HAL
open science

Propagation des feux de végétation : expérimentations à l'échelle du laboratoire et validation d'un propagateur

Alexis Lhuillier-Marchand

To cite this version:

Alexis Lhuillier-Marchand. Propagation des feux de végétation : expérimentations à l'échelle du laboratoire et validation d'un propagateur. Thermique [physics.class-ph]. Université de Lorraine, 2016. Français. NNT : 2016LORR0131 . tel-01487015

HAL Id: tel-01487015

https://theses.hal.science/tel-01487015v1

Submitted on 10 Mar 2017

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.

UNIVERSITÉ DE LORRAINE

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

Université de Lorraine
Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée - UMR 7563
Énergétique Mécanique et Matériaux - ED 409

Propagation des feux de végétation : expérimentations à l'échelle du laboratoire et validation d'un propagateur

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 23 septembre 2016

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université de Lorraine
(spécialité Mécanique-Énergétique)

par

Alexis Marchand

Composition du jury

Président :	Arnaud TROUVÉ	Professeur, Université du Maryland, FPE
Rapporteurs :	Paul-Antoine SANTONI	Professeur, Université de Corse, SPE
	Bernard PORTERIE	Professeur, Université d'Aix-Marseille, IUSTI
Examinateur :	Aymeric LAMORLETTE	Maître de conférences, Université d'Aix-Marseille, M2P2
Directeurs :	Pascal BOULET	Professeur, Université de Lorraine, LEMTA
	Anthony COLLIN	Maître de conférences, Université de Lorraine, LEMTA

Remerciements

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire a été effectué au sein du Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée et plus particulièrement dans l'équipe feux, dirigée par Monsieur Pascal BOULET.

Je tiens en premier lieu à remercier mes directeurs de thèse. Pascal BOULET, qui m'a toujours encouragé et qui m'a guidé jusqu'à la fin. Il m'a appris la rigueur et a toujours eu la patience de m'expliquer les choses. Anthony COLLIN, «mon maître», qui m'a fait confiance du début de mon stage jusqu'à la fin de ma thèse. Je n'oublierai jamais ses idées spontanées et son engouement pour les réaliser. Ils m'ont tous deux fait partager leur passion pour la recherche dans le domaine du feu et m'ont contaminé à mon tour. Je leur suis grandement reconnaissant de m'avoir inclu dans les différents projets qui ont été, pour moi, des expériences formidables. Travailler avec eux a été un plaisir du début à la fin et je leur dit «merci» pour tous les moments partagés.

J'exprime ma gratitude à Paul-Antoine SANTONI, Bernard PORTERIE, Arnaud TROUVE et Aymeric LAMORLETTE pour avoir participé à mon jury de thèse et pour avoir examiné mon travail de thèse.

Je souhaiterais également remercier Zoubir ACEM pour sa discographie et ses citations, Nicolas TREVISAN pour ses blagues et ses mots d'encouragements, Samia HAOUARI HARRAK pour son aide en Vendée, Alexandre JENFT pour m'avoir «montré le chemin», Romain MORLON, Juan PABLO CHICA CANO, Alexandre BRACONNIER, Pascal LABOUREUR, Jennifer POUPLIN, Gilles PARENT, Thomas GASPAROTTO et toutes les personnes que j'ai pu rencontrer au sein de l'équipe. Un grand merci à toutes les personnes qui ont participé à l'activité «étalage de la frisure de bois» lors des expériences sur la plateforme PROMETHEI.

Je voudrais remercier mes collègues d'enseignement : Ophélie CABALLINA, Sophie DIDIER-JEAN, Alexandre LABERGUE, William CHAZE et Gilles PERNOT.

Je remercie également les ingénieurs et techniciens du laboratoire : Eric BLAISE, Frank DEMEURIE, Pascal THOMANN, Jamel OUHAJJOU, Jean-Yves MOREL, Mathieu WEBER, Alain CHENU, Simon BECKER et Ludovic BUHLER.

Un grand merci à ma «maman administrative» Irène LEONARD pour toute son aide lors de mon parcours de doctorant et pour son amitié précieuse.

Je tiens à remercier les secrétaires du laboratoire : Valérie REICHHART, Edith LANG et Fatiha BOUMENDJEL pour tout le temps qu'elles m'ont consacré sur les tâches administratives.

Je souhaite également dire merci :

— à mes amis bretons : Chloé MEJEAN (ma cuisinière préférée), Anthony MARCHAND (mon cousin surement très éloigné), Raphaël MALINGRE (mon musicien préféré), Simon ARQUES (mon partenaire d'infiltration), Amandine COUM (la fonceuse), Adrien RAFFIN (mon mentor informatique) et Aurélien NEVEU (mon partenaire de projets) pour tous les bons moments partagés, même s'ils étaient éloignés.

— à mes amis vosgiens : Jonathan GERARDIN (mon partenaire Dota et chanteur préféré), Magalie GERARDIN (madame bonne humeur), Antoine GERARD (mon partenaire Protoss), Pierrick ETIENNE («mon beauf») pour toutes les soirées jeux ;
— à ma famille bretonne qui m'a toujours encouragée ;
— à ma famille bordelaise : François et Muriel LHUILLIER qui m'ont fait bûcher sur le matériau bois avant même le début de ma thèse …
— à ma famille nancéenne : Philippe et Françoise LHUILLIER qui m'ont fait étudier la résistance des corps à la chaleur et à l'eau. Je les remercie pour leur accueil très chaleureux ;
— à ma famille vosgienne pour les moments de ressource et de détente. Une pensée émue pour mon grand-père ;
— à mon meilleur ami grec : Ioannis KARAKOSTAS pour son rire sans frontière.

Et enfin, je remercie Minerve LHUILLIER, ma femme, de m'avoir toujours soutenu et encouragé depuis le début. Tu as toujours été la meilleure pour moi.

La vie c'est comme une boîte de chocolats, on ne sait jamais sur quoi on va tomber.

Forrest Gump, Forrest Gump

Rrraarrwhhgwwr.

Chewbacca, L'Empire Contre-Attaque

Le vrai bonheur consiste à faire des heureux.

Stanislas Leszczynski

A ma femme.

Table des matières

Liste des figures **xi**

Liste des tableaux **xix**

Liste des symboles **xxi**

Introduction **1**

Chapitre 1 Étude bibliographique **3**

1.1 La propagation d'un incendie 4

1.1.1 Les étapes de la propagation 4

1.1.2 Le végétal 5

1.1.3 La combustion 7

1.1.4 Les facteurs d'influence sur la propagation 10

1.1.5 Les types de feux de végétation 12

1.2 Caractéristiques du feu 13

1.2.1 Description géométrique 13

1.2.2 Température 15

1.2.3 Puissance 16

1.2.4 Hauteur 18

1.3 Le transfert de chaleur 19

1.3.1 Le rayonnement 20

1.3.2 La convection 23
1.4 Les modèles de propagation 24
1.4.1 Les modèles physiques 25
1.4.2 Les modèles quasi-physiques 26
1.4.3 Les modèles semi-empiriques 27
1.4.4 Les modèles mathématiques 27
1.4.5 Les modèles empiriques 30
1.5 Les études expérimentales 30
1.5.1 Expérimentations à l'échelle du laboratoire 31
1.5.2 Expérimentation à l'échelle du terrain 36
1.6 Démarche appliquée dans la thèse 42

Chapitre 2 Étude du suivi du front de flamme par caméras visibles 45

2.1 Méthode 47
2.1.1 Les méthodes conventionnelles de mesure de la vitesse de propagation . . 47
2.1.2 Dispositif expérimental 49
2.2 Reconstruction du front de flamme 54
2.2.1 Acquisition 54
2.2.2 Segmentation 57
2.2.3 Reconstruction du front 63
2.3 Hauteur de flamme 70
2.3.1 Traitement d'images 70
2.3.2 Reconstruction 72
2.4 Résultats expérimentaux 73
2.4.1 Vérification de la reconstruction 75
2.4.2 Influence de la surface de propagation 79
2.4.3 Effet de la largeur 81
2.4.4 Effet de la charge 89

2.4.5 Effet de la pente 93

2.4.6 Propagation sur un lit hétérogène 101

2.5 Base de données PROMETHEI 105

2.6 Conclusion et perspectives 108

Chapitre 3 Modèle de propagation de feux de végétation décrit à l'échelle du laboratoire 111

3.1 Définition de la cellule de base 113

3.2 Modèle basé sur le transfert radiatif 114

3.2.1 Définition des états 114

3.2.2 Bilan thermique 114

3.2.3 Lois de transitions 116

3.2.4 Description du modèle radiatif 118

3.2.5 Mesure de la vitesse et de l'épaisseur 131

3.2.6 Identification des paramètres du modèle 132

3.2.7 Modèle radiatif révisé : identification des états de transition 135

3.2.8 Conclusion 138

3.3 Modèle basé sur une fonction de distribution identifiée 140

3.3.1 Fonction de distribution 140

3.3.2 Lois de transitions 142

3.3.3 Identification de la fonction de distribution 143

3.3.4 Caractéristiques de l'identification 144

3.3.5 Paramètres identifiés 144

3.3.6 Comparaison avec les données expérimentales 145

3.3.7 Positions des fronts de flamme 148

3.3.8 Comparaison avec le modèle Petit Monde radiatif 148

3.4 Conclusion et perspectives 148

Chapitre 4 Validation 151

4.1 Propagation autour d'une zone de coupure de combustible 152

4.1.1 Dispositif expérimental 152

4.1.2 Étude numérique 152

4.2 Propagation dans une géométrie complexe 160

4.2.1 Dispositif 160

4.2.2 Résultats du modèle 160

4.2.3 Comparaison 165

4.3 Conclusion 166

Conclusion **169**

Annexes **173**

Annexe A Mise en place du réseau à cellules hexagonales **173**

A.0.1 Le système de réseau offset 173

A.0.2 Le système cubique 174

A.0.3 Conversions des coordonnées 175

A.0.4 Voisinage 177

A.0.5 Performance 179

Annexe B Méthode de Monte Carlo réciproque **183**

Bibliographie **187**

Liste des figures

1.1 Les différentes phases lors de la propagation d'un feu 5

1.2 Intensité spectrale mesurée par une caméra infrarouge pour (a) CO_2, (b) H_2O et (c) les suies [20] 9

1.3 Les différents types d'incendies de végétation 13

1.4 Géométrie du front de flamme vu du dessus 14

1.5 Géométrie du front de flamme vu de profil 15

1.6 Les transferts de chaleur au sein d'une flamme 20

1.7 Luminance spectrale obtenue par un spectromètre pour un feu de frisure de bois pour une largeur de 2 m 21

1.8 Exemple de simulation d'une des expériences de Cheney et coll. [75] réalisée avec WFDS [62] 26

1.9 Propagation d'un front de flamme avec le principe de Huygens 28

1.10 Propagation d'un front par la méthode level-set 29

1.11 Modèle Petit Monde développé par l'IUSTI [60] 30

1.12 Tunnel à feu du laboratoire de l'Intermoutain Fire Sciences 36

1.13 Table à brûler DESIRE [52] 37

1.14 Tunnel à feu pyrotron du laboratoire CSIRO [79] 37

1.15 Tunnel à feu du laboratoire ADAI 38

1.16 Tunnel à feu du CIFOR INIA en Espagne 38

1.17 Une des expériences réalisées par Cheney [75] 42

1.18 Schéma de la plateforme expérimentale PROMETHEI 43

1.19 Photos de la plateforme PROMETHEI 43

2.1 Dispositif de mesure du ROS par photorésistances 48

2.2 Exemple d'un allumage en ligne 49

2.3 Répartition de la frisure de bois en plusieurs zones 50

2.4 Caméra Le165MP de chez Lumenera positionnée sur un mât 50

2.5 Schémas du dispositif expérimental 51

2.6 Photo du dispositif 52

2.7 Appareil MB-210C de chez PBE instruments pour mesurer la teneur en eau du combustible 53

2.8 Distribution de la teneur en eau de la frisure de bois 54

2.9 Histogramme des températures ambiantes lors des différents essais 55

2.10 Histogramme des humidités relatives lors des différents essais 55

2.11 Exemple d'image en niveaux de gris acquise par une caméra Le165MP 56

2.12 Exemple d'une image acquise du front avant. (cercles bleus) zones noires provoquées par les fluctuations de la flamme 60

2.13 Illustration de la notion de contour subjectif 60

2.14 Effet de la variable de lissage μ [155] 62

2.15 Illustration de la méthode de balayage : points du front détectés (rouge) lignes balayées (lignes bleues et blanches) délimitation de la zone de combustible (gris) 63

