0.99$ .

De manière générale, en utilisant la loi de Marshall-Palmer, l'exposant  $B$  évolue de manière similaire pour tous les facteurs érosifs (figure 3.26). Les lois Gamma et Lognormal montrent aussi le même comportement en fonction des facteurs érosifs (tableau 3.1). Pour tous ces facteurs et pour une loi donnée, les coefficients  $\alpha_1$ , devant l'exponentielle, ont des valeurs très proches et celles du facteur érosif  $MD$  sont toujours les plus petites. Quant aux coefficients  $\alpha_2$ , à l'intérieur de l'exponentielle, ils sont quasiment identiques pour une même loi. L'exposant  $B$  est donc très peu sensible au facteur érosif.

En comparant les lois de distribution, la loi Gamma se distingue par des paramètres  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  plus élevés que ceux de Marshall-Palmer et Lognormal, qui sont eux très similaires. Pour l'intensité  $I$  par exemple, la différence relative de l'exposant  $B$  entre la loi Gamma et celle de Marshall-Palmer est de 10 % pour  $h=0.25$  mm à 30 % pour  $h=12$  mm (figure 3.27).

Ces résultats numériques confirment ceux de Parsons et Gadian (2000) qui ont montré que la quantité de sol détaché par la pluie peut dépendre de la loi de distribution utilisée. Cependant, contrairement à la loi de Marshall-Palmer, les lois Gamma et Lognormal dépendent de plusieurs paramètres et les résultats présentés dans cette étude ne sont valables que pour les paramètres testés.

En pratique, pour déterminer expérimentalement la dépendance de  $B$  par rapport à  $h$ , le choix du facteur érosif aura très peu d'influence sur les résultats. En effet, si les facteurs érosifs sont bien décrit par l'équation (3.33), les erreurs expérimentales atténueront les différences entre ces paramètres érosifs. L'étude de  $B$  pourrait donc se faire avec n'importe quel facteur érosif.

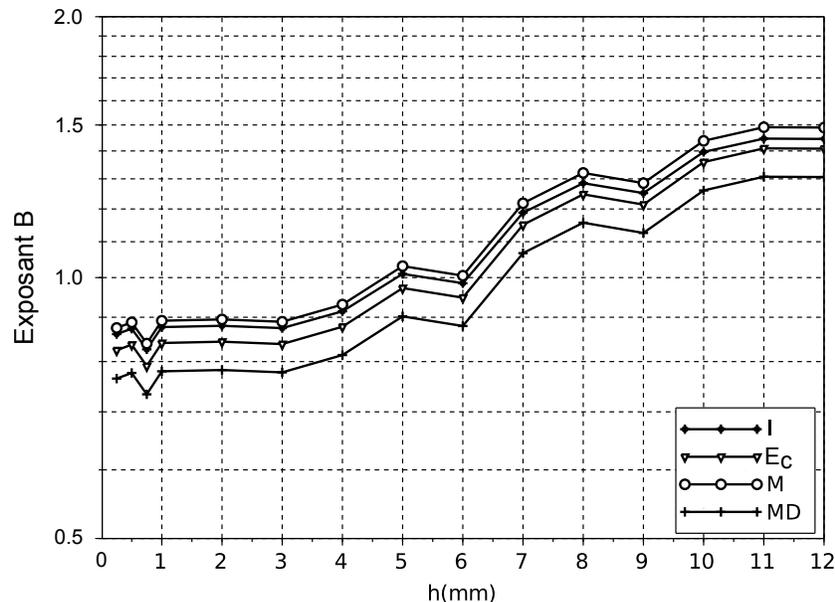


FIGURE 3.26 – Évolution de l'exposant  $B$  en fonction de la hauteur de la lame d'eau  $h$  pour les différents facteurs érosifs (intensité  $I$ , énergie cinétique  $E_c$ , moment  $M$  et moment fois le diamètre  $MD$ ). Distribution de Marshall-Palmer et  $\tau_c = 0$ . L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique.

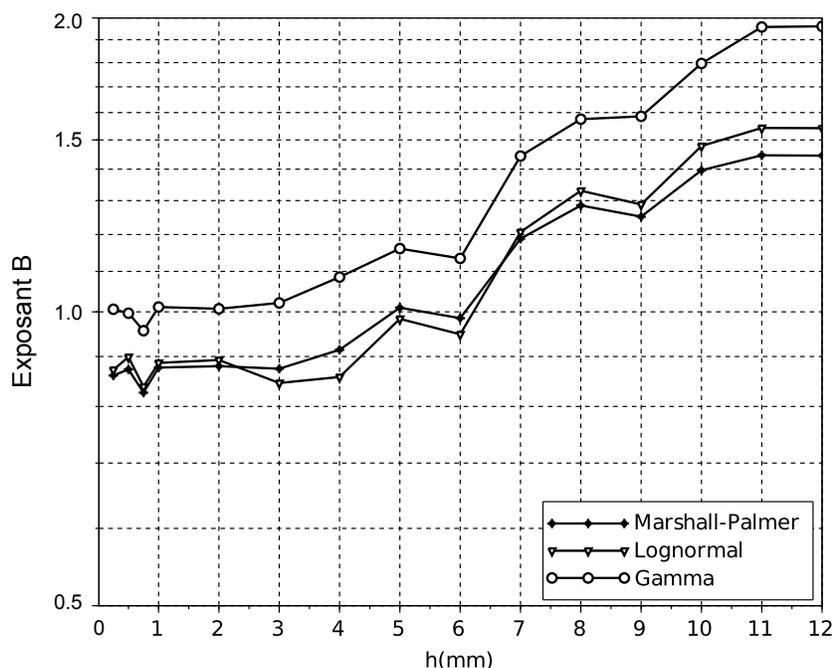


FIGURE 3.27 – Évolution de l'exposant  $B$  en fonction de la hauteur de la lame d'eau  $h$  pour le cas de l'intensité  $I$  et pour les lois de Marshall-Palmer, Gamma et Lognormal avec  $\tau_c = 0$ . L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique.

### Influence du seuil de cisaillement

Dans les résultats précédents, le seuil de cisaillement utilisé est  $\tau_c = 0$ , ce qui signifie que l'impact de chaque goutte à la surface du sol produit du détachement. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus en utilisant d'autres valeurs de  $\tau_c$  notamment  $\tau_c = 0.25$ , 1 et 5. Précisons cependant que la valeur  $\tau_c = 5$  est très élevée et ne fait pas partie des valeurs expérimentales données par Houwing (1999). Elle nous permet néanmoins de démontrer un éventuel effet du seuil de cisaillement.

À titre d'illustration, le tableau 3.2 montre les résultats obtenus pour la loi de Marshall-Palmer. Comme précédemment, une fonction exponentielle décrit bien la dépendance de  $B$  par rapport à  $h$  avec un coefficient de régression  $R^2$  au moins égal à 0.9. Pour un facteur érosif donné, les coefficients  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont très similaires. Seuls les coefficients pour  $\tau_c = 5$  sont légèrement plus élevés donnant une valeur de  $B$  plus importante pour des grandes hauteurs de la lame d'eau  $h$ . Dans tous les cas les différences observées entre les résultats pour différents  $\tau_c$  sont très minimes (figure 3.28). L'exposant  $B$  diffère très peu entre un seuil de détachement très élevé ( $\tau_c = 5$ ) et un seuil très faible ( $\tau_c = 0$ ). Le paramètre  $B$  est donc insensible au seuil de cisaillement et cela quels que soient le facteur érosif et la fonction de distribution considérés.

Par conséquent, pour un sol composé de plusieurs tailles de grains ayant des seuils de détachement différents, l'exposant  $B$  de la loi de détachement est le même pour tous les grains. Cela montre que cet exposant ne dépend pas de la granulométrie du sol ou de sa nature. Beuselinck *et al.* (1999) a d'ailleurs montré expérimentalement que le seuil de cisaillement macroscopique est aussi indépendant de la taille du grain (pour des grains inférieurs à 275  $\mu\text{m}$  de diamètre). Ces résultats démontrent la possibilité de calibrer le paramètre  $B$

TABLE 3.2 – Régression exponentielle pour l'exposant  $B$  en fonction de la hauteur de la lame d'eau  $h$  pour quatre valeurs du seuil de cisaillement et les différents facteurs érosifs. La loi de Marshall-Palmer est utilisée.

	$\tau_c = 0$ Pa ( $R^2 = 0.95$ )	$\tau_c = 0.25$ Pa ( $R^2 = 0.94$ )	$\tau_c = 1$ Pa ( $R^2 = 0.93$ )	$\tau_c = 5$ Pa ( $R^2 = 0.90$ )
$I$	$0.80 \exp(0.052h)$	$0.80 \exp(0.053h)$	$0.79 \exp(0.053h)$	$0.79 \exp(0.059h)$
$E_k$	$0.76 \exp(0.054h)$	$0.75 \exp(0.055h)$	$0.76 \exp(0.055h)$	$0.75 \exp(0.061h)$
$M$	$0.81 \exp(0.053h)$	$0.80 \exp(0.055h)$	$0.80 \exp(0.055h)$	$0.80 \exp(0.061h)$
$MD$	$0.71 \exp(0.054h)$	$0.70 \exp(0.055h)$	$0.70 \exp(0.055h)$	$0.70 \exp(0.061h)$

indépendamment du sol. Notons aussi que, comme précédemment, le coefficient  $\alpha_1$  du facteur  $MD$  est un peu plus petit que ceux des autres facteurs érosifs, mais reste du même ordre de grandeur. Quel que soit le seuil de cisaillement considéré, l'influence du facteur érosif reste assez limité.

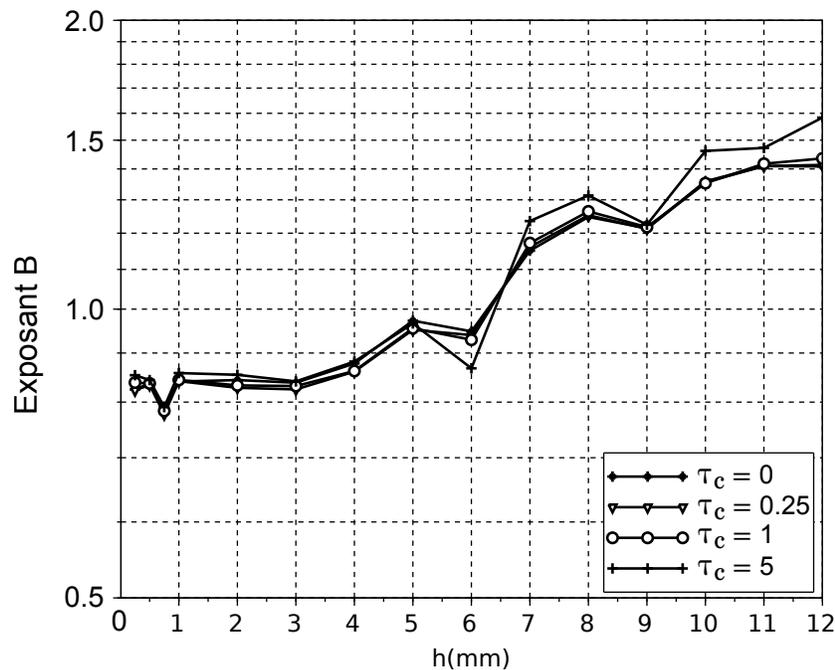


FIGURE 3.28 – Évolution de l'exposant  $B$  en fonction de la hauteur de la lame d'eau  $h$  pour le cas de l'énergie cinétique  $E_c$  et pour  $\tau_c=0, 0.25, 1$  et  $5$  Pa avec la loi de Marshall-Palmer. L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique.

### 3.3.2.3 Exposant $B$ : comparaison des valeurs numériques et expérimentales

De manière générale, les résultats numériques présentés ici (tableaux 3.1, 3.2 et pour  $h$  entre 0.25 et 12 mm) montrent que pour le cas où le facteur érosif est l'intensité de pluie,  $B$  varie de 0.81 à 1.96, et de 0.78 à 1.7 pour l'énergie cinétique. Quand on considère le moment,  $B$  prend une valeur comprise entre 0.82 et 1.8 alors que pour, le moment fois le diamètre, cette valeur est plus basse et comprise entre 0.7 à 1.7. Ces valeurs du coefficient  $B$  ne sont pas si

différentes de celles rencontrées dans la littérature, obtenues expérimentalement, comme le montre la figure 3.29. En effet, l'exposant utilisé pour l'énergie cinétique varie entre 0.8 et 1.8 (Salles et Poesen, 2000). Pour l'intensité et le moment sa valeur est généralement prise entre 1 et 2 (Nearing *et al.*, 1989; Salles et Poesen, 2000; Salles *et al.*, 2000). Pour le moment multiplié par le diamètre, nous n'avons pas pu identifier de valeurs dans la littérature.

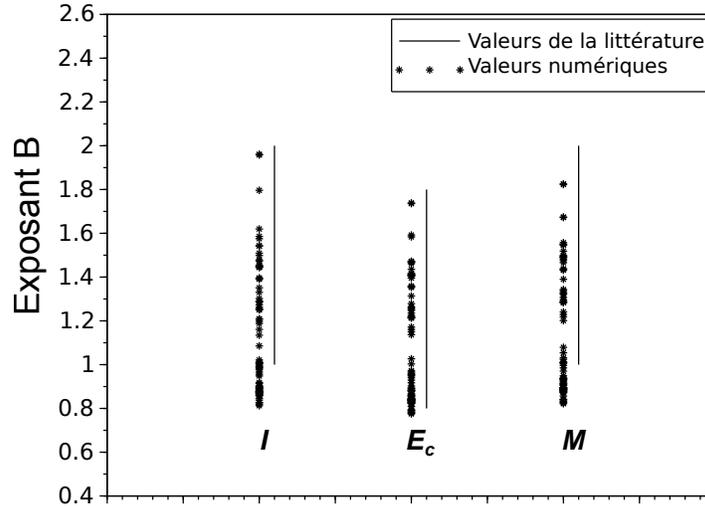


FIGURE 3.29 – Comparaison des valeurs du coefficient  $B$  obtenues avec la formule (3.34) et celles rencontrées dans la littérature pour l'intensité  $I$ , l'énergie cinétique  $E_c$  et le moment  $M$  (Nearing *et al.*, 1989; Salles et Poesen, 2000; Salles *et al.*, 2000).

Toutefois, les résultats de nos simulations numériques prédisent des valeurs en dessous de celles de la bibliographie, particulièrement pour l'intensité et le moment. De plus, pour tous ces facteurs érosifs, peu de valeurs se trouvent dans la gamme supérieure des valeurs de la littérature. Ce désaccord peut s'expliquer par l'hypothèse de l'impact des gouttes de pluie sur une surface rigide utilisée dans les simulations. Il peut aussi être relié à la manière dont les mesures expérimentales sont réalisées. En effet, ces expériences sont majoritairement menées dans le cadre de l'érosion par splash où la quantité de sédiments recueillis ne représente qu'une proportion de la quantité totale de sédiments détachés.

### 3.3.2.4 Cas où $B = 1$ comme dans LISEM et EUROSEM

Pour estimer la quantité de sol détachée par la pluie, il existe des logiciels de prédiction d'érosion comme LISEM (Limburg soil erosion model, De Roo *et al.* (1996)) et EUROSEM (European soil erosion model, Gumiere *et al.* (2009); Morgan *et al.* (1998)) qui utilisent la formulation suivante :

$$D_1 = KG(h)E_c \quad (3.35)$$

avec  $K$  le paramètre d'érodibilité du sol (Morgan *et al.*, 1998) et  $G(h)$  une fonction qui décrit l'effet de la hauteur de la lame d'eau  $h$ . La fonction  $G(h)$  est donnée par  $G_{LISEM}(h) = \exp(-1.48h)$  pour LISEM (De Roo *et al.*, 1996) et par  $G_{EUROSEM}(h) = \exp(-2h)$  pour EUROSEM (Gumiere *et al.*, 2009; Morgan *et al.*, 1998).

Dans le but de comparer ces formulations avec les résultats obtenus avec le logiciel Gerris,

on se propose d'identifier une nouvelle forme pour la loi (3.30) avec :

$$D_s = KG(h)Er_{\gamma,\eta} \quad (3.36)$$

L'effet de la hauteur de lame d'eau est ici contenu dans  $A = KG(h)$  en imposant  $B = 1$  dans la formulation (3.34). L'influence des lois de distribution et des facteurs érosifs est analysée en considérant un seuil de cisaillement nul,  $\tau_c=0$  (figure 3.30). Toutes les lois de distribution testées montrent un comportement globalement similaire pour  $G(h)$  pour  $h$  entre 0.25 et 12 mm. L'évolution de la fonction  $G(h)$  se caractérise par l'existence d'un maximum au niveau de la hauteur  $h = 4$  mm. De plus, on peut observer deux régimes d'évolution pour  $G(h)$ . Le premier, pour  $0.25 \text{ mm} < h < 4 \text{ mm}$  où  $G(h)$ , et donc la quantité de sol détaché par la pluie, croît linéairement en fonction de  $h$ . Cette phase s'explique par deux raisons. D'une part, pour des  $h$  très faibles, il y a la contribution à la fois des petites et grosses gouttes. Le cisaillement créé par les grandes gouttes a une amplitude qui est certes très importante mais sa durée est aussi très courte et son étendue assez limitée. D'autre part, à mesure que  $h$  croît, le cisaillement des grandes gouttes s'étend sur une surface plus importante et dure plus longtemps. Par conséquent, le détachement de ces gouttes pour des lames d'eau épaisses (proches de 4 mm) peut être supérieur à celui des  $h$  minces (proches de 0.25 mm). Après la valeur limite de  $h = 4$  mm,  $G(h)$  entame une décroissance qui induit aussi une décroissance du détachement. En effet, à partir de 5 mm de hauteur, la lame d'eau protège le sol de l'effet des petites gouttes et l'efficacité des grandes gouttes diminue à mesure que  $h$  augmente parce qu'elles deviennent très peu nombreuses, même si elles créent un détachement important.

Ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales de Moss et Green (1983) et de Kinnell (1991). Ces auteurs décrivent un maximum du taux de sédiments recueillis à la sortie aux environs de 2-3 diamètres de goutte lors d'expériences sur l'érosion diffuse. En effet, en considérant la loi de Marshall-Palmer, la majorité des gouttes de pluie données par cette loi ont un diamètre inférieur à 2 mm. Parmi ces gouttes, les plus petites ne participent pas au détachement parce qu'elles créent un cisaillement très faible au sol. Ainsi, les gouttes qui sont considérées comme efficaces pour le détachement ont une taille d'environ 1 à 2 mm. La hauteur  $h = 4$  mm correspond donc bien à 2-3 diamètres de goutte.

Concernant les paramètres érosifs, l'évolution de  $G(h)$  n'est pas la même selon le facteur érosif. Ainsi, pour l'intensité  $I$ , les courbes sont superposées pour  $h < 4$  mm et les lois Gamma et Lognormal ont respectivement les plus petites et grandes valeurs de  $G(h)$ . Pour les autres facteurs ( $E_c$ ,  $M$  et  $MD$ ), la loi Gamma prédit les valeurs les plus importantes et la loi Lognormal donne les valeurs les plus faibles jusqu'à  $h \approx 6$  mm. Au-delà de cette valeur de  $h$ , la position des courbes est inversée.

Par ailleurs, le coefficient utilisé dans la fonction  $G(h)$  par LISEM et EUROSEM est négatif et suggère une décroissance continue du détachement dès qu'une épaisseur de lame d'eau recouvre la surface du sol. Ces fonctions ne prédisent donc pas la phase de croissance observée expérimentalement (Kinnell (1991); Moss et Green (1983), voir remarque 3.2) et numériquement (dans cette étude). Pour tenir compte de cette approximation, une régression exponentielle est appliquée sur la partie décroissante de  $G(h)$  pour le cas spécifique de l'énergie cinétique  $E_c$  avec la loi de Marshall-Palmer et  $\tau_c=0$ . Nous obtenons une fonction  $G(h) = \exp(-0.25h)$  avec  $R^2=0.95$ . Cette fonction a un coefficient (0.25) très inférieur à celui de LISEM (1.48) et EUROSEM (2). Cette différence s'explique par le fait que les fonctions  $G(h)$  utilisées par ces modèles ont été obtenues avec des expériences de splash, où seule la quantité de sédiments splashés par les gouttes est mesurée (De Roo *et al.*, 1996; Torri *et al.*, 1987). En

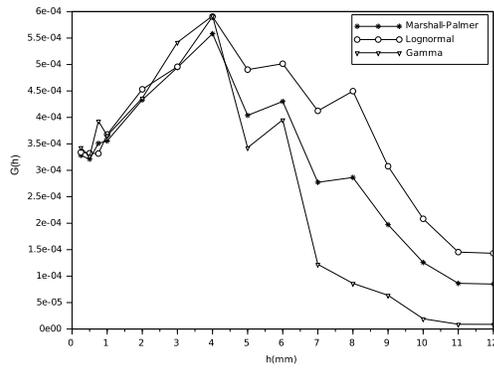
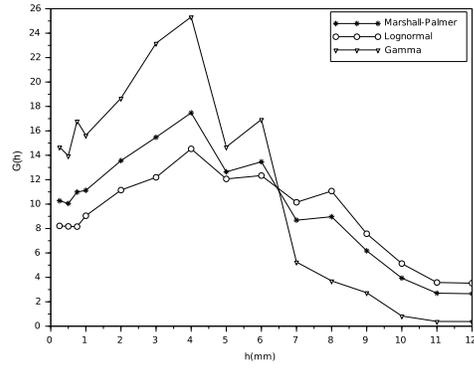
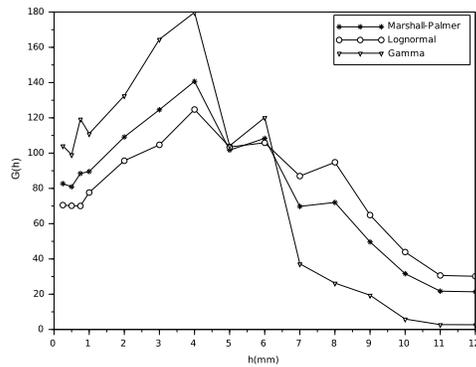
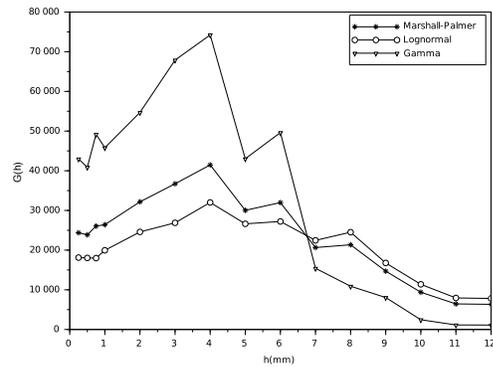
(a) Intensité  $I$ (b) Énergie cinétique  $E_C$ (c) Moment  $M$ (d) Moment  $\times$  Diamètre  $MD$ 

FIGURE 3.30 – Evolution du coefficient  $G(h)$  en fonction de la hauteur de la lame d'eau  $h$  pour les différents facteurs érosifs et les trois lois de distribution avec  $\tau_c = 0$  Pa et  $B = 1$ .

effet, cette quantité de matière ne représente qu'une proportion de la masse totale détachée par le cisaillement des gouttes. Cette proportion est d'autant moins importante que la hauteur de la lame d'eau augmente (Dunne *et al.*, 2010; Ghadiri et Payne, 1988; Schultz *et al.*, 1985).

**Remarque 3.2.** *De manière similaire, dans les expériences d'érosion diffuse, on retrouve aussi deux régimes d'évolution pour le taux de sédiments transportés à l'exutoire par l'écoulement à l'aide des gouttes de pluie (ce mode de transport est appelé "rain-flow transportation", voir Kinnell (1991); Moss et Green (1983)). Le premier régime s'explique par la dominance du transport par splash quand  $h$  est en dessous de 2 mm (Moss et Green, 1983). À mesure que  $h$  croît, le "rain-flow transportation" prend le dessus et le taux de sédiments atteint sa valeur maximale autour de  $h = 2 - 3$  diamètres de goutte. En effet, l'impact des gouttes crée des perturbations dans l'écoulement par la formation de différentes structures (cavités, jets) au sein de la lame d'eau (Cossali et al., 1997; Ferreira et al., 1985; Ghadiri, 2004). L'aptitude de ces perturbations à mettre les particules de sol en mouvement atteint son maximum aux environs de  $h = 2 - 3$  diamètres de goutte (Moss et Green, 1983). Cette gamme de hauteur permet d'obtenir des perturbations assez développées avec une force suffisante permettant d'atteindre les sédiments. Quand la hauteur de la lame d'eau augmente ( $h > 3D$ ), le taux de sédiments recueillis diminue parce que l'effet érosif des gouttes est atténué par la lame d'eau (Hartley et Julien, 1992; Mutchler et Young, 1975; Wang et Harry G. Wenzel, 1970).*

### 3.4 Conclusion

L'utilisation d'une méthode numérique basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes par le logiciel Gerris nous a permis de décrire l'impact des gouttes de pluie sur des lames d'eau de différentes épaisseurs. Le mécanisme d'impact de ces gouttes, à nombres de Reynolds élevés, est caractérisé par une convergence numérique du cisaillement difficile. Cependant les quantités comme la pression et la position radiale du maximum de cisaillement sont très bien décrites pour toutes les tailles de gouttes de pluie considérées. Le cisaillement créé sur le plan d'impact est aussi bien décrit pour des tailles de gouttes inférieures à 1 mm. Pour des tailles de gouttes plus élevées, il devient de plus en plus difficile de capturer le pic du maximum de cisaillement. Par contre, le comportement de cette quantité aux temps longs est bien décrit et sa distribution spatio-temporelle est semblable à celle observée à bas Reynolds. Les résultats à haut Reynolds sont donc globalement fiables.

Ces résultats nous ont permis d'établir une formulation générale (équation (3.34)) pour décrire la quantité de matière détachée par la pluie en fonction de différents facteurs érosifs. Cette loi est en puissance du facteur érosif et contient deux principaux coefficients :  $A$  qui inclut les propriétés du sol et l'exposant  $B$ . Du fait de l'hypothèse de l'impact des gouttes sur une surface rigide, le paramètre  $A$  est mal décrit mais nous permet de mieux comprendre l'effet de la lame d'eau lorsqu'une formulation linéaire de la loi est considérée.

L'accent a été particulièrement mis sur l'exposant  $B$ , bien décrit par nos simulations car indépendant de la nature du sol. Celui-ci est fortement relié à la hauteur de la lame d'eau avec une loi exponentielle. Cette loi dépend plus ou moins du facteur érosif mais est très sensible à la loi de distribution des gouttes de pluie utilisée. La valeur de  $B$  doit donc être adaptée au type de pluie. De plus,  $B$  s'est révélé insensible au seuil d'érosion donc à la nature du sol étudié. Cela confirme l'indépendance de  $B$  par rapport au sol et suggère qu'il est adéquat de séparer l'érodibilité du sol et l'érosivité de la pluie. Une comparaison avec les valeurs trouvées dans la littérature montre que les résultats des simulations sont en assez bon accord

avec celles-ci. Enfin, les simulations permettent de retrouver un maximum de détachement pour une épaisseur de lame d'eau intermédiaire ( $h=4$  mm) également mis en évidence dans la littérature.

# Interaction gouttes-transport de sédiments : étude expérimentale

## 4.1 Introduction

### 4.1.1 État de l'art

Le processus de transport des particules de sol par les gouttes de pluie a été abordé dans de nombreuses études expérimentales dans le cadre du splash. Ces études ont permis d'estimer la distance de transport des particules dans l'air de quelques centimètres à quelques décimètres, de décrire la répartition spatiale et la granulométrie des particules transportées (Ghadiri et Payne, 1988; Leguédou *et al.*, 2005). D'autres approches expérimentales ont porté sur la sédimentation des particules dans une lame d'eau en écoulement (Bagchi et Balachandar, 2003; Brown et Lawler, 2003; Brucato *et al.*, 1998; Cheng, 1997; Dietrich, 1982) et ont abouti à l'établissement de diverses équations de sédimentation en régimes laminaire et turbulent.

Dans le cadre de l'érosion diffuse, les études expérimentales se sont concentrées sur l'influence de certains paramètres comme la vitesse d'écoulement de la lame d'eau, l'intensité de la pluie, la taille des gouttes de pluie ou encore l'épaisseur de la lame d'eau (Kinnell, 1991; Moss, 1988; Moss et Green, 1983; Proffitt *et al.*, 1991). Ces expériences ont permis de caractériser le taux de sédiments transportés en fonction de ces paramètres. Par exemple, le maximum du taux de sédiments transportés par l'érosion diffuse a été observé autour de 2 à 3 diamètres de goutte (Moss et Green, 1983). De plus, on observe une augmentation linéaire du taux de transport des sédiments en fonction de la vitesse d'écoulement et de l'intensité de pluie (Beuselinck *et al.*, 2002; Kinnell, 1990, 1991).

Par ailleurs, les expériences de Moss *et al.* (1979) et de Walker *et al.* (1978) ont porté sur les modes de transport (suspension, saltation et roulement) des particules de sable en fonction de leur taille en présence de pluie. Ces études montrent entre autres que la pluie facilite le transport des particules se déplaçant en suspension. Aussi, Parsons *et al.* (1998) propose une formule décrivant la distance parcourue par des particules de quartz en fonction de l'énergie cinétique de la pluie.

Cependant, aucune de ces expériences ne porte exclusivement sur la sédimentation des particules en présence de pluie et aucune ne sépare les processus de détachement et de transport lors de l'érosion diffuse. Certaines incluent en plus le détachement par l'écoulement (Moss *et al.*, 1979; Parsons *et al.*, 1998). Dans ces conditions, l'effet réel de la pluie sur le transport

des sédiments reste encore mal compris. Or, dans les modèles actuels d'érosion hydrique avec pluie, la vitesse de sédimentation des particules est calibrée, selon les résultats expérimentaux, soit à la hausse, soit à la baisse, soit identique à leur vitesse propre (Jomaa *et al.*, 2010; Nord et Esteves, 2005; Tromp-van Meerveld *et al.*, 2008).

Ainsi, pour évaluer comment est modifiée la vitesse de sédimentation des particules, l'objectif de notre étude est d'analyser et de quantifier uniquement l'effet de la pluie sur la sédimentation des particules (objectif 3 de la figure 1.7). Cette étude expérimentale est la première dans la littérature qui permet de mettre en évidence l'interaction entre les gouttes de pluie et les particules en sédimentation comme démontré au chapitre 2.

Pour n'étudier que le processus de transport, le détachement des particules comme leur remise en suspension éventuelle sont supprimés : le dispositif expérimental, présenté à la section 4.2, est conçu de manière à inhiber la capacité de détachement des gouttes de pluie et de l'écoulement à l'aide de deux procédés. Le premier est le choix de la hauteur de la lame d'eau. En effet, avec une épaisseur de lame d'eau importante, au-delà de 3 diamètres de goutte, les particules à la surface du sol sont protégées de l'effet des gouttes de pluie. Le second est l'utilisation d'un fond rugueux dans le dispositif qui empêche les particules qui ont sédimenté de se remettre en suspension dans la lame d'eau sous l'effet de l'écoulement ou des gouttes de pluie.

Le dispositif expérimental est composé d'un banc dans lequel on impose des conditions hydrodynamiques (hauteur et vitesse de la lame d'eau, débit d'écoulement, intensité de pluie) détaillées dans la section 4.3. On introduit à l'amont, au-dessus de l'écoulement, des particules non cohésives qui sont transportées dans la zone expérimentale. Cette zone est soumise à des pluies de différentes intensités. À la fin de l'expérience, on compare les masses de sédiments transportés à l'exutoire et les profils de dépôt des particules au fond du banc expérimental pour des expériences avec et sans pluie. Ces résultats ainsi que les différents mécanismes envisagés pour les expliquer sont présentés dans les sections 4.4 et 4.5 respectivement.

### 4.1.2 Objectifs spécifiques et démarche

Deux séries d'expériences sont menées pour étudier l'effet des gouttes sur le transport de sédiments.

1. La première série permet de mettre en évidence l'existence d'un éventuel effet des gouttes en utilisant une pluie de très forte intensité. Cette intensité est d'environ  $175 \text{ mm h}^{-1}$  et la pluie est générée avec un simulateur à buses oscillantes qui crée une pluie discontinue ne permettant ainsi qu'une étude qualitative de l'effet de cette pluie. Ainsi, deux types d'expériences sont réalisées dans cette série : trois expériences sans pluie ( $SP^11$ ,  $SP^12$  et  $SP^13$ ) et quatre expériences avec une pluie de même intensité ( $P^1_{175}1$ ,  $P^1_{175}2$ ,  $P^1_{175}3$ , et  $P^1_{175}4$ ).

Dans les expériences sans pluie, on impose un débit d'écoulement, une hauteur de lame d'eau et on active un apport de sédiments homogène sur toute la largeur de la zone expérimentale. Cet apport de sédiments dure 7 min pendant lesquelles les sédiments arrivant à la sortie du banc expérimental sont recueillis dans des tamis. L'échantillonnage des sédiments se poursuit pendant 3 min après l'arrêt de l'apport. L'expérience est ensuite arrêtée et les particules qui ont sédimenté au fond du banc sont collectées par bandes de différentes largeurs.

Quant aux expériences avec pluie, la même démarche est adoptée en plus d'introduire de la pluie. Pour les trois premières expériences ( $P_{175}^1 1$ ,  $P_{175}^1 2$ , et  $P_{175}^1 3$ ), la pluie est activée et arrêtée en même temps que l'apport en sédiments. Pour la quatrième expérience avec pluie ( $P_{175}^1 4$ ), la pluie et l'apport en sédiments sont aussi activés en même temps mais la durée de la pluie est de 5 min et celle de l'apport en sédiments de 10 min. Cette expérience permet de faire ressortir un éventuel changement de comportement dû à la présence de la pluie.

2. A l'issue de la première série, un effet de la pluie ayant été mis en évidence, la deuxième série d'expériences est entamée pour étudier de manière plus précise l'effet de la pluie. Dans cette série, la pluie est générée avec un simulateur à tuyaux poreux qui permet de produire des pluies continues de différentes intensités. Ainsi, deux expériences sans pluie ( $SP^2 1$  et  $SP^2 2$ ) et quatre expériences avec pluie dont deux de  $50 \text{ mm h}^{-1}$  ( $P_{50}^2 1$  et  $P_{50}^2 2$ ), une de  $35 \text{ mm h}^{-1}$  ( $P_{35}^2 1$ ) et une autre de  $13 \text{ mm h}^{-1}$  ( $P_{13}^2 1$ ) sont réalisées. Les conditions hydrodynamiques imposées dans cette série sont semblables à celles de la première série d'expériences. La durée de l'apport de sédiments est aussi de 7 min sauf pour la  $SP^2 1$  et la  $P_{50}^2 1$  pour lesquelles la durée est de 10 min. Seules les mesures à l'exutoire ont été réalisées (aucun échantillonnage de sédiments n'a été fait au fond du banc pour cette série).

Les résultats des expériences sans pluie sont ensuite comparés avec ceux des expériences avec pluie pour mettre en évidence l'effet de la pluie.

## 4.2 Outils expérimentaux

### 4.2.1 Caractéristiques des sédiments

Pour cette étude, on choisit les sédiments de sorte à éviter des phénomènes de désagrégation et de ré-agrégation qui pourraient influencer le transport des sédiments. Ainsi, les sédiments choisis sont des particules non cohésives de couleur rouge provenant de briques concassées. Leur masse volumique réelle, mesurée avec un pycnomètre à gaz, est de  $2.65 \text{ g cm}^{-3}$  et leur masse volumique apparente est d'environ  $2.3 \text{ g cm}^{-3}$ . Cette dernière a été déterminée avec la méthode du pétrole qui consiste à mesurer la force opposée à la poussée d'Archimède exercée par le pétrole sur les sédiments. La granulométrie choisie est comprise entre 100-200  $\mu\text{m}$  parce que les particules inférieures à 100  $\mu\text{m}$  flottent à la surface de l'eau à cause de la tension superficielle. La vitesse de sédimentation propre des particules choisies est comprise entre 6 et 20  $\text{mm s}^{-1}$  d'après la formule de Cheng (1997) (équation (2.18)). Ainsi, ces particules ont de fortes chances de sédimenter sur une distance de moins de 50 cm, ce qui donne la possibilité de réaliser des expériences où les particules auront atteint leur distance de transfert.

### 4.2.2 Simulateurs de pluie

#### 4.2.2.1 Simulateur à buses oscillantes

Pour la première série d'expériences, un simulateur de pluie à buses oscillantes (référence : 65100 Veejet de la marque Spraying Systems) est utilisé (Foster *et al.*, 1979). Ce simulateur est situé à 6.8 m au-dessus du banc expérimental et est constitué de deux rampes séparées de 85 cm contenant chacune 2 buses. La pression dans les rampes est réglée à 0.8 bars. La

vitesse de d'oscillation des buses dans la rampe de droite est de  $83 \text{ bat min}^{-1}$  (battements par minute) et dans celle de gauche, cette vitesse est de  $104 \text{ bat min}^{-1}$  produisant ainsi une intensité d'environ  $175 \text{ mm h}^{-1}$ . Cette intensité même très forte reste en dessous des valeurs des intensités de pluie les plus extrêmes enregistrées dans le monde (figure 4.1).

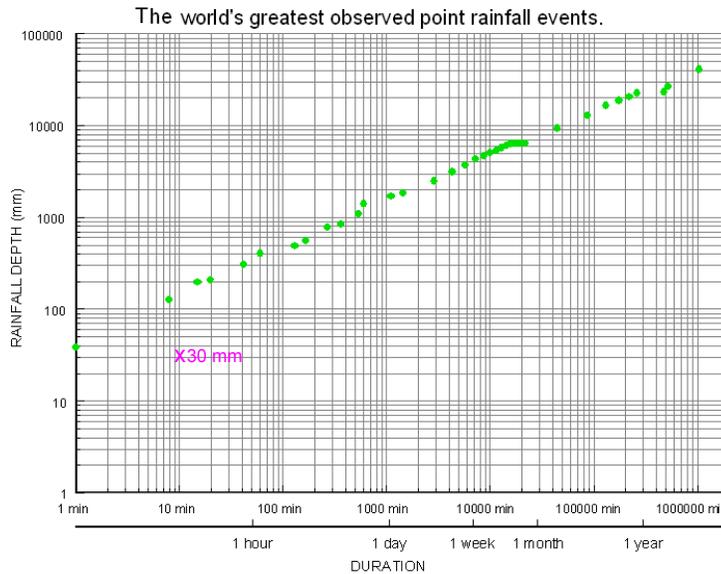


FIGURE 4.1 – Record des pluies les plus extrêmes enregistrées dans le monde. Une pluie de  $175 \text{ mm h}^{-1}$  donne une hauteur de 30 mm en 10 min. Le record pour cette durée correspond à environ  $600 \text{ mm h}^{-1}$ . Source : Bureau de météorologie d'Australie 2016 <sup>1</sup>.

#### 4.2.2.2 Simulateur à tuyaux poreux

Un nouveau simulateur de 1 m de long et 96 cm de large construit avec des tuyaux poreux est utilisé pour la deuxième série d'expériences (figure 4.2). Les tuyaux poreux ont un diamètre de 2 cm et sont disposés horizontalement, espacés de 20 mm sur toute la largeur du simulateur. Ils sont fixés sur un grillage avec des colliers de serrage type Rilsan de 4 mm d'épaisseur (figure 4.2a). Chaque tuyau est maintenu par environ 20 Rilsans espacés de 40 mm ce qui permet de créer les gouttes préférentiellement au niveau des Rilsans. Une rampe en cuivre alimente en eau les tuyaux dont la pression peut être vérifiée avec un manomètre électronique dont le capteur est fixé à l'une des extrémités de la rampe. Un grillage est placé 60 cm en dessous des tuyaux et permet de fractionner les grosses gouttes formées par les tuyaux. Les caractéristiques des gouttes sont mesurées avec un spectropluviomètre. Après le grillage, ces gouttes ont un diamètre moyen de 3 mm et atteignent le sol avec une vitesse proche de la vitesse terminale. Le simulateur est fixé à 7.5 m du banc expérimental sur le mécanisme du simulateur à buses oscillantes (figure 4.2b). L'oscillation des buses (à vide) de ce dernier permet de balancer légèrement le simulateur à tuyaux poreux afin d'améliorer l'homogénéité spatiale de l'intensité sur le banc.

<sup>1</sup>Source : <http://www.bom.gov.au/water/designRainfalls/rainfallEvents/worldRecRainfall.shtml>



FIGURE 4.2 – Simulateur à tuyaux poreux, (a) accroché au simulateur à buses oscillantes (vue de dessous) (b) vue latérale.

### 4.2.3 Description du banc expérimental

#### 4.2.3.1 Banc d'essai

Le dispositif expérimental est constitué d'un canal d'essai rectangulaire de 1.6 m de longueur, 50 cm de largeur et 15 cm de hauteur (figures 4.3 et 4.4). Au fond du canal sont collés des grains de sable de 1 à 2 mm de diamètre pour créer un fond rugueux (figure 4.4). L'ensemble est peint en blanc pour mieux distinguer les sédiments (qui sont de couleur rouge) des grains de sable. Les côtés du canal sont gradués en centimètres pour permettre une estimation facile de l'épaisseur de la lame d'eau. L'extrémité amont du banc est fermée et accueille le tube d'alimentation en eau. Au niveau de l'entrée d'eau, une zone de 50 cm est aménagée pour stabiliser l'écoulement et le rendre laminaire (figure 4.3). À cette zone succède le dispositif d'alimentation en sédiments situé à une distance  $d$  de la zone expérimentale dont la longueur est de 53 cm. La distance  $d$  est de 9.5 cm pour la première série d'expériences et de 8 cm pour la deuxième. Cette distance protège les sédiments du splash produit par l'impact des gouttes dans les expériences avec pluie.

Au niveau de la partie aval est placé un seuil légèrement incurvé qui s'étend sur 30 cm. Il est réglable en hauteur ce qui permet de choisir la hauteur de la lame d'eau. Cette sortie déverse l'eau dans un entonnoir prolongé d'un tuyau mobile facilitant la récupération de l'eau à la sortie du banc dans des bacs (figure 4.4).

#### 4.2.3.2 Alimentation en eau

L'alimentation en eau se fait à travers un tube horizontal comportant des trous de 3 mm repartis régulièrement sur sa longueur. Pour avoir une bonne homogénéité du débit de sortie en chaque trou, le tube comporte trois points d'entrée d'eau (figures 4.3, 4.4, 4.5). Ces entrées sont alimentées par un premier tuyau qui répartit l'écoulement (tuyau de répartition). Un second tuyau connecté à une pompe alimente l'ensemble. Des valves, situées sur ce tuyau et sur le tube permettent d'évacuer l'air du circuit. Le dispositif est maintenu par un trépied qui permet de régler la distance entre le fond du banc expérimental et le tube.

L'agitation créée par l'apport d'eau est apaisée dans la zone de stabilisation grâce à la porosité de tampons à récurer et à l'aide de grillages (figure 4.5b). Ces éléments permettent d'éliminer les effets turbulents et de répartir de façon homogène l'écoulement sur toute la

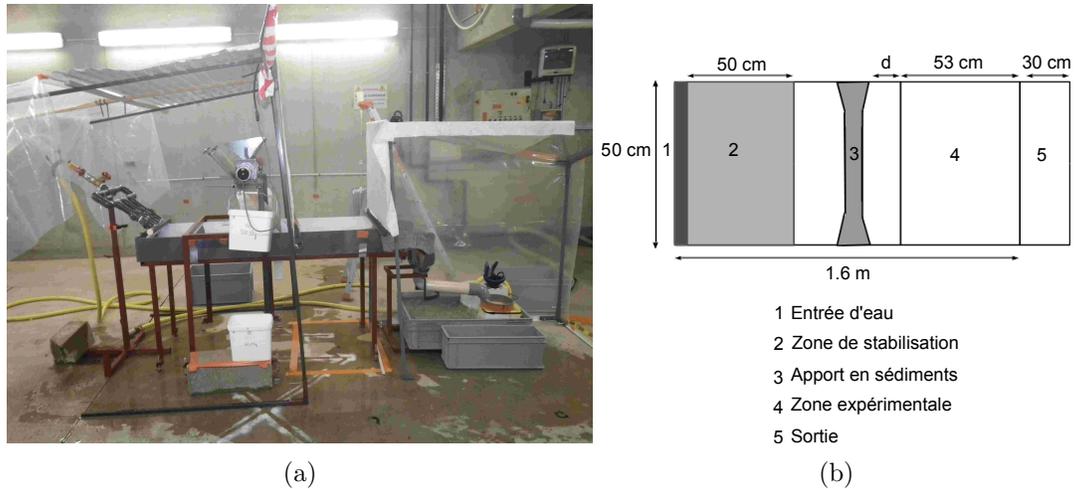


FIGURE 4.3 – Dispositif expérimental, (a) vue d'ensemble de côté (b) vue schématique de dessus.

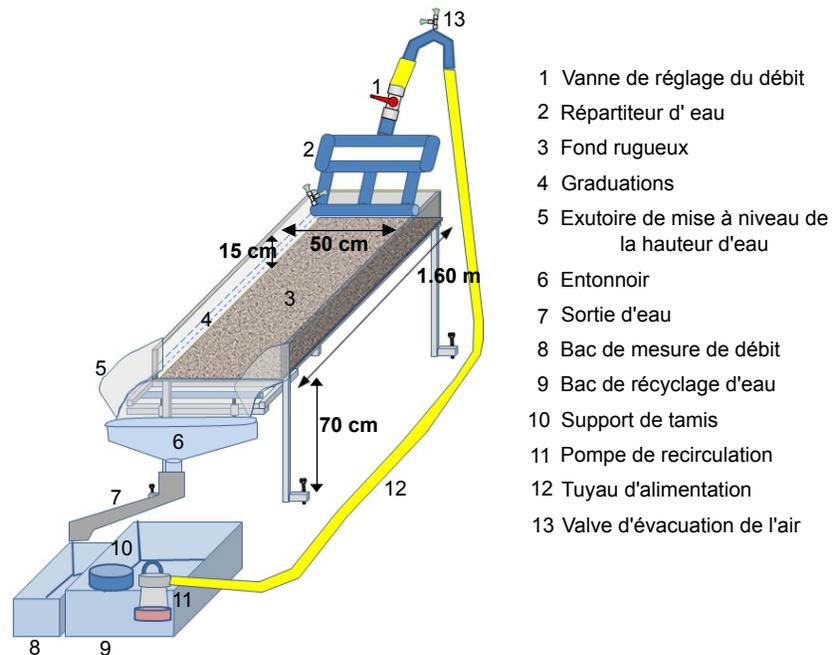


FIGURE 4.4 – Banc d'essai. Source : Pierre Courtemanche, INRA.

largeur du banc. Des plaques de polystyrène expansé flottant en surface sont utilisées pour filtrer les vagues qui se forment à la surface de l'eau. L'écoulement ainsi stabilisé passe dans la zone expérimentale et est ensuite récupéré à l'exutoire dans un bac. L'eau collectée et purifiée des sédiments est réutilisée grâce à une pompe qui permet la recirculation de l'eau, formant ainsi un circuit fermé. Le débit d'eau est réglable grâce à une vanne située à l'entrée du tuyau de répartition.



FIGURE 4.5 – (a) Dispositif d'alimentation en eau. (b) Zone de stabilisation de l'écoulement.

#### 4.2.3.3 Alimentation en sédiments

La composante d'alimentation en sédiments permet de distribuer de manière homogène les sédiments sur toute la largeur du banc (figure 4.6). Elle est constituée d'une trémie contenant les particules et dont la partie inférieure permet l'accès à un rouleau de distribution. Le rouleau est enveloppé d'une toile émeri (de 200  $\mu\text{m}$  de granulométrie) pour permettre l'entraînement des sédiments. De part et d'autre du rouleau se situent deux barres métalliques amovibles supportées par des châssis. L'écartement des barres peut être réglé avec des boulons de serrage ce qui permet de faire varier le débit de sédiments. Ce débit est aussi contrôlé par la vitesse de rotation du rouleau de distribution. En effet, celui-ci est relié à un moteur pas à pas à vitesse de rotation réglable, utilisé en mode micro-pas pour ne pas avoir d'accoups. Une plaque métallique dont l'inclinaison est réglable permet de diriger les sédiments jusqu'au point de chute choisi.

Dans toutes les expériences, la vitesse de rotation du moteur est réglée sur un tour en 44 s. Ainsi le débit moyen de sédiments est de  $0.23 \text{ g min}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  avec une répartition homogène sur toute la largeur du banc dont l'écart type est de  $0.02 \text{ g min}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ .

#### 4.2.3.4 Toits de protection contre la pluie

Les parties amont et aval de la zone expérimentale sont protégées de la pluie avec des toits. Le toit amont protège les dispositifs d'apport en eau et en sédiments et la zone de stabilisation de l'écoulement, tandis que sous le toit de la protection aval se trouve la sortie, le bac de récupération d'eau et les tamis pour collecter les sédiments. Ces toits de protection sont recouverts de toile géotextile pour empêcher le splash des gouttes de pluie vers la zone d'étude. Pour ce même objectif, les côtés des toits orientés vers la zone d'étude portent des gouttières

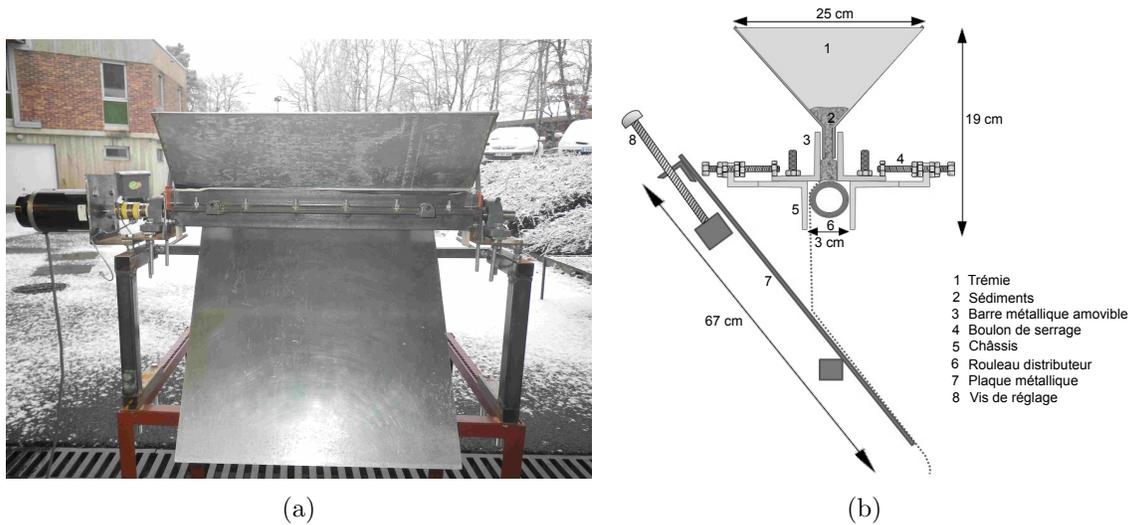


FIGURE 4.6 – (a) Dispositif d'alimentation en sédiments (vue de face). (b) Schéma de la coupe transversale du dispositif. Source : Pierre Courtemanche, INRA.

recouvertes de tampons à récurer qui évacuent l'eau de pluie en dehors de la zone sans générer de splash.

## 4.2.4 Méthodes de mesure et d'échantillonnage

### 4.2.4.1 Mesures hydrodynamiques

L'épaisseur de la lame d'eau est évaluée avec un comparateur (figure 4.7a). Celui-ci permet de lire le niveau du fond du banc et celui de la surface de l'écoulement. La différence entre ces deux niveaux permet de déduire la hauteur de la lame d'eau. En présence de pluie, l'amplitude de l'oscillation de la hauteur d'eau rend difficile la mesure de l'épaisseur de la lame d'eau. Par conséquent, la hauteur de la lame d'eau dans ces conditions n'est évaluée que visuellement à l'aide des graduations du banc expérimental.

La vitesse d'écoulement est mesurée avec quatre électrodes dont deux sont en amont et deux autres en aval de l'écoulement (Planchon *et al.* (2005), figure 4.7b). Les électrodes amont et aval sont séparées d'une distance de 3 cm. On injecte entre les électrodes amont des gouttes d'eau saturées en sel avec une fréquence réglable. Les électrodes amont et aval détectent des pics de conductivité au passage de l'eau salée entre ces électrodes. Avec ces conductivités, une équation de diffusion est résolue et permet de déduire la vitesse d'écoulement. Le calcul de cette vitesse est effectué avec le logiciel Salt Velocity Gauge (Planchon *et al.*, 2005). Pour chaque point de mesure, on tient compte de la moyenne d'un minimum de 10 mesures de qualité.

Pendant les expériences, pour tester l'homogénéité de l'écoulement, les mesures de vitesse et de hauteur de lame d'eau sont effectuées en 9 emplacements de la zone expérimentale (figure 4.8).

Le débit d'eau en sortie du banc est aussi quantifié. La mesure se fait en chronométrant le remplissage d'un bac qui est ensuite pesé. Le poids d'eau obtenu permet d'évaluer la quantité d'eau évacuée par minute.

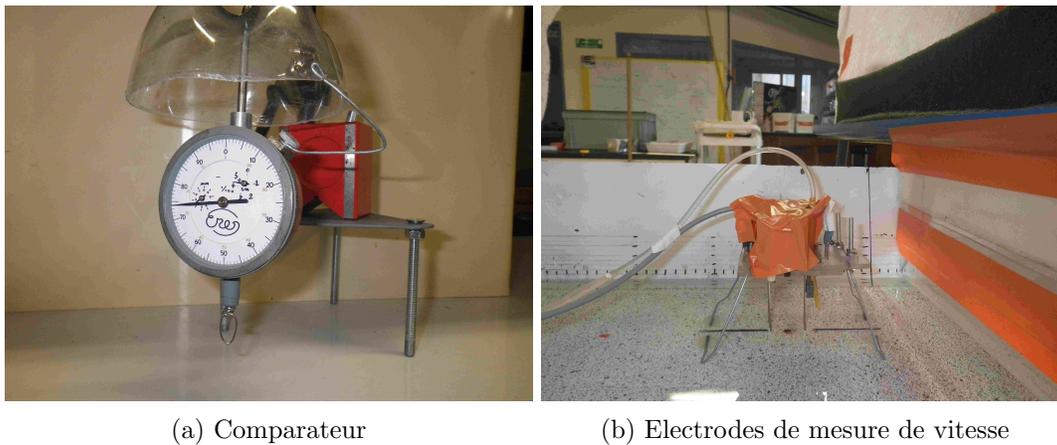


FIGURE 4.7 – Instruments de mesure (a) de la hauteur de lame d'eau et (b) de la vitesse (mesures de conductivité).

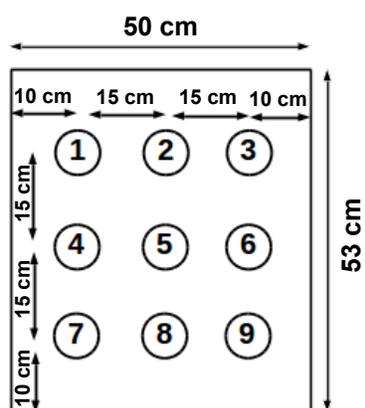


FIGURE 4.8 – Emplacements de mesure de la vitesse et de l'épaisseur de la lame d'eau dans la zone expérimentale.

#### 4.2.4.2 Méthode d'échantillonnage des sédiments

Les mesures de sédiments sont réalisées à la sortie et au fond du banc. À la sortie du banc, un tamis en toile à bluter de 50  $\mu\text{m}$  d'ouverture est disposé pour collecter les sédiments. Le tamis est changé environ toutes les minutes pendant la durée de l'expérience.

Les sédiments, piégés au fond du banc, permettent d'estimer la distance de transfert des particules. Selon la répartition spatiale du dépôt de sédiments, on définit des bandes de différentes largeurs. Chaque bande est ensuite aspirée avec un tuyau de 1 cm de diamètre intérieur dont l'autre bout est relié à un filtre en forme de sac. Ce filtre, réalisé avec de la toile à bluter de 50  $\mu\text{m}$  d'ouverture, permet de retenir les particules aspirées. Les sédiments échantillonnés sont ensuite séchés à 90 °C pendant une nuit puis tamisés pour enlever les grains de sable (1 à 2 mm de diamètre) qui se seraient décollés du fond du banc et enfin pesés.

### 4.3 Conditions hydrodynamiques

#### 4.3.1 Intensité de la pluie

Lors de la première série d'expériences, l'intensité produite par les buses oscillantes est autour de 175  $\text{mm h}^{-1}$  avec des gouttes dont le diamètre moyen est de 1.6 mm. Ces gouttes atteignent le sol avec une vitesse d'environ 2.9  $\text{m s}^{-1}$  (mesures réalisées avec un spectropluviomètre). Cela permet d'estimer une énergie cinétique de la pluie autour de 18  $\text{J min}^{-1} \text{m}^{-2}$  (tableau 4.1). Cette pluie présente une assez bonne homogénéité dans l'ensemble (écart-type de 5  $\text{mm h}^{-1}$ ) malgré qu'elle soit discontinue dans le temps. Cependant, entre les expériences  $P_{175}^1$  à  $P_{175}^4$ , des déviations plus ou moins fortes par rapport à l'intensité moyenne de 175  $\text{mm h}^{-1}$  ont été observées (voir annexe B.1.1) : l'intensité moyenne des expériences  $P_{175}^2$  et  $P_{175}^4$  est proche de la valeur moyenne de 175  $\text{mm h}^{-1}$  tandis que les expériences  $P_{175}^1$  et  $P_{175}^3$  ont des intensités respectivement inférieure et supérieure à cette valeur d'environ 10 %. Cela montre que cette pluie n'a pas été très stable d'une expérience à une autre.

Les pluies générées par les tuyaux poreux et utilisées dans la deuxième série d'expériences ont l'avantage d'être continues, reproductibles et ont des intensités beaucoup plus faibles. Globalement, elles ont une variabilité spatiale un peu plus élevée que celle de la pluie à buses oscillantes. Le diamètre moyen de leurs gouttes est plus important, de l'ordre de 3 mm avec une vitesse de chute autour de 6.5  $\text{m s}^{-1}$ . L'énergie cinétique de ces pluies est aussi plus élevée à intensité plus faible (tableau 4.1). Les mesures réalisées pour contrôler les intensités pendant les expériences se trouvent en annexe B.1.2.

TABLE 4.1 – Caractéristiques des pluies utilisées pour les différentes expériences

	$P_{175}^1$	$P_{50}^2$	$P_{35}^2$	$P_{13}^2$
Intensité moyenne ( $\text{mm h}^{-1}$ )	175	50	35	13
Écart-type ( $\text{mm h}^{-1}$ )	5	10	7	2
Diamètre moyen MWD (mm)	1.7	3.0	3.0	3.0
Vitesse de chute d'une goutte de MWD ( $\text{m s}^{-1}$ )	2.9	6.2	6.5	6.9
Énergie cinétique ( $\text{J min}^{-1} \text{m}^{-2}$ )	18	30	19	7

### 4.3.2 Épaisseur de lame d'eau

La hauteur de la lame d'eau est fixée à 2.5 cm. Des tests préliminaires ont montré qu'à cette hauteur, avec un fond rugueux (dont la rugosité est de 1 à 2 mm, voir section 4.2.3), les particules au fond du banc ne sont pas mises en suspension par les gouttes de pluie. Les hauteurs de lame d'eau ont été mesurées avec le comparateur au début de chaque expérience et avant la mise en marche du simulateur pour les expériences avec pluie. Pour la première série d'expériences, les mesures ont été réalisées au niveau des 9 points de la zone expérimentale (figure 4.8). Les résultats présentés dans le tableau 4.2 montrent une bonne homogénéité de l'épaisseur de lame d'eau pour chaque expérience avec un écart entre la valeur minimale et maximale ne dépassant pas 3 mm (figure 4.9a). De plus, l'écart-type et l'écart-interquartile sont tous autour de 1 mm. Cela montre que les valeurs sont très peu dispersées. Toutes les expériences réalisées avec et sans pluie ont des valeurs similaires avec une moyenne de la hauteur autour de 2.5 cm (figure 4.9b). Les médianes sont aussi très proches des moyennes.

En présence de pluie, on estime visuellement que les oscillations de la surface de la lame d'eau provoquées par la pluie ont une amplitude d'environ 0.5 cm autour du niveau moyen sans pluie de 2.5 cm soit 20% d'écart relatif (figure 4.10).

TABLE 4.2 – Caractéristiques de la hauteur de la lame d'eau  $h$  (cm) pour la première série d'expériences (9 mesures)

	$SP^1_1$	$P^1_{175_1}$	$SP^1_2$	$P^1_{175_2}$	$SP^1_3$	$P^1_{175_3}$	$P^1_{175_4}$
Valeur min	2.30	2.40	2.38	2.44	2.45	2.40	2.40
Valeur max	2.63	2.66	2.64	2.63	2.64	2.65	2.62
Médiane	2.51	2.47	2.57	2.53	2.54	2.54	2.50
Moyenne	2.49	2.50	2.55	2.54	2.54	2.53	2.50
Écart-type	0.09	0.09	0.08	0.06	0.06	0.07	0.08
Écart-interquartile	0.07	0.16	0.04	0.07	0.08	0.01	0.09

Les épaisseurs de la lame d'eau pour les expériences de la deuxième série sont semblables à celles de la première série. Le tableau B.4 de l'annexe B décrit les caractéristiques de l'épaisseur de la lame d'eau pour ces expériences. Ayant observé une faible variabilité spatiale des mesures lors de la première série, nous avons limité à trois le nombre de mesures dans la zone expérimentale pour vérifier que l'épaisseur de la lame d'eau reste toujours autour de 2.5 cm.

### 4.3.3 Influence de la pluie sur la vitesse d'écoulement

Deux tests préliminaires ont été réalisés pour évaluer l'effet d'une pluie de 175 mm/h sur la vitesse d'écoulement dans le banc expérimental. Les débits moyens en sortie du banc avec et sans pluie sont respectivement de  $73.7 \text{ l min}^{-1}$  et  $73.5 \text{ l min}^{-1}$ . Pour chacun des 9 emplacements, environ 10 mesures ont été effectuées grâce aux électrodes, sans pluie et avec pluie (figure 4.11). Les résultats des deux tests préliminaires sont similaires et montrent qu'au niveau des 9 emplacements, la vitesse en présence de pluie est en moyenne un peu plus élevée. De même, le tableau 4.3 montre que la moyenne des mesures des 9 emplacements (ainsi que leur médiane) est plus élevée avec la pluie pour les deux tests réalisés. Cependant, l'écart relatif n'est pas très important et représente environ 4 % et 7 % pour le premier et deuxième test res-

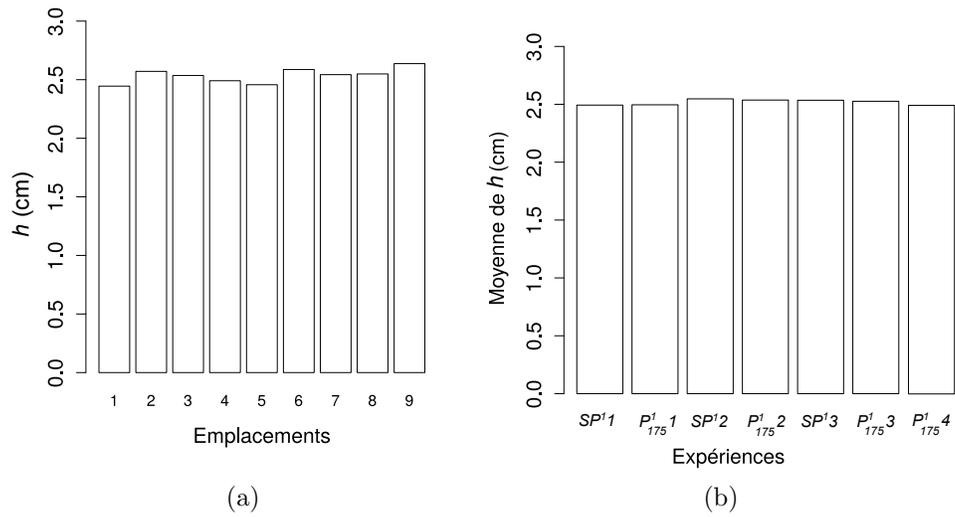


FIGURE 4.9 – Variation de l'épaisseur de la lame d'eau (a) dans la zone expérimentale pour le cas de la  $SP^1_1$ , (b) moyenne pour toutes les expériences de la première série.

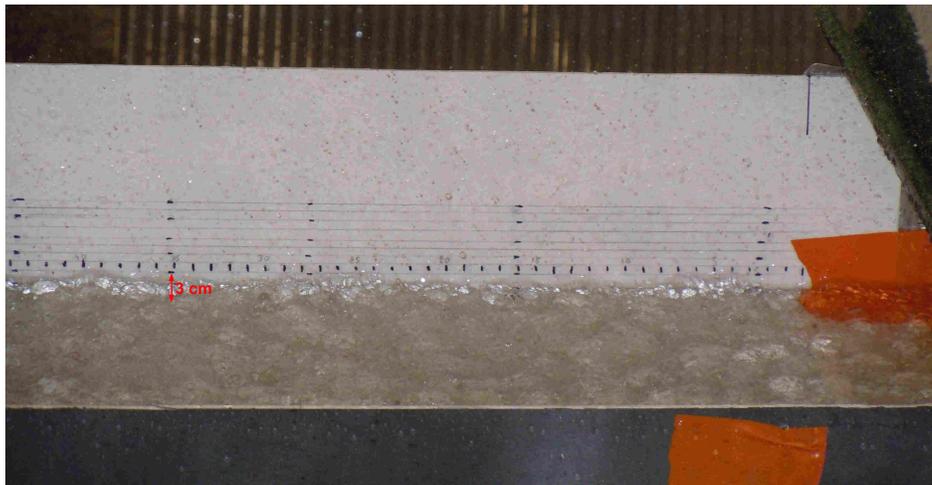


FIGURE 4.10 – Hauteur de la lame d'eau avec une pluie de  $175 \text{ mm h}^{-1}$ .

pectivement. De plus, les indicateurs de dispersion comme l'écart-type et l'écart-interquartile montrent une dispersion plus importante sans la pluie pour le premier test alors que pour le deuxième test c'est la mesure avec la pluie qui a la dispersion la plus importante. Au vu de ces éléments, seules les mesures de vitesse sans la pluie ont été effectuées pour la première série d'expériences. Quant à la deuxième série, la surface libre étant moins perturbée par une intensité plus faible, quelques mesures en présence de pluie à différentes intensités ont été réalisées (tableau B.5, annexe B). Ces mesures sont toutes comparables en présence ou non de pluie confirmant un effet très négligeable de la pluie sur la vitesse horizontale de l'écoulement.

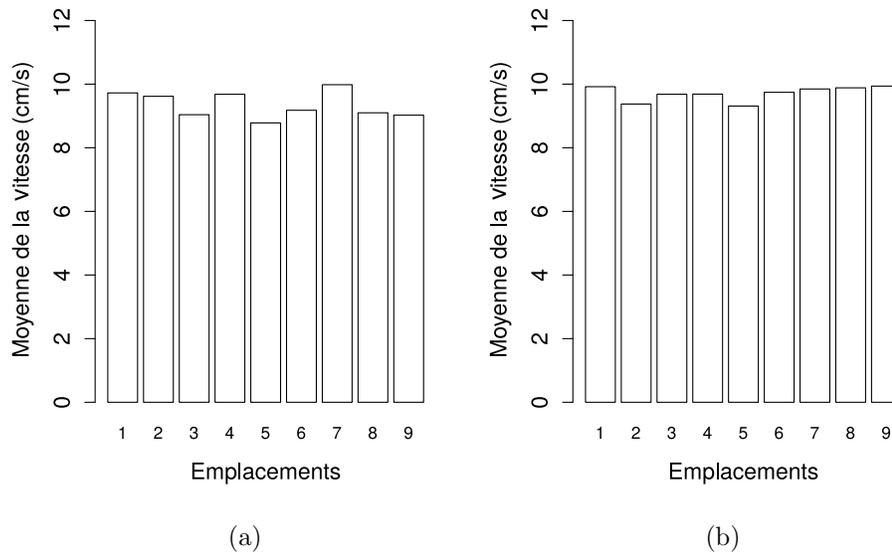


FIGURE 4.11 – Variation de la moyenne de la vitesse horizontale de l'écoulement dans la zone expérimentale pour le premier test préliminaire : (a) mesures sans pluie; (b) mesures avec pluie.

TABLE 4.3 – Vitesse horizontale moyenne de l'écoulement  $V$  ( $\text{cm s}^{-1}$ ) pour les tests préliminaires avec une pluie de  $175 \text{ mm h}^{-1}$  (9 mesures)

	Test 1		Test 2	
	Sans pluie	Avec pluie	Sans pluie	Avec pluie
Valeur min	8.78	9.31	9.07	9.43
Valeur max	9.98	9.94	10.06	10.98
Médiane	9.18	9.74	9.76	10.45
Moyenne	9.35	9.71	9.59	10.27
Écart-type	0.41	0.23	0.34	0.55
Écart-interquartile	0.64	0.20	0.37	0.54

#### 4.3.4 Vitesse d'écoulement pour les différentes expériences

La vitesse de la lame d'eau a été mesurée sans la pluie pour toutes les expériences de la première série. Le tableau 4.4 montre que la moyenne des mesures (également représentée sur la figure 4.11) ainsi que la médiane pour ces expériences sont très proches de  $9 \text{ cm s}^{-1}$ . L'écart-type et l'écart-interquartile montrent une dispersion assez resserrée, toujours en dessous de  $1 \text{ cm s}^{-1}$ . La première expérience avec pluie ( $P_{175}^1$ ) est caractérisée par l'écart le plus élevé qui est de  $2.69 \text{ cm s}^{-1}$  entre la vitesse minimale et maximale. Pour les autres expériences, cet écart ne dépasse pas de  $2 \text{ cm s}^{-1}$ . Ceci montre que, globalement, l'homogénéité de la vitesse à l'intérieur de la zone expérimentale est satisfaisante.

Pour vérifier que la valeur de la vitesse reste de l'ordre de  $9 \text{ cm s}^{-1}$  dans la deuxième série d'expériences, celle-ci est mesurée au niveau de certains points de la zone expérimentale. Globalement, cette valeur est aussi maintenue pour les expériences de cette série comme le montre le tableau B.5 de l'annexe B.

Avec ces conditions hydrodynamiques ( $V=9 \text{ cm s}^{-1}$ ,  $h=2.5 \text{ cm}$ ) l'écoulement est laminaire car son nombre de Reynolds, comme défini à la section 3.1.2.2, est de 2250 et est inférieur au seuil critique de transition en régime turbulent (Reynolds critique autour de 2500). De plus, le nombre de Froude  $Fr = V/\sqrt{gh}$ , rapport entre énergie cinétique et énergie potentielle gravitationnelle, est de 0.2, montrant que l'écoulement est aussi en régime fluvial (car  $Fr < 1$ ).

TABLE 4.4 – Vitesse horizontale moyenne de l'écoulement  $V$  ( $\text{cm s}^{-1}$ ) pour la première série d'expériences (9 mesures)

	$SP^1_1$	$P^1_{175}1$	$SP^1_2$	$P^1_{175}2$	$SP^1_3$	$P^1_{175}3$	$P^1_{175}4$
Valeur min	8.83	7.58	8.69	8.33	8.62	9.08	8.17
Valeur max	9.64	10.27	10.71	9.98	9.85	9.82	9.73
Médiane	9.17	8.94	8.93	9.14	9.34	9.16	9.34
Moyenne	9.16	9.04	9.20	9.12	9.30	9.32	9.20
Écart-type	0.28	0.78	0.68	0.52	0.40	0.28	0.48
Écart-interquartile	0.32	0.75	0.35	0.52	0.34	0.34	0.22

#### 4.3.5 Débit en sortie du banc

Le débit d'alimentation d'eau choisi est fixé autour de  $74 \text{ l min}^{-1}$ . En sortie du banc d'essai ce débit est mesuré au début et à la fin de chaque expérience sans la pluie (avant et après l'apport en sédiments). Pour les expériences avec pluie, une mesure supplémentaire est effectuée avec la contribution de la pluie. Chaque mesure a été répétée 6 fois. Les tableaux 4.5 et 4.6 résument respectivement les valeurs de débit obtenues pour les expériences sans pluie et avec pluie de la première série. Les débits au début et à la fin des expériences sont tous comparables, autour de  $73$  à  $74 \text{ l min}^{-1}$  avec une dispersion (écart-type et écart-interquartile) très souvent inférieure à  $1 \text{ l min}^{-1}$ . Cela montre que les valeurs de débits restent assez stables pendant ces expériences.

Les mesures réalisées pour les expériences de la deuxième série, montrent qu'en moyenne la valeur du débit de ces expériences est plus faible que celle de la première série, autour de  $70$  à  $73 \text{ l min}^{-1}$  (tableaux B.6 et B.7, annexe B). En particulier pour l'expérience  $P_{50}^2$  le débit moyen est de  $70 \text{ l min}^{-1}$  avec une très grande dispersion des mesures dont l'écart-type

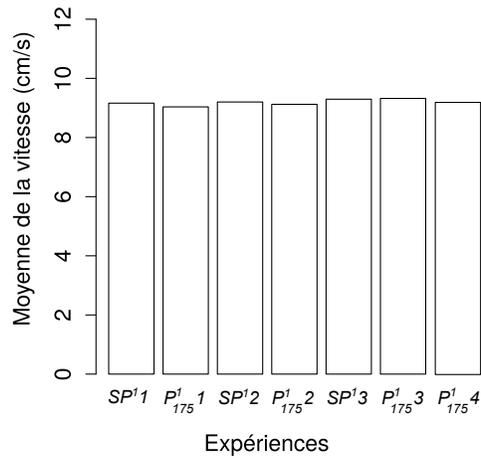


FIGURE 4.12 – Moyenne de la vitesse horizontale de l'écoulement pour la première série d'expériences réalisées.

TABLE 4.5 – Débit en sortie du banc d'essai  $Q$  ( $l \min^{-1}$ ) pour les expériences sans pluie de la première série (6 mesures)

	Avant apport de sédiments			Après apport de sédiments		
	$SP^1 1$	$SP^1 2$	$SP^1 3$	$SP^1 1$	$SP^1 2$	$SP^1 3$
Valeur min	73.3	72.1	73.1	72.8	73.1	72.6
Valeur max	74.4	74.2	73.6	75.5	74.1	73.6
Médiane	73.8	73.4	73.1	73.5	73.9	73.0
Moyenne	73.8	73.3	73.1	73.7	73.7	73.0
Écart-type	0.4	0.8	0.3	1.1	0.4	0.4
Écart-interquartile	0.5	0.9	0.2	1.1	0.6	0.4

TABLE 4.6 – Débit en sortie du banc  $Q$  ( $l \text{ min}^{-1}$ ) pour les expériences avec pluie de la première série (6 mesures)

	Avant la pluie				Avec la pluie				Après la pluie			
	$P_{175}^1$	$P_{175}^2$	$P_{175}^3$	$P_{175}^4$	$P_{175}^1$	$P_{175}^2$	$P_{175}^3$	$P_{175}^4$	$P_{175}^1$	$P_{175}^2$	$P_{175}^3$	$P_{175}^4$
Valeur min	71.8	73.2	72.9	72.6	73.3	74.1	73.9	72.4	73.1	72.7	72.7	72.1
Valeur max	74.4	74.3	74.0	73.5	75.0	75.0	75.3	74.5	74.7	74.4	74.5	73.4
Médiane	73.1	73.5	73.6	73.1	73.9	74.3	74.5	73.5	73.7	73.5	73.7	72.9
Moyenne	73.1	73.6	73.5	73.0	74.1	74.4	74.6	73.5	73.7	73.6	73.7	72.9
Écart-type	0.9	0.4	0.4	0.3	0.7	0.3	0.5	0.7	0.6	0.7	0.7	0.5
Écart-interquartile	1.1	0.4	0.5	0.5	1.0	0.3	0.4	0.5	0.4	0.5	0.9	0.6

est de  $3.6 \text{ l min}^{-1}$ . Cette baisse du débit peut s'expliquer par un vieillissement de la pompe d'alimentation en eau.

La contribution de la pluie est évaluée dans les deux séries d'expériences. Pour la première série, les débits mesurés avec la pluie sont un peu plus élevés que les débits sans pluie (tableau 4.6, figure 4.13). La valeur de ces débits est autour de  $74$  à  $74.5 \text{ l min}^{-1}$  représentant un apport d'environ  $1 \text{ l min}^{-1}$ . Ceci est tout à fait cohérent avec le fait que, sur la surface de la zone expérimentale ( $S=0.27 \text{ m}^2$ ), une pluie de  $175 \text{ l min}^{-1}$  apporte environ  $0.8 \text{ l min}^{-1}$ . Pour la deuxième série, les débits avec pluie sont autour de  $71$  à  $73 \text{ l min}^{-1}$  et diffèrent très peu de ceux sans la pluie (tableau B.7, annexe B) parce que de faibles intensités ont été utilisées dans ces expériences.

Ainsi, avec ces débits d'écoulement et le débit d'apport de sédiments, la concentration de particules à l'entrée de la zone d'injection de celles-ci est autour de  $160 \text{ mg l}^{-1}$ .

## 4.4 Résultats et discussions

### 4.4.1 Concentration des sédiments à la sortie du banc

Pour s'affranchir de la largeur du banc et de la variation du débit, on normalise les concentrations de sédiments à l'exutoire par la largeur du banc et le débit moyen en sortie du banc. L'unité sera donc le milligramme de sédiments par mètre de largeur et litre d'eau ( $\text{mg l}^{-1} \text{ m}^{-1}$ ). Dans l'ensemble, les résultats montrent une bonne répétabilité des expériences (figures 4.14 et 4.15).

Dans la première série, la concentration de sédiments à la sortie des expériences avec pluie est stationnaire pendant la durée de l'apport (figures 4.14). Quant aux expériences sans pluie, on observe une légère baisse constante. Dans tous les cas, après l'apport, cette concentration décroît très rapidement, ce qui confirme que l'écoulement n'a pas la capacité de détacher les particules ayant sédimenté au fond du banc. D'autre part, les concentrations de sédiments recueillies dans les expériences sans pluie sont toujours supérieures à celles des expériences avec pluie.

La quatrième expérience avec pluie ( $P_{175}^1$ ), où l'apport en sédiments dure plus longtemps que la pluie, montre bien qu'en présence de la pluie, il y a moins de sédiments qui sortent. L'arrêt de la pluie dans cette expérience provoque un pic de concentration à la sortie qui se stabilise par la suite et décroît après l'arrêt de l'apport. Par conséquent la pluie de  $175 \text{ mm h}^{-1}$  a tendance à accélérer la sédimentation des particules au fond du banc. La différence relative est en moyenne de  $40 \%$  entre les  $SP^1$  et les  $P_{175}^1$  de cette série.