2.16 Traitement d'images pour la détection du contour de flamme 64

2.17 Image de référence pour la reconstruction du front avant 66

2.18 Passage du contour du front avant vers le plan réel 67

2.19 Reconstitution des fronts avant et arrière pour une largeur de 2 m toutes les 10 s 68

2.20 Exemple de fonction $Z_c = f(t)$ pour une propagation avec une largeur de 3.5 m et une charge de 0.5 kg.m^2 69

2.21 Traitement d'image pour la reconstruction de la hauteur de flamme 71

2.22 Reconstruction du profil de flamme 74

2.23 Schéma du dispositif utilisé pour la validation de la méthode de reconstruction . 76

2.24 Comparaison des mesures adimensionnelles entre thermocouples (ligne rouge) et photorésistances (ligne bleue) 77

2.25 Longueur du front de flamme au cours du temps mesurée avec la caméra 1 pour les 4 expériences 78

2.26 Répartition de la frisure sur la surface en béton cellulaire 80

2.27 Exemple d'une propagation sur la surface en béton cellulaire 80

2.28 Exemples de propagation pour deux largeurs différentes 82

2.29 Effet de la largeur sur la propagation 83

2.30 Exemple d'image acquise pour le front arrière 84

2.31 Représentation logarithmique de la vitesse de propagation 84

2.32 Longueur du front de flamme avant en fonction de la largeur 85

2.33 Intensité en fonction de la largeur 86

2.34 Puissance du feu en fonction de la largeur 86

2.35 Distribution normalisée des hauteurs pour chaque largeur 88

2.36 Création d'un profil moyen pour une expérience de propagation 89

2.37 Profils de flammes pour une série d'expériences 90

2.38 Profil de flammes adimensionné pour différentes largeurs 91

2.39 Longueur de flammes en fonction de l'intensité du feu 91

2.40 Exemple de répartition de la frisure de bois pour une charge de 0,1 kg.m^{-2} . . . 92

2.41 Exemple de propagation pour deux charges différentes 94

2.42 Image du front arrière avec la présence de braises 95

2.43 Effet de la charge sur la propagation 96

2.44 Effet de la charge sur l'intensité 97

2.45 Effet de la charge sur la puissance du feu 97

2.46 Photo du dispositif avec effet de pente 98

2.47 Schéma du dispositif pour les propagations avec un effet de pente 98

2.48 Photo du capteur radiatif fourni par Captec 99

2.49 Photo d'un test de propagation pour une pente de 20° 99

2.50 Effet de la pente sur la forme du front 101

2.51 Densité de flux radiatif reçu par les deux capteurs pour une propagation horizontale : (bleu) capteur au centre du lit (rouge) capteur décalé de 20 cm 102

2.52 Densité de flux radiatif reçu par les deux capteurs pour une propagation avec une pente de 20° : (bleu) capteur au centre du lit (rouge) capteur décalé de 20 cm . . 103

2.53 Configurations utilisées pour étudier l'effet de l'hétérogénéité 104

2.54 Répartition aléatoire avec la configuration n°1 106

2.55 Répartition par morceaux avec la configuration n°2 106

2.56 Charge croissante avec la configuration n°1 107

2.57 Charge décroissante avec la configuration n°1 107

2.58 Positions du front avant toutes les 10 s 108

3.1 Définition des hexagones 113

3.2 Exemple d'un test de propagation avec le modèle basé sur le transfert radiatif . . 115

3.3 Les différents types de flux reçus par une cellule 117

3.4 Cylindre équivalent 118

3.5 Cylindre équivalent pour le calcul radiatif 119

3.6 Exemple de la densité de flux radiatif pour un côté d'hexagone $a = 0{,}025$ m et une hauteur de flamme $H_f = 0{,}3$ m, $\kappa = 0{,}1$ m^{-1}, $T_f = 1400$ K 125

3.7 Erreur relative entre la méthode de résolution de l'intégrale et la méthode de Monte-Carlo réciproque sur la densité de flux radiatif pour différentes tailles de maille . . . 126

3.8 Erreur relative entre la méthode de résolution de l'intégrale et le Monte-Carlo réciproque pour différentes hauteurs . . . 126

3.9 Densité de flux reçu en fonction de la distance pour différentes tailles de cellules hexagonales pour une hauteur $H_f = 0{,}33$ m . . . 127

3.10 Densité de flux reçu en fonction de la distance pour différentes hauteurs du cylindre avec $a = 0{,}02$ m . . . 127

3.11 Erreur relative sur la densité de flux radiatif entre le modèle à émission surfacique et volumique pour différentes mailles . . . 128

3.12 Erreur relative sur la densité de flux radiatif entre les modèles à émission surfacique et volumique pour différentes hauteurs . . . 129

3.13 Erreur relative entre un cylindre et un hexagone sur la densité de flux radiatif pour différentes mailles . . . 130

3.14 Erreur relative entre un cylindre et un hexagone sur la densité de flux radiatif pour différentes hauteurs . . . 130

3.15 Valeurs de la fonction coût du modèle Petit Monde radiatif pour les quatre tests 135

3.16 Comparaison entre les données expérimentales et le modèle Petit Monde Radiatif 136

3.17 Positions du front pour une propagation sur un domaine de 2 m $\times$ 2 m pour le modèle Petit Monde radiatif . . . 137

3.18 Comparaison entre les données expérimentales et le modèle Petit Monde Radiatif révisé . . . 139

3.19 Définition de la fonction chapeau . . . 141

3.20 Tirage d'une fonction de distribution . . . 144

3.21 Valeur de la fonction coût du modèle Petit Monde à fonction de distribution pour les quatre tests . . . 146

3.22 Fonction de distribution identifiée pour les quatre tests . . . 146

3.23 Comparaison entre les données expérimentales et le modèle basé sur une fonction de distribution identifiée . . . 147

3.24 Positions du front avant pour une propagation sur un domaine de 2 m $\times$ 2 m . . 149

3.25 Comparaison des fonctions radiatives normalisées et de la fonction de distribution identifiée 150

4.1 Dispositif expérimental 153

4.2 Boîte instrumentée avec 5 capteurs radiatifs 153

4.3 Photos du dispositif expérimental pour une longueur de coupure de 0,5 m 154

4.4 Propagation pour une largeur de coupure de 50 cm : ne peut pas brûler (état 0), combustible non dégradé (état 1), Combustible en train de se dégrader (état 2), combustible en feu (état 3), combustible brûlé (état 4) 155

4.5 Comparaison des positions du front avant avec les données expérimentales : front avant (points roses) front arrière (points verts) 156

4.6 Position en $X = 3{,}1$ m (rayon de 50 cm) et $X = 3{,}2$ m (rayon de 70 cm) 157

4.7 Densité de flux mesurée pour les différents capteurs (ligne continue) test 1 (ligne en pointillées) test 2 159

4.8 Comparaison des densités flux numériques et expérimentales pour un rayon de 50 cm : données numériques (lignes continues) données expérimentales (lignes en pointillées) 161

4.9 Comparaison des densités flux numériques et expérimentales pour un rayon de 70 cm : données numériques (lignes continues) données expérimentales (lignes en pointillées) 162

4.10 Dispositif expérimental pour la configuration H 163

4.11 Exemple de propagation à différents temps pour la configuration «H» 163

4.12 Propagation dans une configuration «H» : ne peut pas brûler (état 0), combustible non dégradé (état 1), Combustible en train de se dégrader (état 2), combustible en feu (état 3), combustible brûlé (état 4) 164

4.13 Position centrale du front avant obtenue avec le modèle Petit Monde pour la configuration «H» 165

4.14 Comparaison des positions du front avant avec les données expérimentales : front avant (points roses) front arrière (points verts) 167

4.15 Position centrale du front avant dans le cas du test en configuration «H» : modèle (points), expérience (ligne) 168

A.1 Définition d'un hexagone 173

A.2 Réseau hexagonal de type «even-q» vertical 174

A.3 Les différents systèmes de coordonnées 175

A.4 Principe du système de coordonnées cubiques 176

A.5 Vecteurs de translation 178

A.6 Définition d'une couronne 178

A.7 Détermination des coordonnées des cellules d'une couronne 180

A.8 Voisinage d'une cellule en feu 181

A.9 Gestion de la distribution des contributions sur le GPU 182

B.1 Emission d'un quantum depuis la surface élémentaire vers la surface émettrice . . 184

Liste des tableaux

1.1 Température mesurée dans la zone continue d'une flamme de diffusion turbulente, certaines valeurs proviennent de Sullivan et coll. [21] et Babrauskas [19] 16

1.2 Valeurs de L_v pour différents bois (valeurs prises de Drysdale [13]) 18

1.3 Synthèse d'expériences réalisées en laboratoire 35

1.4 Extrait d'expériences réalisées à l'échelle du terrain 41

2.1 Propriétés de la frisure de bois déterminées par le LERMAB 53

2.2 Comparaison des vitesses de propagation pour les 4 expériences 76

2.3 Puissance du front de flamme pour les 4 expériences 78

2.4 Vitesse de propagation pour différentes surface de propagation 80

2.5 Différentes corrélations reliant l'intensité à la longueur de flamme 89

2.6 Effet de la pente sur le ROS et l'épaisseur 100

2.7 Mesures du ROS obtenues par Silvani et coll. [52] 100

3.1 Paramètres de l'algorithme d'optimisation pour le modèle Petit Monde radiatif . 134

3.2 Paramètres du réseau de Petit Monde radiatif 134

3.3 Résultats des identifications pour le modèle Petit Monde radiatif 134

3.4 Paramètres de l'algorithme d'optimisation pour le modèle à transfert radiatif normalisé 138

3.5 Résultats des identifications pour le modèle Petit Monde radiatif 138

3.6 Paramètres de l'algorithme d'optimisation pour le modèle Petit Monde à fonction de distribution 144

3.7 Paramètres du réseau de Petit Monde à fonction de distribution 144

3.8 Résultats de l'identification pour le modèle Petit Monde à fonction de distribution 145

4.1 Vitesses de progagation obtenues avec le modèle Petit Monde pour les deux rayons 157

4.2 ROS pour les différentes zones dans la configuration «H» 165

Liste des symboles

Acronymes

DLT	Direct Linear Transformation
LEMTA	Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée
LERMAB	Laboratoire d'Études et de Recherche sur le Matériau Bois
PROMETHEI	Plateforme de Recherche Opérationnelle en Métrologie THermique dédiée aux Essais Incendies

Lettres grecques

η	Fonction chapeau [-]
β_c	Masse volumique apparente [kg.m^{-3}]
Δ	Variation [-]
ϵ	Emissivité [-]
ϵ_c	Efficacité de chauffe [-]
ζ	Efficacité [-]
Θ	Angle [-]
Θ_c	Angle entre la normale du capteur et une direction de propagation [-]
Θ_f	Angle entre une normale de la flamme et une direction de propagation [-]
κ	Coefficient d'absorption [m^{-1}]
ν	Nombre d'onde [m^{-1}]
ρ_v	Masse volumique [kg.m^{-3}]
ρ	Charge en combustible [kg.m^{-2}]
σ	Constante de Stefan-Boltzmann [W.m^{-2}.K^{-4}]
σ_c	Rapport surface sur volume [m^{-1}]
τ	Quantité adimensionnelle du Modèle Petit Monde à fonction de distribution [-]
Φ	Flux radiatif [W]
ϕ	Densité de flux radiatif [W.m^{-2}]

χ_r	Fraction radiative [-]

Indices

a	Grandeur relative à l'allumage
air	Grandeur relative à l'air ambiant
b	Grandeur relative aux braises
ca	Grandeur relative à une caméra
comb	Grandeur relative à la combustion
conv	Grandeur relative à la convection
f	Grandeur relative à la flamme
g	Grandeur relative aux gaz
front	Grandeur relative au front de flamme
p	Grandeur relative aux pertes
pi	Grandeur relative à un pixel
r	Grandeur relative au flux reçu
rad	Grandeur relative au rayonnement
ref	Grandeur relative au refroidissement
res	Grandeur relative aux résidus
s	Grandeur relative à la pente
s	Grandeur relative aux suies
t	Grandeur relative à la turbulence
w	Grandeur relative au vent
x	Composante selon $\vec{e}_x$ de la grandeur considérée
y	Composante selon $\vec{e}_y$ de la grandeur considérée
z	Composante selon $\vec{e}_z$ de la grandeur considérée

Nombres adimensionnels

Re	Nombre de Reynolds
Pr	Nombre de Prandtl
π	Nombre Pi

Lettres romaines

a	Côté d'un hexagone [m]
C_p	Capacité thermique [J.kg^{-1}.K^{-1}]
$\mathcal{D}$	Diffusivité [m^2.s^{-1}]
D	Diamètre [m]

d	Distance [m]
d_a	Distance d'allumage [m]
d_c	Distance de coupure [m]
E	Énergie utilisée pour le modèle Petit Monde radiatif [J]
e	Épaisseur [m]
F_{cout}	Fonction coût utilisée par l'algorithme d'optimisation par essaims particulaires [-]
F_{i-j}	Facteur de forme entre les objets i et j [m^{-2}]
g	Accélération de la pesanteur [m.s^{-2}]
G	Fonction de distribution [-]
G_n	Fonction de distribution normalisée [-]
h	Apothème d'un hexagone [m]
h_{conv}	Coefficient d'échange convectif [W.m^{-2}.K^{-1}]
H	Hauteur [m]
$\mathbf{H}$	Matrice homographique [m]
HR	Humidité Relative [-]
HRR	Heat Release Rate [W]
I_B	Intensité du front [W.m^{-1}]
I_r	Intensité de réaction [W.m^{-2}]
k	Conductivité thermique [W.m^{-1}.K^{-1}]
l_b	Distance entre les marques des repères des barres [m]
l	Largeur du lit de combustible [m]
L	Longueur de propagation [m]
L_v	Chaleur latente de gazéification [J.kg^{-1}]
l_b	Distance entre les marques des repères des barres [m]
L_c	Longueur entre le centre du cylindre et le capteur[m]
$\mathcal{L}$	Luminance spectrale [W.m^{-2}.sr^{-1}.cm]
$\dot{m}$	Taux de perte de masse [kg.s^{-1}]
N_c	Nombre de fonctions chapeaux [-]
$N_{fCellulej}$	Nombre de cellules en feu dans le voisinage de la cellule j [-]
N_{gris}	Nombre de teintes de gris [-]
N_q	Nombre de quanta [-]
N_{pi}	Nombre de pixels [-]