La deuxième série confirme qu'en présence de pluie, la concentration de sédiments à la sortie est inférieure à celle des expériences sans la pluie (figure 4.15). Une légère baisse de concentration est aussi observée pour les cas sans pluie  $SP^2$  et  $SP^2$ . Les expériences avec pluie  $P_{13}^2$  et  $P_{35}^2$  montrent une concentration stationnaire pendant l'apport en sédiments, tandis que pour la  $P_{50}^2$  et la  $P_{50}^2$  les concentrations ne semblent pas être tout à fait à l'équilibre et montrent une légère hausse vers la fin de l'apport en sédiments. De plus, cette série d'expériences met en évidence que l'effet de la pluie n'est pas linéaire. En effet, la pluie de  $13 \text{ mm h}^{-1}$  a provoqué plus d'effet que les pluies de  $50 \text{ mm h}^{-1}$  et  $35 \text{ mm h}^{-1}$ . Ces deux dernières pluies ont des effets similaires, ce qui évoque un effet seuil de la pluie. Les différences relatives entre les  $SP^2$  et les expériences avec pluie sont respectivement de  $33 \%$  pour les  $P_{13}^2$ , de  $22 \%$  pour la  $P_{35}^2$  et de  $21 \%$  pour les  $P_{50}^2$  (tableau 4.7). Par ailleurs, les résultats de cette

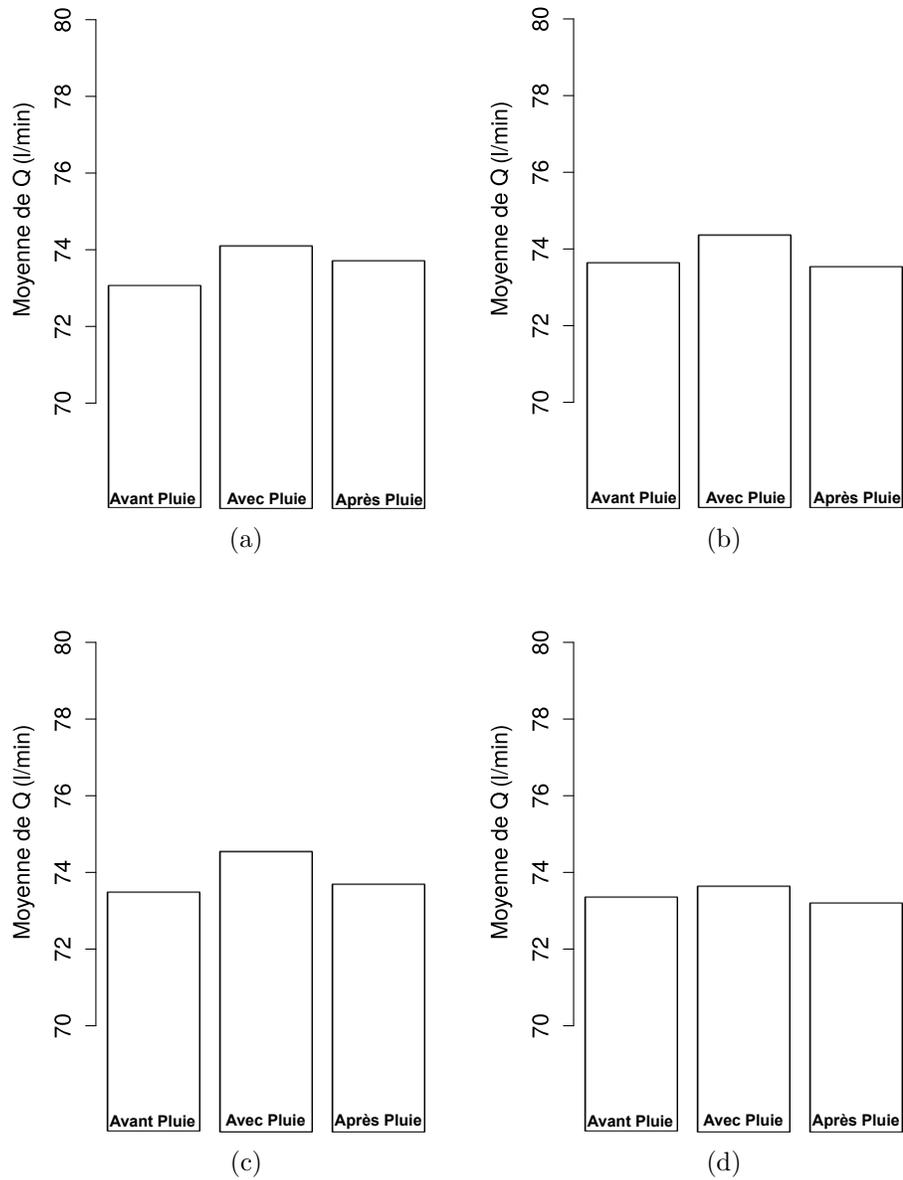


FIGURE 4.13 – Variation de la moyenne du débit en sortie du banc d’essai pour les quatre expériences avec pluie de la première série, (a)  $P_{175}^1_1$  (b)  $P_{175}^1_2$  (c)  $P_{175}^1_3$  (d)  $P_{175}^1_4$ .

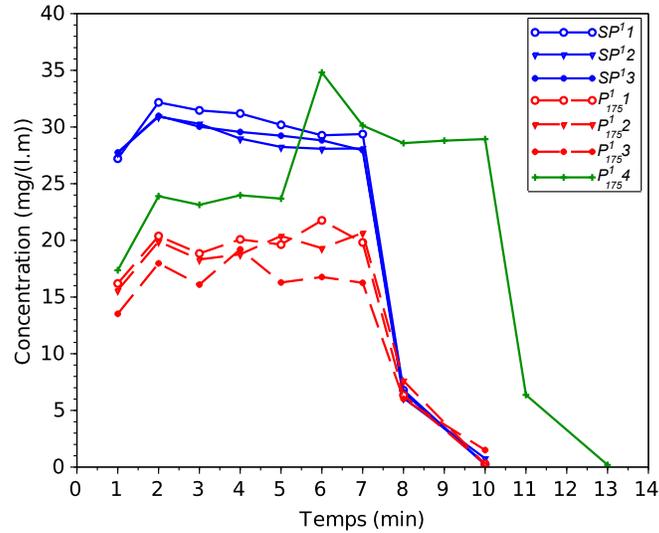


FIGURE 4.14 – Concentration de sédiments recueillis à la sortie du banc d’essai pour la première série d’expériences.

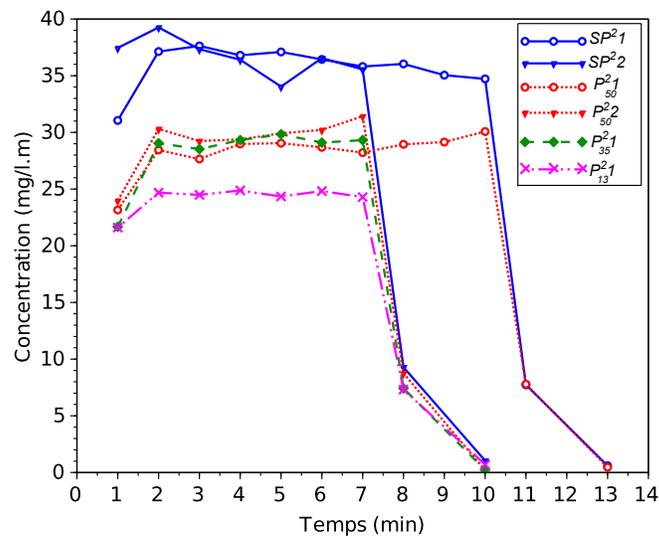


FIGURE 4.15 – Concentration de sédiments recueillis à la sortie du banc d’essai pour la deuxième série d’expériences.

série d'expériences ne peuvent pas être comparés directement à ceux de la première série parce que la distance de l'apport en sédiments est différente.

TABLE 4.7 – Différences relatives de concentration de sédiments à l'exutoire entre les expériences sans pluie et celles avec pluie de la deuxième série d'expériences

Expériences	$P_{13}^2 1$	$P_{35}^2 1$	$P_{50}^2$
Nombre de répétition	1	1	2
Différences relatives (%)	33	22	21

Pour confirmer qu'il existe un réel effet de la pluie, on utilise des tests statistiques de comparaison pendant la durée de l'apport en sédiments. Ces tests sont réalisés uniquement pour la première série d'expériences parce qu'elle présente plus de répétitions. Chacune de ces expériences est représentée par sa moyenne temporelle de concentration. On compare donc deux groupes de trois individus dont le premier est composé des moyennes des expériences sans pluie ( $SP^1 1$ ,  $SP^1 2$ ,  $SP^1 3$ ) et le deuxième de celle des expériences avec pluie ( $P_{175}^1 1$ ,  $P_{175}^1 2$ ,  $P_{175}^1 3$ ). Sous l'hypothèse que ces groupes suivent une loi normale, on utilise le test de Student qui donne une probabilité associée d'environ 0.25 %. En considérant un seuil de 5 % (c'est à dire qu'on a 5 % de chance de se tromper), la valeur de la probabilité est nettement inférieure à notre seuil, ce qui montre que les deux moyennes diffèrent significativement. Ce test confirme, de plus, que la moyenne des expériences sans pluie est supérieure à celle des expériences avec pluie en donnant une probabilité associée de l'ordre de 0.13 %. L'hypothèse de la loi normale n'étant pas vérifiée au vu du nombre de données limité, on applique en plus le test non paramétrique de Wilcoxon. Ce test fournit une probabilité associée de 10 %, supérieure au seuil de 5 %. Le nombre de données étant restreint, ce test ne nous permet pas d'affirmer qu'il n'y a pas de différence entre les expériences avec et sans pluie. On notera aussi que, dans toutes les expériences, l'influence de la pluie est sous-estimée vu que l'apport en sédiments ne se fait pas juste à l'entrée de la zone expérimentale, mais à une distance  $d$  de celle-ci (voir section 4.2.3.1).

#### 4.4.2 Masse de sédiments au fond du banc

On s'intéresse maintenant aux sédiments restés piégés au fond du banc expérimental. Les profils de dépôt de ces particules ont été réalisés uniquement pour la première série d'expériences. On compare les profils des expériences avec la pluie à ceux sans pluie. Tous les profils présentent une forme en cloche asymétrique correspondant à l'image 4.16. Globalement, très peu de différences sont observables entre les profils (figure 4.17a). On observe des pics de masse autour de 40 cm à partir de l'exutoire. Les expériences  $P_{175}^1 1$  et  $P_{175}^1 3$  ont les pics les plus importants et la  $SP^1 1$  le pic le moins élevé. Entre 15 et 35 cm de l'exutoire, le dépôt des expériences  $SP^1 1$  et  $SP^1 3$  est supérieur à celui des expériences avec pluie. Entre 0 et 15 cm, tous les profils sont similaires.

En comparant la moyenne des profils de dépôt des expériences sans pluie ( $SP^1 1$ ,  $SP^1 2$  et  $SP^1 3$ ) à celle des expériences avec pluie ( $P_{175}^1 1$ ,  $P_{175}^1 2$  et  $P_{175}^1 3$ ), la figure 4.17b montre que les particules vont légèrement plus loin dans le cas des expériences sans pluie. Cela est aussi confirmé par le calcul des distances médiane et moyenne parcourues par les sédiments. En effet, pour les expériences sans pluie, les distances médiane et moyenne sont respectivement de 26.5 cm et 28.5 cm alors que ces distances sont de 26 cm et 28 cm pour les expériences

FIGURE 4.16 – Dépôt de sédiments au fond du banc pour l'expérience  $P_{175}^13$ .

avec pluie. Notons cependant que pour les expériences avec pluie, la pluie n'agit que sur environ 60 % de ces distances, l'apport en sédiment étant situé à 9.5 cm du début de la zone expérimentale.

Enfin, un bilan de masse est réalisé pour toutes les expériences. Pour cela, la masse totale de sédiments recueillis au fond du banc et à l'exutoire est comparée à la masse totale moyenne introduite pendant la durée de l'apport (tableaux 4.8 et 4.9). De manière générale, on a une bonne conservation de la masse : dans tous les cas on récupère plus de 90 % de la masse introduite. La masse de sédiments à l'exutoire représente environ 11 % de la masse totale pour les expériences sans pluie ( $SP^11$ ,  $SP^12$ ,  $SP^13$ ,  $SP^21$  et  $SP^22$ ) et 8 % dans le cas des expériences avec pluie ( $P_{175}^11$ ,  $P_{175}^12$ ,  $P_{175}^13$ ,  $P_{50}^21$ ,  $P_{50}^22$ ,  $P_{35}^21$  et  $P_{13}^21$ ).

TABLE 4.8 – Bilan de masse de sédiments (g) recueillis à l'exutoire et au fond du banc pour la première série d'expériences

	$SP^11$	$P_{175}^11$	$SP^12$	$P_{175}^12$	$SP^13$	$P_{175}^13$	$P_{175}^14$
Durée de l'apport (min)	7	7	7	7	7	7	10
Longueur de l'apport (cm)	50	50	50	50	50	50	50
Masse au fond (g)	68.75	71.50	69.42	69.15	69.76	71.67	100.31
Masse à l'exutoire (g)	8.03	5.31	7.69	5.24	7.71	4.61	9.92
Total	76.78	78.81	77.11	74.39	77.47	76.27	110.23
Pourcentage recueilli (%)	95	98	96	92	96	95	96
Débit moyen = $0.23 \text{ g min}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ avec un écart type de $0.02 \text{ g min}^{-1} \text{ cm}^{-1}$							

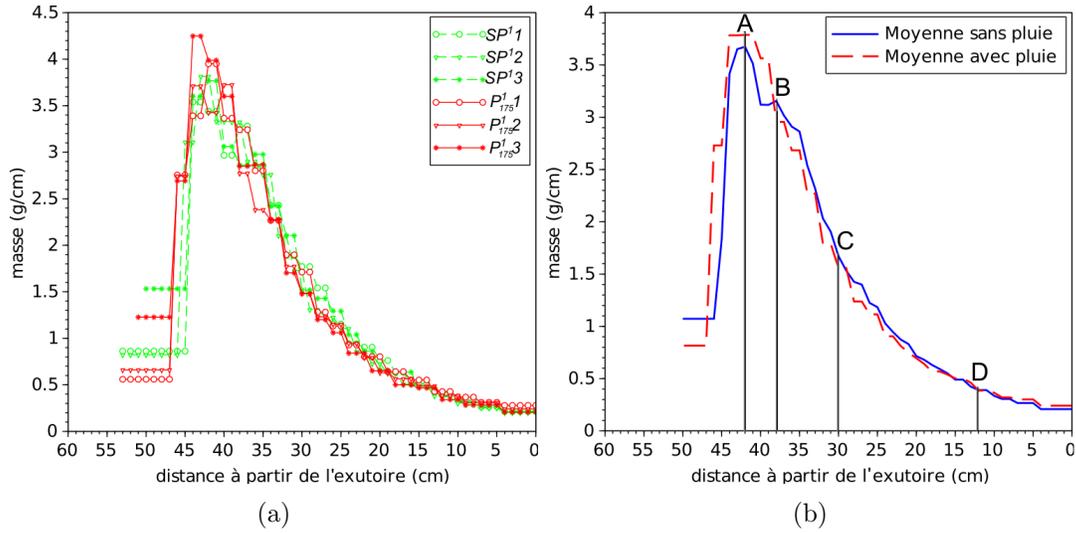


FIGURE 4.17 – Dépôt de sédiments au fond du banc d'essai pour (a) toutes les expériences (b) moyenne des profils. Les points A, B, C et D indiquent les emplacements où sont effectuées les mesures granulométriques présentées à la section 4.4.3.

TABLE 4.9 – Bilan de masse de sédiments (g) recueillis à l'exutoire et au fond du banc pour la deuxième série d'expériences

	$SP^2_1$	$SP^2_2$	$P^2_{50_1}$	$P^2_{50_2}$	$P^2_{35_1}$	$P^2_{13_1}$
Durée de l'apport (min)	10	7	10	7	7	7
Longueur de l'apport (cm)	41	50	41	50	50	50
Masse au fond (g)	82.15	67.16	86.10	70.25	68.19	70.78
Masse à l'exutoire (g)	11.08	9.46	8.73	7.63	7.52	6.32
Total	93.23	76.62	94.83	77.88	75.71	77.1
Pourcentage recueilli (%)	99	95	100	97	94	96
Débit moyen = $0.23 \text{ g min}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ avec un écart type de $0.02 \text{ g min}^{-1} \text{ cm}^{-1}$						

### 4.4.3 Granulométrie des sédiments

Le diamètre des sédiments utilisés dans notre étude expérimentale est compris entre 100 et 200  $\mu\text{m}$ . Bien que cette granulométrie soit étroite, il se peut que l'effet de la pluie soit différent selon la taille des particules. Nous avons vérifié ce point grâce à des mesures granulométriques effectués sur les sédiments collectés à l'exutoire de quelques expériences avec un granulomètre à diffraction laser. Les expériences choisies sont les  $SP^11$ ,  $P_{175}^12$ ,  $P_{175}^14$  de la première série et les  $SP^21$ ,  $P_{50}^21$ ,  $P_{13}^21$  de la deuxième série. Pour chacune de ces expériences, 3 à 4 échantillons correspondant à différents temps pendant la durée de l'apport en sédiments sont analysés. Chaque point est analysé au moins deux fois. La taille des sédiments est caractérisée par leur diamètre moyen  $D_{50}$  ainsi que leur premier  $D_{10}$  et neuvième  $D_{90}$  décile.

Les résultats de ces analyses ont montré que pour chacune des expériences sélectionnées, il n'y a pas eu de changement de granulométrie au cours du temps. La taille des sédiments est restée stable pendant la durée expérimentale. La légère baisse de concentration observée pour les expériences sans pluie ainsi que la légère hausse pour la  $P_{50}^21$  (voir section 4.4.1) ne sont donc pas dû à un changement de granulométrie des sédiments.

En outre, cette analyse révèle que les sédiments à l'exutoire des expériences avec pluie ont des tailles assez proches, de même que les expériences sans pluie (tableau 4.10 et figure 4.18). Le changement des caractéristiques des gouttes de pluie entre la première et la deuxième série d'expériences n'a donc pas affecté la granulométrie des particules ayant atteint l'exutoire. Remarquons, de plus, que les expériences sans pluie se caractérisent par des particules dont la taille est supérieure à celle avec pluie. En effet, le  $D_{10}$ , le  $D_{50}$  et le  $D_{90}$  des cas sans pluie sont respectivement supérieurs de 3, 7 et 10 % comparés aux cas avec pluie qui comptent aussi une proportion plus élevée de particules fines (entre 50 et 180  $\mu\text{m}$ ).

TABLE 4.10 – Granulométrie des sédiments à la sortie du banc expérimental (6 mesures réalisées en moyenne)

	Expériences avec pluie				Expériences sans pluie		
	$P_{175}^12$	$P_{175}^14$ Avec pluie	$P_{50}^21$	$P_{13}^21$	$SP^11$	$P_{175}^14$ Sans pluie	$SP^21$
$D_{10}$ ( $\mu\text{m}$ )	81.51	83.17	81.67	81.62	85.49	84.11	83.82
$D_{50}$ ( $\mu\text{m}$ )	128.54	131.20	130.48	131.79	141.27	139.71	139.31
$D_{90}$ ( $\mu\text{m}$ )	200.00	203.91	205.84	209.31	229.09	228.12	227.73
Écart-type de $D_{50}$	1.74	0.65	1.28	3.27	2.16	2.32	3.24

Au fond du banc expérimental, une analyse granulométrique est réalisée sur la  $SP^11$  sans pluie et la  $P_{175}^12$  avec pluie de la première série. Les emplacements de mesure sélectionnés sont les point A, B, C et D (représentatifs de l'allure de la courbe), illustrés sur la figure 4.17b. De manière générale, pour ces deux expériences, les particules proches de l'exutoire (points C et D) sont plus fines que celles qui sont à l'amont de la zone expérimentale (points A et B) (tableau 4.11 et figure 4.19). On observe aussi un pic important des particules de 200  $\mu\text{m}$  dans l'emplacement A qui est très proche de la zone d'apport en sédiments. Ces résultats confirment le fait que la distance de transfert des particules augmente lorsque leur taille diminue.

En comparant la  $SP^11$  à la  $P_{175}^12$ , au niveau des emplacements A et B, l'expérience sans pluie contient de plus grosses particules que celle avec pluie avec une différence moyenne de 2 à 3 %. Proche de l'exutoire, cette tendance s'inverse et c'est l'expérience avec pluie qui

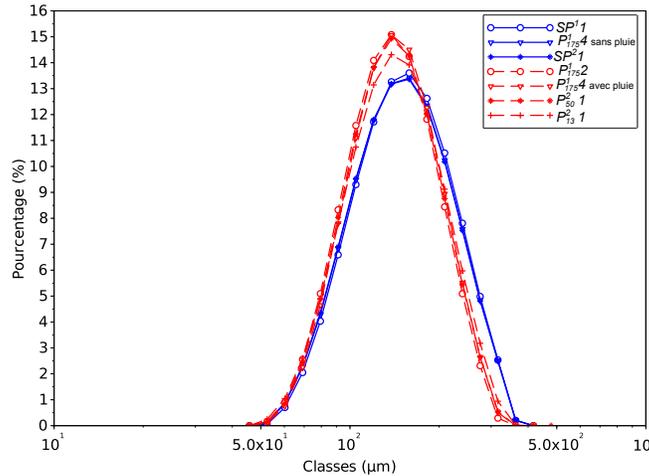


FIGURE 4.18 – Granulométrie des sédiments à la sortie du banc expérimental pour les expériences sans pluie  $SP^11$ ,  $P^1_{175}4$  (5 dernières minutes),  $SP^21$  et celles avec pluie  $P^1_{175}2$ ,  $P^1_{175}4$  (5 premières minutes),  $P^2_{50}1$ ,  $P^2_{13}1$ . L'axe des abscisses est en échelle logarithmique.

présente des sédiments de taille plus importante que le cas sans pluie avec une différence de l'ordre de 7 % au niveau de l'emplacement D. L'influence de la pluie est donc plus importante proche de l'exutoire et pour les tailles de particules les plus fines.

TABLE 4.11 – Granulométrie des sédiments au fond du banc expérimental (2 mesures pour chaque emplacement)

	$SP^11$				$P^1_{175}2$			
	A	B	C	D	A	B	C	D
$D_{10}$ (μm)	130.36	117.71	106.41	95.36	125.61	115.76	108.06	101.34
$D_{50}$ (μm)	187.13	175.62	159.36	143.09	181.55	173.58	162.15	152.96
$D_{90}$ (μm)	268.35	261.15	238.03	213.66	261.87	259.33	242.91	229.61
Écart-type de $D_{50}$	0.8	0.13	0.10	1.55	0.64	0.14	0.96	2.78

De manière générale, les résultats cumulés de toutes ces expériences montrent que la pluie a tendance à accélérer la sédimentation des particules. En effet, la concentration à la sortie du banc expérimental de toutes les expériences en présence de pluie est inférieure à celle des cas sans pluie. Cet effet est confirmé par l'expérience  $P^1_{175}4$  (figure 4.15) de la première série. La proportion de sédiments à l'exutoire est aussi plus faible dans les cas avec pluie comparé aux cas sans pluie. De plus, les profils de dépôt au fond du banc indiquent que les particules vont légèrement plus loin sans la pluie. L'analyse granulométrique révèle aussi un effet de la pluie plus important sur les particules fines et particulièrement à l'exutoire.

## 4.5 Les mécanismes envisagés

Pour expliquer l'augmentation de la vitesse de sédimentation des particules due à la pluie et le comportement de cette augmentation en fonction de l'intensité de pluie, deux mécanismes

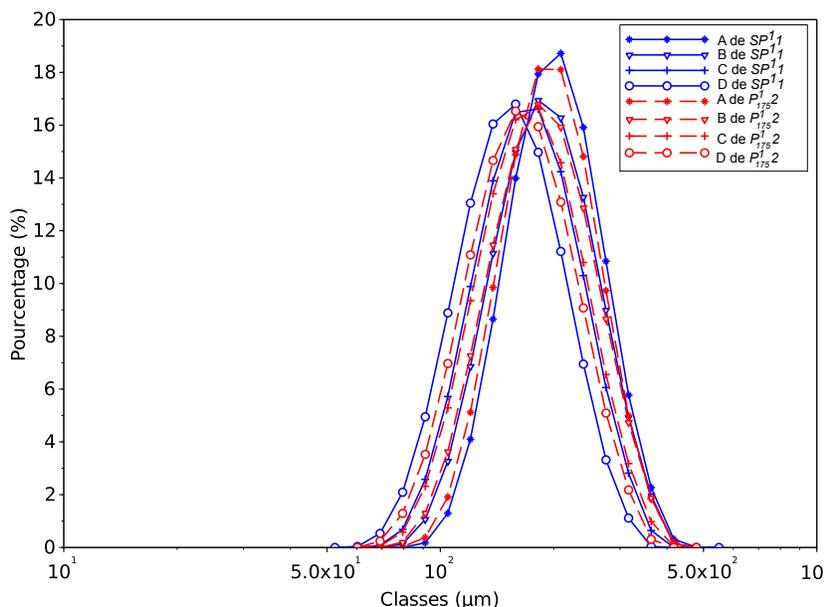


FIGURE 4.19 – Granulométrie des sédiments au fond du banc expérimental aux emplacements indiqués sur la figure 4.17b pour les expériences sans pluie  $SP^1_1$  et avec pluie  $P^1_{175_2}$ . L'axe des abscisses est en échelle logarithmique.

sont envisagés. Le premier est la contribution de la vitesse verticale des gouttes et le second est l'agitation de la lame d'eau par l'impact des gouttes, assimilée à un effet de turbulence.

#### 4.5.1 Vitesse verticale des gouttes : approche probabiliste

L'effet de la pluie dans la deuxième série d'expériences montre que cet effet n'est pas linéaire en fonction de l'intensité de la pluie (figure 4.15). Pour tenter de trouver une explication, on fait l'hypothèse que le mécanisme principal qui est à l'origine de l'augmentation de la vitesse de sédimentation des particules est la vitesse verticale des gouttes. À faible intensité de pluie, on suppose que les gouttes sont indépendantes et que leurs vitesses verticales s'additionnent à celles des particules. Par contre, à plus forte intensité, il se produit une interaction entre gouttes qui diminue leur efficacité en réduisant la valeur de leurs vitesses verticales. Cela implique qu'à plus forte intensité les gouttes ont moins d'effet sur le transport de sédiments qu'à intensité plus faible. Il pourrait exister un seuil d'intensité au-delà duquel l'effet de la pluie reste le même.

Pour vérifier cette hypothèse on adopte le même calcul de probabilité que dans la section 2.3 pour évaluer l'interaction entre les gouttes pendant le transport de sédiments. Cependant, par manque de données expérimentales dans la littérature, les échelles spatio-temporelles considérées sont similaires à celles de la section 2.4. Cela nous permet d'étudier le comportement qualitatif de l'interaction entre les gouttes lors du transport des sédiments. Ainsi, on considère que l'impact d'une goutte sur une lame d'eau d'épaisseur  $h$  crée une perturbation verticale maximale et instantanée de rayon  $R_{max} = \sqrt{DV_f t_c}$  (section 2.4.1). Pour prendre en compte l'effet de l'épaisseur de la lame d'eau, on teste sur la base d'une analyse dimensionnelle, deux valeurs pour  $t_c$  :  $t_{c1} = \sqrt{\rho_l h D^2 / \gamma}$  et  $t_{c2} = \sqrt{\rho_l h^2 D / \gamma}$ .

Les résultats montrent que l'interaction entre gouttes augmente avec l'intensité de pluie

et la hauteur de lame d'eau (figures 4.20) quel que soit le  $t_c$  utilisé. Avec  $t_{c1}$ , pour des intensités inférieures à  $40 \text{ mm h}^{-1}$ , la probabilité d'interaction croît rapidement et est en dessous de 40 %. Au-delà de  $40 \text{ mm h}^{-1}$ , la croissance est plus lente surtout lorsque l'épaisseur de lame d'eau augmente. Avec  $t_{c2}$ , les probabilités augmentent très rapidement en dessous de  $20 \text{ mm h}^{-1}$  pour des hauteurs de lame d'eau supérieures à 10 mm. Les valeurs des probabilités se stabilisent ensuite et sont presque insensibles à l'intensité lorsqu'elle est supérieure à  $20 \text{ mm h}^{-1}$ . Cependant, dans tous les cas, pour des lames d'eau épaisses ( $h > 15 \text{ mm}$ ), on obtient des probabilités élevées qui dépassent 50% pour  $t_{c2}$ .

Pour les conditions expérimentales de la deuxième série ( $h=25 \text{ mm}$  et pluies de 50, 35 et  $13 \text{ mm h}^{-1}$ ), ces résultats montrent la possibilité d'une interaction plus faible pour de faibles intensités. De plus, avec  $t_{c2}$ , cette interaction peut éventuellement être indépendante de l'intensité au-delà de  $30 \text{ mm h}^{-1}$ . Cela pourrait expliquer le fait que, d'une part, à  $13 \text{ mm h}^{-1}$ , les gouttes de pluie ont un effet plus important sur la sédimentation des particules parce qu'elles interagissent moins entre elles et sont donc plus efficaces. D'autre part, comme l'interaction entre les gouttes devient éventuellement indépendante de l'intensité au-delà de  $30 \text{ mm h}^{-1}$ , l'effet d'une pluie de  $35 \text{ mm h}^{-1}$  est similaire à celle de  $50 \text{ mm h}^{-1}$ .

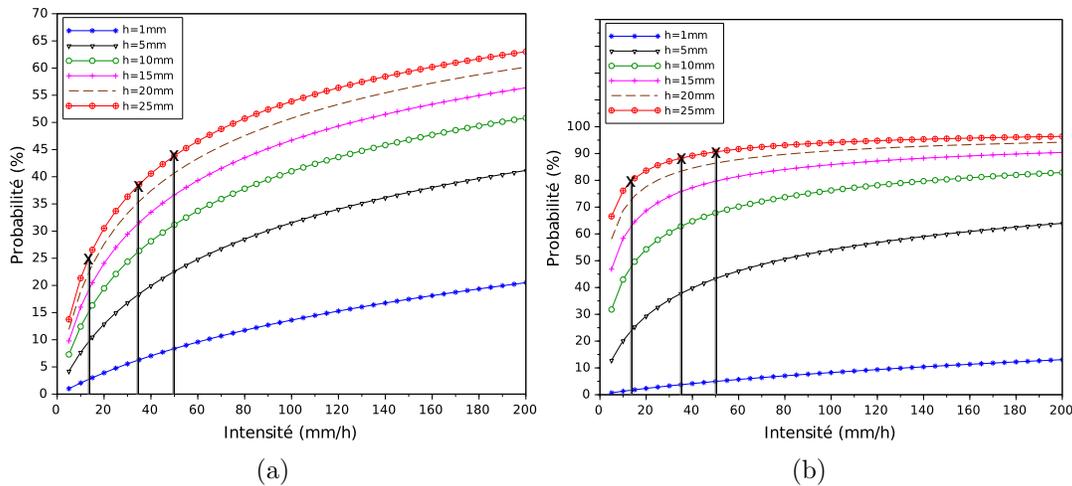


FIGURE 4.20 – Probabilité d'interaction entre gouttes pendant le transport de sédiments en utilisant (a)  $t_{c1} = \sqrt{\frac{\rho_l h D^2}{\gamma}}$  et (b)  $t_{c2} = \sqrt{\frac{\rho_l h^2 D}{\gamma}}$ . Les croix noires représentent les conditions expérimentales de la deuxième série ( $h=25 \text{ mm}$  et intensités de 13, 35 et  $50 \text{ mm h}^{-1}$ ).

#### 4.5.2 Effet de turbulence

Les conditions hydrodynamiques de nos expériences en l'absence de pluie sont caractérisées par un nombre de Reynolds de 2250, proche du Reynolds critique de 2500 pour passer en régime turbulent. En présence de pluie, le régime d'écoulement pourrait donc basculer dans le domaine turbulent. Le comportement des sédiments dans ce régime pourrait expliquer l'effet de la pluie observé dans les expériences. Nous nous intéressons donc aux travaux qui ont porté sur la vitesse de sédimentation des particules en régime turbulent.

Dans ce régime, de nombreux auteurs ont étudié expérimentalement et numériquement la vitesse de sédimentation d'une particule en régime turbulent (Bagchi et Balachandar, 2003; Brucato *et al.*, 1998; Gore et Crowe, 1990; Mei *et al.*, 1991; Rudolff et Bachalo, 1988; Uhl-

herr et Sinclair, 1970; Wang et Maxey, 1993; Warnica *et al.*, 1995). Ces auteurs analysent généralement cette vitesse à travers le coefficient de traînée  $C_D$  et la façon dont celui-ci est modifié en régime turbulent. En régime laminaire,  $C_D$  est donné par la formule :

$$C_D = \frac{4}{3}gd \left( \frac{\rho_s}{\rho_l} - 1 \right) \frac{1}{w_s^2} \quad (4.1)$$

avec  $g$  la gravité,  $\rho_l$  la densité de l'eau,  $d$ ,  $\rho_s$  et  $w_s$  sont respectivement le diamètre, la densité et la vitesse de sédimentation de la particule. Le graphique 4.21 regroupe les différents résultats et illustre comment le coefficient de traînée peut être modifié en régime turbulent.

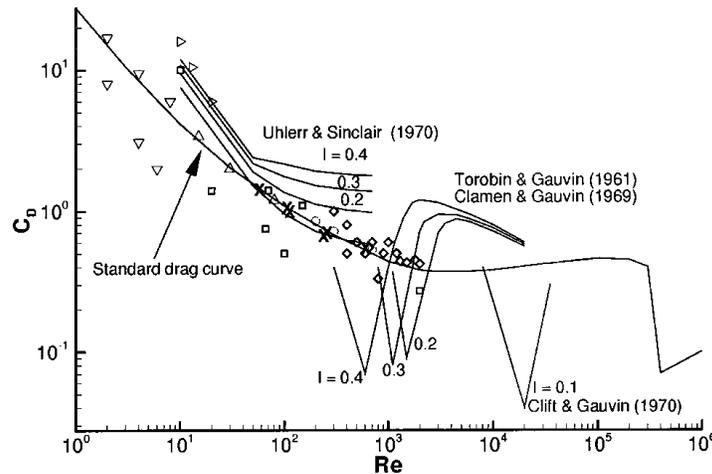


FIGURE 4.21 – Un résumé des résultats sur l'effet de la turbulence sur le coefficient de traînée. (×) Bagchi et Balachandar (2003); (□) Gore et Crowe (1990); (◇) Sankagiri et Ruff (1997); (○) Zarin et Nicholls (1971); (△) Warnica *et al.* (1995); (▽) Rudolf et Bachalo (1988); (▷) Brucato *et al.* (1998). Le paramètre  $I$  est le ratio entre la racine carrée moyenne de la vitesse turbulente et la vitesse relative moyenne entre les particules et le fluide. Extrait de Bagchi et Balachandar (2003).

Ces résultats peuvent être classés en trois catégories.

1. Par rapport au régime laminaire, Uhlherr et Sinclair (1970), Zarin et Nicholls (1971), et Brucato *et al.* (1998) ont observé une baisse de la vitesse de sédimentation en régime turbulent. Ces auteurs expliquent cette baisse par la dépendance non linéaire de la vitesse de sédimentation avec le coefficient de traînée (Bagchi et Balachandar, 2003; Mei *et al.*, 1991). Lorsque l'intensité de la turbulence augmente, le coefficient  $C_D$  augmente aussi d'où une baisse de la vitesse  $w_s$ . Cet effet diminue avec le nombre de Reynolds de la particule et tend à disparaître pour des Reynolds faibles. Selon ces auteurs, cet effet est important pour des particules dont la taille est supérieure à l'échelle de Kolmogorov où l'énergie turbulente est dissipée par de petites structures tourbillonnaires.
2. Par contre, Rudolf et Bachalo (1988) et Gore et Crowe (1990) ont constaté, que dans le régime turbulent, il se produit une augmentation de la vitesse de sédimentation. Cette deuxième catégorie explique la hausse de la vitesse par le fait que les particules ont des trajectoires préférentielles au sein de l'écoulement turbulent. Les particules dont la taille est inférieure ou de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov "préfèrent" des régions où

l'écoulement est descendant aux régions où il est ascendant (Bagchi et Balachandar, 2003; Wang et Maxey, 1993). Ce phénomène tend à accélérer leur sédimentation.

3. Enfin, pour une troisième catégorie d'auteurs comme Warnica *et al.* (1995) et Bagchi et Balachandar (2003), la turbulence n'a pas d'effet significatif sur la sédimentation des particules et cette vitesse reste inchangée.

Cependant, vue la grande disparité des résultats sur le graphique 4.21, ces arguments n'expliquent qu'en partie les différents comportements qu'ils illustrent (Bagchi et Balachandar, 2003). En effet, pour des nombres de Reynolds faibles, on observe, selon les auteurs, à la fois une diminution et une augmentation de  $C_D$  impliquant respectivement une hausse et une baisse de la vitesse de sédimentation.

Les particules considérées dans cette thèse (100-200  $\mu\text{m}$ ) ont un Reynolds inférieur à 20 et sont dans la gamme des bas Reynolds. De plus, nos résultats montrent une augmentation de la sédimentation des particules et sont par conséquent plus proches de ceux de la deuxième catégorie. L'hypothèse des trajectoires préférentielles semblerait être le mécanisme qui explique la hausse de la vitesse de sédimentation dans nos expériences.

## 4.6 Conclusion

Le dispositif expérimental utilisé permet d'avoir des conditions hydrodynamiques d'écoulement assez stables durant toute la durée des expériences, d'où une bonne répétabilité des expériences. Ainsi, du point de vue des conditions hydrodynamiques, les expériences sans pluie et avec la présence de la pluie sont toutes comparables et restent initialement (avant la pluie) en régime laminaire ( $Re = 2250 < 2500$ ) et fluvial ( $Fr = 0.2 < 1$ ).

Les deux séries d'expériences révèlent l'influence de la pluie sur le transport de la classe de sédiments utilisée (100-200  $\mu\text{m}$ ). En présence de pluie, la taille des sédiments recueillis à l'exutoire du banc expérimental est plus fine et leur concentration est inférieure d'au moins 20 % par rapport aux expériences sans pluie. La pluie a donc tendance à accélérer la sédimentation des particules. Les vitesses verticales des gouttes pourraient être à l'origine de ce phénomène. De plus, dans la mesure où l'agitation causée par l'impact des gouttes peut être assimilée à un effet de turbulence, l'augmentation de cette sédimentation peut s'expliquer par le fait que les particules suivent des zones préférentielles où l'écoulement est descendant.

Ces expériences ont aussi montré que l'influence de l'intensité de la pluie ne semble pas être linéaire. L'effet de la pluie est plus fort à plus faible intensité. Il semble exister un seuil d'intensité au-delà duquel cet effet reste inchangé. L'interaction entre les gouttes pendant le transport de sédiments pourrait être à l'origine d'un tel comportement. Au fond du banc d'essai, les profils de dépôt sont comparables pour toutes les expériences avec une distance moyenne de parcours légèrement plus grande pour les expériences sans pluie. Cette différence entre les distances moyennes est minime vu que la pluie n'a pas été appliquée sur la totalité du trajet des particules.

Ces résultats devront être complétés par d'autres séries de mesures de manière à obtenir une loi d'évolution de la vitesse de sédimentation des particules en fonction de l'intensité de la pluie. Ces expériences devront aussi permettre de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de l'augmentation de cette vitesse en présence de pluie.

# Modélisation des transferts par ruissellement

## 5.1 Introduction

L'érosion hydrique des sols est généralement modélisée par trois catégories de modèles :

- les *modèles empiriques* qui sont établis à la suite d'études expérimentales (Bagnold, 1980; Everaert, 1991; Kinnell, 1991; Poesen, 1986; Walker *et al.*, 1978). Ces modèles sont généralement utilisés lorsque les paramètres d'entrée sont limités et dans le but d'identifier les sources de production des sédiments (Merritt *et al.*, 2003).
- les modèles *conceptuels* qui incluent une description générale des processus les plus importants (Green *et al.*, 1999; Merritt *et al.*, 2003; Walton et Hunter, 1996; Watson *et al.*, 2001). Ils ne décrivent pas en détail l'interaction entre les processus, et les valeurs des paramètres sont obtenues par des calibrations par rapport aux résultats expérimentaux (Abbott *et al.*, 1986).
- les *modèles à base physique* qui utilisent des équations de conservation. De manière générale, ces équations décrivent les variations spatio-temporelles des concentrations de sédiments et intègrent les processus de détachement, de transport et de sédimentation des particules. Ces équations diffèrent entre elles essentiellement par la manière de définir ces processus, ce qui a pour conséquence de multiplier les modèles d'érosion (Hairsine et Rose (1991, 1992); Kvaerno et Stolte (2012); Lajeunesse *et al.* (2013); Morgan *et al.* (1998); Nearing *et al.* (1989); Nord et Esteves (2005); Wainwright *et al.* (2008)...).

Ce chapitre présente une formulation générale des équations d'érosion basées sur des lois de conservation tirées de la littérature. C'est un système d'équations appelées équations de transfert, valable pour plusieurs tailles de particules, qui décrit l'échange entre deux couches ayant des concentrations en sédiments différentes. Cette formulation inclut des modèles d'érosion diffuse et/ou concentrée utilisables tant à l'échelle du versant (Hairsine et Rose, 1991, 1992) qu'à l'échelle du bassin versant (Nearing *et al.*, 1989), mais aussi du transport de grains par charriage dans les rivières (Lajeunesse *et al.*, 2013). Au-delà de l'érosion, cette nouvelle formulation peut aussi décrire du transport chimique comme le modèle de Gao *et al.* (2004). Elle offre ainsi l'avantage, contrairement aux autres modèles de la littérature, de pouvoir

décrire, avec un unique modèle plusieurs types de transferts comme le détaille la section 5.2. Sa forme globale donne, de plus, la possibilité de modéliser des transferts à la fois linéaires et non-linéaires décrits dans la section 5.3.

Le modèle est intégré au logiciel de ruissellement FullSWOF-1D et les méthodes numériques utilisées sont présentées à la section 5.4.

## 5.2 Équations de transfert

### 5.2.1 Présentation du modèle

Lors d'un processus d'érosion hydrique, l'agent érosif (pluie ou écoulement) détache les particules du sol initial. Ces particules entrent dans la lame d'eau et sont transportées sur une distance qui dépend à la fois de leur vitesse de sédimentation et de la vitesse de l'écoulement. Elles sédimentent ensuite à la surface du sol et créent une couche de dépôt appelée ici couche de redépôt. Au niveau de cette couche, les sédiments peuvent être à nouveau détachés créant ainsi un échange continu entre les sédiments dans l'écoulement et ceux de la couche de redépôt (figure 5.1 (a)).