N_t	Nombre d'itérations [-]
PCI	Pouvoir calorifique inférieur [J.kg^{-1}]
PCS	Pouvoir calorifique supérieur [J.kg^{-1}]
Q	Energie [J]
$\dot{Q}$	Flux [W]
r	Rapport stœchiométrique de masse de l'air sur les gaz volatils [-]
r_{eq}	Rayon équivalent [m]
ROS	Vitesse de propagation (Rate of Spread) [m.s^{-1}]
S	Surface [m^2]
T	Température [K]
t	Temps [s]
TE	Teneur en eau [%]
U	Vitesse du vent [m.s^{-1}]
$u_O(x, y)$	Matrice image [-]
w_{pi}	Largeur d'un pixel [m]
(r,θ,z)	Repère cylindrique de l'espace [-]
(x,y,z)	Repère cartésien de l'espace [-]
(X,Y,Z)	Position du front de flamme [m,m,m]

vecteurs

C_{id}	Vecteur position de la cellule id [m]
P	Vecteur positions des plans de référence [m]
$\vec{t_x}$	Vecteur de transfert selon x [m]
$\vec{t_y}$	Vecteur de transfert selon y [m]

Introduction

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude des feux de végétation. Ces phénomènes destructeurs, généralement non voulus, sont encore à l'heure actuelle mal compris. Difficilement maîtrisables, ils restent un danger pour les sapeurs pompiers, les habitants, la faune, la flore et les structures. La prédiction de l'avancée de ces incendies est un enjeu majeur pour lutter efficacement contre leur extension, aider les secours en intervention ou encore définir des plans de prévention contre ces feux.

De nombreux modèles de propagation ont été créés depuis les années 1940 pour prédire l'avancée d'un front de flamme. La modélisation est souvent complexe car elle doit prendre en compte plusieurs échelles de temps et d'espace et fait intervenir de nombreux paramètres (pas toujours connus). Les approches de ces modèles sont diverses. Des modèles simples sont actuellement utilisés pour leur rapidité et leur facilité de mise en œuvre, mais leur validité est limitée. Ils sont souvent calibrés pour certaines expériences bien définies. D'un autre côté, il existe des modèles physiques qui nécessitent la connaissance de nombreux paramètres, sous-modèles et des dizaines d'heures de calculs pour simuler la propagation d'un feu de taille limitée. Ce sont des modèles à vocation académique.

Parallèlement à la modélisation, des études expérimentales sont menées. Leurs objectifs sont de fournir des données pour calibrer ou valider les modèles développés. Elles sont souvent réalisées à des échelles réelles, dans des conditions pas toujours maitrisées, ou en laboratoire. Les données obtenues sont également essentielles pour comprendre le rôle de certains paramètres (tels que la pente ou le vent) sur la dynamique de la propagation.

En 2013, le laboratoire LEMTA a inauguré la plateforme PROMETHEI (Plateforme de Recherche Opérationnelle et de MEtrologie THermique dédiée aux Essais Incendies) située sur le site de la Bouzule à Laneuvelotte. Ce hall d'essais de 300 m^2 est équipé d'un tunnel à feux et de tables à brûler inclinables. Des expériences à l'échelle du laboratoire y sont réalisées dans des conditions maîtrisées (charge, vent et pente) afin d'étudier la dynamique de la propagation, fournir des données de propagation (vitesse de propagation, hauteur de flamme ...) et de valider des modèles de propagation. Pour ce faire une métrologie a été mise en place afin de mesurer l'avancement d'un front de flamme au cours du temps. Les résultats, obtenus avec le dispositif, ont permis de calibrer, par un algorithme d'optimisation, un modèle de propagation de type Petit Monde développé au cours de la thèse présentée ici.

Le mémoire est organisé en quatre parties. Le chapitre 1 est une synthèse concernant les mécanismes physiques et chimiques rencontrés lors des feux de végétation. Après un état de

l'art sur les modèles existants, nous établirons également un récapitulatif des différents dispositifs expérimentaux et des études menées depuis les années 1940. Nous discuterons du cadre dans lequel cette thèse intervient.

Le chapitre 2 décrit la méthode de suivi de front de flamme à l'aide d'un dispositif de caméras visibles. Cette méthode vise à reconstruire la position du front (avant et arrière) au cours du temps. Les résultats obtenus aboutissent à l'estimation de la vitesse de propagation, la hauteur et l'épaisseur du front de flamme. Plus de 100 expériences sont présentées dans ce manuscrit. Une partie de ces données est disponible sur une base de données en ligne. Celle-ci regroupe actuellement les positions à chaque instant des fronts de flamme reconstruits (avant et arrière) et les caractéristiques des expériences réalisées.

Le chapitre 3 décrit la mise en œuvre d'un modèle Petit Monde basé sur un réseau de cellules hexagonales. Nous discuterons d'abord des méthodes utilisées pour gérer ce type de réseau. Ensuite nous développerons les deux approches abordées pour gérer les transitions des états des cellules. La première utilise le transfert radiatif comme principal moteur de la propagation. La deuxième, non-physique, utilise une fonction de distribution normalisée pour faire évoluer les états des cellules. Dans les deux cas, ces méthodes nécessitent l'utilisation d'un algorithme d'optimisation pour identifier les paramètres non connus à partir des données expérimentales.

Le chapitre 4 constitue le volet validation du modèle de propagation. Diverses expériences ont été réalisées dans des configurations plus complexes que celles présentées dans le chapitre 2. De plus, des mesures de flux sont comparées à des simulations à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo. Celle-ci utilise les positions du front de flamme, simulées par le modèle Petit Monde, pour calculer les flux reçus par une structure ou une cible quelconque soumise à un incendie.

Chapitre 1

Étude bibliographique

Sommaire

1.1 La propagation d'un incendie 4
1.1.1 Les étapes de la propagation 4
1.1.2 Le végétal 5
1.1.3 La combustion 7
1.1.4 Les facteurs d'influence sur la propagation 10
1.1.5 Les types de feux de végétation 12
1.2 Caractéristiques du feu 13
1.2.1 Description géométrique 13
1.2.2 Température 15
1.2.3 Puissance 16
1.2.4 Hauteur 18
1.3 Le transfert de chaleur 19
1.3.1 Le rayonnement 20
1.3.2 La convection 23
1.4 Les modèles de propagation 24
1.4.1 Les modèles physiques 25
1.4.2 Les modèles quasi-physiques 26
1.4.3 Les modèles semi-empiriques 27
1.4.4 Les modèles mathématiques 27
1.4.5 Les modèles empiriques 30
1.5 Les études expérimentales 30
1.5.1 Expérimentations à l'échelle du laboratoire 31
1.5.2 Expérimentation à l'échelle du terrain 36
1.6 Démarche appliquée dans la thèse 42

L'étude des feux de forêt a commencé dans les années 1920 avec les travaux de Hawley (1926) et de Gisbornes (1927,1929) [1]. On trouve dans la littérature de nombreux ouvrages décrivant le phénomène de propagation des feux de forêts [2]–[8]. Ces incendies sont le résultat de nombreux processus physiques et chimiques couplés et non-linéaires. Ils sont souvent associés aux phénomènes de turbulence, à des réactions chimiques complexes, au transfert de chaleur et

à la dégradation de milieux hétérogènes [9]. La compréhension de ces processus est complexe et actuellement incomplète.

Dans un premier temps nous discutons des mécanismes physico-chimiques impliqués au cours de la propagation. Il existe différents types de propagation qui dépendent principalement de la composition de la couche de végétation. Nous rappelons les différentes étapes rencontrées lors de l'avancement d'un front. Elles impliquent des processus chimiques liés à la composition chimique du végétal, la pyrolyse et la combustion.

Nous rappelons ensuite les différentes caractéristiques qui permettent de décrire un incendie. On trouve les grandeurs géométriques pour modéliser le front de flamme et les grandeurs physiques telles que la puissance ou la température qui sont souvent nécessaires dans les modèles de propagation.

La troisième section s'intéresse aux différents transferts de chaleur présents lors de la propagation. Nous insisterons sur les deux modes de transfert les plus importants que sont la convection et le rayonnement.

Ensuite nous discuterons des travaux réalisés sur l'étude des feux de végétation (modèles et travaux expérimentaux) depuis les années 1940 afin de comprendre la propagation d'un incendie et de développer des modèles représentant la propagation d'un front de flamme à petite et grande échelle.

1.1 La propagation d'un incendie

Nous décrivons dans cette partie les phénomènes impliqués dans les feux de végétation. De nombreux paramètres interviennent lors du développement et de la propagation d'un feu.

1.1.1 Les étapes de la propagation

Au cours de la propagation, la végétation subit une série de phénomènes que l'on peut décrire en 7 étapes :

(1) Préchauffage jusqu'à la température d'évaporation de l'eau (phase de déshydratation) : c'est un processus endothermique qui joue un rôle déterminant dans la dynamique des incendies. Un matériau riche en eau demandera beaucoup d'énergie pour s'enflammer ;
(2) Libération de cires, huiles et différents composants par distillation [2] ;
(3) Pyrolyse du végétal ;
(4) Une partie des gaz volatils émis est entraînée par convection vers le front de flamme ;
(5) Apparition de flammes et de braises à la température d'inflammation ;
(6) Disparition des flammes mais certaines braises continuent de se consumer ;
(7) Extinction ;

La figure 1.1 montre les différents états de la végétation lors de la propagation du feu. La

première zone correspond à la végétation encore intacte, la température n'a pas encore augmenté. Lorsque l'on s'approche du front, on se trouve dans une zone qui est impactée par le transfert de chaleur entre la végétation et le front de flamme. La température du combustible augmente : l'eau du combustible s'évapore et il y a apparition des gaz de pyrolyse. Ensuite nous entrons dans la zone de flamme où l'on trouve à la fois des phénomènes de pyrolyse et de combustion. Après le front de flamme, il ne reste plus que quelques braises et des résidus de combustion.

Actuellement, il est admis qu'il existe deux modes de propagation [9] :

- les feux dominés majoritairement par le rayonnement ;
- les feux dominés principalement par les mouvements convectifs (présence de vent ou de pente).

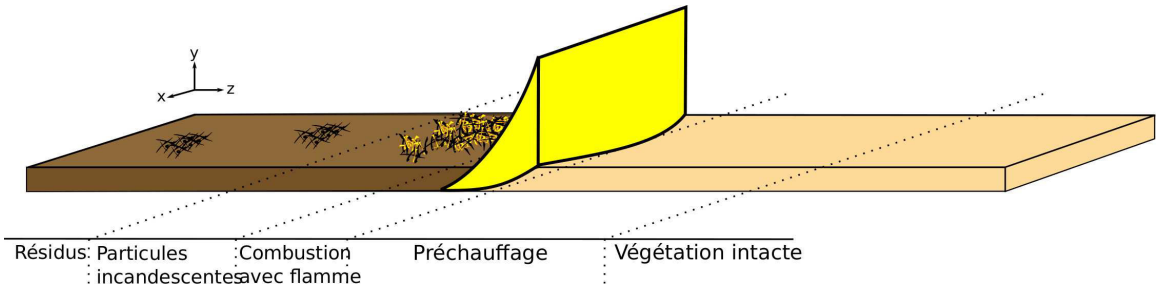


FIGURE 1.1 – Les différentes phases lors de la propagation d'un feu

En fait les deux phénomènes de transfert coexistent et leurs rôles respectifs dans la propagation ne sont pas encore bien compris, ni quantifiés [10].

1.1.2 Le végétal

La végétation joue un rôle primordial lors de la propagation d'un feu. En fonction de l'espèce, les propriétés chimiques et physiques ne sont pas les mêmes. Elles peuvent influencer la propagation.

1.1.2.1 Composition chimique

Les végétaux, notamment le bois, sont composés de différentes espèces chimiques [6], [11]–[14] :

- la cellulose $C_6H_{10}O_5$;
- l'hemicellulose ;
- la lignine ;
- des minéraux : phosphate, silice ...
- des extraits : terpène $(C_{10}H_{16})_n$, résines, huiles essentielles ...

La cellulose et l'hémicellulose composent entre 50 à 70 % du végétal sec et présentent une

décomposition thermique similaire. On trouve ensuite entre 15 et 35 % de lignine. La résine est une substance non volatile avec une chaleur de combustion plus importante que la cellulose. Elle forme des gaz volatils assez tôt dans le processus de pyrolyse, qui sont brûlés dans la zone de flamme. La concentration en extraits varie de 0,2 à 15 %. De manière générale le bois contient moins de 2 % de minéraux alors que les végétaux plus fins (herbe, les feuilles ou les aiguilles de pin) en contiennent 5 à 10 %. Les minéraux (notamment la silice) ont un effet catalyseur lors de la pyrolyse de la cellulose : augmentation de la formation en charbon au détriment des hydrocarbures. Ce sont les hydrocarbures qui sont majoritairement responsables de la combustion dans la zone de flamme. Des minéraux comme le phosphate sont également présents dans certains végétaux. Ils peuvent avoir un effet inhibiteur sur la dynamique du feu.

1.1.2.2 Propriétés physiques

La végétation est caractérisée par plusieurs propriétés physiques qui sont :

- la teneur en eau TE ;
- la capacité calorifique C_p ;
- le pouvoir calorifique supérieur ou inférieur (PCS ou PCI) ;
- la conductivité thermique k ;
- le rapport surface/volume σ_c ;
- la masse volumique apparente β_c ;
- le taux de résidus minéral τ_{res}.

Il est à noter que les propriétés physiques et chimiques des végétaux dépendent des espèces et des conditions météorologiques. Il a été également observé que la décomposition du bois dépend de la température imposée et des impuretés inorganiques [13].

1.1.2.3 La pyrolyse

La pyrolyse est un phénomène de décomposition chimique complexe provoquée par l'absorption d'énergie (par exemple l'énergie reçue par une flamme ou un panneau radiant) [3], [6], [7], [13], [15]. Les molécules lourdes présentes dans le végétal (comme la cellulose) se transforment en des molécules plus légères (hydrocarbures) que l'on retrouve lors des réactions de combustion. Une fois la phase d'évaporation passée, le combustible monte en température. Entre 130°C et 190°C la lignine et l'hemicellulose commencent à se dégrader et à pyrolyser : ce sont des réactions endothermiques. Au dessus de 200°C, cette dégradation s'accélère. Il faut préciser que leur structure est moins régulière que celle de la cellulose et leur comportement vis à vis de la pyrolyse est complexe. Entre 200°C et 280°C une réaction chimique de déshydratation de la cellulose se produit avec modification des liaisons chimiques de la cellulose : la molécule de dehydrocellulose se forme. L'efficacité de cette transformation dépend de la vitesse de chauffe et de la quantité de minéraux présents. C'est également un processus endothermique. A ce stade le combustible a déjà perdu 35 % de sa masse initiale.

Au dessus de 280°C deux réactions de pyrolyse s'effectuent en parallèle :

(1) La dehydrocellulose formée précédemment se décompose pour former des charbons, H_2O, CO et CO_2, du méthane et de l'éthane ;

$$(C_6H_{10}0_5)_n \xrightarrow{200°C-280°C} \text{Dehydrocellulose} + H_2O \longrightarrow \text{Charbons} + H_2O + CO + CO_2 + CH_4 + C_2H_6 \quad (1.1)$$

où $(C_6H_{10}0_5)_n$ représente la cellulose.

(2) La cellulose non déshydratée se décompose pour former du levoglucosan qui produit à son tour des hydrocarbures volatils. Ces hydrocarbures sont ensuite évacués avec les autres gaz et forment 70 % de la valeur calorifique de la flamme. Cette réaction de pyrolyse est un mécanisme dit de «unzipping» de la molécule de cellulose [7].

$$(C_6H_{10}0_5)_n \xrightarrow{280°C-340°C} \text{Hydrocarbures} \quad (1.2)$$

Ces deux réactions mènent à la production de charbon et d'hydrocarbures. Elles s'effectuent à des vitesses de formation différentes. Il semblerait qu'une température basse favorise la formation de charbons [13].

La présence d'une flamme dépend du taux de génération en gaz de pyrolyse, notamment en hydrocarbures. La composition de ces gaz dépend de la quantité d'énergie reçue par la végétation [4], de la quantité d'oxygène, de la composition des végétaux et de la température.

1.1.3 La combustion

La combustion des feux de végétation est bien décrite dans la littérature [3], [4], [7], [12], [16], [17]. Elle se produit lorsque le combustible atteint la température d'inflammation T_{ign} : température à laquelle le débit en gaz de pyrolyse est suffisamment important pour que la combustion s'auto-entretienne après allumage par une flamme pilote [18].

Dans le phénomène d'incendie, on distingue deux types de combustion :

- une combustion avec flammes ;
- une combustion avec braises.

Ces deux types de combustion sont liés aux différentes espèces chimiques produites lors de la pyrolyse du végétal (voir la section précédente). Le rapport entre quantité de charbons et d'hydrocarbures détermine le phénomène de combustion dominant. En effet, un incendie où la quantité de braises est élevée produit des gaz non-inflammables qui peuvent limiter la combustion avec flamme. Lors de la propagation, au sein du front de flamme c'est la combustion avec flammes

qui domine contrairement à l'arrière du front de flamme où l'on observe une combustion avec braises (cf. figure 1.1). Ces différentes étapes sont généralement présentes en même temps au cours de la propagation.

Pour Byram [3] la combustion complète du bois, contenant une quantité m d'eau (en pourcentage), peut être décrite par l'équation chimique suivante :

$$4\,C_6H_9O_4 + 25\,O_2 + 0.322m\,H_2O + 94\,N_2 \longrightarrow \\ 18\,H_2O + 24\,CO_2 + 0.322m\,H_2O + 94\,N_2 + Energie \quad (1.3)$$

La molécule $C_6H_9O_4$ est une molécule équivalente à celle du bois qui peut être utilisée pour décrire le phénomène de combustion. Dans le cas de combustions incomplètes certaines substances (telle que l'eau) se condensent pour ensuite former des espèces chimiques présentes dans les fumées.

Pour maintenir la combustion, l'énergie libérée lors des réactions doit être suffisante pour entretenir la pyrolyse du matériau : on parle d'énergie de combustion. Elle correspond à la quantité de chaleur libérée par l'oxydation d'une molécule de combustible dans des conditions stœchiométriques [13]. Elle est relativement constante pour les différents combustibles rencontrés lors des feux de forêts. On parle également de pouvoir calorifique inférieur, PCI, ou supérieur PCS.

1.1.3.1 Combustion avec flammes

On distingue 4 types de flammes [19] :

- flammes de prémélange laminaires ;
- flammes de diffusion laminaires ;
- flammes de prémélange turbulentes ;
- flammes de diffusion turbulentes.

Les flammes rencontrées lors des incendies de végétation sont des flammes de diffusion turbulentes. Dans une flamme de diffusion le combustible et l'oxydant sont séparés. La combustion s'effectue alors dans la zone de rencontre. La turbulence favorise la rencontre des espèces chimiques sauf à la base de la flamme qui reste riche en gaz de pyrolyse (zone noire). Dans le cas des feux ouverts, la quantité d'air entraîné au niveau de la flamme est plus importante que celle nécessaire pour effectuer la réaction. Les gaz de combustion issus de la pyrolyse sont généralement composés d'hydrogène, de monoxyde de carbone et d'hydrocarbures (CH_4 par exemple). Ces molécules réagissent avec les espèces réactives (atomes et radicaux comme $H^\bullet$, $OH^\bullet$ et $CH_3^\bullet$) produits dans la partie chaude de la flamme. Les radicaux formés dans un second temps, se décomposent rapidement pour former des radicaux hydrocarbonés plus légers ($CH_3^\bullet$ par exemple) qui vont s'oxyder ensuite pour former les molécules CO, H_2O et CO_2. La concentration en radicaux est dominée par des réactions en chaîne [13]. Si la température au sein de la flamme est

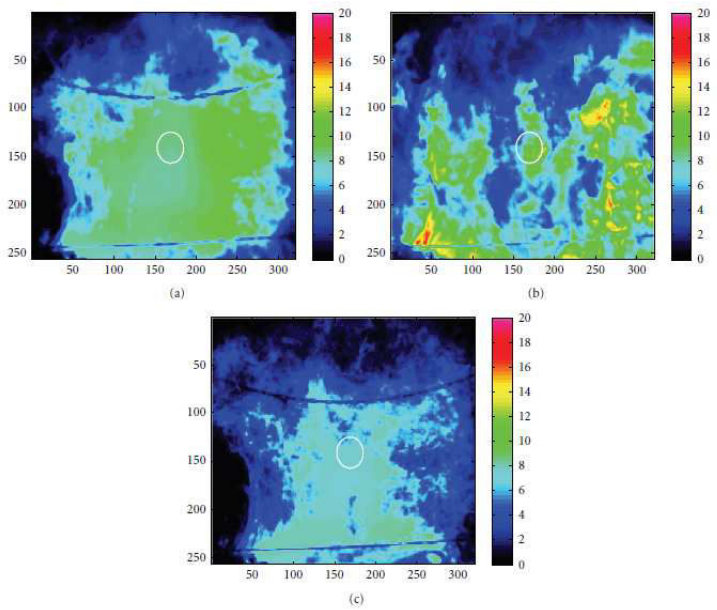


FIGURE 1.2 – Intensité spectrale mesurée par une caméra infrarouge pour (a) CO_2, (b) H_2O et (c) les suies [20]

inférieure à 1000 K certaines réactions chimiques plus complexes s'établissent avec apparition des molécules de CO, de NO_x, d'hydrocarbures imbrûlés ou d'hydrocarbures polyaromatiques et de suies (particules de carbones responsables de la couleur jaune des flammes). Les températures et les concentrations en espèces au sein des flammes ne sont pas homogènes. Des mesures par caméra infrarouge du rayonnement émis par les espèces CO_2, H_2O et les suies ont été effectuées par Boulet et coll. [20]. Les images montrent de grandes variations au sein d'une même flamme (cf. figure 1.2).

L'énergie libérée par la combustion est directement liée à la formation des molécules CO et CO_2. Au cours d'une combustion totale, les produits de combustion sont CO_2 et H_2O. La formation en CO peut se produire dans des zones riches en gaz de pyrolyse où la température est moins élevée.

Au bout d'un certain temps, la flamme commence à s'affaiblir et finit par s'éteindre. Ce phénomène s'explique par plusieurs mécanismes :

(1) une baisse de la quantité de gaz volatils ;
(2) la formation d'une couche de charbon à la surface du combustible (couche isolante) ;
(3) le manque de combustible.

A l'échelle des feux de forêt, le phénomène de combustion est plus compliqué à modéliser. En effet, on observe de grandes échelles de turbulence induites par des variations de topographie, de vent et de végétation (charge, type ...) [21]. Ces paramètres influencent la dynamique de la combustion : un vent ou une pente dans le sens de propagation augmentent la quantité de braises contrairement à une propagation à contre-vent ou à contre-pente.

La modélisation de la chimie de combustion peut être faite pour des géométries à 2 ou 3 dimensions avec des réactions chimiques complexes. Elles peuvent intégrer la résolution des équations de Navier-Stokes avec des modèles de turbulences [17]. Certains codes numériques de mécanique des fluides appliqués aux feux de forêt [15], [22] intègrent des réactions chimiques.

Le processus peut être décrit de manière plus simple en utilisant une formulation globale des réactions chimiques. Il n'est alors plus nécessaire d'intégrer toutes les étapes rencontrées au cours de la combustion :

$$(\mathrm{CH_2O})_\mathrm{n} + 2\mathrm{n}\,\mathrm{O_2} \longrightarrow \mathrm{n}\,\mathrm{CO_2} + \mathrm{n}\,\mathrm{H_2O} \tag{1.4}$$

1.1.3.2 Combustion avec braises - feu couvant

Le premier processus de pyrolyse (cf. équation 1.1) mène à une combustion sans flamme qui commence à des températures comprises entre 500 à 600°C. La cinétique de cette réaction dépend du débit d'oxygène arrivant à la surface du combustible. Cette combustion produit les molécules CO_2 et CO qui peuvent limiter la combustion avec flammes. Cette combustion est présente dans la zone de réaction et à l'arrière du front de flamme. Elle se retrouve dans le phénomène de feu couvant qui peut se produire dans des conditions extrêmes (forte humidité et concentration en oxygène de 5 %).

Deux réactions principales sont présentes :

$$2\,\mathrm{C} + \mathrm{O_2} \xrightarrow{850K} 2\,\mathrm{CO} \tag{1.5}$$

$$\mathrm{C} + \mathrm{O_2} \xrightarrow{900K-950K} \mathrm{CO_2} \tag{1.6}$$

1.1.4 Les facteurs d'influence sur la propagation

La vitesse de propagation dépend de la capacité de l'incendie à fournir une énergie suffisante à la végétation imbrûlée. Il existe de nombreux facteurs participant à la dynamique de propagation [23] :

- La topographie ;
- La végétation ;
- Les conditions météorologiques.

Il faut rappeler que dans la réalité les différents facteurs interviennent en même temps et qu'il est souvent difficile de n'observer qu'un seul des facteurs à la fois. Des expériences en laboratoire sont généralement nécessaires pour identifier l'influence d'un seul paramètre à la fois.

1.1.4.1 Le végétal

La végétation est un milieu poreux [4], [5], [24] composé d'une phase gazeuse et d'une phase solide. Les particules solides sont généralement de taille, de géométrie et de composition différentes. On classe la végétation en trois strates :

- le sol ou litière : matière organique en décomposition ;
- la surface : arbustes, herbes ;
- la canopée : branches, cimes des arbres.

La végétation est un milieu complexe, difficile à caractériser et à modéliser. Différentes approches existent pour modéliser le comportement physique de la végétation (dégradation, évaporation ...). Par exemple, Rothermel [25] propose une description globale de la végétation. La dynamique de la propagation est fortement liée aux caractéristiques du végétal :

- la teneur en eau, TE, varie selon les conditions météorologiques [23], [26] ;
- la concentration en minéraux ;
- le PCI ou le PCS ;
- la quantité de combustible contenu dans la hauteur de la strate.