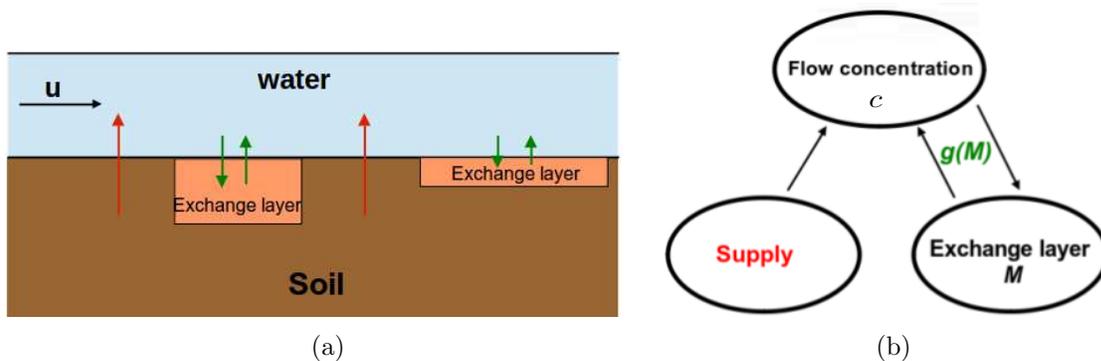


FIGURE 5.1 – Représentation schématique du processus d'érosion hydrique (a) réel (b) sans géométrie. La couche de redépôt est représentée par la couche d'échange.

Ce phénomène peut être modélisé en négligeant toute géométrie (figure 5.1 (b)), c'est-à-dire que la quantité prise en compte est la proportion que représente la couche de redépôt par rapport à la surface du sol. Les sédiments regroupés en  $I$  classes sont caractérisés par leur concentration  $c_i$  ( $1 \leq i \leq I$ ) dans le fluide et  $M_i$  ( $1 \leq i \leq I$ ) dans la couche de redépôt. Nous faisons l'hypothèse que les sédiments qui sont dans le fluide se déplacent à la même vitesse  $u$  que le fluide et que les sédiments de la couche de redépôt sont immobiles. Le mécanisme de transfert de sédiments entre l'écoulement et la couche de redépôt est décrit par une fonction d'échange  $g(M_i)$  qui dépend de la concentration  $M_i$ . Les particules détachées du sol initial représentent une source d'alimentation pour l'écoulement. En utilisant la loi de conservation de la masse de sédiments, nous pouvons alors établir un système, ici présenté en une dimension pour simplifier et qui est facilement généralisable en deux dimensions, pour

décrire un tel comportement. Il se présente sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial(hc_i)}{\partial t} + \frac{\partial(qc_i)}{\partial x} = \frac{1}{ts_i}(g(M_i) - hc_i) + source \\ \frac{\partial M_i}{\partial t} = -\frac{1}{ts_i}(g(M_i) - hc_i) \end{cases} \quad (5.1)$$

avec  $c_i$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) la concentration volumique des sédiments de la classe  $i$  dans le fluide et  $M_i$  ( $\text{kg m}^{-2}$ ) leur concentration massique dans la couche de redépôt. Le fluide est caractérisé par sa hauteur  $h$  (m) et son débit volumique par unité de largeur  $q$  ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ). Le terme *source* ( $\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$ ) peut représenter par exemple la loi de détachement des particules par la pluie présentée à la section 3.3 et  $ts_i$  (s) est un temps caractéristique précisé plus loin.

Dans ce système, les concentrations  $c_i$  et  $M_i$  évoluent vers un certain état d'équilibre caractérisé par la relation :  $hc_i = g(M_i)$  et le terme  $g(M_i) - hc_i$  est un écart à l'équilibre. Cette évolution est décrite par la fonction  $g(M_i)$  ( $\text{kg m}^{-2}$ ) et  $ts_i$  (s) représente le temps de relaxation nécessaire, pour chaque classe  $i$ , pour atteindre l'état d'équilibre. Typiquement le processus de transport de sédiments est décrit par  $g(M_i)$  et  $ts_i$ . Dans un contexte d'érosion hydrique en présence de la pluie, ce sont ces paramètres qui doivent prendre en compte l'effet de la pluie comme observé à la section 4.4 sur le transport de sédiments.

La forme non conservative du système tient compte de la relation entre la hauteur de la lame d'eau  $h$  et le débit d'eau  $q$  donné par l'équation de conservation de la masse  $\partial_t h + \partial_x q = R(t)$ , avec  $R(t) = \text{pluie-infiltration}$ . Elle s'écrit donc :

$$\begin{cases} h \frac{\partial c_i}{\partial t} + q \frac{\partial c_i}{\partial x} = \frac{1}{ts_i}(g(M_i) - hc_i) + source - R(t)c_i \\ \frac{\partial M_i}{\partial t} = -\frac{1}{ts_i}(g(M_i) - hc_i). \end{cases} \quad (5.2)$$

**Remarque 5.1.** Dans la suite, pour le cas d'une seule classe de sédiments, on note  $c_1 = c$ ,  $M_1 = M$  et  $ts_1 = ts$ .

Les équations de transfert (5.1) représentent une formulation générale des modèles d'érosion. En effet, plusieurs modèles d'érosion et certains modèles de transport chimique rencontrés dans la littérature se présentent sous la même forme que le système (5.1). Ainsi, cette formulation générale, selon le choix de ses paramètres, peut modéliser de l'érosion diffuse et/ou concentrée à l'échelle du versant et du bassin versant, du transport par charriage dans les rivières et du transport chimique en présence de pluie. Dans les sections qui suivent, nous présentons plusieurs de ces approches et nous détaillons comment les paramètres peuvent être adaptés à chaque type de phénomène.

### 5.2.2 Érosion hydrique à l'échelle du versant : modèle de Hairsine et Rose

Le modèle de Hairsine et Rose (Hairsine *et al.*, 2002; Hairsine et Rose, 1991, 1992) est utilisé pour modéliser l'érosion hydrique à l'échelle du versant (Ciesiolka *et al.*, 1995; Misra et Rose, 1996; Rose *et al.*, 1997). Il considère l'existence de deux couches de sédiments composées de plusieurs classes de particules et soumises à l'action de la pluie et du ruissellement (figure 5.2). La première couche représente le sol initial caractérisé par un paramètre de détachabilité  $a$ . Les flux de sédiments provenant de cette zone sont ceux initiés par le ruissellement  $r_{ei}$  et la pluie  $e_i$  pour chaque classe  $i$  de particules. La seconde couche (deposited layer) est formée

par des sédiments ayant été détachés du sol initial et qui ont sédimenté avec un taux de sédimentation  $d_i$ . La cohésion des particules dans cette couche de redépôt est plus faible que celle du sol initial. La couche de redépôt recouvre une fraction  $H$  du sol initial avec un paramètre de détachabilité  $a_d$ . Les flux de sédiments initiés par le ruissellement et la pluie à partir de cette couche de redépôt sont respectivement notés  $r_{ri}$  et  $e_{di}$ .

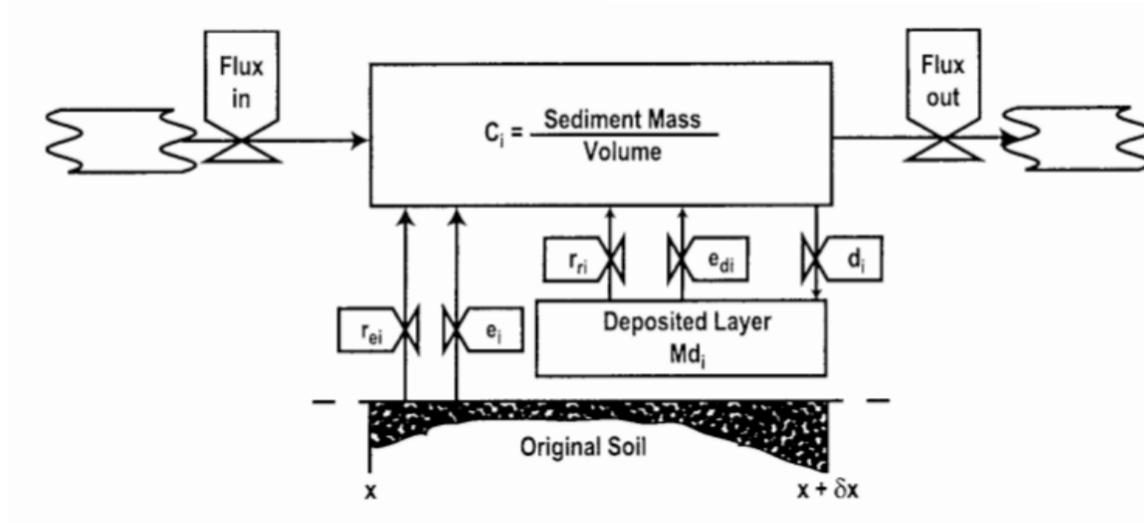


FIGURE 5.2 – Processus d'échange de sédiments entre l'écoulement et le sol dans le modèle de Hairsine et Rose. Source : Hairsine *et al.* (2002).

Ainsi, pour chaque classe de particules  $i$ , l'évolution des concentrations de sédiments est décrite par le système :

$$\begin{cases} \frac{\partial(hc_i)}{\partial t} + \frac{\partial(qc_i)}{\partial x} = r_{ri} + e_{di} - d_i + r_{ei} + e_i \\ \frac{\partial Md_i}{\partial t} = d_i - r_{ri} - e_{di} \end{cases} \quad (5.3)$$

$c_i$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) est la concentration volumique de sédiments dans la lame d'eau et  $Md_i$  ( $\text{kg m}^{-2}$ ) la concentration massique de sédiments dans la couche de redépôt. Les quantités  $q$  ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ) et  $h$  (m) représentent toujours le flux d'eau par unité de largeur et la hauteur de l'écoulement respectivement. Dans le modèle complet de Hairsine et Rose, on considère que, pour un écoulement d'une puissance  $\Omega$  ( $\text{kg s}^{-3}$ ), il existe un seuil  $\Omega_0$  à partir duquel les sédiments sont mis en mouvement. De plus, seule une fraction  $F$  de l'excès de puissance  $\Omega - \Omega_0$  peut être efficace dans la mise en mouvement, le reste étant dissipé en bruit. Le système (5.4) regroupe la définition des différents termes composant le système (5.3) :

$$\left\{ \begin{array}{l} r_{ri} = \frac{\alpha_i H F \rho_s}{\mathbf{g}(\rho_s - \rho_l)} \left( \frac{\Omega - \Omega_0}{h} \right) \frac{Md_i}{Md_t} \\ e_{di} = a_d P \frac{Md_i}{Md_t} H \\ d_i = \alpha_i v_i c_i \\ r_{ei} = (1 - H) \frac{F}{IJ} (\Omega - \Omega_0) \\ \Omega = \rho_l \mathbf{g} S q, \quad \Omega_0 = \rho_l \mathbf{g} S q_0 \\ e_i = \frac{a_d P}{I} (1 - H) \\ Md_t = \sum_{i=1}^I Md_i; \quad H = \frac{Md_t}{Md_t^*} \end{array} \right. \quad (5.4)$$

où  $\alpha_i$  est un paramètre décrivant la répartition de la concentration de sédiments dans l'écoulement par rapport à la concentration près du sol, sa valeur est généralement prise égale à 1 (Jomaa *et al.*, 2010; Sander *et al.*, 1996; Tromp-van Meerveld *et al.*, 2008). Les coefficients  $\rho_s$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) et  $\rho_l$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) sont respectivement la masse volumique des particules et celle de l'eau,  $\mathbf{g}$  représente la gravité,  $S$  la pente du domaine,  $q_0$  est le seuil de mise en mouvement des sédiments,  $P$  ( $\text{m s}^{-1}$ ) l'intensité de pluie et  $v_i$  ( $\text{m s}^{-1}$ ) la vitesse de sédimentation des particules.  $Md_t$  ( $\text{kg m}^{-2}$ ) est la masse totale des sédiments dans la couche de redépôt et  $Md_t^*$  ( $\text{kg m}^{-2}$ ) la masse de sédiments nécessaire pour recouvrir complètement le sol initial.  $J$  ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) est l'énergie nécessaire pour entraîner une unité de masse du sol initial et  $I$  le nombre total de classes. Une description plus détaillée de ces différents paramètres se trouve dans Hairsine et Rose (1991, 1992).

En remplaçant les termes du système (5.4) dans (5.3) et en ré-arrangeant ces équations, on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial(hc_i)}{\partial t} + \frac{\partial(qc_i)}{\partial x} = \frac{v_i}{h} \left[ \left( \frac{F \rho_s (\Omega - \Omega_0)}{v_i \mathbf{g} (\rho_s - \rho_l) Md_t^*} + \frac{a_d h P}{v_i Md_t^*} \right) Md_i - hc_i \right] + (r_{ei} + e_i) \\ \frac{\partial Md_i}{\partial t} = - \frac{v_i}{h} \left[ \left( \frac{F \rho_s (\Omega - \Omega_0)}{v_i \mathbf{g} (\rho_s - \rho_l) Md_t^*} + \frac{a_d h P}{v_i Md_t^*} \right) Md_i - hc_i \right]. \end{array} \right. \quad (5.5)$$

Ainsi, ce système est un cas particulier du système (5.1) valable pour plusieurs classes de particules avec les facteurs suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} ts_i = \frac{h}{v_i}, \quad M_i = Md_i \\ g(M_i) = K_i M_i, \quad K_i = Ke_i + Kr_i \\ Ke_i = \frac{a_d h P}{v_i Md_t^*} \\ Kr_i = \frac{F \rho_s (\Omega - \Omega_0)}{v_i \mathbf{g} (\rho_s - \rho_l) Md_t^*} = \frac{F \rho_s \rho_l S (q - q_0)}{v_i (\rho_s - \rho_l) Md_t^*} \\ source = (r_{ei} + e_i). \end{array} \right. \quad (5.6)$$

La fonction d'échange  $g(M_i)$  dans le cas du modèle de Hairsine et Rose est linéaire et intègre la contribution de la pluie  $Ke_i$  et celle de l'écoulement  $Kr_i$  dans le processus d'échange des

sédiments. Notons, de plus, que dans ce modèle, le paramètre  $v_i$  qui apparaît à la fois dans  $g(M_i)$  et  $ts_i$  est la vitesse de sédimentation propre des particules (en régime laminaire). Ce modèle ne prend donc pas en compte une éventuelle modification de cette vitesse en présence de pluie. Pour intégrer l'effet de la pluie dans ce modèle, les paramètres  $g(M_i)$  et  $ts_i$  devraient être modifiés, en considérant des vitesses de sédimentation en présence de pluie à la hausse, comme le montrent les résultats du chapitre 4.

La forme non conservative du système (5.5) est obtenue en considérant la condition hydraulique :  $\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(q)}{\partial x} = R(t)$  où  $R(t)$  est l'excès de pluie (pluie-infiltration) :

$$\begin{cases} h \frac{\partial c_i}{\partial t} + q \frac{\partial c_i}{\partial x} = \frac{v_i}{h} \left[ \left( \frac{F \rho_s (\Omega - \Omega_0)}{v_i g (\rho_s - \rho_l) M d_t^*} + \frac{a_d h P}{v_i M d_t^*} \right) M d_i - h c_i \right] + (r_{ei} + e_i) - R(t) c_i \\ \frac{\partial M d_i}{\partial t} = - \frac{v_i}{h} \left[ \left( \frac{F \rho_s (\Omega - \Omega_0)}{v_i g (\rho_s - \rho_l) M d_t^*} + \frac{a_d h P}{v_i M d_t^*} \right) M d_i - h c_i \right]. \end{cases} \quad (5.7)$$

C'est sur cette formulation que nous travaillerons à la section 5.3.1.1.

### 5.2.3 Érosion hydrique à l'échelle du bassin versant : Water Erosion Prediction Project (WEPP)

Le modèle WEPP (Nearing *et al.*, 1989) décrit le phénomène d'érosion diffuse et concentrée sur un bassin versant à l'état stationnaire avec l'équation suivante :

$$\frac{\partial q_s}{\partial x} = D_r + D_e \quad (5.8)$$

où  $q_s = qc$  ( $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ) est le flux de sédiment par unité de largeur,  $D_r$  ( $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) est le taux de détachement ou de dépôt dans les rigoles dû à l'écoulement concentré et  $D_e$  ( $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) le détachement provenant des zones d'écoulement diffus dominé par le détachement des gouttes de pluie. L'équation utilisée pour décrire  $D_r$  est celle de Foster et Meyer (1972) :

$$D_r = K_r (\tau - \tau_c) \left( 1 - \frac{q_s}{T_c} \right) \quad (5.9)$$

où  $K_r$  ( $\text{s m}^{-1}$ ) est l'érodibilité des rigoles,  $\tau$  (Pa) et  $\tau_c$  (Pa) sont respectivement le cisaillement de l'écoulement et le cisaillement critique pour initier le détachement et  $T_c$  ( $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ) représente la capacité de transport de l'écoulement. L'équation (5.8) devient alors :

$$\frac{\partial q_s}{\partial x} = K_r (\tau - \tau_c) \left( 1 - \frac{q_s}{T_c} \right) + D_e. \quad (5.10)$$

Comme nous souhaitons identifier le modèle WEPP aux équations de transfert avec une classe de sédiments, nous utilisons la relation :  $q_s = qc = \mathbf{u}hc$  avec  $\mathbf{u}$  ( $\text{m s}^{-1}$ ) la vitesse d'écoulement et  $h$  (m) l'épaisseur de la lame d'eau, pour réécrire l'équation (5.10) comme :

$$\frac{\partial(qc)}{\partial x} = \frac{\mathbf{u}K_r(\tau - \tau_c)}{T_c} \left( \frac{T_c}{\mathbf{u}} - hc \right) + D_e. \quad (5.11)$$

Dans cette dernière équation, les paramètres de la formule (5.1) s'identifient comme :

$$\begin{cases} ts = \left( \frac{\mathbf{u}K_r(\tau - \tau_c)}{T_c} \right)^{-1} \\ g(M) = \frac{T_c}{\mathbf{u}}, (\text{constante en } M) \\ source = D_e. \end{cases} \quad (5.12)$$

Pour décrire l'évolution de la concentration  $M$ , on peut considérer :

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\frac{uK_r(\tau - \tau_c)}{T_c} \left( \frac{T_c}{\mathbf{u}} - hc \right). \quad (5.13)$$

Cette équation implique qu'à l'état stationnaire où  $\partial_t M = 0$ ,  $T_c = \mathbf{u}hc$ .

### 5.2.4 Transport par charriage : modèle de Lajeunesse *et al.* (2013)

Lajeunesse *et al.* (2013) décrivent l'évolution spatio-temporelle de grains dans une rivière. Ils modélisent le transport par charriage d'un mélange de grains marqués et non marqués (figure 5.3). Le modèle est construit sous l'hypothèse de grains uniformes et d'un transport stationnaire et uniforme à vitesse  $V$ . Soient  $n$  (nbre  $\text{m}^{-2}$ ) la concentration totale des grains (marqués et non marqués) en mouvement,  $\sigma$  (nbre  $\text{m}^{-2}$ ) celle des grains immobiles au sol et leur ratio  $\alpha = n/\sigma$  considéré comme inférieur à 1. La vitesse caractéristique de sédimentation des grains est noté  $ts$  (s). L'étude porte sur les grains marqués dont la proportion en mouvement dans l'écoulement est  $\phi$  et celle qui est immobile au sol est  $\psi$ . Ainsi  $\phi n$  représente la concentration des grains marqués mobiles et  $\psi\sigma$  celle des grains marqués immobiles. Les taux d'érosion et de dépôt sont notés respectivement  $\dot{n}_e$  et  $\dot{n}_d$ .

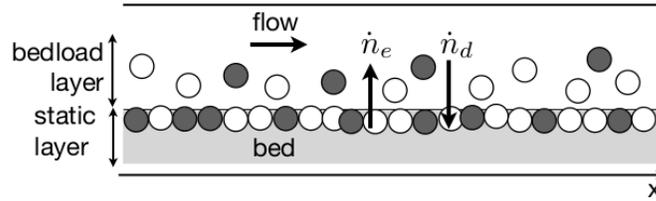


FIGURE 5.3 – Transport par charriage du modèle de Lajeunesse *et al.* (2013). Source : Lajeunesse *et al.* (2013).

Sous l'hypothèse de stationnarité et d'uniformité définie par :  $\dot{n}_e = \dot{n}_d = n/ts$ , le transport par charriage des grains marqués est décrit par le système :

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial t} + V \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{1}{ts}(\psi - \phi) \\ \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{1}{ts}(\psi - \phi). \end{cases} \quad (5.14)$$

Ce système peut être réécrit en termes de concentrations massiques en multipliant la première équation par  $m_g n$ , et la deuxième par  $m_g \sigma$ ,  $m_g$  (kg) étant la masse d'un grain. Les concentrations des grains marqués en mouvement et au sol sont alors définies respectivement par  $C = m_g n \phi$  ( $\text{kg m}^{-2}$ ) et  $M = m_g \sigma \psi$  ( $\text{kg m}^{-2}$ ). L'utilisation du ratio  $\alpha = n/\sigma$  permet d'obtenir le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial C}{\partial t} + V \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{ts}(\alpha M - C) \\ \frac{\partial M}{\partial t} = -\frac{1}{ts}(\alpha M - C). \end{cases} \quad (5.15)$$

Lorsque l'on identifie ce système avec les équations de transfert, on déduit que :

$$\begin{cases} C = hc \\ g(M) = \alpha M \\ source = 0. \end{cases} \quad (5.16)$$

### 5.2.5 Transport chimique : modèle de Gao *et al.* (2004)

Le modèle de transport chimique présenté par Gao *et al.* (2004) décrit le transfert d'éléments chimiques dissous, du sol vers l'écoulement, initié par l'impact des gouttes de pluie. Ce modèle présente l'échange entre deux couches dont la concentration en éléments dissous est différente (figure 5.4) sous l'action d'une pluie d'intensité  $P$  (m/s). La première couche représente l'écoulement d'épaisseur  $d_w$  (m) et de concentration  $c_w$  (kg m<sup>-3</sup>) et la deuxième est une couche de mélange d'épaisseur  $d_e$  (m) et de concentration  $c_e$  (kg m<sup>-3</sup>). En dessous de la couche de mélange, se trouve le sol caractérisé par une concentration en éléments chimiques dissous  $c_s$  (kg m<sup>-3</sup>). Cette concentration ne représente qu'une proportion de la concentration totale  $c_T$  (kg m<sup>-3</sup>) du sol et le rapport entre les deux concentrations est noté  $\alpha = c_T/c_s$ . Ainsi, la couche de mélange est alimentée d'une part, par le sol avec un taux de diffusion de soluté  $J$  (kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>) et d'autre part, par l'écoulement qui lui fournit une proportion  $\lambda c_w$  de sa concentration. La pluie induit aussi un échange d'éléments chimiques entre la couche de mélange et l'écoulement à travers un taux de transfert d'eau  $e_r$  (m s<sup>-1</sup>). De plus, un processus d'infiltration  $i$  (m s<sup>-1</sup>) se produit à la fois de l'écoulement vers la couche de mélange et de la couche de mélange vers le sol. Une description plus détaillée des différents processus et paramètres du modèle se trouve dans Gao *et al.* (2004). Le système (5.17) décrit le mécanisme d'échange :

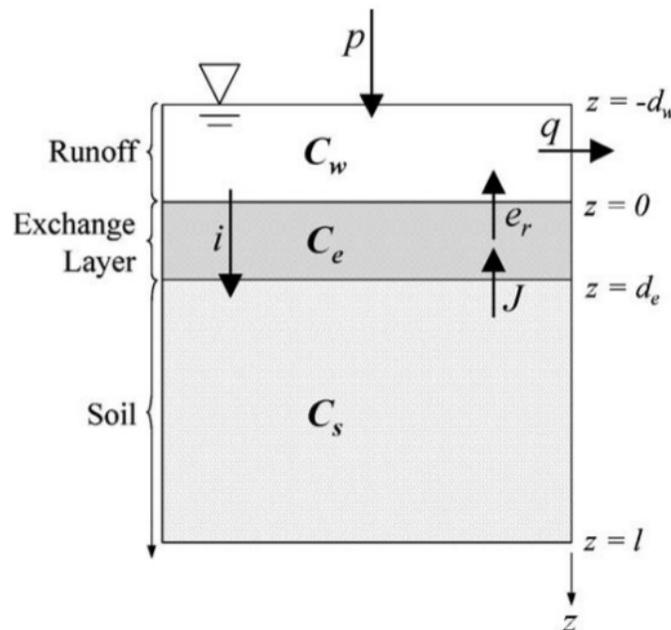


FIGURE 5.4 – Processus de transport chimique dans le modèle de Gao *et al.* (2004). Source : Gao *et al.* (2004).

$$\begin{cases} \frac{\partial d_w c_w}{\partial t} + \frac{\partial q c_w}{\partial x} = e_r(c_e - \lambda c_w) - i c_w \\ \frac{\partial \alpha d_e c_e}{\partial t} = -e_r(c_e - \lambda c_w) + i(c_w - c_e) + J. \end{cases} \quad (5.17)$$

En définissant la concentration massique  $M = d_e c_e$  et en réarrangeant les termes du système (5.17), celui-ci peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial d_w c_w}{\partial t} + \frac{\partial q c_w}{\partial x} = \frac{\lambda e_r + i}{d_w} \left[ \left( \frac{e_r d_w}{d_e(\lambda e_r + i)} \right) M - d_w c_w \right] \\ \frac{\partial \alpha M}{\partial t} = -\frac{\lambda e_r + i}{d_w} \left[ \left( \frac{e_r d_w}{d_e(\lambda e_r + i)} \right) M - d_w c_w \right] + \left( J - i \frac{M}{d_e} \right). \end{cases} \quad (5.18)$$

Ce système est analogue au modèle (5.1) avec les facteurs suivants :

$$\begin{cases} ts = \left( \frac{\lambda e_r + i}{d_w} \right)^{-1} \\ g(M) = KM, \quad K = \frac{e_r d_w}{d_e(\lambda e_r + i)} \\ source = \left( J - i \frac{M}{d_e} \right). \end{cases} \quad (5.19)$$

Nous proposons donc un modèle pour caractériser les transferts qui ont lieu pendant le processus d'érosion et de transport et nous avons montré qu'un certain nombre de modèles de la littérature pouvaient se réécrire sous cette forme. Nous allons maintenant mener une étude théorique sur la fonction d'échange  $g$  qui intervient dans les équations. Le détail de la méthode numérique utilisée pour faire cette étude ainsi que l'intégration des équations de transfert dans le logiciel de ruissellement FullSWOF sont présentés à la section 5.4.

### 5.3 Étude de la fonction d'échange

Les modèles d'échange présentés dans la section précédente sont tous caractérisés par une fonction d'échange  $g(M)$  linéaire. Cependant, le modèle de transfert (5.1) offre la possibilité d'utiliser des fonctions d'échange non linéaires qui décrivent d'autres types d'échanges entre les sédiments de l'écoulement et ceux de la couche de redépôt. Nous avons particulièrement vu, au chapitre précédent, que l'effet de la pluie pourrait être non-linéaire. En s'inspirant du domaine de la chromatographie (James *et al.*, 1997), nous nous sommes intéressés aux fonctions suivantes :

$$g_{nl+}(M_i) = \frac{K_i M_i}{1 + \sum_{i=1}^I K_i M_i} \quad (5.20)$$

$$g_{nl-}(M_i) = \frac{K_i M_i}{1 - \sum_{i=1}^I K_i M_i}. \quad (5.21)$$

Ces fonctions reproduisent le fait que la sédimentation des particules au sol se fait suivant un modèle de sites (le sol est subdivisé en plusieurs sites). La fonction  $g_{nl+}$  considère qu'on ne peut mettre qu'une seule particule sur chaque site tandis que  $g_{nl-}$  autorise la superposition de plusieurs particules sur un même site. Dans l'objectif d'étudier l'influence de ces fonctions dans

le processus d'érosion et d'évaluer dans quelle mesure elles peuvent améliorer les prédictions des modèles, ces fonctions sont testées dans les cas de l'érosion diffuse du modèle de Hairsine et Rose (1991) et du transport par charriage de Lajeunesse *et al.* (2013). Dans cette étude, les paramètres sont choisis de manière à faire ressortir au maximum l'effet des non-linéarités. Sauf mention contraire, les conditions initiales utilisées dans les exemples suivants sont des concentrations de particules nulles dans le fluide et la couche de redépôt.

Précisons aussi que les comportements non-linéaires présentés dans cette étude n'ont pas, à ce jour, été mis en évidence par des études expérimentales. Cependant, les fonctions  $g_{nl+}$  et  $g_{nl-}$  pourraient permettre de mieux comprendre le mécanisme d'échange de sédiments entre l'écoulement et la couche de redépôt et d'améliorer la prédiction de certains modèles d'érosion.

### 5.3.1 Échange avec terme source

Le phénomène d'érosion modélisé est celui de la figure 5.1. La couche de redépôt échange ses sédiments avec l'écoulement qui est également alimenté par le sol initial.

#### 5.3.1.1 Modèle d'érosion diffuse de Hairsine et Rose

##### Mise sous forme non dimensionnelle

Le système (5.7) du modèle de Hairsine et Rose (1991) peut être utilisé pour modéliser l'érosion diffuse. Dans ce cas, l'écoulement n'étant pas un agent érosif, les coefficients  $r_{ri}$ ,  $K_{ei}$  et  $r_{ei}$  sont tous nuls. Seule la pluie détache les particules du sol initial qui approvisionne l'écoulement en sédiments. Le mécanisme d'échange se fait entre la couche de redépôt, constituée de particules qui ont sédimenté et l'écoulement. Pour s'affranchir des paramètres liés au sol, nous utilisons la forme non dimensionnelle du système (5.7) présentée par Sander *et al.* (1996) :

$$\begin{cases} \frac{\partial C_i}{\partial \tau} + \varepsilon \frac{\partial C_i}{\partial z} = \nu_i \left[ \frac{\alpha}{\nu_i} md_i - C_i \right] - C_i + \frac{1}{I} \left( 1 - \frac{\alpha}{\kappa} md_T \right) \\ \frac{\partial md_i}{\partial \tau} = -\nu_i \left[ \frac{\alpha}{\nu_i} md_i - C_i \right] \end{cases} \quad (5.22)$$

avec  $C_i = c_i/a$ ,  $md_i = Md_i/(a\bar{h})$ ,  $md_T = Md_t/(a\bar{h})$ ,  $\tau = Pt/\bar{h}$ ,  $z = x/L$ ,  $\nu_i = v_i/P$ ,  $\varepsilon = \bar{q}/(PL)$ ,  $\alpha = a_d\bar{h}/Md_i^*$ ,  $\kappa = a_d/a$  et  $L$  la longueur du domaine. Les paramètres  $\bar{h}$  et  $\bar{q}$  sont respectivement les valeurs moyennes de la hauteur de la lame d'eau et du débit, tous deux indépendants de  $x$  et  $t$ . Dans ce modèle, le terme source de détachement est représenté par  $(1 - md_T\alpha/\kappa)/I$ . Avec cette formulation, on considère que la source de sédiments provenant du sol initial est inépuisable. Pour prendre en compte l'épuisement de ces sédiments, on modifie le terme source en le multipliant par un taux d'alimentation  $E(\tau)$ ; il s'écrit alors :

$$\frac{1}{I} \left( 1 - \frac{\alpha}{\kappa} md_T \right) E(\tau). \quad (5.23)$$

De plus, comme nous l'avons vu dans le système (5.6), la fonction d'échange dans ce modèle est linéaire, de la forme  $g_l(md_i) = K_i md_i$  avec  $K_i = \alpha/\nu_i$ . Nous allons étudier l'effet des non-linéarités obtenues grâce aux fonctions  $g_{nl+}$  et  $g_{nl-}$ . Deux classes ( $I = 2$ ) de sédiments sont considérées, avec comme vitesses de sédimentation caractéristiques  $v_1 = 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$  et  $v_2 = 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$  pour la première et la deuxième classes respectivement. L'intensité de pluie est prise égale à  $P = 100 \text{ mm h}^{-1}$ ,  $\varepsilon = 3.6$  et  $L = 1 \text{ m}$ . L'évolution temporelle des différentes

concentrations dans la couche de redépôt et dans le fluide est analysée à la sortie du domaine d'étude.

### Influence du paramètre de détachabilité $a_d$ et du taux d'alimentation

En considérant une alimentation inépuisable,  $E(\tau) = 1$  pour tout  $\tau > 0$ , les non-linéarités  $g_{nl+}(md_i)$  et  $g_{nl-}(md_i)$  dans le modèle de Hairsine et Rose (1991) ont principalement pour effet d'obtenir, à l'état stationnaire, des concentrations de sédiments dans le fluide et dans la couche de redépôt plus ou moins élevées que celles obtenues pour une fonction linéaire (figure 5.5). L'amplitude de la différence par rapport à la fonction linéaire dépend des paramètres  $\alpha$  et  $\kappa$  présents dans le système (5.22) et dans les fonctions via  $K_i$ . Par exemple, le cas où  $\alpha = 100$  et  $\kappa = 100$  (figures 5.5c, 5.5d) montre une différence beaucoup plus importante, particulièrement au niveau de la couche de redépôt et pour la seconde classe, que le cas où  $\alpha = 100$  et  $\kappa = 10$  (figures 5.5a, 5.5b). La concentration dans cette couche et pour cette classe de sédiments est plus importante avec  $g_{nl+}$  qu'avec la fonction linéaire  $g_l$  de près de 20 %. Par contre, la fonction  $g_{nl-}$  induit une concentration moins élevée que celle de  $g_l$  d'environ 15 %. Cela montre que plus la couche de redépôt est sensible à l'érosion (paramètre de détachabilité  $a_d$  élevé), plus l'effet des non-linéarités est important. Dans tous les cas, c'est la fonction  $g_{nl-}$  qui érode le plus la couche de redépôt et donc la surface du sol tandis que  $g_{nl+}$  est celle qui a tendance à moins éroder et par conséquent à moins charger l'écoulement en sédiments.

Une fois l'arrêt de l'alimentation en sédiments par le sol activé à  $\tau = 1.8$ , les concentrations décroissent toutes vers zéro pratiquement de la même manière indépendamment de la fonction d'échange (figure 5.6). Tous les sédiments fournis par le sol initial sont ainsi sortis du domaine d'étude. Cependant le paramètre  $\kappa$  influence cette décroissance. En effet, pour  $\kappa = 10$ , la forme des courbes à partir de l'état d'équilibre jusqu'à la valeur nulle est concave alors que pour  $\kappa = 100$ , ces courbes sont plus ou moins rectilignes. De plus, le temps de suspension de l'alimentation ( $\tau = 1.8$ ) correspond bien au début de la décroissance des concentrations. Les particules les plus fines (première classe) ont aussi une concentration dans le fluide qui décroît plus rapidement que celle des particules grossières. L'écoulement emporte donc les particules les plus fines en premier.

### Arrêt de l'échange

Pour le système (5.22), l'arrêt de la mise en suspension revient à arrêter la pluie. La fonction d'échange et le terme source deviennent alors nuls. Cette fois, la chute de la concentration dans le fluide se fait de manière linéaire pour les deux classes de sédiments et indépendamment de  $\kappa$  (figure 5.7). Les fonctions non-linéaires n'ont quasiment pas d'effet sur la décroissance. En outre, la chute de concentration de la première classe est aussi moins brutale que celle de la deuxième (où les particules sont plus lourdes) et donc sédimentent plus rapidement. Comparé au cas où seul le taux d'alimentation a été annulé, la première classe s'annule plus rapidement que la seconde. Quant à la couche de redépôt, sa concentration en sédiments augmente et atteint un nouveau niveau d'équilibre. Cette fois, la valeur de  $\kappa$  change l'état d'équilibre, ce qui influence beaucoup le nouveau niveau d'équilibre pour la deuxième classe alors que celui de la première classe reste le même.

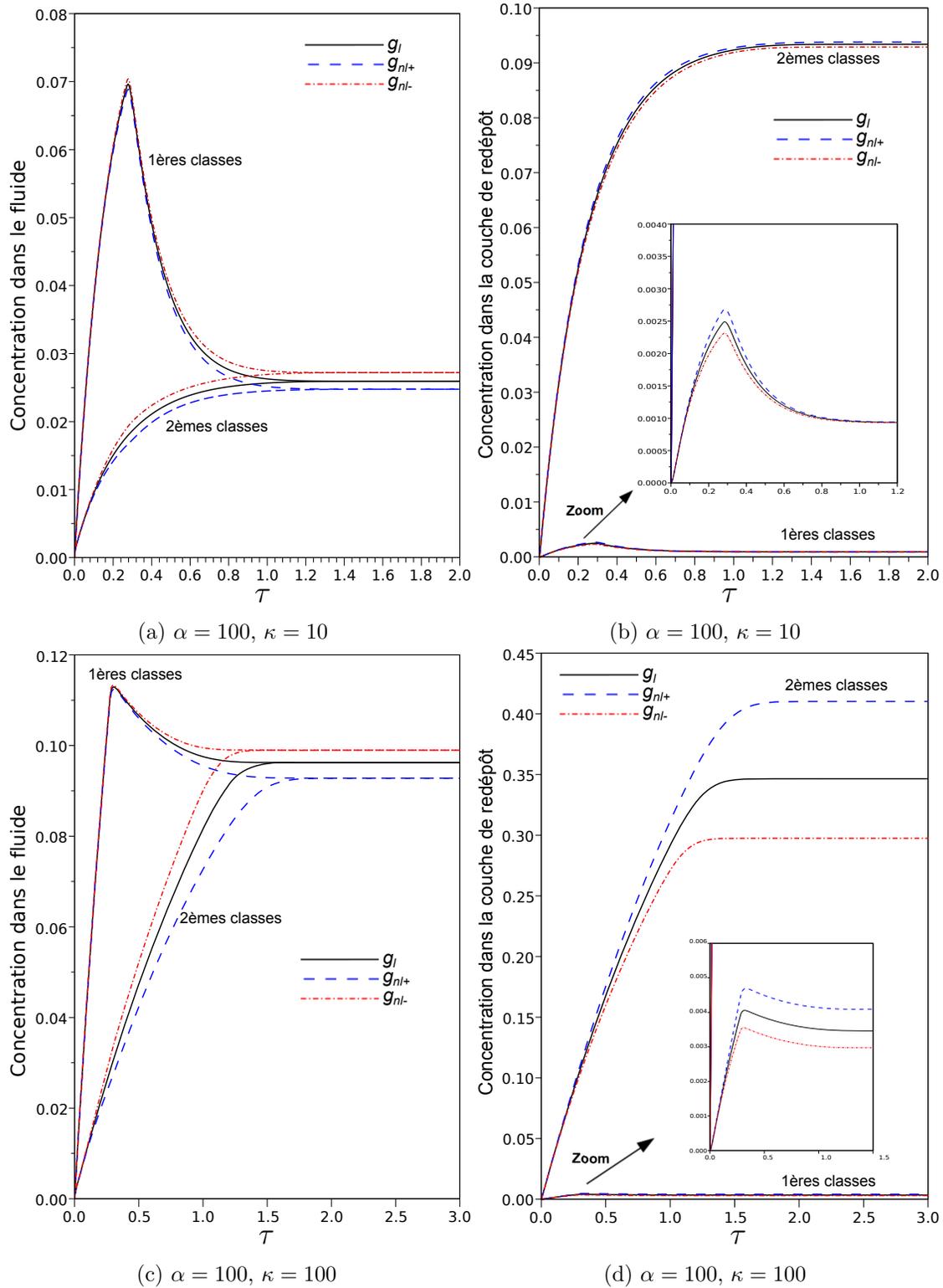


FIGURE 5.5 – Variations temporelles des concentrations (sans dimension) dans le fluide et dans la couche de redépôt à la sortie du domaine pour différentes fonctions d'échange, avec  $P = 100 \text{ mm h}^{-1}$ ,  $\varepsilon = 3.6$ ,  $L = 1 \text{ m}$ ,  $I = 2$ ,  $v_1 = 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$  et  $v_2 = 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$  et un terme source inépuisable.

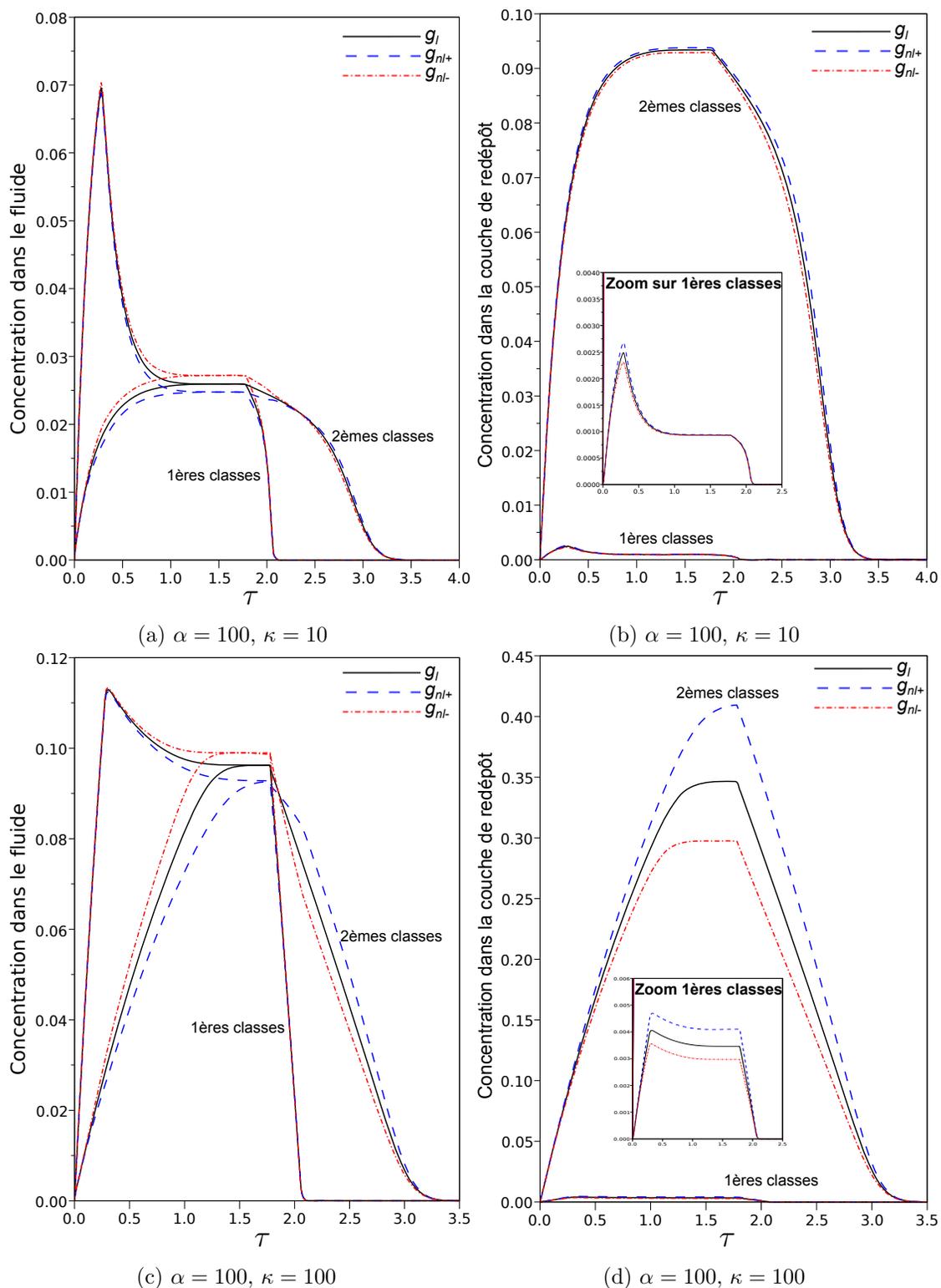


FIGURE 5.6 – Variations temporelles des concentrations (sans dimension) dans le fluide et dans la couche de redépôt à la sortie du domaine pour différentes fonctions d'échange, avec  $P = 100 \text{ mm h}^{-1}$ ,  $\varepsilon = 3.6$ ,  $L = 1 \text{ m}$ ,  $I = 2$ ,  $v_1 = 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$  et  $v_2 = 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$  et annulation du terme source à  $\tau = 1.8$ .

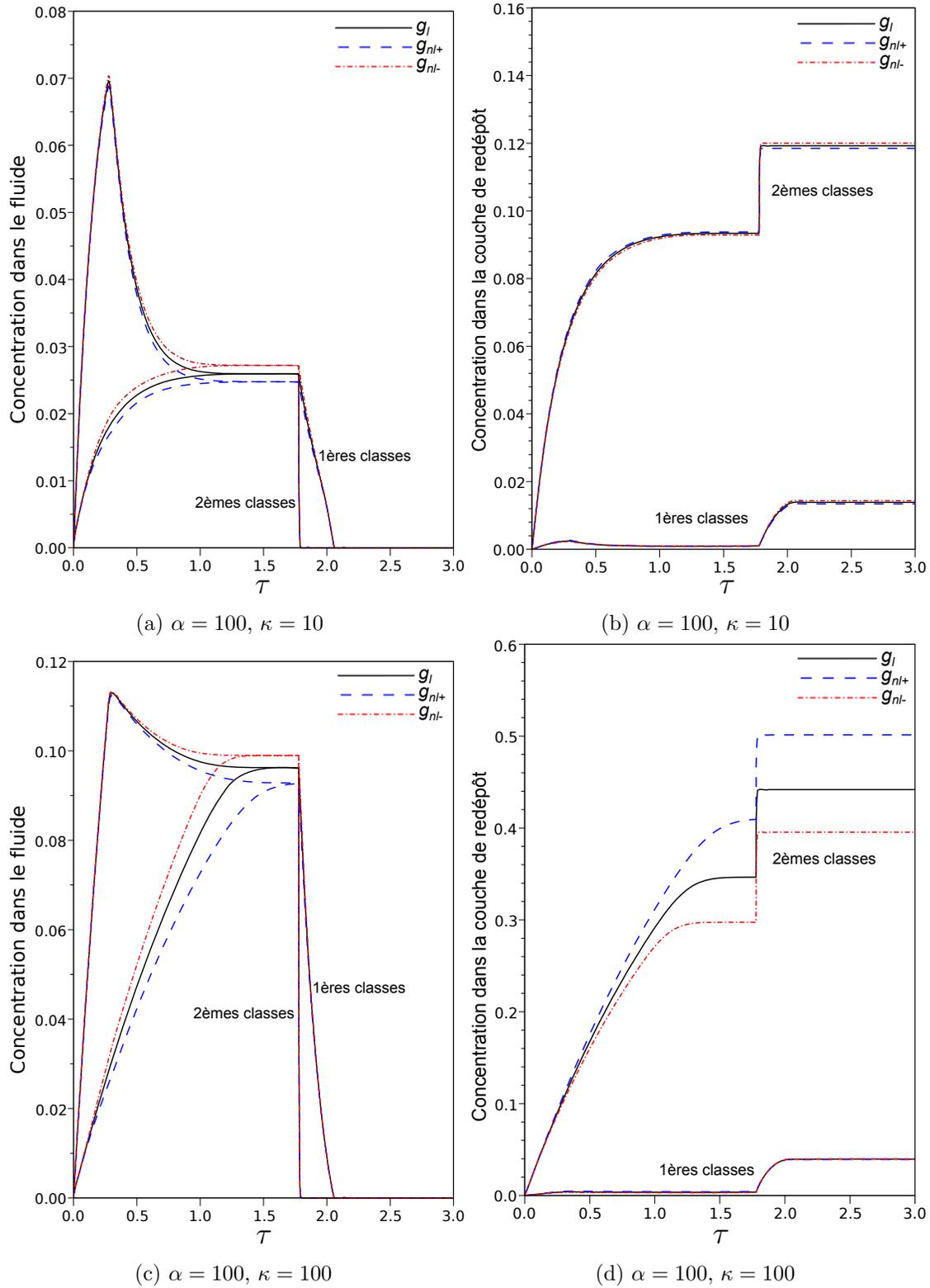


FIGURE 5.7 – Variations temporelles des concentrations (sans dimension) dans le fluide et dans la couche de redépôt à la sortie du domaine pour différentes fonctions d'échange, avec  $P = 100 \text{ mm h}^{-1}$ ,  $\varepsilon = 3.6$ ,  $L = 1 \text{ m}$ ,  $I = 2$ ,  $v_1 = 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$  et  $v_2 = 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$  et arrêt de la pluie (et donc des échanges) à  $\tau = 1.8$ .

### 5.3.1.2 Transport par charriage

#### Mise sous forme non dimensionnelle

Dans le cadre des hypothèses du modèle de Lajeunesse *et al.* (2013), le transport par charriage des grains marqués (figure 5.3) est modélisé par les équations (5.14). Sa version sans dimension est :

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial T} + \frac{\partial \phi}{\partial X} = (\psi - \phi) \\ \frac{\partial \psi}{\partial T} = -\alpha(\psi - \phi), \end{cases} \quad (5.24)$$

avec  $T$  et  $X$  les variables sans dimension représentant le temps et l'espace définies par  $T = t/ts$  et  $X = x/(V ts)$ . En réécrivant ces équations sous la forme des équations de transfert, la fonction d'échange est  $g_l(\psi) = \psi$ . Le processus d'échange entre ces deux couches de grains est activé par le cisaillement de l'écoulement.

Pour se rapprocher de la configuration de la figure 5.1, on ajoute au système (5.24) un terme source du même type que celui de Hairsine et Rose (1991) donné à l'équation (5.23) :

$$source = (1 - H)E(T)$$

avec  $H$  la proportion de surface que représente la couche de r ed ep ot contenant les grains qui échangent avec l'écoulement et  $E(T)$  un taux d'alimentation qui dépend du temps. Par analogie avec les travaux de Hairsine et Rose (1991), on définit  $H$  comme étant le rapport entre la proportion totale de grains dans la couche de r ed ep ot  $\psi$  et celle nécessaire à recouvrir complètement le sol  $\psi^*$ . Le terme source assure à lui seul l'alimentation en grains dans le fluide. Ainsi, le nouveau système d'équations sans dimension modélisant ce type de transport est repr esent e par :

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial T} + \frac{\partial \phi}{\partial X} = (\psi - \phi) + \left(1 - \frac{\psi}{\psi^*}\right) E(T) \\ \frac{\partial \psi}{\partial T} = -\alpha(\psi - \phi). \end{cases} \quad (5.25)$$

Dans la suite, la fonction  $g_l(\psi) = \psi$  est de nouveau remplacée par  $g_{nl+}$  et  $g_{nl-}$  avec  $K = 1$ , pour souligner l'influence des échanges non-linéaires. Nous nous intéressons plus particulièrement au cas  $\psi^* = 0.5$  et  $\alpha = 0.3$  parce qu'il met bien en évidence les différences entre les fonctions.

#### Influence du taux d'alimentation

Considérons tout d'abord que l'apport en grains à travers le terme source est continu et inépuisable avec  $E(T) = 1$ . Les résultats montrent que les non-linéarités changent notablement l'état transitoire par rapport à la fonction linéaire comme illustr e sur la figure 5.8. Cette différence est plus remarquable dans l'écoulement avec la fonction  $g_{nl-}$  (figure 5.8a), pour laquelle l'état transitoire présente une évolution plus lente vers le niveau d'équilibre. En revanche, dans le cas des fonctions  $g_l$  et  $g_{nl+}$ , les proportions suivent un état transitoire sous forme de cloche. L'état d'équilibre de la proportion de grains dans le fluide est, de plus, plus élevée avec la fonction  $g_{nl-}$ . Le fluide est alors plus chargé en grains. Dans la couche de r ed ep ot, avant d'atteindre la valeur d'équilibre  $\psi^*$  imposée, la fonction  $g_{nl+}$  est celle qui érode le plus cette couche, suivie de  $g_l$  puis de  $g_{nl-}$ .

Dans un second test, on arrête l'alimentation du terme source après un certain temps. Cette situation correspond à l'épuisement du stock de grains disponible. Par conséquent, les proportions de grains dans la couche de redépôt et dans le fluide à la sortie du domaine doivent s'annuler, ce qui est bien vérifié pour les trois fonctions d'échange testées (figure 5.9). Le terme source est arrêté après un temps d'alimentation d'environ  $T = 20$ . Ce temps est suffisant pour permettre aux proportions de grains dans les deux couches d'atteindre leur niveau d'équilibre. Lors de cette première phase, les courbes sont identiques à celles de la figure 5.8. Ensuite, on observe une décroissance vers des proportions de grains nulles. Cette décroissance commence plus tôt et est plus lente avec  $g_{nl-}$ , dans les deux couches. La fonction  $g_{nl+}$  quant à elle, a pour effet de retarder l'annulation des proportions de grains mais elle provoque une chute plus brutale. Les deux fonctions  $g_l$  et  $g_{nl-}$  atteignent la valeur nulle quasiment en même temps, contrairement à  $g_{nl+}$ . En outre, l'annulation des proportions de grains débute après un temps de retard très long et qui dépend de la fonction d'échange. Ce retard peut être dû à la condition de stationnarité imposée dans le modèle (5.14).

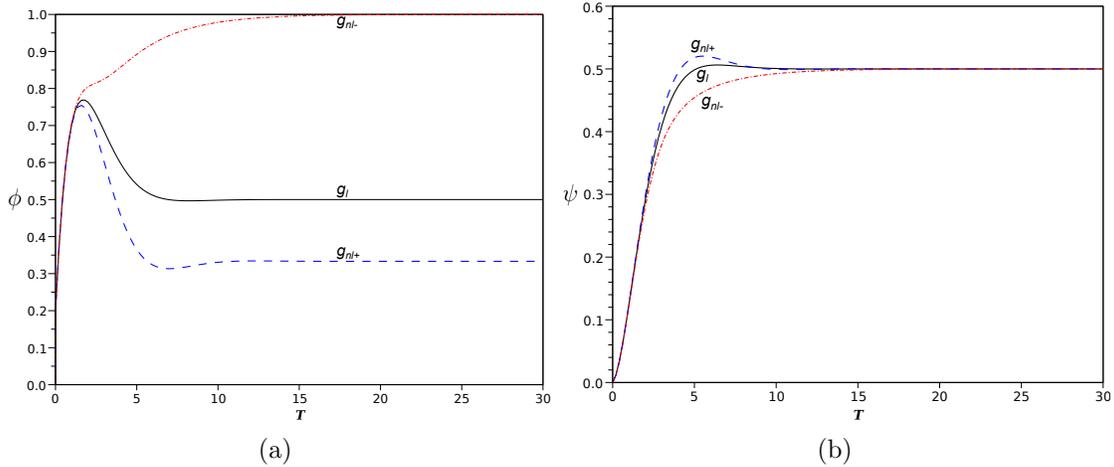


FIGURE 5.8 – Variations temporelles des proportions de grains marqués dans (a) le fluide et (b) la couche de redépôt à la sortie du domaine pour différentes fonctions d'échange et un terme source inépuisable, avec  $\psi^* = 0.5$ ,  $\alpha = 0.3$ .

### Arrêt de l'échange

Ici nous considérons le cas où l'on arrête la mise en suspension des grains. Dans le cas du système (5.25), cela revient à arrêter l'échange entre les deux couches en annulant la fonction d'échange et l'alimentation au travers du terme source. Les particules en suspension dans le fluide vont alors se déposer. Cela provoque une chute brutale vers zéro des proportions de grains dans le fluide (figure 5.10a). Cette chute est similaire pour les trois fonctions étudiées. Ainsi, au niveau de la couche de redépôt, la sédimentation des grains provoque une augmentation de la proportion de particules dans cette couche. La proportion de grains dans la couche de redépôt va donc croître pour ensuite se stabiliser (figure 5.10b). De plus, le temps de réponse est instantané entre l'arrêt des échanges et le début de la sédimentation des grains (figure 5.10).

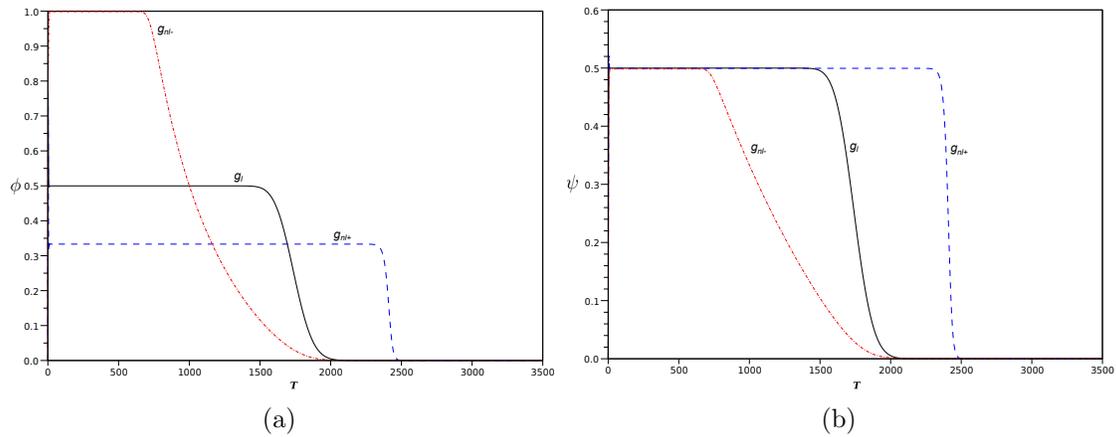


FIGURE 5.9 – Variations temporelles des proportions de grains marqués dans (a) le fluide et (b) la couche de redépôt à la sortie du domaine pour différentes fonctions d'échange et épuisement du terme source à  $T=20$ , avec  $\psi^* = 0.5$ ,  $\alpha = 0.3$ .

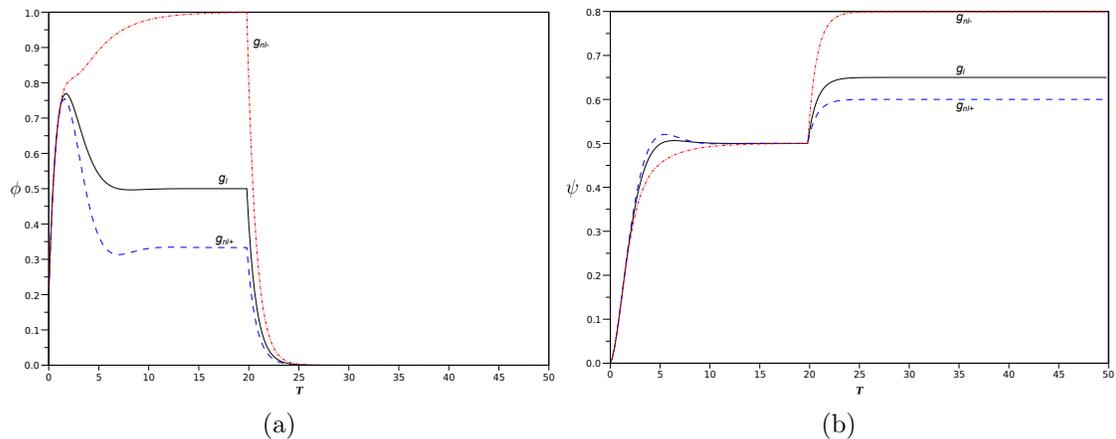


FIGURE 5.10 – Variations temporelles des proportions de grains marqués dans (a) le fluide et (b) la couche de redépôt à la sortie du domaine pour différentes fonctions d'échange, avec arrêt du terme source et de toute mise en suspension à  $T=20$ ,  $\psi^* = 0.5$ ,  $\alpha = 0.3$ .

### 5.3.2 Échange sans terme source

Dans le cas d'un échange sans terme source, le sol initial est considéré comme ayant les mêmes propriétés que la couche de redépôt. Cette situation peut aussi être rencontrée lorsque la couche de redépôt s'est formée précédemment ou presque de manière instantanée. Cela peut être le cas quand le sol est constitué de grains grossiers qui sédimentent rapidement recouvrant la totalité du sol d'origine.

#### 5.3.2.1 Érosion diffuse

##### Modélisation

Le phénomène d'érosion diffuse peut être décrit avec le concept de Hairsine et Rose (1991) (figure 5.2). En particulier pour un échange sans terme source, dans le système (5.3), il n'y a pas distinction entre le sol initial et la couche de redépôt. Par conséquent, les facteurs  $r_{ri}$ ,  $r_{ei}$  et  $e_i$  sont nuls et  $e_{di} = aP \frac{Md_i}{Md_t}$ . Cela donne un nouveau système dont la forme non conservative est définie par :

$$\begin{cases} h \frac{\partial c_i}{\partial t} + q \frac{\partial c_i}{\partial x} = e_{di} - d_i - Rc_i \\ \frac{\partial Md_i}{\partial t} = d_i - e_{di}. \end{cases} \quad (5.26)$$

Pour simplifier l'étude, ce système est mis sous forme non dimensionnelle avec les variables de Sander *et al.* (1996) comme dans la section 5.3.1.1. Le système (5.26) devient alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial C_i}{\partial \tau} + \varepsilon \frac{\partial C_i}{\partial z} = \frac{md_i}{md_T} - \nu_i C_i - C_i \\ \frac{\partial md_i}{\partial \tau} = \nu_i C_i - \frac{md_i}{md_T}. \end{cases} \quad (5.27)$$

Ainsi, le système (5.27) met en évidence la fonction d'échange non linéaire :

$$g_{nl}(md_i) = \frac{md_i}{\nu_i md_T} = \frac{md_i}{\nu_i \sum_{i=1}^I md_i}. \quad (5.28)$$

On teste par conséquent l'influence que peut avoir une non-linéarité par rapport à une fonction linéaire du type :

$$\tilde{g}_l(md_i) = \frac{md_i}{\nu_i}. \quad (5.29)$$

##### Effet des non-linéarités

On compare les résultats obtenus avec les fonctions  $g_{nl}$  et  $\tilde{g}_l$  pour deux classes de sédiments caractérisées par des vitesses de sédimentation  $v_1 = 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$  et  $v_2 = 5.10^{-4} \text{ m s}^{-1}$  avec une pluie  $P = 100 \text{ mm h}^{-1}$  et  $\varepsilon = 0.072$  (figure 5.11). Il en ressort que l'évolution temporelle de la concentration à la sortie du domaine des particules les plus fines (classe 1,  $v_1 = 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ ) connaît un pic plus important dans le fluide avec la fonction non-linéaire. La non-linéarité crée aussi une décroissance plus rapide de la concentration des particules fines à la fois dans le liquide et au niveau de la couche de redépôt. Quant à la deuxième classe ( $v_2 = 5.10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ ), sa concentration dans l'écoulement atteint son état d'équilibre plus rapidement lorsque la

fonction linéaire est utilisée. Avec la fonction non-linéaire, l'état transitoire de sa concentration dans le fluide a une forme quasi-rectiligne et croissante qui dure plus longtemps comparé à l'état transitoire obtenu avec la fonction linéaire. Pour les deux classes de particules, l'effet de la fonction d'échange non-linéaire est d'accélérer le phénomène d'érosion puisqu'elle donne des concentrations dans la couche de redépôt moins élevées et charge plus le fluide en sédiments.

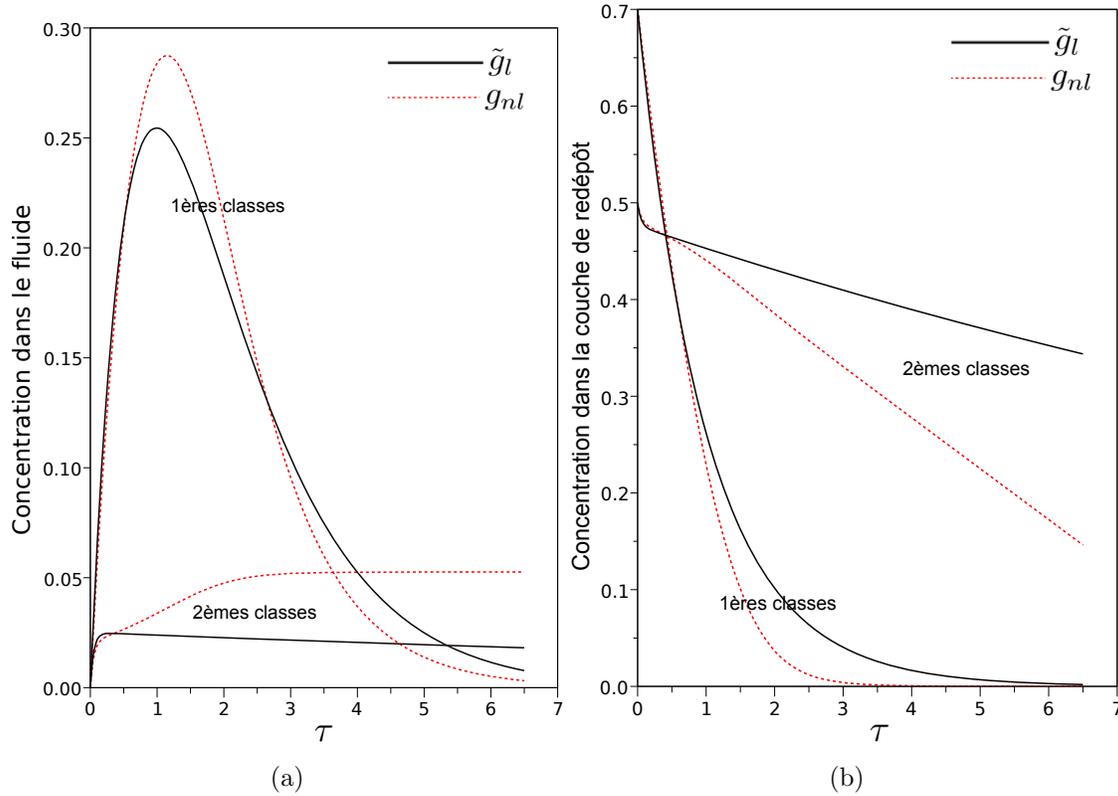


FIGURE 5.11 – Variations temporelles des concentrations (sans dimension) dans (a) le fluide et (b) dans la couche de redépôt à la sortie du domaine pour les fonctions d'échange linéaire et non-linéaire, avec  $I = 2$  et les vitesses de sédimentations suivantes :  $v_1 = 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$  et  $v_2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$  ;  $P = 100 \text{ mm h}^{-1}$ ,  $\varepsilon = 0.072$ . Conditions initiales uniformes dans la couche de redépôt avec  $md_1 = 0.7$  et  $md_2 = 0.5$  pour  $0 \leq z \leq 1$ .

### 5.3.2.2 Transport par charriage

#### Modélisation

Pour représenter le transport par charriage sans terme source, on adopte le modèle de Lajeunesse *et al.* (2013). La forme non dimensionnelle (5.24) des équations de transport par charriage est utilisée avec les mêmes coefficients que ceux de la section 5.3.1.2. L'objectif est de mettre en évidence l'influence des fonctions  $g_{nl+}$  et  $g_{nl-}$  par rapport à  $g_l$ .

#### Effet des non-linéarités

Dans ce système, on initialise la couche de redépôt avec une certaine quantité de grains répartie uniformément sur une petite zone à l'entrée du domaine. Cette configuration montre bien l'influence des non-linéarités. Les résultats (figure 5.12) montrent que, quelle que soit la

fonction d'équilibre utilisée, il se produit un phénomène de diffusion qui lisse la courbe au cours du temps. De plus, les fonctions non linéaires ont pour effet de dissymétriser la forme des courbes en ralentissant ou accélérant le front de concentration des grains. La répartition spatiale des proportions de grains dans la couche de redépôt et dans le fluide (figures 5.12a et 5.12b) est accélérée avec  $g_{nl+}$  et ralentie avec  $g_{nl-}$ . Cela cause une évacuation plus rapide des grains à la sortie du domaine avec  $g_{nl+}$ , tandis qu'avec  $g_{nl-}$ , les grains sortent plus tardivement (figures 5.12c et 5.12d). L'évolution temporelle à la sortie du domaine montre, de plus, que le pic de la proportion de grains, dans le fluide et la couche de redépôt, de la fonction linéaire  $g_l$  est le plus important suivi du pic des non-linéarités  $g_{nl-}$  et  $g_{nl+}$ .

En outre, les répartitions spatiales de même que les évolutions temporelles montrent que c'est  $g_{nl-}$  qui charge le plus le fluide en sédiments en créant plus d'érosion dans la couche de redépôt, tandis que  $g_{nl+}$  préserve les grains de cette couche et limite leur proportion dans l'écoulement. En effet, dans le fluide, avec les paramètres choisis dans cet exemple,  $g_{nl+}$  fait rentrer 1.2 fois moins de grains que  $g_l$  et 1.4 fois moins que  $g_{nl-}$ .

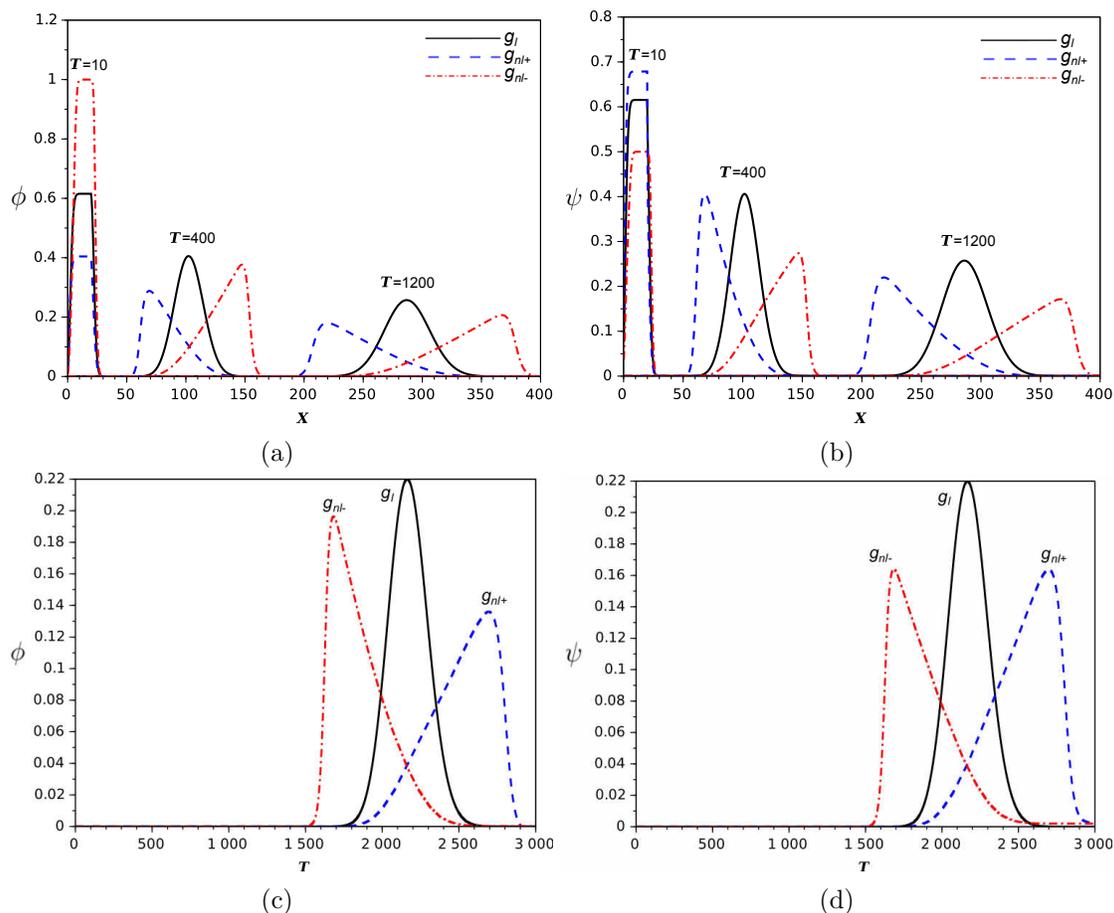


FIGURE 5.12 – Variations spatiales (a, b) et temporelles (c, d) des proportions de grains marqués dans le fluide et la couche de redépôt à la sortie du domaine pour différentes fonctions d'équilibres. Condition initiale rectangulaire dans la couche de redépôt avec  $\psi(X, T = 0) = 0.8 \times \mathbb{1}_{[0,20]}(X)$  et  $\alpha = 0.3$ .

### 5.3.3 Discussions

Les différents types de fonctions d'échange linéaire et non-linéaires testées dans cette partie ont permis de mettre en évidence différents comportements spatio-temporels de la concentration de particules. Selon le cas test, l'utilisation des fonctions non-linéaires peut influencer à la fois l'état transitoire et le niveau d'équilibre des concentrations étudiées. Les différences provoquées par les non-linéarités peuvent être plus ou moins importantes et dépendent des paramètres du modèle liés à la nature du sol. À notre connaissance, les données expérimentales provenant des expériences d'érosion au laboratoire ou sur le terrain ne permettent pas à ce jour de déterminer avec certitude la présence ou non de non-linéarités. En effet, les erreurs de mesures empêchent la description précise de la forme des courbes obtenues à partir des données expérimentales. De plus, les valeurs exactes des paramètres liés au sol, comme la détachabilité par exemple, sont inconnues. Elles sont le plus souvent ajustées pour améliorer les prédictions des modèles. Or, cet ajustement peut masquer la présence d'une non-linéarité.

Pour le cas de l'érosion diffuse, plusieurs auteurs ont testé le modèle de Hairsine et Rose en laboratoire (Gao *et al.* (2003); Heilig *et al.* (2001); Jomaa *et al.* (2010); Sander *et al.* (1996); Tromp-van Meerveld *et al.* (2008)). Certains de ces auteurs (Jomaa *et al.* (2010); Tromp-van Meerveld *et al.* (2008)) ont modifié les vitesses de sédimentation des particules pour améliorer la prédiction du modèle. Cette modification intervient au niveau de la fonction d'équilibre et du temps de relaxation. Or le chapitre 4 démontre un effet évident de la pluie sur la vitesse de sédimentation. Cet effet, éventuellement non-linéaire en fonction de l'intensité de la pluie, pourrait aussi donner naissance à une fonction d'échange non-linéaire. Cependant, la nature de cette fonction reste encore inconnue.

## 5.4 Modélisation numérique des équations de transfert

Le modèle de transfert (5.1) proposé pour décrire l'érosion hydrique est implémenté dans le logiciel de ruissellement FullSWOF<sup>1</sup> (Full Shallow Water equations for Overland Flow) (Delestre, 2010; Delestre *et al.*, 2014). Ce logiciel résout les équations de Saint-Venant qui décrivent les écoulements minces en milieu naturel. Il est d'ordre 2 en temps et en espace et utilise la méthode des volumes finis avec des schémas numériques consistants. FullSWOF est un code orienté objet, constitué d'un ensemble de fichiers sources écrits en C++ et structurés en plusieurs classes. C'est un logiciel développé au laboratoire MAPMO et à l'INRA Val de Loire, libre et gratuit, disponible à la fois en version 1D et 2D. Pour le moment, notre modèle est intégré dans la version 1D. Pour faire le couplage FullSWOF - équations de transfert, nous utilisons une méthode de splitting. Ainsi, à chaque instant, FullSWOF fournit à la partie transfert les variables hydrodynamiques (hauteur de lame d'eau ( $h$ ), débit ( $q$ ), pluie ( $P$ ), infiltration ( $i$ )) puis la nouvelle partie transfert résout ensuite le système (5.1) avec une méthode numérique indépendante de celle utilisée dans FullSWOF. Il n'y a alors aucune influence de la partie transfert sur la partie hydrodynamique de FullSWOF. Cette méthode a l'avantage d'être simple à mettre en œuvre et n'impacte pas la partie hydrodynamique.

De plus, comme pour FullSWOF, un fichier de paramètres permet à l'utilisateur de définir les différents coefficients liés au choix du phénomène qu'il souhaite modéliser (voir section 5.2).

---

<sup>1</sup><http://www.univ-orleans.fr/mapmo/soft/FullSWOF/>

### 5.4.1 Méthode numérique

Le schéma numérique se base sur la formulation homogène de la première équation du système (5.1) qui peut se ré-écrire sous forme :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial F(V)}{\partial x} = 0 \quad (5.30)$$

avec le changement de variable :  $V = hc_i$  et  $F(V) = \mathbf{u}V$ . La vitesse  $\mathbf{u}$  correspond à la valeur propre du système (5.1) (*i.e.* vitesse d'onde du système). L'équation (5.30) est discrétisée avec la méthode des volumes finis sur une grille en 1D (figure 5.13) en utilisant un pas d'espace  $\Delta x$  et de temps  $\Delta t$ . Le temps est discrétisé en  $t^0 = 0, t^1, \dots, t^n, t^{n+1} = t^n + \Delta t$  pour tout  $n \geq 0$  et  $t^0$  est le temps initial. L'approximation de  $V$  sur la grille de la figure 5.13 est notée  $V_k^n$  dans le domaine  $[t^n, t^{n+1}] \times [x_{k-1/2}, x_{k+1/2}]$ .

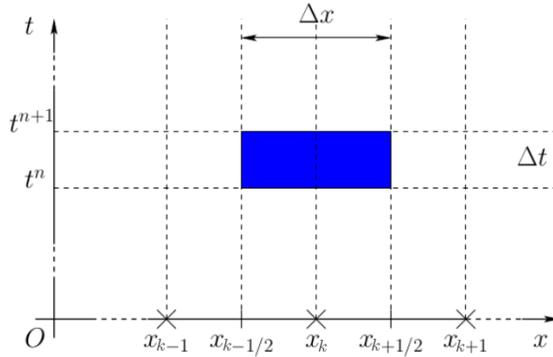


FIGURE 5.13 – Grille de discrétisation en une dimension espace-temps.

En intégrant l'équation (5.30) sur chaque cellule espace-temps, on obtient :

$$V_k^{n+1} = V_k^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{k+1/2}^n - F_{k-1/2}^n), \quad (5.31)$$

avec  $F_{k+1/2}^n$  et  $F_{k-1/2}^n$  les approximations des flux aux interfaces  $x_{k+1/2}$  et  $x_{k-1/2}$  respectivement. Ces flux dépendent des valeurs de  $V^n$  à gauche et à droite de chaque interface notées respectivement  $V_L^n$  et  $V_R^n$ .

#### 5.4.1.1 Schéma spatial

Pour calculer les flux  $F_{k+1/2}^n$  et  $F_{k-1/2}^n$ , on choisit le schéma HLL (Harten, Lax, van Leer (Harten *et al.*, 1983)) parce qu'il est robuste et simple (Delestre, 2010). Il fait aussi partie des nombreux flux implémentés dans FullSWOF pour la partie hydrodynamique (HLL, Rusanov, VFRoe-ncv, kinetic). Ainsi, pour une interface donnée, on note  $\varphi(V_L^n, V_R^n)$  le flux numérique donné par :

$$\varphi(V_L^n, V_R^n) = \begin{cases} F(V_L^n) & \text{si } 0 < c_L \\ \frac{c_R F(V_L^n) - c_L F(V_R^n)}{c_R - c_L} + \frac{c_L c_R}{c_R - c_L} (V_R^n - V_L^n) & \text{si } c_L < 0 < c_R \\ F(V_R^n) & \text{si } c_R < 0 \end{cases} \quad (5.32)$$

avec  $c_L$  et  $c_R$  les vitesses de propagation calculées avec les formules (Delestre *et al.*, 2014) :

$$c_L = \min_{V_L^n, V_R^n} \min(\mathbf{u}), \quad c_R = \max_{V_L^n, V_R^n} \max(\mathbf{u}). \quad (5.33)$$

Par défaut, les valeurs de  $V_L^n$  et de  $V_R^n$  sont prises égales aux valeurs des cellules voisines. Cela correspond à prendre  $F_{k+1/2}^n = \varphi(V_{k+1}^n, V_k^n)$  et  $F_{k-1/2}^n = \varphi(V_k^n, V_{k-1}^n)$ , ce qui donne un schéma d'ordre 1 en espace.