Il a été observé qu'une teneur en eau de 30 % empêche toute propagation [25].

1.1.4.2 Effet de la topographie

La topographie a une influence non négligeable sur la propagation. Elle regroupe différents facteurs [23] :

- l'altitude, influençant le taux d'oxygène ;
- la pente ;
- l'exposition solaire ;
- le climat.

Tous ces paramètres influencent les caractéristiques de la végétation et la teneur en humidité : leurs conséquences sur la propagation restent indirectes. Seul l'effet de la pente a un effet immédiat sur la propagation [23]. De nombreuses études numériques et expérimentales se sont intéressées à l'effet de la pente sur la dynamique de la propagation [5], [25], [27]–[31]. La difficulté de ce paramètre est qu'il influence à la fois les transferts de chaleur par convection (à cause de l'interaction entre la topographie et le front de flamme) et par rayonnement (modification de la géométrie du front et par conséquent du facteur de forme). Dupuy et Maréchal [30] ont observé, par l'utilisation de capteurs de flux, qu'il existe deux régimes : entre 0° et 20° le rayonnement domine, alors qu'au delà c'est la convection. Morandini et coll. [28] ont utilisé un système PIV et un dispositif de chimiluminescence par les radicaux excités $OH^{\bullet *}$ pour étudier les mouvements convectifs lors de propagations en pente. Ils constatent l'augmentation de l'écoulement entraîné par le front et la présence d'un vent local poussant les gaz chauds vers la végétation imbrûlée favorisant le préchauffage par convection. Malgré toutes ces études, la compréhension de l'effet

de la pente reste encore incomplète [28].

1.1.4.3 Effet de la météorologie

Les conditions environnementales englobent différents paramètres :

- la température de l'air ;
- l'humidité de l'air ;
- les précipitations ;
- le rayonnement solaire ;
- les conditions atmosphériques ;
- le profil du vent.

Les conditions environnementales varient au cours du temps (même au cours d'une journée) et influencent très fortement la teneur en eau de la végétation. La propagation le long de la pente peut être 20 fois plus rapide que sur terrain plat. Alors que l'effet du vent peut augmenter la vitesse de propagation d'un facteur 100. C'est le paramètre le plus influent sur la propagation. Une des difficultés de la modélisation de l'effet du vent est l'estimation des vitesses. En effet au niveau du sol, on observe un très fort gradient de vitesse selon l'altitude, gradient qu'il n'est pas toujours facile de déterminer.

De nombreuses études ont été réalisées afin de comprendre l'effet du vent sur la convection (Pitts [32]). Anderson et Rothermel [33], [34] ont constaté que la convection pouvait jouer un rôle important lors de propagation avec vent. Beer [35] montre que la vitesse du front de flamme peut augmenter de 50 % ou plus pour des vents compris entre 2 $m.s^{-1}$ et 6 $m.s^{-1}$ et qu'il existe une vitesse de propagation limite. De plus les fluctuations du vent peuvent décoller la flamme du lit et favoriser le préchauffage de la végétation. Il constate également que la structure de l'écoulement est tridimensionnelle à travers et autour du front de flamme.

1.1.5 Les types de feux de végétation

On observe trois types de feux de forêts [23] (cf. figure 1.3) :

- **Les feux de litière** : feux sans flamme brûlant la matière organique présente dans le sol. C'est une propagation très lente qui a peu de chance de se transformer en feu de surface ;
- **Les feux de surface** : feux se propageant au niveau du sol sur de la végétation vivante (arbustes, feuilles) ou morte (branches, feuilles mortes) ;
- **Les feux de cimes** : dans certains cas les feux de surface peuvent se propager aux cimes des arbres. On distingue alors deux modes de propagation :
  - les feux passifs : il n'y a pas propagation du feu d'arbre en arbre ;
  - les feux actifs : le feu se propage d'arbre en arbre.

Les feux de cimes sont les plus dangereux : avec la présence d'un vent ces feux peuvent se déplacer très rapidement. L'interaction avec l'atmosphère est très importante à cause de hauteurs

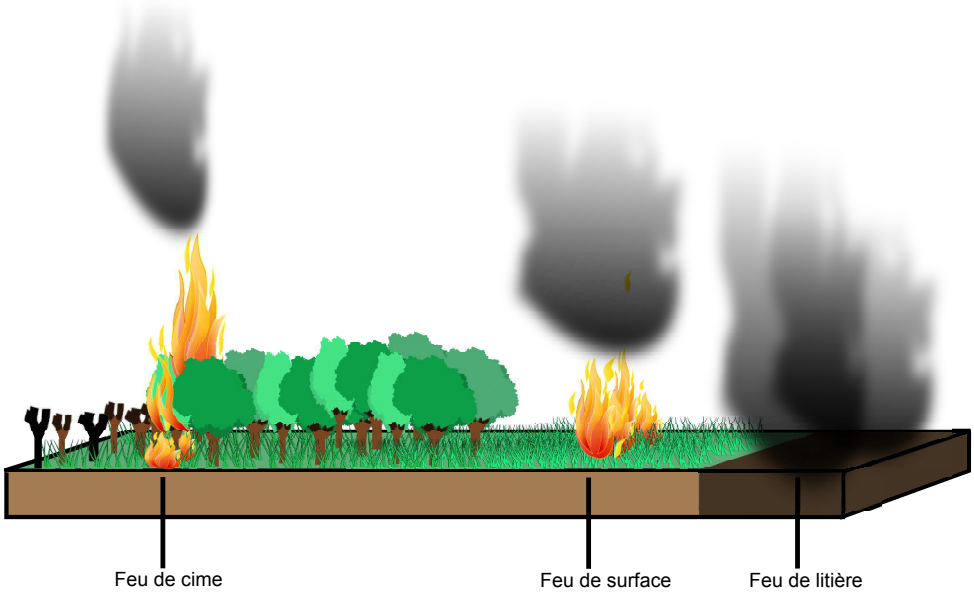


FIGURE 1.3 – Les différents types d'incendies de végétation

de flammes élevées.

A noter que dans certains feux de forêt (notamment les feux de couronnes) des particules solides incandescentes (brandons ou escarbilles) peuvent être transportées par convection (vent ou panache) et favoriser la propagation [23]. Elles peuvent voyager sur plusieurs kilomètres [36] et enflammer une partie de la végétation non touchée par l'incendie. C'est un phénomène redouté par les sapeurs-pompiers en intervention puisqu'il multiplie les zones d'incendies (on parle de «spot fires»).

1.2 Caractéristiques du feu

Cette partie a pour objectif de décrire en détails les propriétés physiques et géométriques du front de flamme.

1.2.1 Description géométrique

1.2.1.1 La flamme

La flamme observée n'est généralement pas laminaire, elle est sujette au phénomène de turbulence provoqué par la présence de vent et des forces de flottabilité.

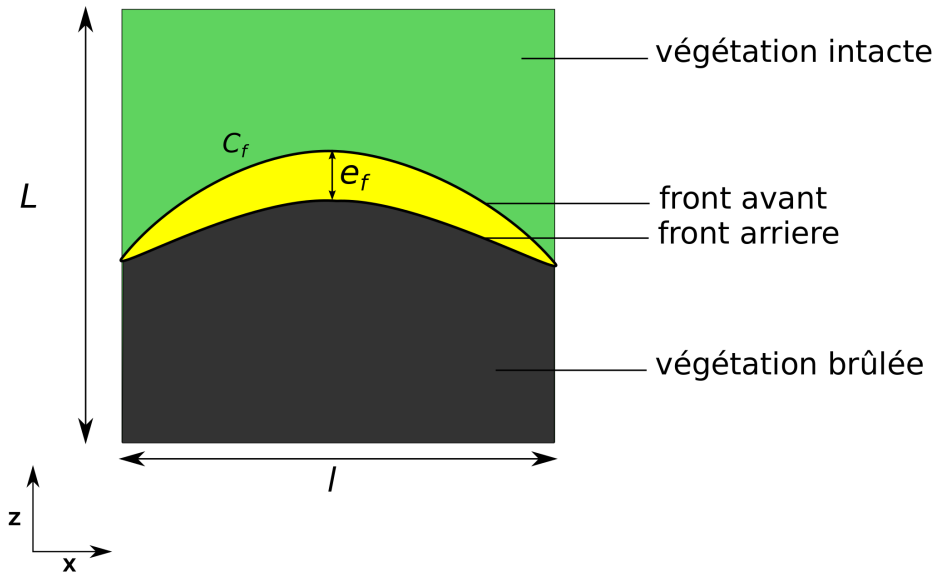


FIGURE 1.4 – Géométrie du front de flamme vu du dessus

On distingue 3 zones dans une flamme [13], [19] :

(1) une zone persistante ou continue : accélération des gaz de pyrolyse, la température est relativement constante autour de 900°C ;
(2) une zone intermittente : la hauteur de flamme est variable et dépend de la turbulence, la température chute jusqu'à la partie haute de la flamme (point de fumée) ;
(3) le panache.

Avec la hauteur, la concentration en gaz combustibles et la température diminuent, on observe également un étirement de la flamme.

1.2.1.2 Front de flamme

Un front de flamme est souvent décrit par une géométrie triangulaire [30]. La géométrie du front de flamme est souvent caractérisée par les paramètres suivants :

- la hauteur de flamme H_f ;
- la longueur de flamme L_f ;
- l'angle d'inclinaison θ_s ;
- l'épaisseur du front de flamme e_f ;
- la longueur du front C_f.

Ces différentes grandeurs sont représentées sur les figures 1.4 et 1.5.

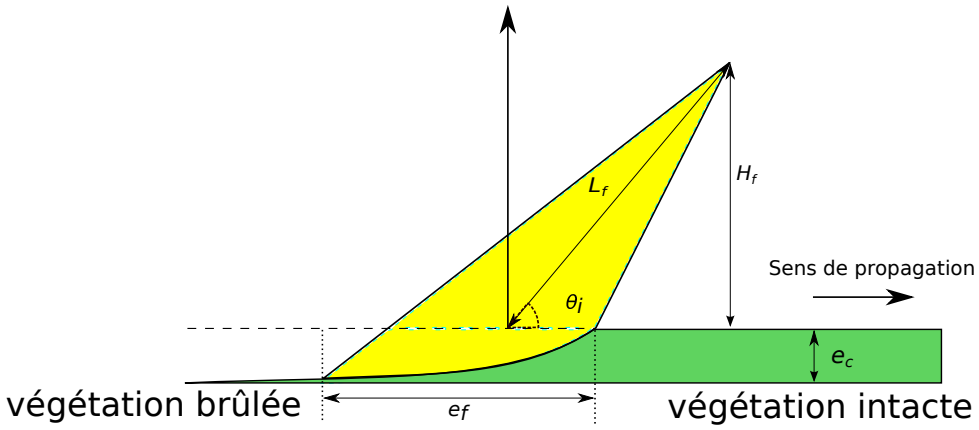


FIGURE 1.5 – Géométrie du front de flamme vu de profil

1.2.2 Température

La température d'une flamme dépend du processus de combustion. Les gaz volatils issus de la pyrolyse réagissent avec l'air pour produire d'autres gaz et de la chaleur. D'après Chandler et coll. [6], la température d'une flamme est un paramètre difficile à déterminer car elle varie sur une grande gamme de valeurs et très rapidement. De plus, le champ de température dans un incendie n'est pas homogène, la température dépend des conditions locales rencontrées. Il est donc difficile de parler d'une unique température de flamme.

Chandler estime que si le bois brûle dans le cas d'une combustion totale, la température adiabatique de la flamme atteint 1920 °C. La température adiabatique est une température théorique où l'on suppose qu'il y a combustion sans perte de chaleur. Selon Drysdale [13], pour la majorité des hydrocarbures, elle est de 1600 $\pm$ 100 K. Dans la réalité il n'est pas possible de réunir ces conditions.

La combustion est dépendante de la concentration en oxygène : si l'apport en oxygène est trop faible, la combustion est incomplète et la température est plus faible que la température adiabatique. Dans le cas contraire, un trop grand apport en oxygène nécessite de fournir une plus grande quantité d'énergie pour atteindre les conditions d'inflammabilité. Les feux les plus chauds peuvent aboutir à des températures de 1500 °C et les plus froids à des températures de 800 °C.

Expérimentalement, la température de flamme est difficile à déterminer [21] puisqu'elle n'est pas uniforme dans la flamme et dépend des conditions locales. Une grande partie des mesures des températures des flammes est faite par thermocouples, ces mesures sont souvent incertaines [37]. Sullivan souligne que les valeurs mesurées par les thermocouples ne sont pas fiables puisqu'elles dépendent du transfert de chaleur au sein du thermocouple (fortement influencées par le rayonnement des flammes), du temps de réponse (fonction de l'épaisseur du thermocouple) et de la position du thermocouple dans la flamme.

Des mesures montrent également que la température dépend de la hauteur de flamme. La température croit depuis le sommet de la flamme (de l'ordre de 500 K [38], [39]) jusqu'à la surface

Auteur de l'étude	Température [K]
Philpot (1965)	1727
Den Breejen (1998)	1348
Dupuy (1998)	1243
Whittaker (1961)	1113
Wotton (2010)	1300
Sullivan (2003)	1200
Smith (1992)	1423 - 1523
Yuan and Cox (1997)	1170
Yuan and Cox (2011)	1623 - 1823

TABLE 1.1 – Température mesurée dans la zone continue d'une flamme de diffusion turbulente, certaines valeurs proviennent de Sullivan et coll. [21] et Babrauskas [19]

du lit de combustible [21], [39]. Il existe d'autres méthodes de mesure comme la thermographie infrarouge, la méthode par fluorescence planaire induite par laser (PLIF) ou des substances qui changent de couleur avec la température. Mais ces techniques sont plus lourdes à mettre en place et nécessitent parfois des connaissances sur les propriétés des flammes (par exemple : la thermographie infrarouge nécessite la connaissance de l'émissivité de la flamme). Boulet et coll. [20] ont mesuré des températures de flammes de végétation comprises entre 1400 K et 1600 K grâce à un spectromètre FTIR dans un tunnel à feu du CEREN pour de la frisure de bois et du chêne kermès.

Des exemples de températures de flammes mesurées expérimentalement sont reportés dans le tableau 1.1.

1.2.3 Puissance

Un autre paramètre clef est la puissance libérée par la combustion, $\dot{Q}$, appelé HRR (Heat Release Rate) [7], [13] :

$$\dot{Q} = \chi_c \dot{m}_p S_f \Delta H_g \tag{1.7}$$

où χ_c désigne l'efficacité de la combustion (comprise entre 0 et 1), $\dot{m}_p$ est le taux de perte en masse du combustible, S_f la surface du combustible et ΔH_g la chaleur de combustion.

Lors de la combustion, cette puissance est convertie en deux parties : une puissance convective $\dot{Q}_{conv}$ et une puissance radiative $\dot{Q}_{rad}$. On peut aussi s'intéresser à la puissance de réaction qui correspond à l'énergie totale dégagée par unité de surface divisée par le temps de combustion. Elle est généralement déterminée par la perte en masse du combustible et la chaleur de réaction.

La perte en masse d'un combustible $\dot{m}_p$ est reliée au flux reçu par les flammes et au flux perdu par rayonnement et convection [13] :

$$\dot{m}_p = \frac{(\dot{Q}_r - \dot{Q}_p)}{L_v} \tag{1.8}$$

avec $\dot{Q}_r$ le flux reçu, $\dot{Q}_p$ le flux perdu par le combustible et L_v la chaleur latente de gazéification.

On parle généralement de rétro-contrôle : c'est l'énergie libérée qui contribue à la libération des gaz de pyrolyse. La puissance gagnée est la différence entre le flux reçu $\dot{Q}_r$ et le flux perdu $\dot{Q}_p$. A partir de la connaissance de la chaleur latente de pyrolyse L_v et du bilan thermique $(\dot{Q}_r - \dot{Q}_p)$, on en déduit la perte en masse $\dot{m}_p$. La chaleur latente de gazéification dépend du type de combustible (cf. tableau 1.2). Le flux émis par les flammes dépend donc de la réponse en perte de masse $\dot{m}_p$ du système [7].

Une autre manière de déterminer $\dot{Q}$ est de connaître la puissance émise par rayonnement (des gaz et des suies), $\dot{Q}_{rad}$[40]. Elle correspond à la fraction χ_r de la puissance totale du feu :

$$\dot{Q} = \frac{\dot{Q}_{rad}}{\chi_r} \tag{1.9}$$

Il est généralement admis que cette valeur se situe autour de 0,3 [13]. Par exemple, dans WFDS celle-ci est fixée à 0,35. De nombreuses études existent pour essayer de déterminer cette valeur [41], [42], mais elle reste souvent difficile à évaluer.

Lors de la propagation de l'incendie, il n'est pas toujours possible d'évaluer la perte en masse et les flux. Une possibilité est de mesurer l'intensité du feu à l'aide de la formule de Byram [3] :

$$I_B = PCI\rho_c ROS \tag{1.10}$$

Avec ρ_c, la charge de combustible consommée, et ROS (Rate Of Spread) la vitesse de propagation du front. C'est le PCI qui est utilisé pour ne pas tenir compte de la quantité d'eau présente dans le combustible et qui n'est plus présente lors de la combustion.

Dans certains modèles de propagation l'intensité est calculée avec la relation suivante [43] :

$$I_B = I_r\, t_r\, ROS \tag{1.11}$$

où t_r est le temps de résidence du front et I_r l'intensité de réaction qui doit être calculée expérimentalement. Généralement le temps de résidence est calculé avec la relation : $t_r = 189 d_p$ où d_p est le diamètre de la particule de combustible en centimètres.

L'intensité est la puissance du feu par unité de longueur du front (W.m^{-1}). La connaissance de l'intensité permet de calculer la puissance totale si l'on connaît la longueur du front de flamme,

Matériaux	$L_v \times 10^6$ [J.kg^{-1}]
Thuja plicata (Western Red cedar)	3.27
Pin de Monterey	3.22
Pseudotsuga menziesii («sapin de Douglas»)	2.64
Eucalyptus regnans ou Eucalyptus delegatensis	2.57
Eucalyptus pilularis	2.54

TABLE 1.2 – Valeurs de L_v pour différents bois (valeurs prises de Drysdale [13])

C_f :

$$\dot{Q} = I_B \, C_f \tag{1.12}$$

1.2.4 Hauteur

La hauteur moyenne de flamme H_f est la hauteur à laquelle la flamme «lumineuse» est présente à 50 % du temps [18]. Plusieurs études se sont intéressées à la détermination de la hauteur de flamme [3], [13], [44]–[47]. De nombreuses corrélations ont pu être établies [48].

Byram [3] donne une formulation empirique de la hauteur de flamme obtenue pour des expériences de propagation avec de l'herbe comme combustible :

$$H_f = 0.0775 I_B^{0.46} \tag{1.13}$$

Il existe également un nombre adimensionnel Q^* crée par Zukoski [18] pour caractériser la hauteur de flamme. C'est un nombre équivalent au nombre de Froude.

$$Q^* = \frac{\dot{Q}}{\rho_{air} Cp_{air} T_{amb} \sqrt{gD} D^2} \tag{1.14}$$

avec $\dot{Q}$ la puissance libérée par la combustion, Cp_{air} la capacité thermique de l'air ambiant, ρ_{air} la masse volumique de l'air, T_{amb} la température ambiante, et D le diamètre du bac d'hydrocarbures.

Ce nombre adimensionnel, Q^*, représente le rapport entre la puissance libérée par la combustion et les forces de flottabilité. Avec cette formulation et les données expérimentales $\frac{H_f}{D} = f(Q^*)$ fournies par de nombreux travaux, McCaffrey [18] a déterminé 3 régimes :

(1) les feux où les hauteurs sont du même ordre de grandeur que le diamètre du feu ;
(2) une zone intermédiaire où toutes les flammes sont similaires ;

(3) une zone correspondant aux flammes de jet où les hauteurs sont 100 fois plus grandes que le diamètre du feu.

Pour le régime 1 et 2 on peut utiliser la corrélation de Heskestad :

$$H_f = -1.02D + A\dot{Q}^{2/5} \tag{1.15}$$

avec A :

$$A = 15.6 \left[\frac{C_p T_{amb}}{g\rho_{air}^2 (PCI/r)^3} \right]^{1/5} \tag{1.16}$$

où r est le rapport stœchiométrique de la masse d'air sur la masse de gaz volatils. Il est à noter que la corrélation d'Heskestad a été établie pour des feux de bacs circulaires. Il existe d'autres travaux dans la littérature qui ont établi des corrélations pour des feux rectangulaires [49].

Il est essentiel de déterminer cette hauteur pour connaître la zone d'exposition au feu du combustible et calculer le transfert de chaleur par rayonnement.

Dans son modèle, Billaud [40] utilise la relation de Heskestad [45] pour une propagation sans vent. Pour une propagation avec vent, il applique la relation de Putnam [50].

$$H_f = H_{f0}(1 + 4\frac{U^2}{gH_{f0}})^{-0.5} \tag{1.17}$$

avec H_{f0} la hauteur de flamme sans vent, U la vitesse du vent et g l'accélération de la pesanteur.

1.3 Le transfert de chaleur

D'après Baines [51] les différents modes de transfert de chaleur rencontrés lors de la propagation d'un feu sont :

- le rayonnement des flammes au dessus de la litière ;
- le rayonnement du combustible en train de pyrolyser ;
- la conduction à travers le combustible ;
- la convection provenant des gaz chauds. On observe un mouvement convectif fluctuant (turbulence générée par les flammes), stationnaire (présence des flammes au dessus du lit) et forcé (si présence de vent) ;
- le rayonnement des braises ;
- le refroidissement convectif avec l'atmosphère.

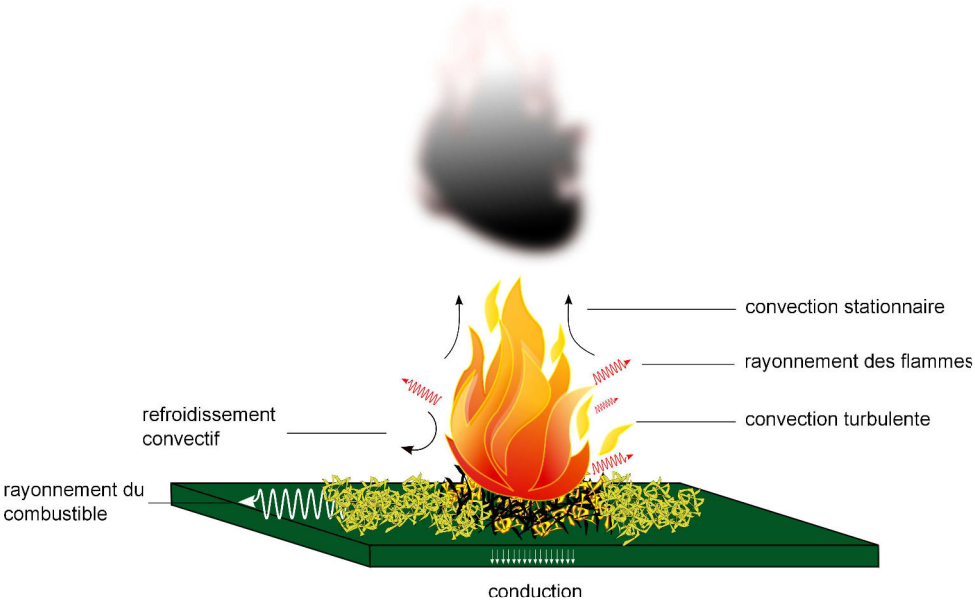


FIGURE 1.6 – Les transferts de chaleur au sein d'une flamme

Les différents transferts sont résumés sur la figure 1.6. La difficulté de la modélisation réside dans le choix des mécanismes majeurs responsables de la propagation d'un feu de végétation. La conduction est souvent négligée [52]. En effet, son impact et son rayon d'intervention sont très faibles par comparaison avec le rayonnement ou la convection. Actuellement, on ne sait pas quel transfert est prédominant entre le rayonnement et la convection. On peut penser que cela dépend des conditions environnementales et du type de feu. Finney et coll. [53] ont réalisé plusieurs expériences dans un tunnel à feu et mesuré par des caméras infrarouges, thermocouples et des capteurs de flux le transfert de chaleur entre le combustible (des morceaux de carton) et le front de flamme. Ils montrent que la convection semble jouer un rôle essentiel dans la propagation des feux de forêt.

1.3.1 Le rayonnement

Le rayonnement impliqué dans la propagation provient des espèces gazeuses, des suies présentes dans le volume de flamme et des braises. Pour les espèces gazeuses et les suies, on parle d'émission volumique car ellse se produit dans le volume occupé par les gaz.

1.3.1.1 Rayonnement des suies

Les suies sont des particules de carbone de 10 à 100 nm formées lors de la combustion [13]. Elles se présentent sous la forme de sphères, d'agglomérats ou de grandes chaînes [18]. A haute température, ces particules émettent, absorbent et diffusent du rayonnement. Leurs propriétés optiques dépendent de la longueur d'onde. Leur coefficient d'absorption, κ_{suies}, peut être modélisé, de façon approximative, par la relation [54] :

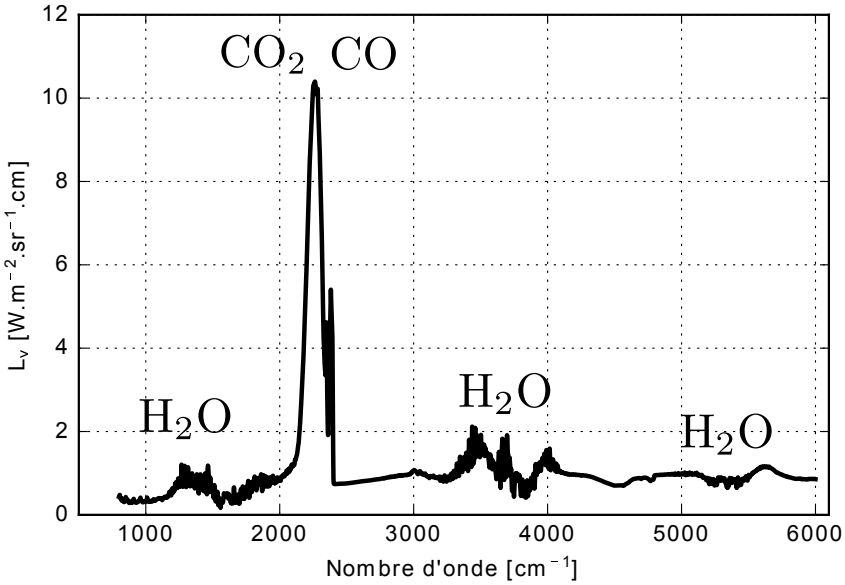


FIGURE 1.7 – Luminance spectrale obtenue par un spectromètre pour un feu de frisure de bois pour une largeur de 2 m

$$\kappa_{suies} = c\, f_v \nu \tag{1.18}$$

où c est une constante, f_v la fraction volumique en suies et ν le nombre d'onde.