#### 5.4.1.2 Ordre 2 en espace

Pour améliorer la méthode numérique, les variables  $V_L^n$  et  $V_R^n$  peuvent être reconstruites linéairement afin d'obtenir un schéma d'ordre 2 en espace. Nous choisissons ici la méthode MUSCL (Bouchut, 2004) qui reconstruit les variables en utilisant des fonctions affines par morceaux à partir de la pente  $\sigma_k^n$  de chaque cellule de la grille (figure 5.13). Ainsi, de chaque côté de l'interface  $k + 1/2$ , les valeurs reconstruites sont :

$$V_{k+1/2,L}^n = V_k^n + \frac{\Delta x}{2} \sigma_k^n, \quad V_{k+1/2,R}^n = V_{k+1}^n - \frac{\Delta x}{2} \sigma_{k+1}^n \quad (5.34)$$

d'où  $F_{k+1/2}^n = \varphi(V_{k+1/2,L}^n, V_{k+1/2,R}^n)$  et de manière similaire  $F_{k-1/2}^n = \varphi(V_{k-1/2,L}^n, V_{k-1/2,R}^n)$ . Pour assurer la stabilité du schéma, l'une des possibilités est de calculer trois pentes à partir des cellules voisines avec :

$$\alpha_{k-1} = \frac{V_k^n - V_{k-1}^n}{\Delta x}, \quad \alpha_k = \frac{V_{k+1}^n - V_{k-1}^n}{2\Delta x}, \quad \alpha_{k+1} = \frac{V_{k+1}^n - V_k^n}{\Delta x}. \quad (5.35)$$

Ensuite  $\sigma_k^n$  est choisi avec  $\sigma_k^n = \min\text{mod}(\alpha_{k-1}, \alpha_k, \alpha_{k+1})$  où la fonction  $\min\text{mod}$  (Delestre, 2010; Godlewski et Raviart, 1996) est définie par :

$$\min\text{mod}(a,b,c) = \begin{cases} \min(a,b,c) & \text{si } \{a,b,c\} \in \mathbb{R}_+ \\ \max(a,b,c) & \text{si } \{a,b,c\} \in \mathbb{R}_- \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.36)$$

#### 5.4.1.3 Ordre 2 en temps

La formule utilisée dans l'équation (5.31) est un schéma d'Euler d'ordre 1 en temps. Pour améliorer la précision du schéma, et passer à l'ordre 2, nous choisissons la méthode de Heun qui est également celle utilisée dans FullSWOF (Delestre *et al.*, 2014). C'est une méthode de prédiction-correction qui calcule d'abord les valeurs prédites  $V_k^*$  et  $V_k^{**}$  et fait ensuite une étape de correction pour obtenir la valeur à l'instant  $n + 1$  :

$$\begin{cases} V_k^* = V_k^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{k+1/2}^n - F_{k-1/2}^n) \\ V_k^{**} = V_k^* - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{k+1/2}^* - F_{k-1/2}^*) \end{cases} \quad \text{d'où} \quad V_k^{n+1} = \frac{V_k^n + V_k^{**}}{2}. \quad (5.37)$$

#### 5.4.1.4 Couplage FullSWOF-Transfert

Le schéma numérique complet du système (5.1) s'obtient en rajoutant tous les termes sources. Ces termes sont pris à l'instant  $n$ , ce qui donne le schéma explicite suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_k^{n+1} = V_k^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{k+1/2}^n - F_{k-1/2}^n) + \frac{\Delta t}{(ts_i)_k^n} ((g(M_i))_k^n - V_k^n) + source_k^n \\ (M_i)_k^{n+1} = (M_i)_k^n - \frac{\Delta t}{(ts_i)_k^n} ((g(M_i))_k^n - V_k^n) \end{array} \right. \quad (5.38)$$

Ce schéma est couplé avec FullSWOF par une méthode de splitting. Les variables hydrodynamiques  $h$  et  $q$  calculées à l'instant  $n$  par FullSWOF sont utilisées par Transfert pour calculer les concentrations  $c_i$  et  $M_i$  à l'instant  $n+1$ . Les tableaux 5.1 et 5.2 présentent respectivement les différentes étapes du couplage entre FullSWOF et Transfert à l'ordre 1 et 2 en temps.

TABLE 5.1 – Algorithme de couplage FullSWOF-Transfert à l'ordre 1 en temps

<b>Entrées :</b> $c_i^0, M_i^0$	
<b>Sorties :</b> $c_i^N, M_i^N$	
<b>pour</b> $t = 1$ à $N$ <b>faire</b>	Boucle en temps par FullSWOF
Reconstruction des variables	par Transfert
<b>pour</b> $k = 1$ à $L$ <b>faire</b>	Boucle en espace par Transfert
Calcul du flux HLL	
Calcul de $V$ et $M_i$ avec le schéma (5.38)	
<b>fin pour</b> $k$	
Calcul de $h$ et $q$	par FullSWOF
Mise à jour de $c_i$ et $M_i$	par Transfert
<b>fin pour</b> $t$	

#### 5.4.2 Termes sources et organisation des bibliothèques

En se basant sur la structure de FullSWOF, les termes qui sont à droite de l'égalité dans le système (5.1) sont organisés en plusieurs classes. Cela permet de choisir les paramètres du modèle selon le phénomène que l'on souhaite modéliser (érosion diffuse et/ou concentrée, transport par charriage, transport chimique, voir section 5.2). Les classes d'une même famille sont ensuite regroupées dans des bibliothèques (figure 5.14). Les bibliothèques **librelaxation**, **libequilibrium** et **libsupply** calculent respectivement les termes  $ts_i$ ,  $g(M_i)$  et  $source$  du système (5.1).

La bibliothèque **librelaxation**, qui calcule le temps de relaxation  $ts_i$ , permet de choisir parmi trois types de temps selon le mécanisme considéré. Une classe principale, appelée classe mère, contient les variables communes servant à calculer  $ts_i$ . Ensuite, des classes secondaires, dénommées classes filles, héritent de la classe mère et calculent chacune un temps de relaxation différent. Chaque classe fille contient les variables spécifiques au temps qu'elle calcule. Ainsi, en fonction du choix de l'utilisateur, cette bibliothèque calcule les temps  $ts_1$ ,  $ts_2$ , et  $ts_3$  chacun adapté respectivement au transport par charriage, à l'érosion hydrique et au transport chimique du même type que celui du modèle de Gao *et al.* (2004). D'autres approches pourraient facilement compléter ces trois types d'exemples.

TABLE 5.2 – Algorithme de couplage FullSWOF-Transfert à l'ordre 2 en temps

<b>Entrées :</b> $c_i^0, M_i^0$	
<b>Sorties :</b> $c_i^N, M_i^N$	
<b>pour</b> $t = 1$ à $N$ <b>faire</b>	Boucle en temps par FullSWOF
Reconstruction des variables	par Transfert
<b>pour</b> $k = 1$ à $L$ <b>faire</b>	Boucle en espace par Transfert
Calcul du flux HLL	
Calcul de $V^*$ et $M_i^*$ avec le schéma (5.38)	
<b>fin pour</b> $k$	
Calcul de $h^*$ et $q^*$	par FullSWOF
Mise à jour de $c_i^*$ et $M_i^*$	par Transfert
Reconstruction des variables	par Transfert
<b>pour</b> $k = 1$ à $L$ <b>faire</b>	Boucle en espace par Transfert
Calcul du flux HLL	
Calcul de $V^{**}$ et $M_i^{**}$ avec le schéma (5.38)	
<b>fin pour</b> $k$	
Calcul de $V$ et $M_i$ avec l'équation (5.37)	par Transfert
Calcul de $h^{**}$ et $q^{**}$	par FullSWOF
Calcul de $h$ et $q$	par FullSWOF
Mise à jour de $c_i$ et $M_i$	par Transfert
<b>fin pour</b> $t$	

Les classes de la bibliothèque **libequilibrium** permettent de calculer les fonctions d'échange linéaire ( $g_l$ ) et non-linéaires ( $g_{nl+}$ ,  $g_{nl-}$ ). À chaque classe fille de cette bibliothèque on associe le coefficient multiplicatif de  $M_i$  qui décrit le type de phénomène choisi. Le coefficient  $K_{ex1}$  décrit du transport par charriage,  $K_{ex2}$  est adapté pour de l'érosion diffuse et  $K_{ex3}$  pour de l'érosion concentrée. Le coefficient  $K_{ex4}$  regroupe les deux types d'érosion hydrique (diffuse et concentrée) et  $K_{ex5}$  modélise du transport chimique.

Enfin, les différents termes d'alimentation du système sont calculés par la bibliothèque **libsupply**. Cette bibliothèque permet d'activer chaque terme indépendamment des autres donnant ainsi la possibilité d'introduire plusieurs types d'alimentation à la fois. Le terme  $D_s$  fournit à l'écoulement une alimentation en sédiments constante en temps et variable en espace pour chaque classe de sédiments. Les particules détachées par la pluie ou l'écoulement au niveau du sol initial peuvent être prises en compte respectivement par les termes  $R_{det}$  et  $F_{det}$  comme dans le modèle de Hairsine et Rose. Enfin,  $Chem$  est un terme qui alimente la couche de redépôt en particules chimiques selon le modèle de Gao *et al.* (2004).

Cependant, pour le moment, le code ne permet pas de modéliser à la fois du transfert de sédiments et du transfert chimique. En effet, le choix des paramètres adaptés au transfert de sédiments interdit tout autre choix de paramètres du transfert chimique. Par exemple, le choix de  $ts_2$  exclu celui de  $K_{ex5}$  et de  $Chem$ . De même, les termes  $R_{det}$  et  $F_{det}$  ne sont pas compatibles avec  $Chem$ .

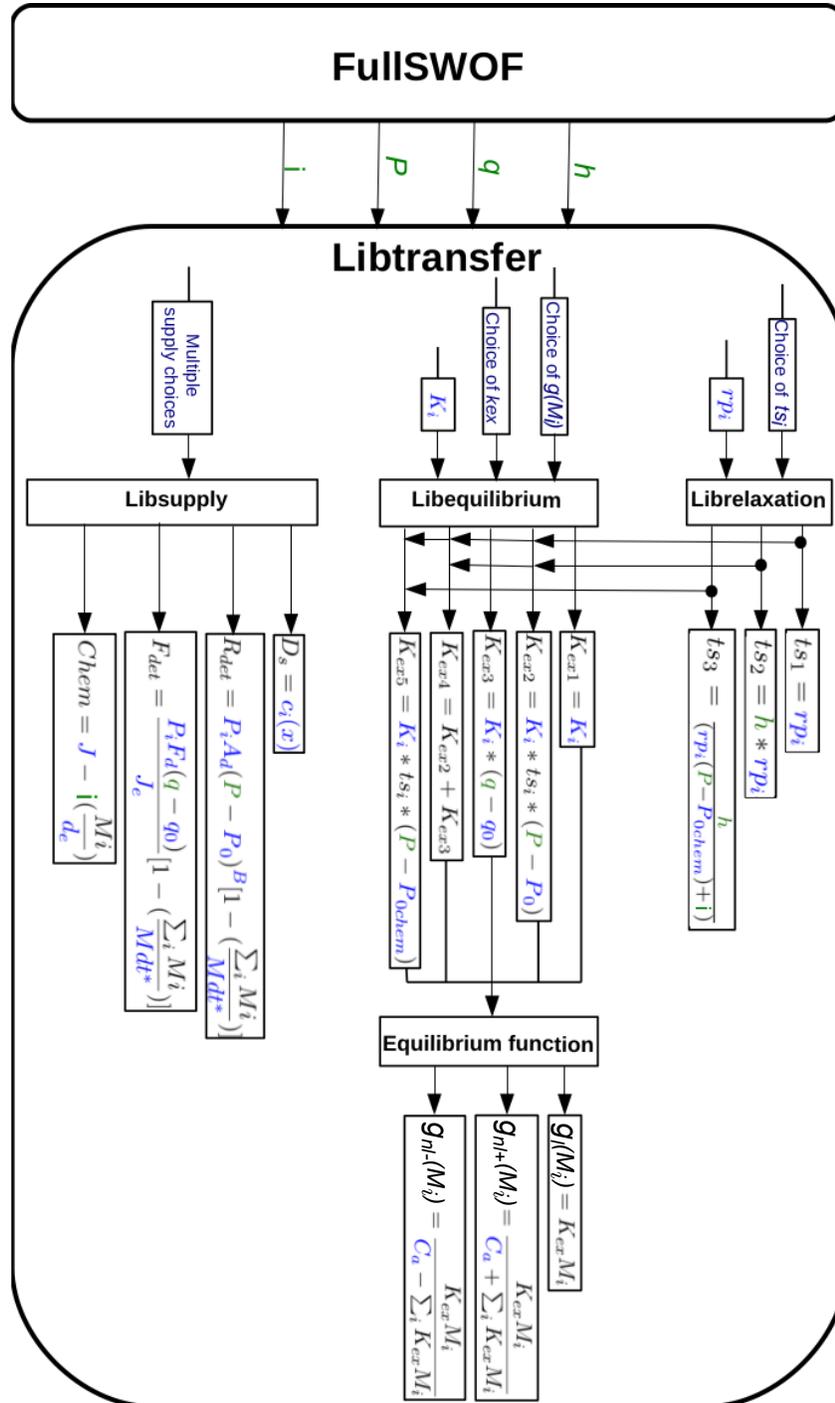


FIGURE 5.14 – Les paramètres d’entrées et de sortie du code Transfert. Les coefficients en bleu sont renseignés par l’utilisateur et ceux en vert sont fournis par FullSWOF. Le temps de relaxation  $t_{s_i}$  est utilisé pour le calcul de certains coefficients  $K_{ex}$ .

### 5.4.3 Tests de validation du code

Afin de valider le code FullSWOF-Transfert, plusieurs cas tests sont réalisés. Les paramètres utilisés pour chaque cas sont récapitulés dans le tableau suivant :

TABLE 5.3 – Paramètres utilisés dans les différents cas tests

Cas test	librelaxation	libequilibrium	libsupply
Lajeunesse <i>et al.</i> (2013)	$ts_1$ avec $rp_i=1$	$g_l$ et $K_{ex1}$ avec $K_i=1$	aucun
Sander <i>et al.</i> (2002)	$ts_2$ avec $rp_i = \frac{1}{v_i}$	$g_l$ et $K_{ex3}$ avec $q_0 = \frac{\Omega_0}{\rho_l g S}$ $K_i = \frac{F \rho_s \rho_l S}{v_i (\rho_s - \rho_l) M d_i^*$	aucun
Hogarth <i>et al.</i> (2004b)	$ts_2$ avec $rp_i = \frac{1}{v_i}$	$g_l$ et $K_{ex2}$ avec $K_i = \frac{a_d}{M d_i^*}$	$R_{det}$ avec $P_i = 1/I, A_d = a$ $P_0 = 0, B = 1$

#### 5.4.3.1 Lajeunesse *et al.* (2013) : Transport par charriage

Dans le cas du transport par charriage de Lajeunesse *et al.* (2013), nous simulons le transport d'une certaine quantité de grains marqués initialement repartis sur une petite zone à l'entrée de la couche de redépôt. Ce mécanisme est décrit par le système (5.24) et les paramètres utilisés dans le code se trouvent dans le tableau 5.3 et en annexe C.1. La figure 5.15 montre par exemple la superposition de la variation spatiale de la proportion de grains dans le fluide à  $T = 900$  de la solution obtenue avec FullSWOF-Transfert et de la solution numérique de Lajeunesse *et al.* (2013). Les résultats issus du couplage sont en très bon accord avec la solution numérique proposée par ces auteurs.

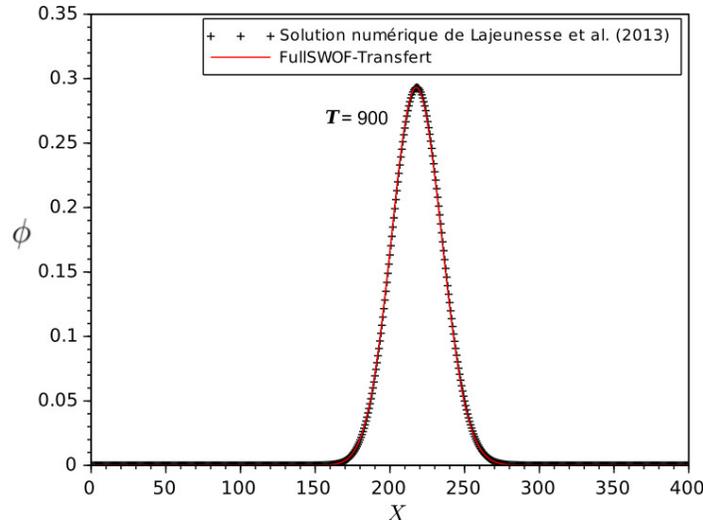


FIGURE 5.15 – Comparaison de la solution numérique de la proportion de grains dans le fluide de Lajeunesse *et al.* (2013) en symbole + noir et celle de FullSWOF-Transfert (système (5.24)) en trait plein rouge. Condition initiale rectangulaire dans la couche de redépôt avec  $\psi(X, T = 0) = 0.8 \times \mathbb{1}_{[0,20]}(X)$  et  $\alpha = 0.3$ .

### 5.4.3.2 Sander *et al.* (2002) : Dépôt de sédiments par ruissellement

Dans le cadre du phénomène d'érosion hydrique par l'écoulement (sans pluie), un processus de dépôt de sédiments peut être observé lorsque les conditions hydrauliques sont stationnaires. Le flux de sédiments à l'entrée d'une région crée alors une zone de dépôt où les sédiments peuvent être à nouveau redétachés par l'écoulement. Les équations de Hairsine et Rose (5.3) modélisent ce phénomène avec, comme seuls mécanismes, le dépôt  $d_i$  et la remise en mouvement des particules par l'écoulement  $r_{ri}$ . Les variations temporelles de la concentration dans l'écoulement sont aussi négligeables. Dans ces conditions, en utilisant les paramètres du tableau 5.3 dans le modèle (5.1) pour 10 classes de sédiments (fichiers de paramètres fournis en annexe C.2), les résultats issus du code FullSWOF-Transfert sont illustrés sur la figure 5.16. Ces résultats sont identiques à la solution analytique proposée par Sander *et al.* (2002).

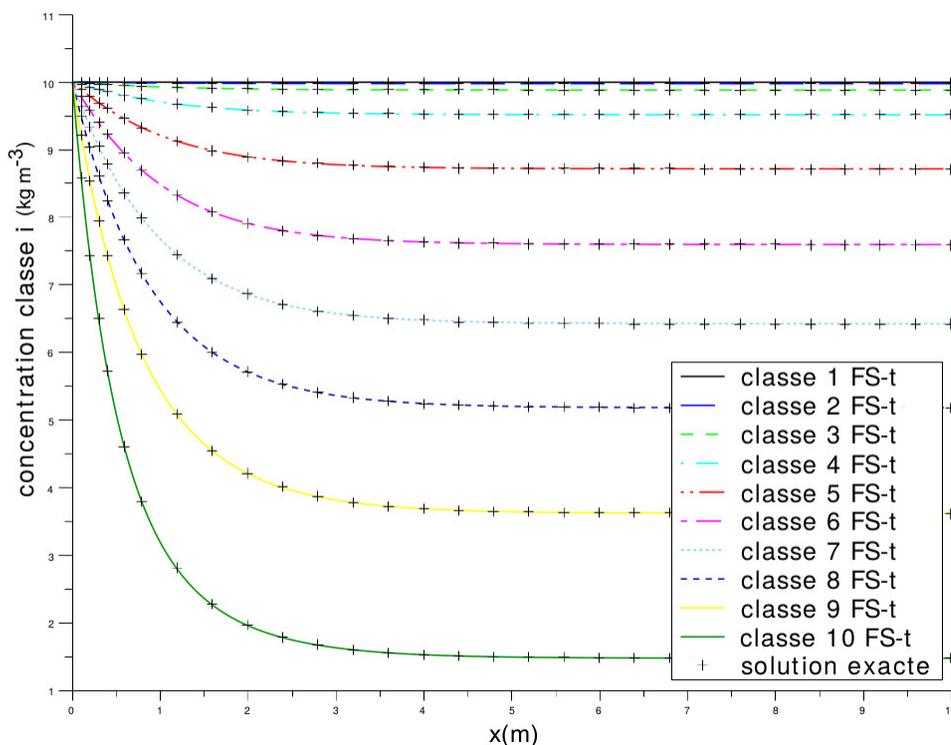


FIGURE 5.16 – Comparaison de la solution analytique (équations (17) et (20) de Sander *et al.* (2002)) en symbole (+) noir et numérique de FullSWOF-Transfert en trait plein pour un dépôt dans l'écoulement. Paramètres :  $S=0.02$ , coefficient de frottement de Manning  $n=0.01$ ,  $\rho_s = 2600 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $F = 0.01$ ,  $\Omega_0 = 0.186 \text{ W m}^{-2}$ ,  $q = 0.00127 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $h = 0.00375 \text{ m}$ , concentration d'entrée  $c_i(0, t) = 10 \text{ kg m}^{-3}$ . Les vitesses de sédimentation des classes sont :  $v_{1,\dots,10} \text{ (mm s}^{-1}\text{)} = 0.00043, 0.0037, 0.02, 0.083, 0.23, 0.46, 0.74, 1.1, 1.7, 3.2$ .

### 5.4.3.3 Hogarth *et al.* (2004b) : Érosion diffuse de Hairsine et Rose

Parmi les études expérimentales de l'érosion diffuse, l'expérience de Proffitt *et al.* (1991) est l'une des plus utilisées pour tester l'efficacité du modèle de Hairsine et Rose (Hogarth *et al.*, 2004a,b; Sander *et al.*, 1996). Cette expérience porte sur la concentration et les caractéristiques des sédiments érodés par l'impact des gouttes de pluie d'intensité variable. La concentration totale à la sortie du dispositif expérimental est échantillonnée pour plusieurs hauteurs de lame d'eau et deux types de sol. En adaptant le système (5.3) aux conditions expérimentales de Proffitt *et al.* (1991), Hogarth *et al.* (2004b) décrit numériquement les variations spatiales et temporelles de la concentration totale de sédiments de l'un des sols dénommé Aridisol (figure 5.17). L'évolution spatiale de la concentration montre un pic aux premiers instants localisé à l'amont du domaine (figure 5.17a). La concentration se stabilise ensuite à partir de  $t = 5$  min et devient indépendante de l'espace. À la sortie du domaine, Hogarth *et al.* (2004b) obtiennent une évolution temporelle qui se caractérise par un pic qui reste en dessous des points expérimentaux. La concentration évolue ensuite vers un état stationnaire en bon accord avec les résultats expérimentaux.

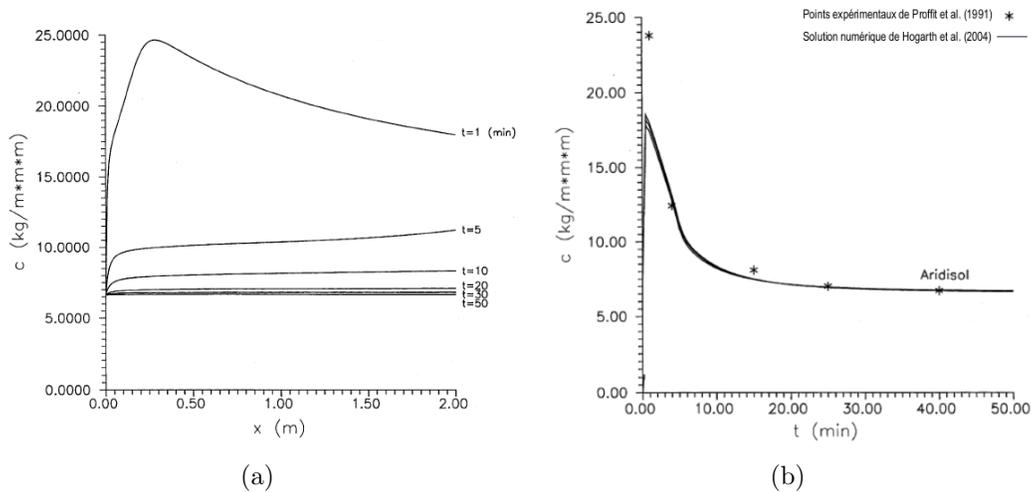


FIGURE 5.17 – Solution numérique de Hogarth *et al.* (2004b) pour le sol Aridisol. (a) Variations spatiales de la concentration totale à différents temps et (b) variations temporelles en  $x = L$  de Hogarth *et al.* (2004b) en trait plein et points expérimentaux de Proffitt *et al.* (1991) en astérisques.

Afin d'expliquer ces écarts, le code FullSWOF-Transfert est utilisé dans des conditions proches de celles de Proffitt *et al.* (1991) et en se basant sur certains paramètres de Hogarth *et al.* (2004b) (tableau 5.3 et fichiers en annexe C.3). Avant de détailler la partie transfert, revenons un instant sur la partie hydrodynamique. La figure 5.18 montre deux exemples où le même état stationnaire est atteint à partir de deux conditions initiales différentes ; cela influencera les résultats de transfert. Plus précisément, la première condition initiale, plus proche des conditions expérimentales décrites dans Proffitt *et al.* (1991), est caractérisée par  $h = 5$  mm et  $q = 0$  m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup> et la deuxième par  $h = 1.6$  mm et  $q = 0$  m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>. Les résultats numériques de FullSWOF montrent que le code converge, en partant de chacune des deux conditions initiales, vers le même état stationnaire en hauteur et en débit (figure 5.18). Néanmoins, la deuxième condition initiale permet d'atteindre plus rapidement l'état stationnaire. Celui-ci

est caractérisé par un débit numérique en sortie du domaine de  $5.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  très proche de la valeur expérimentale qui est de  $5.56 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (Proffitt *et al.*, 1991). Par contre l'état d'équilibre de  $h \approx 2.8 \text{ mm}$  reste toujours inférieur à la valeur moyenne expérimentale qui est de  $h = 5 \text{ mm}$ .

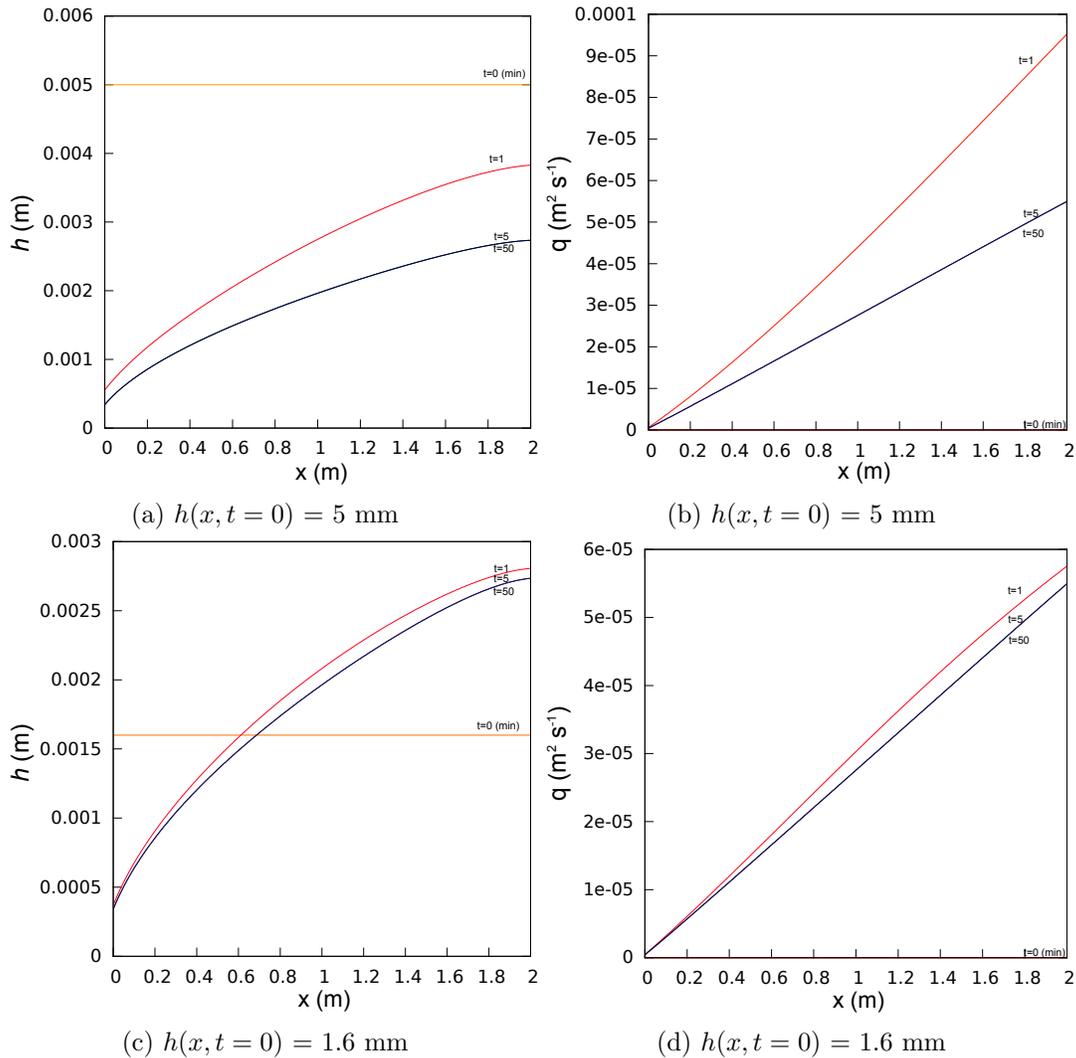


FIGURE 5.18 – Variations spatiales de la hauteur d'eau et du débit en utilisant un débit initial  $q(x, t = 0) = 0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  et une hauteur initiale (a, b)  $h(x, t = 0) = 5 \text{ mm}$  et (c, d)  $h(x, t = 0) = 1.6 \text{ mm}$ .

Revenons maintenant au modèle complet avec les équations de transfert. Les descriptions des variations spatiales et temporelles de la concentration totale obtenue avec FullSWOF-Transfert avec les deux conditions initiales testées sont représentées sur les figures 5.19 et 5.20. La condition initiale hydrodynamique utilisée influence les premiers instants de l'évolution de la concentration totale. La concentration à  $t = 1 \text{ min}$  est plus élevée avec la deuxième condition initiale et croît en fonction de l'espace tandis qu'à ce même instant, avec la première condition initiale, elle tend à décroître vers l'aval du domaine. La concentration évolue ensuite vers un état stationnaire identique indépendamment de la condition initiale, comme les tests

sur la partie hydrodynamique pouvaient le laisser penser. On notera cependant que cet état d'équilibre peut aussi être fonction de la distribution des classes de vitesses de sédimentation considérées.

Ainsi, aux temps longs l'évolution spatiale de la concentration totale obtenue par Full-SWOF-Transfert est similaire à celle de Hogarth *et al.* (2004b). Par contre, aux premiers instants les deux solutions numériques présentées décrivent des comportements différents, mais nous avons vu que ceux-ci étaient fortement liés au choix de la condition initiale. Le choix de la deuxième condition initiale semble satisfaisant parce qu'il permet d'obtenir une meilleure description des points expérimentaux surtout aux premiers instants (figures 5.20).

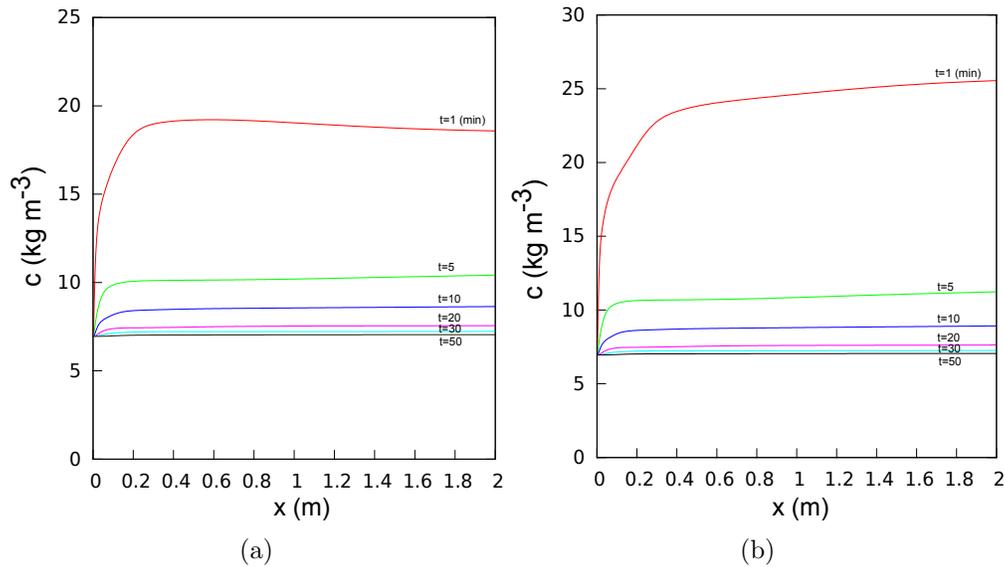


FIGURE 5.19 – Solution numérique de FullSWOF-Transfert : variations spatiales de la concentration totale à différents instants. Conditions initiales : (a)  $h = 5 \text{ mm}$  et  $q = 0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , (b)  $h = 1.6 \text{ mm}$  et  $q = 0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Le nombre de classes utilisé est  $I = 10$  avec comme vitesses de sédimentation :  $v_{1,\dots,10}$  ( $\text{mm s}^{-1}$ ) = 0.03, 0.35, 2.0, 5.0, 15.0, 21.0, 35.0, 85.0, 150.0, 250. Les coefficients sont ceux de Hogarth *et al.* (2004b) avec  $P = 100 \text{ mm h}^{-1}$ ,  $S=0.004$ , coefficient de frottement de Manning  $n=0.06$ ,  $K_i = 185000 \text{ m}^{-1}$ ,  $a = 920 \text{ kg m}^{-3}$  et  $Md_i^* = 0.0767 \text{ kg m}^{-2}$ .

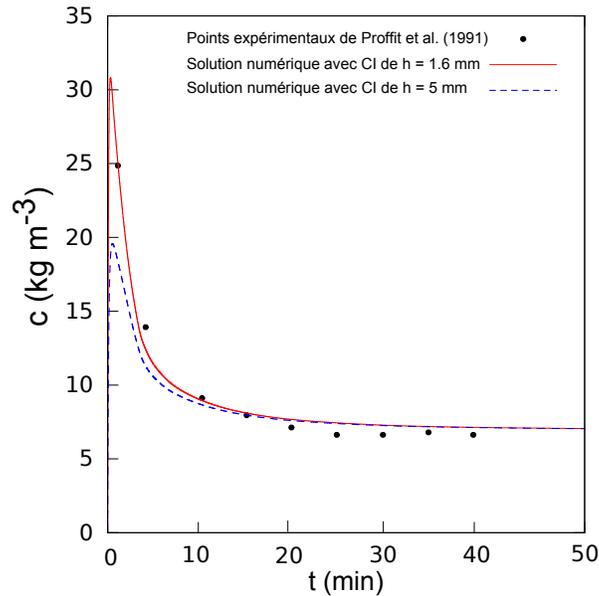


FIGURE 5.20 – Variations temporelles de la concentration totale en  $x=2$  m obtenue avec de FullSWOF-Transfert et comparaison avec les résultats expérimentaux de Proffitt *et al.* (1991). Même coefficients que la figure 5.19.

## 5.5 Conclusion

Les phénomènes d'érosion hydrique peuvent être modélisés avec les équations de transfert (5.1). L'un des paramètres importants de ce système est sa fonction d'échange  $g(M_i)$ . Celle-ci décrit d'une part le mécanisme d'échange de sédiments entre les différentes couches du système et d'autre part la relaxation vers l'état d'équilibre des concentrations dans ces couches. Le modèle intègre aussi, avec le temps de relaxation  $ts_i$ , l'effet de la pluie sur la sédimentation des particules. Les modèles d'érosion existants comme celui du transport par charriage de Lajeunesse *et al.* (2013) ou de Hairsine et Rose (1991) utilisent des fonctions d'échange linéaires. Cependant, l'utilisation de fonctions non linéaires permet d'obtenir des résultats différents et donc, peut-être de mieux prédire la dynamique d'échange de sédiments entre le sol et l'écoulement. Cependant, il est nécessaire de compléter ces résultats avec des études expérimentales permettant de démontrer l'existence des phénomènes non-linéaires. Les expériences doivent aussi permettre de trouver la "bonne" forme de la non-linéarité.

Le couplage du modèle avec le logiciel de ruissellement FullSWOF a été réalisé avec des méthodes numériques d'ordre 2 en espace et en temps. La méthode de programmation utilisée, permet de modéliser différents types de transfert de sédiments et d'éléments chimiques. Elle permet aussi l'utilisation de fonction d'échange linéaire ou non linéaire avec la possibilité d'intégrer plusieurs types de fonctions. Les premiers tests issus de ce couplage donnent des résultats satisfaisants.

## Conclusions générales et perspectives

### 6.1 Conclusions

L'objectif de cette thèse était de mieux comprendre le rôle des gouttes de pluie dans l'érosion hydrique des sols afin de proposer un modèle d'érosion intégrant l'interaction entre les gouttes de pluie et le ruissellement. Pour cela, les principaux processus de l'érosion diffuse ont été étudiés séparément.

Tout d'abord, dans le **chapitre 2**, nous avons utilisé une approche probabiliste qui reposait sur des données de la littérature qui décrivent les propriétés de la pluie comme le processus de Poisson et les lois de distribution de taille des gouttes de pluie. Cette approche a montré de manière analytique, d'une part, l'hypothèse utilisée dans la littérature de l'indépendance des gouttes de pluie les unes par rapport aux autres pendant le processus de détachement des particules du sol. D'autre part, cette étude a mis en évidence la possibilité d'une forte interaction entre les gouttes et les particules en sédimentation.

Dans le **chapitre 3**, nous avons étudié le processus de détachement des sédiments avec une méthode numérique sur la base de l'indépendance des gouttes de pluie. En utilisant le logiciel Gerris, nous avons simulé le cisaillement créé par l'impact d'une unique goutte sur une lame d'eau dont on fait varier l'épaisseur. Les simulations de l'impact des gouttes de pluies sont caractérisées par des nombres de Reynolds élevés qui rendent la convergence numérique en maillage du cisaillement difficile. Nous avons pu obtenir, pour ces nombres de Reynolds élevés, une description complète du cisaillement et de la pression créés lors de l'impact d'une goutte de pluie, contrairement aux autres études numériques de la littérature qui se sont limitées aux études à bas nombre de Reynolds. Ainsi, le cisaillement créé par chaque goutte de pluie a permis d'estimer la quantité de sol détaché par la goutte. En sommant les quantités de toutes les gouttes, nous avons établi une loi de détachement par la pluie. Cette loi inclut les effets de l'épaisseur de la lame d'eau, du facteur érosif de la pluie, de la fonction de distribution des gouttes de pluie et du seuil de cisaillement du sol.

Par ailleurs, l'étude probabiliste du chapitre 2 a montré la possibilité d'une forte interaction entre les gouttes et les particules en sédimentation. La méthode de sommation n'étant alors pas utilisable, nous avons adopté une approche expérimentale pour le processus de transport des particules. Au **chapitre 4**, nous avons présenté cette étude expérimentale menée pour mettre en évidence l'influence de la pluie sur la sédimentation des particules. Le dispositif expérimental a été conçu de manière à supprimer le détachement des particules pour

n'étudier que le processus de transport. Les sédiments, introduits à l'amont de l'écoulement et au-dessus de la lame d'eau, sont ensuite transportés dans une zone expérimentale. Celle-ci est soumise à des pluies de différentes intensités. Les sédiments sont collectés à l'exutoire et au fond du dispositif expérimental. La comparaison des masses recueillies dans les cas avec et sans pluie permet de faire ressortir l'influence de la pluie. Les résultats montrent, d'une part, que l'effet de la pluie est d'augmenter la vitesse de sédimentation des particules, et d'autre part, que cet effet n'est pas linéaire en fonction de l'intensité de la pluie. En effet, pour les intensités de pluie testées, la plus faible intensité produit plus d'effet que la plus forte. Plusieurs mécanismes ont été abordés pour trouver une explication à ce comportement parmi lesquels l'interaction des vitesses verticales des gouttes et l'effet de turbulence créé par l'impact des gouttes de pluie.

Le modèle d'érosion proposé au **chapitre 5** représente une formulation générale de plusieurs modèles d'érosion et se présente sous la forme d'équations de transfert. Ces équations permettent de décrire différentes formes d'érosion hydrique à l'échelle du bassin versant, du versant et de la rivière. Elles intègrent à la fois le processus de détachement et celui du transport-sédimentation et permettent de prendre en compte le rôle des gouttes de pluie au niveau de chacun de ces mécanismes. La formulation de ces équations a l'avantage d'utiliser à la fois des transferts linéaires et non linéaires.

## 6.2 Perspectives

### 6.2.1 Approche numérique du détachement par la pluie

Comme évoqué précédemment, le **chapitre 3** présente la loi de détachement par la pluie. Cette loi est formulée en termes de facteurs érosifs  $Er_{\gamma,\eta}$  de la pluie et est caractérisée par deux principaux coefficients  $A$  et  $B$ . Elle est de la forme :

$$D_s = AEr_{\gamma,\eta}^B. \quad (6.1)$$

Le coefficient  $A$  inclut les propriétés du sol et est mal décrit par les simulations numériques. L'exposant du facteur érosif  $B$  est lui, assez bien décrit dans cette étude numérique. L'influence de plusieurs paramètres sur cet exposant comme celle du seuil du cisaillement critique de mise en mouvement des particules, du facteur érosif de la pluie ou encore de la loi de distribution des gouttes a été étudiée. Seule la loi de distribution des gouttes se révèle avoir un effet significatif sur l'exposant.

Cette étude repose sur le postulat de l'impact des gouttes sur un plan solide. Ce postulat empêche principalement de bien décrire le coefficient lié au sol. Une amélioration de ces résultats consisterait en l'ajout, dans les simulations numériques, d'une loi de rhéologie décrivant le comportement mécanique du sol, ce qui permettrait une meilleure description du cisaillement créé par l'impact des gouttes.