1.3.1.2 Rayonnement des gaz

Le rayonnement des gaz est caractérisé par des bandes d'émission/absorption très marquées avec une forte variabilité spectrale. Entre 300 K et 3000 K l'énergie radiative, émise et absorbée, correspond à des changements d'état rotationnel ou vibrationnel des molécules CO_2, CO, H_2O, présentes dans les flammes [55], [56]. Un exemple de luminance spectrale pour une expérience de feu de végétation est présenté sur la figure 1.7. Cette luminance a été mesurée par spectrométrie IR et représente la luminance émise par la flamme, avec des pics caractéristiques du rayonnement des gaz (indiqués sur la figure 1.7).

La rayonnement de ces gaz peut être décrit par deux types de modèles : globaux et spectraux [57], [58].

Modèles globaux Ils ne permettent pas de description spectrale et intègrent le rayonnement sur l'ensemble du spectre. On trouve par exemple le modèle WSGG (Weighted-Sum-of-Gray-Gases), FSCK (Full Spectrum Correlated-K), SLW (Spectral Line-based Weighted-sum-of-gray-gases).

Modèles spectraux Ils peuvent permettre de déterminer précisément la luminance spectrale. Le modèle le plus fin est le LBL (Line by Line) basé sur une formulation des états vibrationnels des molécules mais très coûteux en temps de calcul. Le modèle SNB (Statistical Narrow Band) moins coûteux numériquement que le LBL, est un modèle statistique à bandes étroites. Il utilise une description sur des bandes spectrales souvent de largeur 25 cm^{-1}.

A noter que dans la plupart des modèles, les gaz sont plus simplement décrits par un modèle de gaz gris sans prise en compte de leurs propriétés spectrales.

1.3.1.3 Le rayonnement des braises

Les braises rayonnent à une température plus faible que les flammes. Le rayonnement est transmis et atténué par la végétation environnante. Dans leur modèle Hottel et coll. [59] déterminent la densité de flux radiatif émis par les braises et transmis à travers le lit à partir de la loi de Beer-Lambert :

$$\phi_b(x) = \frac{\phi_{b0}\sigma_c}{4} e^{-\frac{\sigma_c}{4}x} \tag{1.19}$$

avec ϕ_{b0} la densité de flux émis par les braises, σ_c le rapport surface/volume du combustible et x la distance parcourue dans le lit de végétation. $\phi_b(x)$ est alors une puissance par unité de volume emmagasinée par la végétation. Cette formulation est reprise dans le modèle de Adou et coll. [60] pour estimer le flux reçu par le combustible, provenant des braises.

1.3.1.4 Calcul radiatif

Pour modéliser le transfert radiatif au sein d'un feu il existe différentes approches :

- les modèles simplifiés de rayonnement entre surfaces ;
- la résolution de l'équation du transfert radiatif (ETR) ;
- les méthodes de Monte-Carlo.

Dans des cas simplifiés (transfert 1D, milieu non diffusant), on peut utiliser des solutions analytiques de l'ETR. Les modèles dits de flammes minces ou au contraire de flammes épaisses (voire surfaciques) peuvent se justifier avec cette approche. Ces modèles conduisent souvent à utiliser une émissivité équivalente. Collin et Boulet [61] ont montré les limites de telles approches. Ils établissent que le cas d'un milieu faiblement absorbant (flamme mince) est recommandé pour $\kappa e_f \ll 3$, avec e_f l'épaisseur de la flamme. Pour $\kappa e_f \gg 3$, l'erreur commise par l'utilisation d'un tel modèle peut atteindre 400 % dans les applications présentées.

En dehors de ces approximations, on peut résoudre l'ETR par méthode numérique (généralement des méthodes types Ordonnées Discrètes ou Volumes Finis dans le domaine des feux) [15], [62], mais le coût de calcul peut s'avérer rapidement excessif (peu utilisé en configuration 3D).

Plus récemment, les méthodes de lancers de rayon (en milieu transparent) ou de type Monte Carlo (en milieu participatif) ont été utilisées également [56], [58]. Ce sont des méthodes réputées coûteuses en temps de calcul mais elles sont particulièrement attractives en terme de précision.

1.3.2 La convection

La convection est l'autre mode de propagation influent lors de la propagation. Dans le cas de petits feux, la convection joue principalement un rôle à courte distance puisque ce sont les gaz chauds de la flamme, qui au contact du lit, vont chauffer la végétation [63]. Dans le cas de propagation avec vent, celui-ci va interagir avec la zone de flamme et modifier le transfert de chaleur entre les flammes et la zone de préchauffage. Dans la majorité des modèles, la convection n'est modélisée que dans les feux avec vent.

Dans la littérature, on trouve notamment le modèle de Koo et coll. [64], basé sur un bilan d'énergie considérant les différents modes de transferts. On trouve en particulier plusieurs termes pour la modélisation de la convection :

- En avant du front de flamme :

$$\phi_c = \frac{0.565 k_f Re_x^{1/2} Pr^{1/2}}{x l_f} (T_f - T(x)) \exp\left(\frac{-0.3x}{L_{l_f}}\right) \tag{1.20}$$

avec Re, le nombre de Reynolds, k_f la conductivité thermique de la flamme, Pr le nombre de Prandtl, L_{lf} la longueur de flamme, l_f l'épaisseur du lit de combustible et x la distance par rapport à la flamme.

- En arrière du front de flamme :

$$\phi_c = \frac{0.565 k_f Re_{L_f - x}^{1/2} Pr^{1/2}}{(H_{lf} - x) l_f} (T_{amb} - T) \tag{1.21}$$

Avec $Re_x = \frac{Ux}{\nu}$ où U est la vitesse tangentielle du vent.

Dans le modèle de Pagni et Peterson [65], on considère la convection pour des propagations avec vent. Ils distinguent deux effets de la convection induisant un préchauffage par les gaz chauds provenant des flammes et par la diffusion turbulente.

Dans le premier cas, l'énergie reçue s'écrit :

$$q_c = 0.037 C_{pg} \rho_g U Re^{-0.2} Pr^{-0.67} l_f^{-1} (T_f - T) \exp -0.185 Pr^{-0.67} x / L_{lf} \tag{1.22}$$

avec C_{pg} la capacité thermique des gaz, ρ_g la masse volumique des gaz.

Dans le cas d'un milieu très poreux, l'énergie reçue devient :

$$q_c = 2.1 k_g l_c N_c Re^{0.33} (T_f - T) \left(1 - (5\nu_g l_c N_c / U) x\right)^{\beta} \tag{1.23}$$

avec $\beta = 0.42 Re_c^{0.33} Pr^{-1}$, l_c la longueur du cylindre assimilé à la particule, N_c le nombre de particules par unité de volume, ν_g la viscosité cinématique des gaz.

L'énergie reçue par unité de volume due à la convection turbulente est donnée par :

$$q_{ct} = \frac{1}{L_t l_f} k_c C_{pg} \rho_g D_t (T_f - T) \exp \frac{\pi}{4} (x/L_t)^2 \tag{1.24}$$

où k_c est une constante, L_t la longueur caractéristique de la turbulence, D_t la diffusivité turbulente.

Dans le modèle utilisé par Drissi [66], on utilise la relation :

$$\phi_c = \frac{h_{conv}}{l_f} (T_f - T) \exp \frac{-0.3y}{H_{lf}} \tag{1.25}$$

avec

$$h_{conv} = \frac{k_g}{y} 0.037 Re_y^{0.8} Pr^{1/3} \tag{1.26}$$

Drissi précise que la végétation ne peut être chauffée que si elle se se trouve dans la zone d'influence d'une zone en feu. La définition de cette zone dépend de la direction du vent.

1.4 Les modèles de propagation

Des modèles ont été établis depuis les années 1940 afin de modéliser la propagation d'un front de flamme et d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques impliqués. Les approches dans la modélisation sont diverses et n'ont pas forcément le même objectif : certains modèles se veulent opérationnels, capables d'aider les pompiers lors des interventions alors que d'autres se veulent académiques, et n'ont pour vocation que de comprendre les phénomènes physiques impliqués. L'un des premiers modèles est celui de Fons [67] qui décrit la propagation comme une série d'allumages. Il établit une équation différentielle du premier ordre pour la température et implique comme mécanisme de transfert la convection forcée et le rayonnement. Ce modèle servira de base pour les modèles de Frandsens [68] et de Rothermel [25]. Ce dernier est un modèle quasi-empirique basé sur une loi de conservation de l'énergie et de nombreuses expériences. Il a pu être facilement implémenté dans le logiciel BEHAVE [69]. Son utilisation vise à aider les sapeurs-pompiers en intervention aux États-Unis.

La plupart des modèles se basent sur les mêmes équations mais avec des termes qui dépendent des processus physiques et des conditions aux limites. La difficulté de la modélisation se situe dans le fait que le problème est multiphasique avec des équations couplées non-linéaires à résoudre.

Il existe plusieurs revues faisant l'état de l'art dans le domaine de la modélisation de la propagation des feux de végétation [1], [11], [70]–[74]. Ces travaux permettent de suivre l'évolution des approches de la modélisation depuis le milieu du vingtième siècle. Ces modèles sont rangés dans certaines catégories. Cette classification varie selon les auteurs. La classification la plus récente a été établie par Sullivan [1], [70], [71]. Il classe les modèles selon trois grandes catégories :

(1) Physiques et quasi-physiques ;
(2) Empiriques et quasi-empiriques ;
(3) Simulations et mathématiques.

1.4.1 Les modèles physiques

On constate depuis environ 15 ans une nouvelle approche dans la modélisation du phénomène : la mécanique des fluides numérique. Ce domaine a permis l'émergence de nouveaux modèles de propagation [1] avec la prise en compte d'un maximum de phénomènes physiques.

De manière générale, un tel modèle se compose d'équations bilans couplées entre elles :

- équation de continuité ;
- équation de conservation du moment ;
- modèle de turbulence ;
- équation de la conservation de l'énergie ;
- équation de conservation des différentes espèces chimiques ;

La représentation de la phase végétale peut être complexe. Généralement le combustible n'est pas homogène : il se compose de particules de différentes tailles et d'espèces différentes (milieu hétérogène). Des sous-modèles sont utilisés pour décrire ce milieu complexe par un milieu équivalent. Cette approche permet de modéliser l'évolution des différentes grandeurs physiques du combustible (comme la teneur en eau, la charge ...).

La mise en place de ces modèles est délicate. En effet la propagation de feux de végétation est une combinaison entre des réactions chimiques (combustion et pyrolyse du végétal) se produisant à petite échelle et des phénomènes physiques présents à différentes échelles (de quelques millimètres à plusieurs kilomètres).

De plus l'utilisation d'un tel modèle nécessite la connaissance de nombreux paramètres d'entrée qui peuvent être difficiles à estimer [4] (généralement caractérisés par des expériences en laboratoire). Les sous-modèles utilisés sont parfois des approximations de certains phénomènes (par exemple la cinétique de combustion se limite à quelques espèces chimiques comme le CO, CO_2 ...). La taille du maillage joue un rôle essentiel pour représenter correctement les phénomènes physiques aux différentes échelles. Ces modèles sont très couteux en temps de cal-

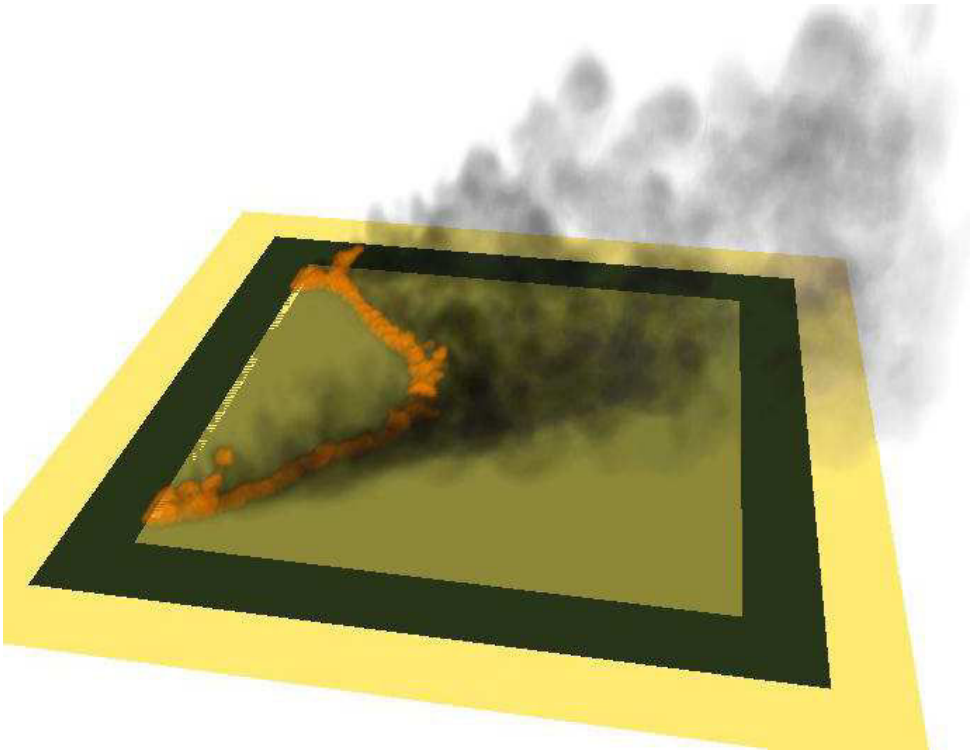


FIGURE 1.8 – Exemple de simulation d'une des expériences de Cheney et coll. [75] réalisée avec WFDS [62]

culs et nécessitent généralement des ressources informatiques importantes. La validation de ces modèles requiert des bases de données expérimentales à différentes échelles (du laboratoire à l'échelle de quelques hectares), dans des situations diverses (différentes végétations, avec ou sans vent/pente). La majorité des modèles n'est utilisée qu'à des fins académiques et ne peut pas être appliquée pour simuler des feux en temps réel.