De plus, même si l'étude probabiliste du chapitre 2 montre une indépendance des gouttes lors du détachement du sol, il serait utile de valider ce résultat en simulant le comportement d'ensemble des gouttes lors de leurs impacts. On pourrait prendre en compte le fait que, avant d'atteindre le sol, les petites gouttes de pluie coalescent pour former des plus grosses gouttes tandis que les plus grandes se fragmentent en des plus petites. Ces gouttes n'ont pas toujours une forme sphérique au moment de leur impact sur le sol. Ce comportement pourrait éventuellement changer les résultats des simulations numériques.

Du point de vue des facteurs érosifs, nous les avons calculés en les reliant directement aux diamètres et vitesses des gouttes. Cependant, d'autres approches existent dans la littérature pour calculer l'énergie cinétique d'une pluie par exemple. De nombreuses formules exponentielles, logarithmiques ou en puissance sont utilisées pour relier directement l'énergie cinétique à l'intensité de la pluie. Il serait intéressant d'utiliser ces formules pour évaluer leur influence sur la loi de détachement.

En outre, dans notre étude, on n'intègre pas la présence de sédiments. Il serait intéressant de prendre en compte dans les simulations le mécanisme d'éjection de fines gouttelettes d'eau et de particules solides provenant du sol (splash), mais aussi le transport des sédiments dans la lame d'eau. Cela permettrait d'évaluer les distances de transfert des particules voyageant par splash et au sein de l'écoulement.

### 6.2.2 Étude expérimentale de l'effet de la pluie sur la sédimentation des particules

L'étude expérimentale du **chapitre 4** a révélé que la pluie augmente la vitesse de sédimentation des particules étudiées et que cet effet est éventuellement non linéaire en fonction de l'intensité de la pluie. Cependant, le mécanisme à l'origine de ce comportement reste encore mal compris. Pour mieux comprendre ce phénomène d'interaction entre gouttes de pluie et particules en sédimentation, d'autres expériences sont nécessaires. Les résultats présentés dans ce manuscrit suggèrent que certaines concentrations ne sont pas stationnaires. Pour atteindre l'état d'équilibre, il serait utile d'augmenter la durée et le nombre des expériences.

Aussi, pour mettre en évidence le mécanisme mis en jeu, il est important de faire varier les caractéristiques des sédiments et de la pluie. La nature de l'interaction entre les gouttes et les sédiments pourrait dépendre de certains facteurs mis en jeu comme la masse volumique, la taille et la concentration des particules, ainsi que la taille et la vitesse de chute des gouttes ou encore l'intensité ou l'énergie cinétique de la pluie.

De même, tester plusieurs conditions hydrodynamiques de l'écoulement peut permettre de mieux comprendre le phénomène. En effet, changer l'épaisseur de la lame d'eau et la vitesse d'écoulement, passer du régime laminaire au régime turbulent et du fluvial au torrentiel pourrait aider à mieux identifier les paramètres prédominants. Une meilleure description du champ de vitesse et un suivi des particules au sein de l'écoulement avant et pendant la pluie sont aussi nécessaires.

L'étude de tous ces paramètres permettrait d'identifier ceux qui sont les plus importants et d'établir une loi qui prédirait le changement de la vitesse de sédimentation en présence de la pluie. De plus, une étude numérique reproduisant l'effet d'interaction des gouttes de pluie pourrait permettre de simuler l'effet de la pluie sur la sédimentation des particules.

### 6.2.3 Modèle d'érosion hydrique

Les équations de transfert du **chapitre 5** incluent, dans une formulation unique, différents types de transfert comme de l'érosion hydrique et/ou concentrée, du transport par charriage et du transport chimique initié par l'impact des gouttes de pluie.

Dans ce chapitre, le rôle que peuvent avoir les gouttes de pluie au niveau des différents paramètres de ces équations est identifié. Ainsi, la fonction d'échange et le temps de relaxation intègrent la vitesse de sédimentation des particules et permettraient de prendre en compte l'influence des gouttes sur cette vitesse comme observé au chapitre 4. Une meilleure connais-

sance de l'effet de la pluie sur la sédimentation des particules aiderait à mieux calibrer ces paramètres. Le terme source de ces équations représente la loi de détachement obtenue au chapitre 3 et inclut la contribution de l'ensemble des gouttes de pluie.

Une étude expérimentale, portant spécifiquement sur les paramètres du modèle de transfert, permettrait de mettre en évidence le type de fonction d'échange (linéaire ou non linéaire) adapté au cas de l'érosion diffuse. Une autre perspective de ce travail est de faire ressortir le passage de l'échelle "microscopique" de la goutte au modèle "macroscopique" des équations de transfert par un processus d'intégration.

En outre, l'implémentation numérique de ce modèle a été réalisée dans le logiciel de ruissellement FullSWOF. La méthode de programmation donne la possibilité de réaliser des développements futurs comme la prise en compte de divers types de fonction d'échange ou de temps de relaxation correspondant à des mécanismes différents. Un travail futur portera sur l'intégration de l'évolution de la topographie dans le modèle, cela pour décrire la formation de rigoles et ravines pendant le phénomène d'érosion. Pour cela, on pourrait s'inspirer de l'équation d'Exner suivante :

$$(1 - \phi)\partial_t z = \frac{1}{\rho_s}(\text{Dépôt} - \text{Erosion}) \quad (6.2)$$

avec  $z$  la topographie,  $\phi$  la porosité du sol et  $\rho_s$  la masse volumique des sédiments. Dans les équations de transfert, le terme "Dépôt-Erosion" décrit, d'une part, la variation de sédiments dans la couche de redépôt notamment  $\partial_t M_i$  et, d'autre part, le détachement par la pluie  $R_{det}$  et/ou l'écoulement  $F_{det}$  provenant du sol initial. Seul le transfert de sédiments peut provoquer une modification de la surface du sol. Ainsi, l'évolution de la topographie pourrait s'implémenter dans le code FullSWOF-transfert avec l'équation :

$$(1 - \phi)\partial_t z = \frac{1}{\rho_s}(\partial_t M_i - R_{det} - F_{det}). \quad (6.3)$$

## Paramétrisation de Gerris

Dans le fichier de paramètres de Gerris, nous définissons le problème en axisymétrique et utilisons un domaine carré de longueur (non dimensionnelle) 1. La symétrie du problème, permet de diviser le domaine de calcul en deux. L'axe  $x$  correspond à l'axe de symétrie (c'est l'équivalent de l'axe  $z$  en coordonnées cylindriques). L'axe  $y$  est l'axe radial (équivalent de l'axe  $r$  en coordonnées cylindriques). La figure A.1 représente la géométrie du problème.

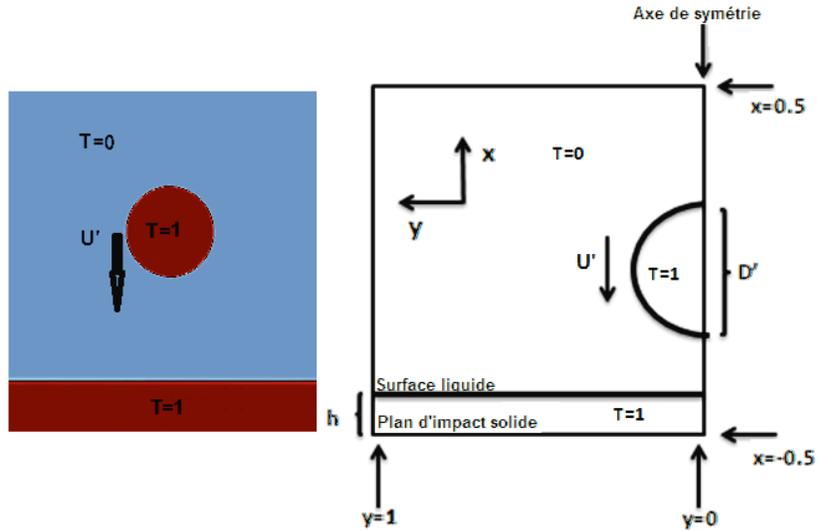


FIGURE A.1 – Géométrie du domaine de calcul dans Gerris

Nous utilisons ensuite la fonction caractéristique  $T$  comme traceur qui vaut 1 dans la phase liquide et 0 dans le gaz. Toutes les autres grandeurs sont alors définies en fonction de ce traceur. Dans chaque phase, ce sont les quantités non dimensionnelles qui sont rentrées dans le fichier de paramètres en fonction de  $T$ . Dans le liquide :

$$\rho'_l = \frac{\rho_l}{\rho_l} = 1, \quad \mu'_l = \frac{\mu_l D'}{DV_f \rho_l} = \frac{D'}{Re}, \quad \gamma' = \frac{\gamma D'}{DV_f^2 \rho_l} = \frac{D'}{We}, \quad (\text{A.1})$$

avec respectivement  $Re = \frac{DV_f \rho_l}{\mu_l}$ ,  $We = \frac{DV_f^2 \rho_l}{\gamma}$  les nombres de Reynolds et de Weber du

liquide. De même, dans le gaz :

$$\rho'_g = \frac{\rho_g}{\rho_l}, \quad \mu'_g = \frac{\mu_g D'}{DV_f \rho_l} = \frac{\mu_g D'}{\mu_l Re}, \quad \gamma' = \frac{\gamma D'}{DV_f^2 \rho_l} = \frac{D'}{We}. \quad (\text{A.2})$$

Ainsi,  $\frac{\rho'_g}{\rho'_l} = \frac{\rho_g}{\rho_l}$  et  $\frac{\mu'_g}{\mu'_l} = \frac{\mu_g}{\mu_l}$ .

Ces données sont rentrées dans Gerris de la manière suivante :

$$\mu' = \mu'_l T + \mu'_g (1 - T) = \mu'_l \left[ T + \frac{\mu'_g}{\mu'_l} (1 - T) \right] \Rightarrow \mu' = \frac{D'}{Re} \left[ T + \frac{\mu_g}{\mu_l} (1 - T) \right] \quad (\text{A.3})$$

$$\rho' = \rho'_l T + \rho'_g (1 - T) = \rho'_l \left[ T + \frac{\rho'_g}{\rho'_l} (1 - T) \right] \Rightarrow \rho' = \left[ T + \frac{\rho_g}{\rho_l} (1 - T) \right]. \quad (\text{A.4})$$

Le fichier de Gerris prend alors la forme :

```

%%% définition du domaine de calcul en cylindrique,
%%%du temps de simulation et du niveau de raffinement
1 0 GfsAxi GfsBox GfsGEdge {} {
  Time { end = 8 }
  Refine 7

%%% définition du traceur et d'un traceur TF1 stable
VariableTracerVOF T
VariableFiltered TF1 T 2

%%% définition de la courbure et la tension de surface
VariableCurvature K1 T
SourceTension T (2.*radius/We) K1

%% définition de la viscosité et
%%% de la masse volumique avec alpha=1/rho
SourceViscosity {}
(2.*radius/Re)*(TF1 + (Mu_air/Mu_re)*(1. - TF1))
PhysicalParams {
alpha = 1./((Rho_air/Rho_re)
+ CLAMP(TF1,0.,1.)*(1 - (Rho_air/Rho_re))) }
}

```

En outre, il faut spécifier les conditions initiales et les conditions aux limites du domaine. On initialise la vitesse de la goutte par  $V_f$ , donc  $\mathbf{u}^0 = -\mathbf{e}_x$ . De plus, on définit deux traceurs secondaires :  $T_g$  pour la goutte, en forme de cercle, et  $T_l$  pour le film liquide d'une hauteur  $h$  (celui-ci n'est pas pris en compte dans le cas d'une chute sur une surface solide). Le traceur principal  $T$  vérifie  $T = T_g + T_l$ . On impose également une vitesse nulle sur les trois bords du domaine et, comme indiqué précédemment, une condition de symétrie est appliquée sur l'axe  $x$ . On utilise aussi un raffinement de maillage pour mieux décrire la vorticité, les gradients de vitesse et l'interface entre les deux fluides. Les lignes de Gerris correspondantes sont :

```

%%%% Initialisation
InitFraction Tg (radius*radius - goutte(x,y))
InitFraction Tl (-x + h )
GfsInit {} {
T=(Tg+Tl)
U = -Tg
}

%%%% Raffinement du maillage
GfsAdaptGradient { istep = 1 }
{ maxlevel = level minlevel = levelmin cmax = 0.1 } T
GfsAdaptVorticity { istep = 1 }
{ maxlevel = level minlevel = levelmin cmax = 1e-2 }
GfsAdaptFunction { istep = 1 }
{ maxlevel = level minlevel = levelmin cmax = 0.1 } {
return T > 0. && T < 1. ? fabs(K1)*ftt_cell_size (cell) : 0.;
}

%%%% Conditions aux limites
GfsBox { id = 1 pid = 0
left = Boundary { BcDirichlet U 0 BcDirichlet V 0 }
top = Boundary { BcDirichlet U 0 BcDirichlet V 0 }
right = Boundary { BcDirichlet U 0 BcDirichlet V 0 }
bottom = Boundary
}

```

Une partie importante du code consiste à la récupération des données pour le post-traitement. En effet, les simulations sont faites avec Gerris, mais le traitement des données comme les profils de pression et du taux de cisaillement sont obtenus avec Matlab. L'enregistrement des données dans Gerris est réalisé grâce aux lignes de commande :

```

GfsOutputSimulation { step = 0.001 } simulation-%4.3f.txt
{ variables = P,U,V,T,tauV,TF1,K1 binary = 0 format = text }
OutputLocation { step = 0.001 } data_sol_planY.txt data_planY.xy

```

La première commande (les deux premières lignes) permet d'enregistrer la simulation entière dans des fichiers.txt à chaque intervalle de temps non dimensionnel de 0.001, tandis que la deuxième permet un enregistrement seulement sur le plan d'impact de la goutte (sur le sol). Le fichier data-planY.xy contient les coordonnées de ce plan. Un exemple du fichier de paramètre complet est :

```

1 0 GfsAxi GfsBox GfsGEdge {} {

Global {
#define Rho_re 1000.
#define Mu_re 0.0010

```

```

#define Sig_re 0.020
#define Dre 0.001
#define Vre 4.0
#define hp 0.002
#define radius 0.05
#define hg ((2.*radius*hp)/Dre)
#define gr (10*Dre/(2.*radius*Vre*Vre))
#define Lref (Dre/(2.*radius))
#define level 11
#define levelmin 7
#define Re ((Rho_re*Vre*Dre)/Mu_re)
#define We ((Rho_re*Vre*Vre*Dre)/Sig_re)
#define xcc (-0.5 + hg+0.05 + radius)
#define ycc 0.
#define goutte(x,y) ((x - xcc)*(x - xcc) + (y - ycc)*(y - ycc))
#define Mu_air 1.81e-5
#define Rho_air 1.21
#define Quo_mu (Mu_air/Mu_re)
#define Quo_rho (Rho_air/Rho_re)
#define rho(T) (T + Quo_rho*(1. - T))
#define MU(T) (T + Quo_mu*(1. - T))
#define VAR(T,min,max) (min + CLAMP(T,0.,1.)*(max - min))
#define h -0.5+hg

/* Weber = rho x V^2 x D / sigma */
/* Reynolds = rho x V x D / mu */

}

Time { end = 8. }
Refine (levelmin)

VariableTracerVOF Tg
VariableTracerVOF Tl
VariableTracerVOF T1
VariableFiltered TF1 T1 2
VariableCurvature K1 T1
SourceTension T1 (2.*radius/We) K1

InitFraction Tg (radius*radius - goutte(x,y))
InitFraction Tl (-x + h )

GfsInit {} {
T1=(Tg+Tl)
U = -Tg
}
GfsInit {istep=1 } {

```

```

tauV=dx("V");
}

AdaptFunction { istep = 1 }
{ maxlevel = level minlevel = levelmin cmax = 1e-2 }
  { return T1 && x > -0.5 && x < -0.48 ; }
GfsAdaptGradient { istep = 1 }
{ maxlevel = level minlevel = levelmin cmax = 0.1 } T1
GfsAdaptVorticity { istep = 1 }
  { maxlevel = level minlevel = levelmin cmax = 1e-2 }
GfsAdaptFunction { istep = 1 }
{ maxlevel = level minlevel = levelmin cmax = 0.1 } {
  return T1 > 0. && T1 < 1. ? fabs(K1)*ftt_cell_size (cell) : 0.;}

SourceViscosity {} (2.*radius/Re)*MU(TF1)
PhysicalParams { alpha = 1./VAR(TF1,Quo_rho,1.) }
Source U -gr

RemoveDroplets { start= 0.1 istep = 1 } T1 -1
#GfsOutputTime { step = 0.02 } stdout
#GfsOutputProjectionStats { step = 0.02 } stdout
#GfsOutputSimulation {start= 0.034 step = 0.1 } gouttes-bin-%4.3f.gfs
{ variables = P,U,V,T1,tauV,TF1,K1 binary = 1 format = gfs }

#GfsOutputSimulation { start= 0.034 step = 0.01 } simulation-%4.4f.txt
{ variables = P,U,V,T1,tauV,TF1,K1 format = text }
#OutputSimulation { step = 0.01 } stdout
#OutputPPM { step = 0.01 } splash.ppm { min = 0 max = 1 v = T1 }

#OutputPPM { istep = 1 } { ppm2mpeg > t.mpg } {
# v = T1;
#}

OutputLocation { start=0.034 step = 0.001 } data_sol_planY.txt data_planY.xy

}

GfsBox { id = 1 pid = 0
left = Boundary { BcDirichlet U 0 BcDirichlet V 0 }
top = Boundary { BcDirichlet U 0 BcDirichlet V 0 }
right = Boundary { BcDirichlet U 0 BcDirichlet V 0 }
bottom = Boundary
}

```



# Annexe B

## Mesures hydrodynamiques des expériences

### B.1 Contrôle de l'intensité de pluie

#### B.1.1 Simulateur à buses oscillantes

Pour les expériences  $P_{175}^1$  à  $P_{175}^4$ , les intensités de pluies ont été mesurées avec des pluviomètres (figure B.1). Pour les deux premières expériences, quatre pluviomètres ont été placés sur un côté du banc d'essai et l'autre côté du banc accueille un bac de splash. Les troisième et quatrième expériences ont deux pluviomètres placés de chaque côté du banc.

Le bac de splash, permettant de récupérer les sédiments qui ont été splashés par les gouttes de pluie, montre que la quantité de sédiments splashés est extrêmement négligeable. Les résultats détaillés dans le tableau B.1 montrent une bonne homogénéité de l'intensité d'un même côté du banc expérimental. Une bonne homogénéité de l'intensité est aussi observée pour la quatrième expérience des deux cotés du banc. La moyenne de l'intensité de la troisième expérience est la plus élevée avec une valeur de  $192 \text{ mm h}^{-1}$  et un écart-type autour de  $21 \text{ mm h}^{-1}$ . Cette expérience présente une disparité des deux cotés du banc : les pluviomètres 51 et 52 ont une moyenne d'environ  $209 \text{ mm h}^{-1}$  alors que celle des pluviomètres 53 et 54 est de  $176.2 \text{ mm h}^{-1}$ . Les expériences  $P_{175}^2$  et  $P_{175}^4$  ont des intensités comparables autour de  $173 \text{ mm h}^{-1}$ . La pluie la moins intense est celle de la première expérience  $P_{175}^1$  avec une moyenne de  $157.2 \text{ mm h}^{-1}$ .

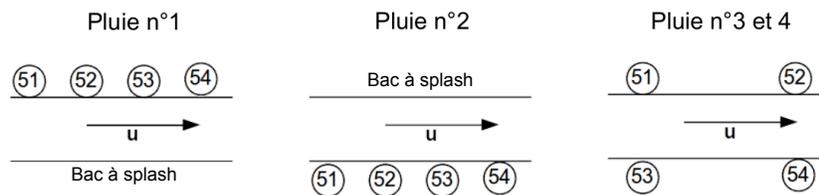


FIGURE B.1 – Disposition des pluviomètres pour les différentes expériences avec pluie.

TABLE B.1 – Contrôle des intensités de pluie générées avec les buses oscillantes

Numéro de pluviomètre	Intensité (mm h <sup>-1</sup> )			
	$P_{175}^1$ 1	$P_{175}^1$ 2	$P_{175}^1$ 3	$P_{175}^1$ 4
51	155.6	178.9	195.7	172.2
52	155.8	168.9	220.1	173.0
53	156.9	175.5	176.0	173.4
54	159.5	167.9	176.3	168.2
Moyenne	157.2	172.8	192.0	171.7
Écart-type	1.8	5.3	20.9	2.4

### B.1.2 Simulateur à tuyaux poreux

L'intensité des pluies générées par les tuyaux poreux a été mesurée en dehors des expériences à différentes pressions. De chaque côté du banc expérimental, quatre pluviomètres permettent d'estimer l'intensité à l'extérieur du banc. La mesure de l'intensité, à l'intérieur du banc d'essai, est réalisée avec 28 autres pluviomètres qui couvrent l'intégralité de la surface de la zone expérimentale. Le tableau B.2 montre les intensités de pluie obtenues à différentes pressions.

TABLE B.2 – Mesure des intensités (mm h<sup>-1</sup>) de pluie générées avec les tuyaux poreux à différentes pressions

	$P_{50}^2$ à 1.4 bars		$P_{12}^2$ à 0.25 bars	
	Intérieur	Extérieur	Intérieur	Extérieur
Moyenne	58.0	50.0	13.7	13.1
Médiane	60.0	48.5	13.7	11.9
Valeur max	68.1	63.2	17.9	20.1
Valeur min	45.7	38.6	9.8	8.9
Écart-type	6.5	10.8	1.9	4.5

Pour chaque pression, l'intensité obtenue à l'intérieur de la zone expérimentale est légèrement plus élevée que celle sur les côtés du banc. De plus, les valeurs des écart-types sont plus faibles à l'intérieur de la zone expérimentale, donnant une meilleure homogénéité de l'intensité dans cette zone.

Pendant les expériences, les intensités de pluie sont contrôlées avec les pluviomètres placés uniquement sur les côtés du banc. Le tableau B.3 illustre les différentes intensités obtenues pendant ces expériences. Ces mesures sont en accord avec celles du tableau B.2, ce qui montre une bonne stabilité de la pluie générée avec les tuyaux poreux.

TABLE B.3 – Contrôle des intensités ( $\text{mm h}^{-1}$ ) de pluie générées avec les tuyaux poreux

	$P_{50}^2 1$	$P_{50}^2 2$	$P_{35}^2 1$	$P_{13}^2 1$
Moyenne	50.3	53.1	34.9	12.9
Médiane	50.2	49.5	36.1	12.5
Valeur max	62.6	71.4	42.5	16.5
Valeur min	41.7	41.5	24.7	9.1
Écart-type	8.1	11.4	7.1	2.4

## B.2 Épaisseur, vitesse d'écoulement et débit en sortie du banc

Les tableaux B.4 et B.5 regroupent respectivement les mesures de la hauteur de la lame d'eau et de sa vitesse d'écoulement des expériences de la deuxième série. De même, les tableaux B.6 et B.7 présentent les débits pour les expériences sans pluie et avec pluie respectivement pour ces expériences.

TABLE B.4 – Caractéristiques de la hauteur de la lame d'eau  $h$  (cm) pour la deuxième série d'expériences

	$SP^2 1$	$SP^2 2$	$P_{50}^2 1$	$P_{50}^2 2$	$P_{35}^2 1$	$P_{13}^2 1$
nombre de mesures	3	3	9	3	3	9
Valeur min	2.59	2.6	2.51	2.49	2.58	2.43
Valeur max	2.61	2.68	2.63	2.54	2.62	2.65
Médiane	2.59	2.62	2.57	2.50	2.59	2.49
Moyenne	2.60	2.63	2.58	2.51	2.60	2.52
Écart-type	0.02	0.04	0.04	0.03	0.02	0.08
Écart-interquartile	0.01	0.04	0.07	0.03	0.02	0.10

TABLE B.5 – Vitesse moyenne d'écoulement  $V$  ( $\text{cm s}^{-1}$ ) pour la deuxième série d'expériences

	Mesures sans présence de pluie						Mesures avec pluie		
	$SP^21$	$SP^22$	$P_{50}^21$	$P_{50}^22$	$P_{35}^21$	$P_{13}^21$	$P_{50}^21$	$P_{35}^21$	$P_{13}^21$
Nombre de mesures	3	3	9	3	9	3	9	3	3
Valeur min	9.45	7.49	7.95	7.93	8.67	8.36	8.50	8.87	8.62
Valeur max	10.13	8.68	10.01	9.42	10.00	9.86	9.88	9.34	9.71
Médiane	9.78	8.40	9.31	8.48	9.00	9.39	9.27	9.07	9.50
Moyenne	9.79	8.19	9.13	8.61	9.22	9.23	9.26	9.09	9.27
Écart-type	0.34	0.62	0.72	0.75	0.69	0.46	0.52	0.23	0.58
Écart-interquartile	0.34	0.59	0.78	0.75	0.67	0.30	0.87	0.23	0.55

TABLE B.6 – Débit en sortie du banc d'essai  $Q$  ( $l \text{ min}^{-1}$ ) pour la deuxième série d'expériences sans pluie (6 mesures)

	Avant l'apport de sédiments		Après l'apport de sédiments	
	$SP^21$	$SP^22$	$SP^21$	$SP^22$
Valeur min	73.3	70.5	72.0	70.2
Valeur max	74.9	71.7	74.8	71.2
Médiane	73.6	70.9	74.1	70.8
Moyenne	73.8	71.0	73.9	70.7
Écart-type	0.6	0.46	1.0	0.4
Écart-interquartile	0.2	0.66	0.5	

TABLE B.7 – Débit en sortie du banc  $Q$  ( $\text{l min}^{-1}$ ) pour la deuxième série d'expériences avec pluie (6 mesures)

	Avant la pluie			Avec la pluie			Après la pluie		
	$P_{50}^2$	$P_{50}^2$	$P_{13}^2$	$P_{50}^2$	$P_{50}^2$	$P_{13}^2$	$P_{50}^2$	$P_{50}^2$	$P_{13}^2$
Valeur min	72.8	62.7	70.8	72.3	70.3	71.0	73.1	70.5	73.1
Valeur max	74.2	71.7	72.4	74.4	72.3	74.3	74.0	72.1	74.6
Médiane	72.9	71.4	71.1	73.4	71.7	73.5	73.2	71.2	73.7
Moyenne	73.2	70.0	71.3	73.3	71.5	71.4	73.4	71.3	73.8
Écart-type	0.5	3.6	0.6	0.8	0.7	0.6	0.4	0.6	0.5
Écart-interquartile	0.3	0.4	0.2	1.0	0.7	1.0	0.1	0.6	0.5

# Annexe **C**

## Fichiers de paramètres du code FullSWOF-Transfert

Les fichiers de paramètres utilisés dans les différents cas tests sont regroupés dans cette partie. Chaque cas test contient un fichier de paramètres pour la partie hydrodynamique FullSWOF et un autre pour les équations de transfert.

## C.1 Transport par charriage

```
#####
# Parameters used in FullSWOF_1D software
#####

Number of grid cells with respect to x <Nxcell>:: 4000
Length of the domain with respect to x (in meters) <L>:: 400

Final time <T>:: 1800
Number of times saved <nbtimes>:: 10
Timestep (in seconds) <dt>:: 0.005

Left boundary condition (1=imp.h 2=neum 3=imp.q 4=wall 5=period) <Lbound>:: 1
Imposed discharge in left bc <L_imp_q> :: 1
Imposed water height in left bc <L_imp_h> :: 1

Right boundary condition (1=imp.h 2=neum 3=imp.q 4=wall 5=period) <Rbound>:: 1
Imposed discharge in right bc <R_imp_q> :: 1
Imposed water height in right bc <R_imp_h> :: 1

Friction law (0=NoFriction 1=Man 2=DaW 3=lam) <fric>:: 0
Friction coefficient <friccoef>::

Numerical flux (1=Rus 2=HLL 3=HLL2 4=Kin 5=VFRoe) <flux>:: 2

Order of the scheme <order>:: 2
CFL value <cfl>:: 0.5

Reconstruction (1=MUSCL 2=ENO 3=ENMod) <rec>:: 1
AmortENO <amortENO>::
ModifENO <modifENO>::
Limiter (1=Minmod 2=VanAlbada 3=VanLeer) <lim>:: 1

Topography (1=file 2=flat 3=Thacker 4=bump) <topo>:: 2
Name of the topography file <topo_NF>::

Initialization of h and u (1=file 2=h&u=0 3=Wet_Dam 4=Dry_Dam 5=Dressler 6=Thacker) <hu_init>:: 1
Name of the hu initialization file <hu_NF>::hu_Nx4000.txt ## condition initiale avec h=1 et u=1

Rain (0=no rain 1=file 2=function) <rain>:: 0
Name of the rain file <rain_NF>::

Infiltration model (0=No infiltration 1=Green-Ampt) <inf>:: 0
zcrust, thickness of the crust (1=file 2=const_coef) <zcrust_init>::
zcrust coefficient <zcrustcoef>::
Name of the zcrust file <zcrust_NF>::

Ks, hydraulic conductivity (saturation) of the soil (1=file 2=const_coef) <Ks_init_init>::
Ks coefficient <Kscoef>::
Name of the Ks file <Ks_NF>::

Kc, hydraulic conductivity (saturation) of the crust (1=file 2=const_coef) <Kc_init>::
Kc coefficient <Kccoef>::
Name of the Kc file <Kc_NF>::

dtheta, water content (1=file 2=const_coef) <dtheta_init>::
dtheta coefficient <dthetacoef>::
Name of the dtheta file <dtheta_NF>::

Psi, load pressure (1=file 2=const_coef) <Psi_init>::
Psi coefficient <Psicoef>::
Name of the Psi file <Psi_NF>::

imax, Maximum infiltration rate (1=file 2=const_coef) <imax_init>::
imax coefficient <imaxcoef>::
Name of the imax file <imax_NF>::

Suffix for the 'Outputs' directory <suffix_o>::
```

```
#####
# Input parameters for the transfer equations.
#####

Number of classes <Nc>::1
Number of times saved <nbtimes_conc>:: 5

Temporal concentrations saved (0=No 1=Yes) <Temp>::1
Spatial position of the temporal concentrations saved (x position) <X_temp>::200

Inflow concentrations (0=No_inflow 1=same_coef 2=file) <Cin>::0
Cin coefficient <Cincoef>::
Name of the inflow concentrations file <Cin_NF>::
Start time of inflow concentrations <Tin>::
End time of inflow concentrations <Tstop>::

Initialization of Ci and Mi (0=Ci&Mi=0 1=Ci&Mi=same_coef 2=file) <CM_init>::2
Ci coefficient <Cicoef>::
Mi coefficient <Micoef>::
Name of the Ci and Mi initialization file <CM_NF>::Laj_carree_Nx4000.txt ## fichier de bosse rectangulaire pour Mi

Alpha, coefficient of the concentration Mi in the exchange layer <Alphacoef>::3.333

Relaxation parameter Rpi (1=same_coef 2=file) <Rpi>::1
Rpi coefficient <Rpicoef>::1
Name of the Rpi file <Rpi_NF>::
Relaxation time Tsi (0=Tsi=Rpi 1=Tsi=h*Rpi 2=Tsi=chemical_time) <Tsi>::0
R0_chem, rain intensity threshold for chemical transfer <R0_chem>::

Equilibrium function g(Mi) (1=linear 2=nonlinear_plus 3=nonlinear_minus) <GMi>::1
CA, characteristic concentration <CAcoef>::
Kex, exchange type of the equilibrium function (0=const_ex 1=rain_ex 2=flow_ex 3=rain&flow_ex 4=chemical_ex)
<Kex_type>::0
Ki, parameter of the equilibrium function (1=same_coef 2=file) <Ki>::1
Ki coefficient <Kicoef>::1
Name of the Ki file <Ki_NF>::
Second Ki, parameter of the equilibrium function (1=same_coef 2=file) <Ki2>::
Second Ki coefficient <Kicoef2>::
Name of the second Ki file <Ki_NF2>::
R0, rain intensity threshold <R0>::
q0, water flux threshold <q0>::

Distributed supply (0=No_supply 1=const&same_coef 2=file) <Ds>::0
Ds, constant supply coefficient <Dscoef>::
Name of the Ds file <Ds_NF>::
Start time of distributed supply <TD_start>::
Depletion time of distributed supply <TD_end>::

Rain supply (0=No_supply 1=supply) <Rdet>::0
Ad, detachability of the initial soil <Adcoef>::
B, rain exponent (0=const_coef 1=exponential_form) <B>::
B coefficient <Bcoef>::
Depletion time of rain supply <TR_end>::

Flow supply (0=No_supply 1=supply) <Fdet>::0
Fd, coefficient of the excess water flux <Fdcoef>::
Je, energy of entrainment <Jcoef>::
Depletion time of flow supply <TF_end>::

Ms, mass for complete shielding <Mscoef>::
Pi, proportion of each class in the initial soil (1=same_prop 2=file) <Pi>::
Pi coefficient <Picoef>::
Name of the Pi file <Pi_NF>::

Chemical supply (0=No_supply 1=supply) <Chem>::0
J, diffusion rate from the soil <J>::
de, depth of the exchange layer <de>::
Depletion time of chemical supply <TC_end>::

rho, density of the exchange layer <rho>::1
```

## C.2 Dépôt de sédiments par ruissellement

```
#####
# Parameters used in FullSWOF_1D software
#####

Number of grid cells with respect to x <Nxcell>:: 2000
Length of the domain with respect to x (in meters) <L>:: 10

Final time <T>:: 30
Number of times saved <nbtimes>:: 10
Timestep (in seconds) <dt>:: 0.0001

Left boundary condition (1=imp.h 2=neum 3=imp.q 4=wall 5=period) <Lbound>:: 5
Imposed discharge in left bc <L_imp_q> ::
Imposed water height in left bc <L_imp_h> ::

Right boundary condition (1=imp.h 2=neum 3=imp.q 4=wall 5=period) <Rbound>:: 5
Imposed discharge in right bc <R_imp_q> ::
Imposed water height in right bc <R_imp_h> ::

Friction law (0=NoFriction 1=Man 2=DaW 3=lam) <fric>:: 1
Friction coefficient <friccoef>:: 0.01

Numerical flux (1=Rus 2=HLL 3=HLL2 4=Kin 5=VFRoe) <flux>:: 2
Order of the scheme <order>:: 1
CFL value <cf>:: 0.5

Reconstruction (1=MUSCL 2=ENO 3=ENOMod) <rec>::
AmortENO <amortENO>::
ModifENO <modifENO>::
Limiter (1=Minmod 2=VanAlbada 3=VanLeer) <lim>::

Topography (1=file 2=flat 3=Thacker 4=bump) <topo>:: 1
Name of the topography file <topo_NF>::topo_2000.txt ### fichier de topo avec une pente de 0.02

Initialization of h and u (1=file 2=h&u=0 3=Wet_Dam 4=Dry_Dam 5=Dressler 6=Thacker) <hu_init>:: 1
Name of the hu initialization file <hu_NF>::hub_2000.txt ## condition initiale proche de la solution stationnaire avec
h=0.00375 et u=0.33

Rain (0=no rain 1=file 2=function) <rain>:: 0
Name of the rain file <rain_NF>::

Infiltration model (0=No infiltration 1=Green-Ampt) <inf>:: 0
zcrust, thickness of the crust (1=file 2=const_coef) <zcrust_init>::
zcrust coefficient <zcrustcoef>::
Name of the zcrust file <zcrust_NF>::

Ks, hydraulic conductivity (saturation) of the soil (1=file 2=const_coef) <Ks_init_init>::
Ks coefficient <Kscoef>::
Name of the Ks file <Ks_NF>::

Kc, hydraulic conductivity (saturation) of the crust (1=file 2=const_coef) <Kc_init>::
Kc coefficient <Kccoef>::
Name of the Kc file <Kc_NF>::

dtheta, water content (1=file 2=const_coef) <dtheta_init>::
dtheta coefficient <dthetacoef>::
Name of the dtheta file <dtheta_NF>::

Psi, load pressure (1=file 2=const_coef) (1=file 2=const_coef) <Psi_init>::
Psi coefficient <Psicoef>::
Name of the Psi file <Psi_NF>::

imax, Maximum infiltration rate (1=file 2=const_coef) <imax_init>::
imax coefficient <imaxcoef>::
Name of the imax file <imax_NF>::

Suffix for the 'Outputs' directory <suffix_o>::
```

```
#####
# Input parameters for the transfer equations.
#####

Number of classes <Nc>::10
Number of times saved <nbtimes_conc>:: 10

Temporal concentrations saved (0=No 1=Yes) <Temp>::1
Spatial position of the temporal concentrations saved (x position) <X_temp>::10

Inflow concentrations (0=No_inflow 1=same_coef 2=file) <Cin>::1
Cin coefficient <Cincoef>::10
Name of the inflow concentrations file <Cin_NF>::
Start time of inflow concentrations <Tin>::0
End time of inflow concentrations <Tstop>::500000

Initialization of Ci and Mi (0=Ci&Mi=0 1=Ci&Mi=same_coef 2=file) <CM_init>::0
Ci coefficient <Cicoef>::
Mi coefficient <Micoef>::
Name of the Ci and Mi initialization file <CM_NF>::

Alpha, coefficient of the concentration Mi in the exchange layer <Alphacoef>::1

Relaxation parameter Rpi (1=same_coef 2=file) <Rpi>::2
Rpi coefficient <Rpicoef>::
Name of the Rpi file <Rpi_NF>::inv_vi.txt ## fichier contenant l'inverse des vitesses de sédimentation
Relaxation time Tsi (0=Tsi=Rpi 1=Tsi=h*Rpi 2=Tsi=chemical_time) <Tsi>::1
R0_chem, rain intensity threshold for chemical transfer <R0_chem>::

Equilibrium function g(Mi) (1=linear 2=nonlinear_plus 3=nonlinear_minus) <GMI>::1
CA, characteristic concentration <CAcoef>::
Kex, exchange type of the equilibrium function (0=const_ex 1=rain_ex 2=flow_ex 3=rain&flow_ex 4=chemical_ex)
<Kex_type>::2
Ki, parameter of the equilibrium function (1=same_coef 2=file) <Ki>::2
Ki coefficient <Kicoef>::
Name of the Ki file <Ki_NF>::Ki_1.txt ## fichier contenant les valeurs de Ki avec Mdt* calculé à chaque pas de temps
Second Ki, parameter of the equilibrium function (1=same_coef 2=file) <Ki2>::
Second Ki coefficient <Kicoef2>::
Name of the second Ki file <Ki_NF2>::
R0, rain intensity threshold <R0>::
q0, water flux threshold <q0>::0.00095

Distributed supply (0=No_supply 1=const&same_coef 2=file) <Ds>::0
Ds, constant supply coefficient <Dscoef>::
Name of the Ds file <Ds_NF>::
Start time of distributed supply <TD_start>::
Depletion time of distributed supply <TD_end>::

Rain supply (0=No_supply 1=supply) <Rdet>::0
Ad, detachability of the initial soil <Adcoef>::
B, rain exponent (0=const_coef 1=exponential_form) <B>::
B coefficient <Bcoef>::
Depletion time of rain supply <TR_end>::

Flow supply (0=No_supply 1=supply) <Fdet>::0
Fd, coefficient of the excess water flux <Fdcoef>::
Je, energy of entrainment <Jecoef>::
Depletion time of flow supply <TF_end>::

Ms, mass for complete shielding <Mscoef>::
Pi, proportion of each class in the initial soil (1=same_prop 2=file) <Pi>::
Pi coefficient <Picoef>::
Name of the Pi file <Pi_NF>::

Chemical supply (0=No_supply 1=supply) <Chem>::0
J, diffusion rate from the soil <J>::
de, depth of the exchange layer <de>::
Depletion time of chemical supply <TC_end>::

rho, density of the exchange layer <rho>::1
```

### C.3 Érosion diffuse de Hairsine et Rose

```
#####
# Parameters used in FullSWOF_1D software
#####

Number of grid cells with respect to x <Nxcell>:: 500
Length of the domain with respect to x (in meters) <L>:: 2

Final time <T>:: 3000
Number of times saved <nbtimes>:: 20
Timestep (in seconds) <dt>:: 0.001

Left boundary condition (1=imp.h 2=neum 3=imp.q 4=wall 5=period) <Lbound>:: 3
Imposed discharge in left bc <L_imp_q> :: 0
Imposed water height in left bc <L_imp_h> :: 0.005

Right boundary condition (1=imp.h 2=neum 3=imp.q 4=wall 5=period) <Rbound>:: 2
Imposed discharge in right bc <R_imp_q> ::
Imposed water height in right bc <R_imp_h> ::

Friction law (0=NoFriction 1=Man 2=DaW 3=lam) <fric>:: 1
Friction coefficient <friccoef>:: 0.06

Numerical flux (1=Rus 2=HLL 3=HLL2 4=Kin 5=VFRoe) <flux>:: 2

Order of the scheme <order>:: 1
CFL value <cf>:: 0.5

Reconstruction (1=MUSCL 2=ENO 3=ENMod) <rec>::
AmortENO <amortENO>::
ModifENO <modifENO>::
Limiter (1=Minmod 2=VanAlbada 3=VanLeer) <lim>::

Topography (1=file 2=flat 3=Thacker 4=bump) <topo>:: 1
Name of the topography file <topo_NF>::topo_500.txt ## fichier de topo avec pente de 0.004

Initialization of h and u (1=file 2=h&u=0 3=Wet_Dam 4=Dry_Dam 5=Dressler 6=Thacker) <hu_init>:: 1
Name of the hu initialization file <hu_NF>::hu2_500_5.txt ## condition initiale soit avec h=0.005 et u=0 soit avec
h=0.0016 et u=0

Rain (0=no rain 1=file 2=function) <rain>:: 1
Name of the rain file <rain_NF>:: rain.txt ## fichier de pluie avec p=0.0000278

Infiltration model (0=No infiltration 1=Green-Ampt) <inf>:: 0
zcrust, thickness of the crust (1=file 2=const_coef) <zcrust_init>::
zcrust coefficient <zcrustcoef>::
Name of the zcrust file <zcrust_NF>::

Ks, hydraulic conductivity (saturation) of the soil (1=file 2=const_coef) <Ks_init_init>::
Ks coefficient <Kscoef>::
Name of the Ks file <Ks_NF>::

Kc, hydraulic conductivity (saturation) of the crust (1=file 2=const_coef) <Kc_init>::
Kc coefficient <Kccoef>::
Name of the Kc file <Kc_NF>::

dtheta, water content (1=file 2=const_coef) <dtheta_init>::
dtheta coefficient <dthetacoef>::
Name of the dtheta file <dtheta_NF>::

Psi, load pressure (1=file 2=const_coef) (1=file 2=const_coef) <Psi_init>::
Psi coefficient <Psicoef>::
Name of the Psi file <Psi_NF>::

imax, Maximum infiltration rate (1=file 2=const_coef) <imax_init>::
imax coefficient <imaxcoef>::
Name of the imax file <imax_NF>::

Suffix for the 'Outputs' directory <suffix_o>::
```

```
#####
# Input parameters for the transfer equations.
#####

Number of classes <Nc>::10
Number of times saved <nbtimes_conc>:: 51

Temporal concentrations saved (0=No 1=Yes) <Temp>::1
Spatial position of the temporal concentrations saved (x position) <X_temp>::2

Inflow concentrations (0=No_inflow 1=same_coef 2=file) <Cin>::1
Cin coefficient <Cincoef>::0.695
Name of the inflow concentrations file <Cin_NF>::
Start time of inflow concentrations <Tin>::0
End time of inflow concentrations <Tstop>::1e+08

Initialization of Ci and Mi (0=Ci&Mi=0 1=Ci&Mi=same_coef 2=file) <CM_init>::0
Ci coefficient <Cicoef>::
Mi coefficient <Micoef>::
Name of the Ci and Mi initialization file <CM_NF>::

Alpha, coefficient of the concentration Mi in the exchange layer <Alphacoef>::1

Relaxation parameter Rpi (1=same_coef 2=file) <Rpi>::2
Rpi coefficient <Rpicoef>::
Name of the Rpi file <Rpi_NF>::inv_vi4.txt ## fichier contenant l'inverse des vitesses de sédimentation
Relaxation time Tsi (0=Tsi=Rpi 1=Tsi=h*Rpi 2=Tsi=chemical_time) <Tsi>::1
R0_chem, rain intensity threshold for chemical transfer <R0_chem>::

Equilibrium function g(Mi) (1=linear 2=nonlinear_plus 3=nonlinear_minus) <GMi>::1
CA, characteristic concentration <CAcoef>::
Kex, exchange type of the equilibrium function (0=const_ex 1=rain_ex 2=flow_ex 3=rain&flow_ex 4=chemical_ex)
<Kex_type>::1
Ki, parameter of the equilibrium function (1=same_coef 2=file) <Ki>::1
Ki coefficient <Kicoef>::185000
Name of the Ki file <Ki_NF>::
Second Ki, parameter of the equilibrium function (1=same_coef 2=file) <Ki2>::
Second Ki coefficient <Kicoef2>::
Name of the second Ki file <Ki_NF2>::
R0, rain intensity threshold <R0>::0
q0, flow stream power threshold <q0>::

Distributed supply (0=No_supply 1=const&same_coef 2=file) <Ds>::0
Ds, constant supply coefficient <Dscoef>::
Name of the Ds file <Ds_NF>::
Start time of distributed supply <TD_start>::
Depletion time of distributed supply <TD_end>::

Rain supply (0=No_supply 1=supply) <Rdet>::1
Ad, detachability of the initial soil <Adcoef>::920
B, rain exponent (0=const_coef 1=exponential_form) <B>::0
B coefficient <Bcoef>::1
Depletion time of rain supply <TR_end>::5e+06

Flow supply (0=No_supply 1=supply) <Fdet>::0
Fd, coefficient of the excess water flux <Fdcoef>::
Je, energy of entrainment <Jecoef>::
Depletion time of flow supply <TF_end>::

Ms, mass for complete shielding <Mscoef>::0.0767
Pi, proportion of each class in the initial soil (1=same_prop 2=file) <Pi>::1
Pi coefficient <Picoef>::0.1
Name of the Pi file <Pi_NF>::

Chemical supply (0=No_supply 1=supply) <Chem>::0
J, diffusion rate from the soil <J>::
de, depth of the exchange layer <de>::
Depletion time of chemical supply <TC_end>::

rho, density of the exchange layer <rho>::1
```



# Bibliographie

- ABBOTT, M. B., BATHURST, J. C., CUNGE, J. A., O'CONNELL, P. E. et RASMUSSEN, J. (1986). An introduction to the european hydrological system—systeme hydrologique europeen, SHE. 1. History and philosophy of a physically-based, distributed modelling system. *Journal of Hydrology*, 87:45–59.
- ALDURRAH, M. M. et BRADFORD, J. M. (1982). The mechanism of raindrop splash on soil surfaces. *Soil Science Society of America Journal*, 46(5):1086–1090.
- AMOS, C., DABORN, G., CHRISTIAN, H., ATKINSON, A. et ROBERTSON, A. (1992). In situ erosion measurements on fine-grained sediments from the bay of fundy. *Mar. Geol.*, 108(2): 175–196.
- ARIATHURAI, C. (1974). *A Finite Element Model for Sediment Transport in Estuaries*. Thèse de doctorat, University of California, Davis, CA.
- ASADI, H., GHADIRI, H., ROSE, C. W. et ROUHIPOUR, H. (2007). Interrill soil erosion processes and their interaction on low slopes. *Earth Surface Processes and Landforms*, 32(5):711–724.
- ATLAS, D., SRIVASTAVA, R. C. et SEKHON, R. S. (1973). Doppler radar characteristics of precipitation at vertical incidence. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 11(1):1–35.
- BAGCHI, P. et BALACHANDAR, S. (2003). Effect of turbulence on the drag and lift of a particle. *Physics of Fluids*, 15:3496–3513.
- BAGNOLD, R. A. (1980). An empirical correlation of bedload transport rates in flumes and natural rivers. *In Royal Society of London Proceedings A372 :453–473*.
- BEUSELINCK, L., GOVERS, G., HAIRSINE, P. B., SANDER, G. C. et BREYNAERT, M. (2002). The influence of rainfall on sediment transport by overland flow over areas of net deposition. *J. Hydrol.*, 257:145–163.
- BEUSELINCK, L., GOVERS, G., STEEGEN, A. et QUINE, T. A. (1999). Sediment transport by overland flow over an area of net deposition. *Hydrological Processes*, 13:2769–2782.
- BOUCHUT, F. (2004). *Nonlinear Stability of Finite Volume Methods for Hyperbolic Conservation Laws, and Well-Balanced Schemes for Sources*. Frontiers in Mathematics. Birkhäuser Basel.

- BRANDT, C. J. (1990). Simulation of the size distribution and erosivity of raindrops and throughfall drops. *Earth Surface Processes and Landforms*, 15(8):687–698.
- BRESSON, L. M. et MORAN, C. J. (2003). Role of compaction versus aggregate disruption on slumping and shrinking of repacked hardsetting seedbeds. *Soil Science*, 168(8):585–594.
- BRODIE, I. et ROSEWELL, C. (2007). Theoretical relationships between rainfall intensity and kinetic energy variants associated with stormwater particle washoff. *Journal of Hydrology*, 340(1–2):40–47.
- BROWN, P. P. et LAWLER, D. F. (2003). Sphere drag and settling velocity revisited. *Journal of Environmental Engineering-ASCE*, 129(3):222–231.
- BRUCATO, A., GRISAFI, F. et MONTANTE, G. (1998). Particle drag coefficients in turbulent fluids. *Chemical Engineering Science*, 53:3295–3314.
- BRYAN, R. B., GOVERS, G. et POESEN, J. (1989). The concept of soil erodibility and some problems of assessment and application. *Catena*, 16:393—412.
- CHAPALAIN, G., SHENG, Y. et TEMPERVILLE, A. (1994). About the specification of erosion flux for soft stratified cohesive sediments. *Mathematical Geology*, 26(6):651–676.
- CHENG, N. S. (1997). Simplified settling velocity formula for sediment particle. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123(2):149–152.
- CHEPIL, W. S. (1950). Methods of estimating apparent density of discrete soil grains and aggregates. *Soil Science*, 70(5):351–362.
- CIESIOLKA, C., COUGHLAN, K., ROSE, C., ESCALANTE, M., HASHIM, G., PANINGBATAN, E. et SOMBATPANIT, S. (1995). Soil erosion and conservation methodology for a multi-country study of soil erosion management. *Soil Technology*, 8(3):179–192.
- COSSALI, G. E., COGHE, A. et MARENGO, M. (1997). The impact of a single drop on a wetted solid surface. *Experiments in Fluids*, 22(6):463–472.
- DE ROO, A. P. J., WESSELING, C. G. et RITSEMA, C. J. (1996). LISEM : a single-event, physically based hydrological and soil erosion model for drainage basins. I : Theory, input and output. *Hydrological Processes*, 10(8):1107–1117.
- DELESTRE, O. (2010). *Simulation du Ruissellement d'Eau de Pluie sur des Surfaces Agricoles*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, France.
- DELESTRE, O., DARBOUX, F., JAMES, F., LUCAS, C., LAGUERRE, C. et CORDIER, S. (2014). Fullswof : A free software package for the simulation of shallow water flows. <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00932234>.
- DIETRICH, W. E. (1982). Settling velocity of natural particles. *Water Resources Research*, 18:1615–1626.
- DUNNE, T., MALMON, D. V. et MUDD, S. M. (2010). A rain splash transport equation assimilating field and laboratory measurements. *Journal of Geophysical Research — Earth Surface*, 115:F01001–1–16.

- EGGERS, J., FONTELOS, M., JOSSERAND, C. et ZALESKI, S. (2010). Drop dynamics after impact on a solid wall : Theory and simulations. *Phys. Fluids*, 22:062101–1–062101–13.
- EKERN, P. C. (1950). Raindrop impact as the force initiating soil erosion. *Soil Science Society of America Proceedings*, 15:7–10.
- ELLISON, W. D. (1944). Studies of raindrop erosion. *Agricultural Engineering*, 25(4, 5):131–136, 181–182.
- européenne pour L'ENVIRONNEMENT, A. (1995). *L'Environnement de l'Europe - L'Evaluation de Dobris*. Agence européenne pour l'environnement.
- EVERAERT, W. (1991). Empirical relations for the sediment transport capacity of interrill flow. *Earth Surface Processes and Landforms*, 16:513–532.
- FEINGOLD, G. et LEVIN, Z. (1986). The lognormal fit to raindrop spectra from frontal convective clouds in Israel. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 25(10):1346–1363.
- FENTIE, B., YU, B. et ROSE, C. W. (2004). Comparison of seven particle settling velocity formulae for erosion modelling. In *ISCO 2004 - 13 th International Soil Conservation Organisation Conference – Brisbane*, pages 1–3. Paper No. 611.
- FERREIRA, A. G., LAROCK, B. E. et SINGER, M. J. (1985). Computer-simulation of water drop impact in a 9.6-mm deep pool. *Soil Science Society of America Journal*, 49(6):1502–1507.
- FERREIRA, A. G. et SINGER, M. J. (1985). Energy-dissipation for water drop impact into shallow pools. *Soil Science Society of America Journal*, 49(6):1537–1542.
- FOSTER, G. R., EPPERT, F. P. et MEYER, L. D. (1979). A programmable rainfall simulator for field plots. In *Proceedings of the Rainfall Simulator Workshop. Tucson, Arizona. March 7–9, 1979*, pages 45–59, Sidney, Montana. Agricultural Reviews and Manuals, ARM-W-10. United States Department of Agriculture - Science and Education Administration, Oakland, CA.
- FOSTER, G. R. et MEYER, L. D. (1972). A closed-form soil erosion equation for upland areas. In *H. W. Shen (ed.) Sedimentation. Colorado State Univ., Ft. Collins, CO. p. 12-1 to 12-19*.
- GAO, B., WALTER, M. T., STEENHUIS, T. S., HOGARTH, W. L. et PARLANGE, J.-Y. (2004). Rainfall induced chemical transport from soil to runoff : Theory and experiments. *Journal of Hydrology*, 295:291–304.
- GAO, B., WALTER, M. T., STEENHUIS, T. S., PARLANGE, J. Y., NAKANO, K., ROSE, C. W. et HOGARTH, W. L. (2003). Investigating ponding depth and soil detachability for a mechanistic erosion model using a simple. *Journal of Hydrology*, 277(1-2):116–124.
- GHADIRI, H. (2004). Crater formation in soils by raindrop impact. *Earth Surface Processes and Landforms*, 29(1):77–89.
- GHADIRI, H. et PAYNE, D. (1977). Raindrop impact stress and the breakdown of soil crumbs. *Journal of Soil Science*, 28:247–258.
- GHADIRI, H. et PAYNE, D. (1981). Raindrop impact stress. *Journal of Soil Science*, 32(1):41–49.

- GHADIRI, H. et PAYNE, D. (1986). The risk of leaving the soil surface unprotected against falling rain. *Soil & Tillage Research*, 8(1-4):119–130.
- GHADIRI, H. et PAYNE, D. (1988). The formation and characteristics of splash following raindrop impact on soil. *Journal of Soil Science*, 39(4):563–575.
- GILLESPIE, D. T. (1972). The stochastic coalescence model for cloud droplet growth. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 29:1496–1510.
- GILLESPIE, D. T. (1975). Three models for the coalescence growth of cloud drops. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32:600–607.
- GILLEY, J. E., WOOLHISER, D. A. et MCWHORTER, D. B. (1985). Interrill soil erosion, part I : Development of model equations. *Transactions of the ASAE*, 28:147–153.
- GIMENEZ, R. et GOVERS, G. (2002). Flow detachment by concentrated flow on smooth and irregular beds. *Soil Science Society of America Journal*, 66:1475—1483.
- GODLEWSKI, E. et RAVIART, P.-A. (1996). *Numerical approximations of hyperbolic systems of conservation laws*. Applied Mathematical Sciences 118. Springer-Verlag, New York.
- GOODMAN, J. (1985). *Statistical Optics*. Wiley, New York.
- GORE, R. A. et CROWE, C. T. (1990). Discussion of particle drag in a dilute turbulent two-phase suspension flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 16:359–361.
- GOVERS, G., TAKKEN, I. et HELMING, K. (2000). Soil roughness and overland flow. *Agronomie*, 20:131—146.
- GREEN, T. R., BEAVIS, S. G., DIETRICH, C. R. et JAKEMAN, A. J. (1999). Relating stream-bank erosion to in-stream transport of suspended sediment. *Hydrological Processes*, 13(5):777–787.
- GUMIERE, S. J., LE BISSONNAIS, Y. et RACLOT, D. (2009). Soil resistance to interrill erosion : Model parameterization and sensitivity. *Catena*, 77(3):274–284.
- HAIRSINE, P. B., BEUSELINCK, L. et SANDER, G. C. (2002). Sediment transport through an area of net deposition. *Water Resour. Res.*, 38(6):22.1–22.7.
- HAIRSINE, P. B. et ROSE, C. W. (1991). Rainfall detachment and deposition : Sediment transport in the absence of flow-driven processes. *Soil Science Society of America Journal*, 55:320–424.
- HAIRSINE, P. B. et ROSE, C. W. (1992). Modeling water erosion due to overland flow using physical principals — 1. Sheet flow. *Water Resources Research*, 28(1):237–243.
- HALL, R. L. et CALDER, I. R. (1993). Drop size modification by forest canopies : Measurement using a disdrometer. *Journal of Geophysical Research*, 98:18465–18470.
- HARTEN, A., LAX, P. D. et van LEER, B. (1983). On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws. *SIAM Review*, 25(1):35–61.

- HARTLEY, D. M. et ALONSO, C. V. (1991). Numerical study of the maximum boundary shear-stress induced by raindrop impact. *Water Resources Research*, 27(8):1819–1826.
- HARTLEY, D. M. et JULIEN, P. Y. (1992). Boundary shear-stress induced by raindrop impact. *Journal of Hydraulic Research*, 30(3):341–359.
- HEILIG, A., DEBRUYN, D., WALTER, M. T., ROSE, C. W., PARLANGE, J.-Y., STEENHUIS, T. S., SANDER, G. C., HAIRSINE, P. B., HOGARTH, W. L. et WALKER, L. P. (2001). Testing a mechanistic soil erosion model with a simple experiment. *Journal of Hydrology*, 244(1–2):9–16.
- HOGARTH, W., PARLANGE, J., ROSE, C., SANDER, G., STEENHUIS, T. et BARRY, A. (2004a). Soil erosion due to rainfall impact with inflow : an analytical solution with spatial and temporal effects. *Journal of Hydrology*, 295:140–148.
- HOGARTH, W., ROSE, C., PARLANGE, J., SANDER, G. et CAREY, G. (2004b). Soil erosion due to rainfall impact with no inflow : A numerical solution with spatial and temporal effects of sediment settling velocity characteristics. *Journal of Hydrology*, 294:229–240.
- HOSKING, J. G. et STOW, C. D. (1987). The arrival rate of raindrops at the ground. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 26(4):433–442.
- HOUWING, E. J. (1999). Determination of the critical erosion threshold of cohesive sediments on intertidal mudflats along the dutch wadden sea coast. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, 49(4):545–555.
- HOUZE, R. A., HOBBS, P. V., HERZEGH, P. H. et PARSONS, D. B. (1979). Size distributions of precipitation particles in frontal clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36(1):156–162.
- HUANG, C., BRADFORD, J. M. et CUSHMAN, J. H. (1982). A numerical study of raindrop impact phenomena - the elastic-deformation case. *Soil Science Society of America Journal*, 47(5):855–861.
- JAMES, F., SEPULVEDA, M. et VALENTIN, P. (1997). Statistical thermodynamics models for multicomponent isothermal diphasic equilibria. *Math. Models and Methods in Applied Science*, 7:1–29.
- JAMESON, A. R. et KOSTINSKI, A. B. (2000). Fluctuation properties of precipitation. Part VI : Observations of hyperfine clustering and drop size distribution structures in three-dimensional rain. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57(3):373–388.
- JAMESON, A. R. et KOSTINSKI, A. B. (2001). What is a raindrop size distribution? *Bulletin of the American Meteorological Society*, 82(6):1169–1177.
- JAMESON, A. R. et KOSTINSKI, A. B. (2002). When is rain steady? *Journal of Applied Meteorology*, 41(1):83–90.
- JETTEN, V., de ROO, A. et FAVIS-MORTLOCK, D. (1999). Evaluation of field-scale and catchment-scale soil erosion models. *Catena*, 37(3-4):521–541. Meeting on Soil Erosion Modelling at the Catchment Scale, Utrecht, Netherlands, APR, 1997.

- JOMAA, S., BARRY, D. A., BROVELLI, A., SANDER, G. C., PARLANGE, J.-Y., HENG, B. C. P. et Tromp-van MEERVELD, H. J. (2010). Effect of raindrop splash and transversal width on soil erosion : Laboratory flume experiments and analysis with the Hairsine-Rose model. *Journal of Hydrology*, 395(1-2):117–132.
- JOSS, J. et GORI, E. (1978). Shapes of raindrop size distributions. *Journal of Applied Meteorology*, 17:1054–1061.
- JOSSERAND, C. et ZALESKI, S. (2003). Droplet splashing on a thin liquid film. *Physics of Fluids*, 15(6):1650–1657.
- KARYDAS, C. G., PANAGOS, P. et GITAS, I. Z. (2014). A classification of water erosion models according to their geospatial characteristics. *International Journal of Digital Earth*, 7(3):229–250.
- KINNELL, P. I. A. (1982). Laboratory studies on the effect of drop size on splash erosion. *Journal of Agricultural Engineering Research*, 27(5):431–439.
- KINNELL, P. I. A. (1990). Modelling erosion by rain-impacted flow. In BRYAN, R. B., éditeur : *Soil Erosion — Experiments and Models*, numéro 17 de Catena supplément, pages 55–66. Catena Verlag, Cremlingen-Destedt.
- KINNELL, P. I. A. (1991). The effect of flow depth on sediment transport induced by raindrops impacting shallow flows. *Transactions of the ASAE*, 34(1):161–168.
- KINNELL, P. I. A. (2001). Particle travel distances and bed and sediment compositions associated with rain-impacted flows. *Earth Surface Processes and Landforms*, 26(7):749–758.
- KINNELL, P. I. A. (2005). Raindrop-impact-induced erosion processes and prediction : A review. *Hydrological Processes*, 19(14):2815–2844.
- KOSTINSKI, A. B. et JAMESON, A. R. (1999). Fluctuation properties of precipitation. Part III : On the ubiquity and emergence of the exponential drop size spectra. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 56(1):111–121.
- KVAERNO, S. H. et STOLTE, J. (2012). Effects of soil physical data sources on discharge and soil loss simulated by the lsem model. *Catena*, 97:137–149.
- LAJEUNESSE, E., DEVAUCHELLE, O., HOUSSAIS, M. et SEIZILLES, G. (2013). Tracer dispersion in bedload transport. *Advances in Geosciences*, 37:1–6.
- LANG, G., SCHUBERT, R., MARKOFKY, M., FANGER, H.-U., GRABEMANN, I., KRASEMANN, H., NEUMANN, L. et RIETHMULLER, R. (1989). Data interpretation and numerical modeling of the mud and suspended sediment experiment 1985. *Journal of Geophysical Research*, 94:14381–14393.
- LARSEN, M. L., KOSTINSKI, A. B. et TOKAY, A. (2005). Observations and analysis of uncorrelated rain. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 62(11):4071–4083.
- LAWSON, J. O. et PARSONS, D. A. (1943). The relation of raindropsize to intensity. *Transactions American Geophysical Union*, 24:452–460.

- LEE, S. H., HUR, N. et KANG, S. (2011). A numerical analysis of drop impact on liquid film by using a level set method. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 25(10):2567–2572.
- LEGUÉDOIS, S. (2003). *Mécanismes de l'érosion diffuse des sols. Modélisation du transfert et de l'évolution granulométrique des fragments de terre érodés*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, Orléans, France.
- LEGUÉDOIS, S., PLANCHON, O., LEGOUT, C. et BISSONNAIS, Y. L. (2005). Splash projection distance for aggregated soils. theory and experiment. *Soil Science Society of America Journal*, 69(1):30–37.
- LOW, H. (1989). Effect of sediment density on bed-load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 115:124—138.
- LOW, T. B. et LIST, R. (1982). Collision, coalescence and breakup of raindrops. Part I : Experimentally established coalescence efficiencies and fragment size distributions in breakup. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(7):1591–1606.
- MARSHALL, J. S. et PALMER, W. M. (1948). The distribution of raindrops with size. *Journal of Meteorology*, 5:165–166.
- MARTINS, D. P. (2008). *Aménagements hydroélectriques et impacts sur la dynamique des flux d'eau et de sédiments. Le cas du haut Paraná, Brésil*. Thèse de doctorat, Université Lumière Lyon 2.
- MCLEAN, S. (1985). Theoretical modelling of deep ocean sediment transport. *Marine Geology*, 66:243–265.
- MEI, R., ADRIAN, R. J. et HANRATTY, T. J. (1991). Particle dispersion in isotropic turbulence under stokes drag and basset force with gravitational settling. *Journal of Fluid Mechanics*, 225:481–495.
- MERRITT, W. S., LETCHER, R. A. et JAKEMAN, A. J. (2003). A review of erosion and sediment transport models. *Environmental Modelling and Software*, 18:761–799.
- MISRA, R. et ROSE, C. (1996). Application and sensitivity analysis of process-based erosion model guest. *European Journal of Soil Science*, 47:596–604.
- MORGAN, R. P. C., QUINTON, J. N., SMITH, R. E., GOVERS, G., POESEN, J. W. A., AUERSWALD, K., CHISCI, G., TORRI, D. et STYCZEN, M. E. (1998). The european soil erosion model (EUROSEM) : A dynamic approach for predicting sediment transport from fields and small catchments. *Earth Surface Processes and Landforms*, 23:527–544.
- MOSS, A. J. (1988). Effects of flow-velocity variation on rain-driven transportation and the role of rain impact in the movement of solids. *Australian Journal of Soil Research*, 26:443–450.
- MOSS, A. J. et GREEN, P. (1983). Movement of solids in air and water by raindrop impact. effects of drop-size and water-depth variations. *Australian Journal of Soil Research*, 21:257–269.

- MOSS, A. J., WALKER, P. H. et HUTKA, J. (1979). Raindrop-stimulated transportation in shallow water flows : An experimental study. *Sedimentary Geology*, 22:165–184.
- MUTCHLER, C. K. et YOUNG, R. A. (1975). Soil detachment by raindrops. In *Present Prospective Technology for Predicting Sediment Yields and Sources. Proceedings of the Sediment-Yield Workshop, USDA Sedimentation Laboratory, Oxford, Mississippi, November 28-30, 1972*, pages 114–117. Agricultural Research Service, U.S. Dep. of Agric.
- NEARING, M. A. et BRADFORD, J. M. (1985). Single waterdrop splash detachment and mechanical-properties of soils. *Soil Science Society of America Journal*, 49(3):547–552.
- NEARING, M. A., FOSTER, G. R., LANE, L. J. et FINKNER, S. C. (1989). A process-based soil erosion model for usda-water erosion prediction project technology. *Transactions of the ASABE*, 32:1587–1593.
- NORD, G. et ESTEVES, M. (2005). Psem\_2d : A physically based model of erosion processes at the plot scale. *Water Resources Research*, 41(8).
- NOUHOU BAKO, A., DARBOUX, F., JAMES, F., JOSSERAND, C. et LUCAS, C. (2016). Pressure and shear stress caused by raindrop impact at the soil surface : Scaling laws depending on the water depth. *Earth Surface Processes and Landforms*, 41:1199–1210.
- OCHI, M. (1990). *Applied Probability and Stochastic Processes*. John Wiley and Sons.
- PALMER, R. S. (1963). The influence of a thin water layer on waterdrop impact forces. *Assoc. Sci. Hydrol. Publ*, 65:141–148.
- PALMER, R. S. (1965). Waterdrop impact forces. *Transactions of the ASAE*, 8:69–70.
- PARSONS, A. J. et GADIAN, A. M. (2000). Uncertainty in modelling the detachment of soil by rainfall. *Earth Surface Processes and Landforms*, 25:723–728.
- PARSONS, A. J., STROMBERG, S. G. L. et GREENER, M. (1998). Sediment-transport competence of rain-impacted interrill overland flow. *Earth Surface Processes and Landforms*, 23:365–375.
- PLANCHON, O., ESTEVES, M., SILVERA, N. et LAPETITE, J.-M. (2000). Raindrop erosion of tillage induced microrelief : Possible use of the diffusion equation. *Soil and Tillage Research*, 56:131–144.
- PLANCHON, O. et MOUCHE, E. (2010). A physical model for the action of raindrop erosion on soil microtopography. *Soil Science Society of America Journal*, 74(4):1092–1103.
- PLANCHON, O., SILVERA, N., GIMENEZ, R., FAVIS-MORTLOCK, D., WAINWRIGHT, J., LE BISSONNAIS, Y. et GOVERS, G. (2005). An automated salt-tracing gauge for flow-velocity measurement. *Earth Surface Processes and Landforms*, 30(7):833–844.
- POESEN, J. (1986). Field measurements of splash erosion to validate a splash transport model. *Zeitschrift Fur Geomorphologie*, 58:81–91.
- POPINET, S. (2003). Gerris : a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries. *Journal of Computational Physics*, 190(2):572–600.

- POPINET, S. (2007). Gerris flow solver, 07-06-2016, <http://gfs.sourceforge.net/>.
- POPINET, S. (2009). An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows. *Journal of Computational Physics*, 228:5838–5866.
- PROFFITT, A. P. B., ROSE, C. W. et HAIRSINE, P. B. (1991). Rainfall detachment and deposition : Experiments with low slopes and significant water depths. *Soil Science Society of America Journal*, 55(2):325–332.
- REIN, M. (1993). Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dynamics Research*, 12:61–93.
- ROO, A. D. et JETTEN, V. (1999). Calibrating and validating the litem model for two data sets from the Netherlands and South Africa. *Catena*, 37:477–493.
- ROSE, C. W. (1985). Developments in soil erosion and deposition models. *Advances in Soil Science*, 2:1–63.
- ROSE, C. W., COUGHLAN, K. J., CIESIOLKA, L. A. A. et FENTIE, B. (1997). Program GUEST (Griffith University Erosion System Template), a new soil conservation methodology and application to cropping systems in tropical steplands. Rapport technique, ACIAR Technical Reports 40, 34–58.
- RUDOLFF, R. C. et BACHALO, W. D. (1988). Measurement of droplet drag coefficients in polydispersed turbulent flow field. *In 26th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, Jan. 11-14*.
- SALLES, C. et POESEN, J. (2000). Rain properties controlling soil splash detachment. *Hydrological Processes*, 14(2):271–282.
- SALLES, C., POESEN, J. et GOVERS, G. (2000). Statistical and physical analysis of soil detachment by raindrop impact : Rain erosivity indices and threshold energy. *Water Resources Research*, 36(9):2721–2729.
- SANDER, G. C., HAIRSINE, P. B., BEUSELINCK, L. et GOVERS, G. (2002). Steady state sediment transport through an area of net deposition : Multisize class solutions. *Water Resources Research*, 38(6):23–1–23–8.
- SANDER, G. C., HAIRSINE, P. B., ROSE, C. W., CASSIDY, D., PARLANGE, J. Y., HOGARTH, W. L. et LISLE, I. G. (1996). Unsteady soil erosion model, analytical solutions and comparison with experimental results. *Journal of Hydrology*, 178(1-4):351–367.
- SANFORD, L. P. et MAA, J. P.-Y. (2001). A unified erosion formulation for fine sediments. *Marine Geology*, 179:9–23.
- SANKAGIRI, S. et RUFF, G. A. (1997). Measurement of sphere drag in high turbulence intensity flows. *Proceedings of the ASME Fluids Engineering Division*, 244:277–282.
- SCHULTZ, J. P., JARRETT, A. R. et HOOVER, J. R. (1985). Detachment and splash of a cohesive soil by rainfall. *Transactions of the ASAE*, 28(6):1878–1884.
- SEKHON, R. S. et SRIVASTAVA, R. C. (1971). Doppler radar observations of drop-size distribution in a thunderstorm. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28:983–994.

- SHARMA, P. P. et GUPTA, S. C. (1989). Sand detachment by single raindrops of varying kinetic-energy and momentum. *Soil Science Society of America Journal*, 53(4):1005–1010.
- SHARMA, P. P., GUPTA, S. C. et FOSTER, G. R. (1993). Predicting soil detachment by raindrops. *Soil Science Society of America Journal*, 57:674–680.
- SHIELDS, A. (1936). Application of similarity principles and turbulence research to bedload movement. *Mitteilungen der Preussischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau*, 26:5–24.
- SMITH, D. D. . et WISCHMEIER, W. H. . (1957). Factors affecting sheet and rill erosion. *Transactions, American Geophysical Union*, 38:889–896.
- STOKES, G. (1880). *Mathematical and physical papers, Vol. 1*. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.
- THORODDSEN, S. (2002). The ejecta sheet generated by the impact of a drop. *Journal of Fluid Mechanics*, 451:373.
- TORRI, D. et SFALANGA, M. (1986). Some aspects of soil erosion modeling. In GIORGINI, A. et ZINGALES, F., éditeurs : *Agricultural nonpoint source pollution : Model selection and application*, pages 161–171. Elsevier.
- TORRI, D., SFALANGA, M. et SETTE, M. D. (1987). Splash detachment : Runoff depth and soil cohesion. *Catena*, 14(1–3):149–155.
- Tromp-van MEERVELD, H. J., PARLANGE, J.-Y., BARRY, D. A., TROMP, M. F., SANDER, G. C., WALTER, M. T. et PARLANGE, M. B. (2008). Influence of sediment settling velocity on mechanistic soil erosion modeling. *Water Resources Research*, 44(6):W06401.
- TURTON, R. et CLARK, N. N. (1987). An explicit relationship to predict spherical-particle terminal velocity. *Power Technology*, 53(2):127–129.
- UHLHERR, P. H. T. et SINCLAIR, C. G. (1970). The effect of freestream turbulence on the drag coefficients of spheres. In *Proceedings of Chemeca 70*, volume 1, pages 1–13.
- UIJLENHOET, R., STRICKER, J. N. M., TORFS, P. J. J. F. et CREUTIN, J. D. (1999). Towards a stochastic model of rainfall for radar hydrology : Testing the Poisson homogeneity hypothesis. *Physics and Chemistry of the Earth. Part B-Hydrology, Oceans and Atmosphere*, 24(6):747–755.
- ULBRICH, C. W. (1983). Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 22(10):1764–1775.
- UPLINGER, W. G. (1981). A new formula for raindrop terminal velocity. In *Proceedings of the 20th Conference on Radar Meteorology*, pages 389–391, Boston, Mass. USA. American Meteorological Society.
- VILLERMAUX, E. et BOSSA, B. (2009). Single-drop fragmentation determines size distribution of raindrops. *Nature Physics*, 5:697–702.
- WAGNER, H. (1932). Über stoss und gleitvorgänge und der oberfläche von flüssigkeiten. *Zeit. Angewandte Math. Mech.*, 12(4):193–215.

- WAINWRIGHT, J., PARSONS, A. J., MUELLER, E. N., BRAZIER, R. E., POWEL, D. M. et FENTI, B. (2008). A transport-distance approach to scaling erosion rates : I. Background and model development. *Earth Surface Processes and Landforms*, 33(5):813–826.
- WALKER, P. H., KINNELL, P. I. A. et GREEN, P. (1978). Transport of a noncohesive sandy mixture in rainfall and runoff experiments. *Soil Science Society of America Journal*, 42:793–801.
- WALTON, R. et HUNTER, H. (1996). Modelling water quality and nutrient fluxes in the johnstone river catchment, north queensland. In *23<sup>rd</sup> Hydrology and Resources Symposium, Sydney*.
- WANG, L. P. et MAXEY, M. R. (1993). Settling velocity and concentration distribution of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 256:27–68.
- WANG, R. C.-T. et HARRY G. WENZEL, J. R. (1970). The mechanics of a drop after striking a stagnant water layer. Rapport technique 30, Water Resources Center, University of Illinois, USA.
- WARNICA, W. D., RENKSIZBULUT, M. et STRONG, A. B. (1995). Drag coefficient of spherical liquid droplets. *Experiments in Fluids*, 18:265–276.
- WATSON, F., RAHMAN, J. et SEATON, S. (2001). Deploying environmental software using the Tarsier modelling framework. In *Proceedings of the Third Australian Stream Management Conference, August 27–29, pp. 631–638*.
- WISCHMEIER, W. et SMITH, D. (1978). Predicting rainfall erosion losses : A guide to conservation planning. *USDA Agricultural Handbook*.
- WOOLHISER, D., SMITH, R. et GOODRICH, D. (1990). Kineros, a kinematic runoff and erosion model : Documentation and user manual. In *U.S. Department of Agriculture. Agricultural Research Service, ARS-77*.
- YALIN, Y. (1963). An expression for bed-load transportation. *Journal of the Hydraulics Division*, 89:221–250.
- ZARIN, N. A. et NICHOLLS, J. A. (1971). Sphere drag in solid rockets—non-continuum and turbulence effects. *Combustion Science and Technology*, 3:273–285.
- ZHIYAO, S., TINGTING, W., FUMIN, X. et RUIJIE, L. (2008). A simple formula for predicting settling velocity of sediment particles. *Water Science and Engineering*, 1:37–43.





Amina NOUHOU BAKO

## Modélisation numérique de l'érosion diffuse des sols. Interaction gouttes-ruissellement.

L'objectif de cette thèse est de proposer un modèle d'érosion diffuse qui intègre les principaux processus de ce phénomène (détachement, transport, sédimentation) et qui prend en compte l'interaction des gouttes de pluie avec ces processus. Dans un premier temps, nous avons établi une loi de détachement par la pluie qui inclut l'effet des gouttes et celui de l'épaisseur de la lame d'eau qui couvre la surface du sol. Pour obtenir cette loi, une étude numérique avec le logiciel Gerris a permis de modéliser les cisaillements créés par l'impact des gouttes sur des épaisseurs de lame d'eau variables. Ces cisaillements estiment la quantité de sol détaché par chaque goutte. Nous avons montré, à travers une étude probabiliste, que les gouttes sont quasiment indépendantes lors du détachement. Les détachements de l'ensemble des gouttes sont donc sommés pour établir la loi de détachement pour la pluie. Par ailleurs, l'étude probabiliste a montré la possibilité d'une forte interaction entre les gouttes de pluie et les particules en sédimentation. Par conséquent, pour le processus de transport-sédimentation, nous avons privilégié une approche expérimentale. Cette étude a révélé que l'effet des gouttes de pluie est d'augmenter la vitesse de sédimentation des particules.

Enfin, nous avons proposé un nouveau modèle d'érosion qui généralise plusieurs modèles d'érosion de la littérature et décrit l'évolution des concentrations en sédiments avec des effets linéaires et non-linéaires. Selon le choix des paramètres du modèle, celui-ci peut représenter l'érosion diffuse et concentrée à l'échelle du bassin versant, le transport par charriage dans les rivières ou encore le transport chimique. L'intégration du modèle dans le logiciel de ruissellement FullSWOF est aussi réalisée.

Mots clés : modélisation, érosion diffuse, gouttes de pluie, cisaillement, interaction, ruissellement, vitesse de sédimentation, modèle d'érosion, résolution numérique.

### Numerical modelling of interrill erosion : raindrops-overland flow interaction.

The aim of this work is to formulate an interrill erosion model. This model should take into account the main erosion processes (detachment, transport and sedimentation) and the interaction of raindrops during these processes. First we develop a law for rainfall detachment that includes the effects of the raindrops and the water layer thickness at the soil surface. We use the Gerris software to simulate the shear stresses created by the impacts of raindrops at the soil surface. These shear stresses allow to evaluate the quantity of soil detached by each raindrop. We have shown with a probabilistic approach that raindrops are almost independent during soil detachment. Then by summing all the raindrops detachments we obtain the rainfall detachment law. Furthermore the probabilistic study has revealed the possibility of a strong interaction between raindrops and settling particles. So, we used specific laboratory experiments to investigate the particles transport and sedimentation processes. These experiments show that the effect of raindrops is to increase the particles settling velocity.

Finally, we propose a new erosion model which encompasses previous literature erosion models and that can describe the behavior of sediments concentrations with linear and non-linear behaviors. The model is able to simulate interrill and rill erosions at the watershed scale, bedload transport in rivers and chemical transfer. The integration of the model in the FullSWOF runoff software is also carried out.

Keywords : modeling, interrill erosion, raindrops, shear stress, interaction, runoff, settling velocity, erosion models, numerical study.

**MAPMO, UMR 7349, Fédération Denis Poisson**  
**Université d'Orléans, COST**  
**Bâtiment de mathématiques - Route de Chartres**  
**B.P. 6759 - 45067 Orléans cedex 2**  
**FRANCE**

**INRA, Centre de Recherche Val de Loire**  
**UR Science du Sol**  
**2163 Avenue de la Pomme de Pin**  
**CS 40001 - Ardon, 45075 Orléans cedex 2**  
**FRANCE**