Il existe de nombreux modèles de propagations physiques [1] comme par exemple WFDS (voir figure 1.8) basé sur le logiciel FDS, FIRESTAR, FIRETEC.

1.4.2 Les modèles quasi-physiques

Les modèles quasi-physiques ou semi-physiques [72] modélisent principalement les échanges de chaleur entre la flamme et la végétation. Ces modèles s'appuient sur la conservation de l'énergie pour une cellule de végétation. La chimie de combustion est simplifiée [70] voir non présente : on suppose que le résultat de la combustion est connu [72]. Les propriétés des flammes sont généralement imposées (température, géométrie, émissivité). La majorité des modèles se base sur le rayonnement comme principal mode de transfert de chaleur. Dans ce cas, le front est modélisé comme une surface opaque à température et émissivité constantes (par exemple le modèle d'Albini [76]). Le résultat de ces modèles est une expression analytique de la vitesse de propagation.

1.4.3 Les modèles semi-empiriques

Ces modèles s'appuient à la fois sur la modélisation physique de la propagation et des expériences réalisées en laboratoire ou à plus grande échelle. Les expériences sont analysées suivant les corrélations issues du modèle. L'un des plus célèbres modèles est le modèle de Rothermel [25].

1.4.3.1 Modèle de Rothermel

Créé en 1972, c'est un modèle inspiré des travaux de Frandsen [68]. La détermination de la vitesse de propagation est basée sur un bilan d'énergie. Ce bilan utilise la notion de flux de propagation qui englobe tous les processus de transferts thermiques (flux radiatif et flux convectif). De nombreuses expériences ont été effectuées par Rothermel pour établir les corrélations entre les paramètres du modèle. Le résultat de ce modèle est une formulation de la vitesse de propagation suivant les divers paramètres d'entrée :

$$ROS = \frac{I_R \psi (1 + C_w + C_s)}{\rho_b Q_{ign} \beta \epsilon_c} \tag{1.27}$$

où ψ est une fonction de propagation basée sur la masse volumique apparente et le rapport surface/volume du combustible, Q_{ign} est l'énergie d'inflammation, I_R l'intensité de réaction, C_w et C_s les coefficients caractérisant respectivement le vent et la pente, β_c la masse volumique apparente du combustible sec et ϵ_c l'efficacité de chauffe.

Cette vitesse nécessite de définir 11 paramètres d'entrées caractérisant le vent, la pente, la charge et des propriétés physico-chimiques de la végétation.

Facile à développer et peu coûteux numériquement, il est utilisé dans les logiciels FARSITE [77] et BEHAVE [78].

1.4.4 Les modèles mathématiques

Ces modèles ont pour objectif de décrire l'avancée du front de flamme à l'aide de relations mathématiques. Ces relations n'utilisent pas d'équations physiques et supposent généralement l'existence d'un feu [79].

1.4.4.1 Les méthodes lagrangiennes

Ces modèles se basent sur des observations expérimentales. En effet, il a été constaté que le contour du front de flammes adopte une forme d'ellipse plus ou moins étalée en fonction du vent ou de la pente. En 1982, Anderson et coll. [80] développent un modèle basé sur le principe des ondes de Huygens. A partir d'un premier contour de feu, celui-ci peut se discrétiser en points

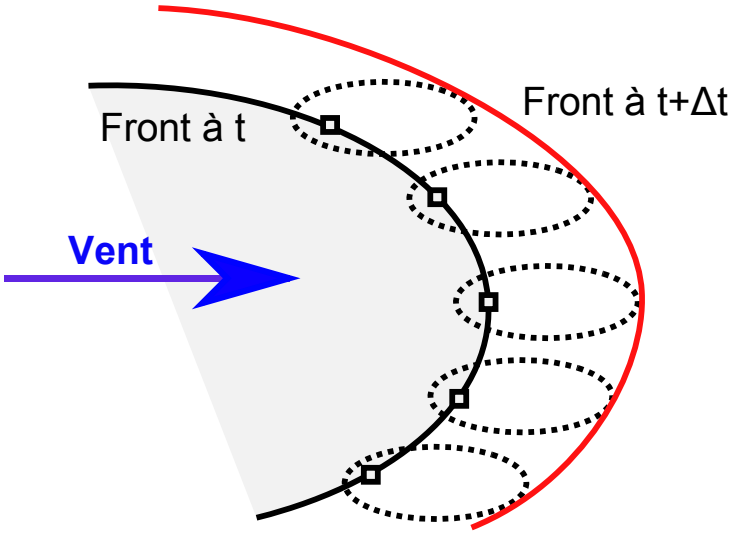


FIGURE 1.9 – Propagation d'un front de flamme avec le principe de Huygens

qui vont à leur tour devenir de nouveaux départs de feux. Ces nouveaux points sont les foyers des nouvelles ellipses qui vont dépendre de la vitesse de propagation, de la direction du vent et de la pente. Elles forment la nouvelle enveloppe du front (cf. figure 1.9). Dans certains modèles, des équations différentielles sont utilisées pour décrire l'évolution du contour du front [81]. Dans certains cas un couplage avec le modèle de Rothermel peut se faire afin d'avoir une vitesse de propagation en fonction de la végétation, du vent et de la pente. C'est ce qui est actuellement utilisé dans le logiciel FARSITE [77], [82].

Dans son modèle, Rehm [83] divise un front en particules lagrangiennes où le mouvement de chaque particule est décrit par deux équations différentielles.

On trouve également le code FOREFIRE [84], [85]. Dans ce modèle, le front de flamme est divisé en particules discrètes. La position de ces particules au cours du temps est déterminée à partir d'une fonction de vitesse de propagation. Elle est calculée grâce au modèle physique de Balbi et coll. [86] en considérant les différents paramètres physiques et géométriques du front de flammes. De nombreuses techniques ont été développées afin de détecter les collisions de particules ou la fusion de front. Ce modèle est actuellement implémenté sur une interface web [87] en libre accès.

1.4.4.2 Les méthodes eulériennes

Une autre possibilité pour décrire l'évolution du front de flamme est la méthode level-set. Cette approche permet de décrire directement l'évolution du contour du front. L'avantage est de pouvoir gérer facilement la fusion ou la division du front de flamme contrairement aux méthodes lagrangiennes. La méthode consiste à résoudre une équation différentielle du type [83] :

$$\frac{\partial \Phi(x,y,t)}{\partial t} + U_x \frac{\partial \Phi(x,y,t)}{\partial x} + U_y \frac{\partial \Phi(x,y,t)}{\partial y} = 0 \tag{1.28}$$

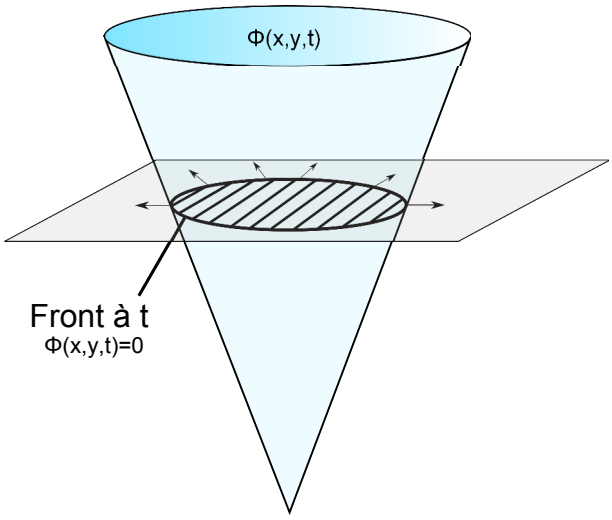


FIGURE 1.10 – Propagation d'un front par la méthode level-set

où $\Phi(x, y, t)$ est une fonction scalaire permettant de décrire le contour du feu, U_x et U_y les composantes du vecteur vitesse normale au front.

L'évolution du contour de feu est donc donnée par le contour de la fonction $\Phi(x, y, t)$ selon le plan pour $\Phi(x, y, t) = 0$ (cf. figure 1.10).

1.4.4.3 Les automates cellulaires

On distingue également la catégorie des automates cellulaires introduits par Ulam et Von Neumann dans les années 40. Le premier modèle de propagation basé sur cette théorie a été développé par Albinet et coll. [88] en 1986. Depuis, de nombreux modèles ont vu le jour. Sullivan [71] donnent une synthèse de l'ensemble de ces modèles. L'objectif de ces modèles est de décrire la propagation du feu de manière mathématique en divisant le domaine d'étude en cellules élémentaires où chacune est décrite par un état physique discret (en feu ou non, ...) à un temps donné. Le changement d'état d'une cellule est défini par des lois de transitions qui dépendent des modèles. L'avantage majeur de ces modèles est de pouvoir simuler et prédire l'avancée du feu plus rapidement que le temps réel. Cependant, de manière générale, ces lois de transitions manquent de modélisation physique, ce qui pénalise leur utilisation dans des conditions réelles (végétation hétérogène par exemple).

Plus récemment, des études se sont intéressées à des approches plus physiques pour décrire ces lois de transitions. Par exemple Li et Magill [89] en 2001 ont repris l'approche du modèle de Rothermel [25] pour élaborer des lois de transitions basées sur les conditions environnementales (charge, vent, inflammabilité du combustible ...). Sullivan et Knight [90] en 2004 ont utilisé un modèle basé sur la convection. Porterie et coll. [91] en 2007, Billaud [92] et Adou [60] ont développé un modèle de propagation de type «petit monde» basé sur des bilans thermiques (cf. figure 1.11). Conçue par Watts et Strogatz [93], la théorie des «petits mondes» est une classe particulière des automates cellulaires. Initialement, ces modèles se sont intéressés à l'étude de la propagation d'épidémies ou de phénomènes sociologiques (rumeurs par exemple). La différence

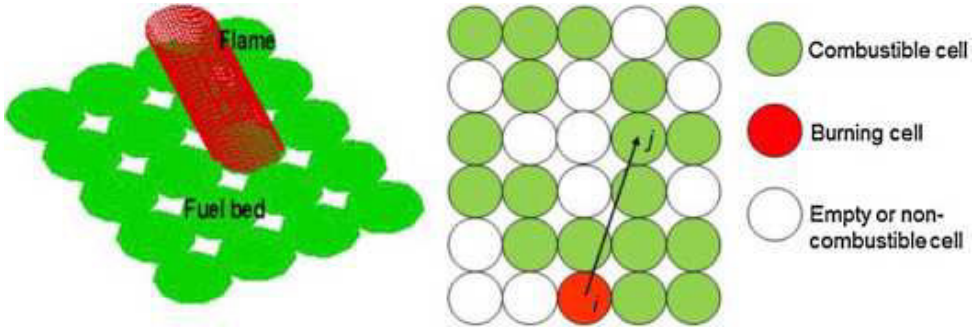


FIGURE 1.11 – Modèle Petit Monde développé par l'IUSTI [60]

entre les automates cellulaires et le réseau de «petit monde» réside dans la définition du voisinage d'une cellule. Pour les automates cellulaires, le voisinage est défini par les cellules qui sont toutes proches (4 cellules pour un voisinage de Moore et 8 pour celui défini par Von Neumann) alors que pour le réseau de «petit monde» la notion de voisinage est étendue par des interactions à longue distance entre les cellules. Dans la propagation du feu, le rayonnement ou l'émission de brandons sont bien des processus physiques à longue distance [91], ce qui justifie la méthode.

1.4.5 Les modèles empiriques

Les modèles empiriques ont pour objectif de comprendre le comportement du feu en effectuant de nombreuses expériences en laboratoire ou à échelle réelle. Cette approche se compose en général de 4 étapes [70] :

- Caractérisation de la couche combustible (prélèvement, par données cartographiques ...) ;
- mesure des paramètres météorologiques ;
- observation et mesure des grandeurs caractéristiques du feu ;
- corrélation statistique.

Ces expériences servent, généralement, à construire des systèmes d'indices de danger comme le Fire Danger Rating Systems en Australie, le Fire Behavior Prediction System et le National Fire Danger Rating System aux Etats-Unis.

1.5 Les études expérimentales

Cette partie résume la majorité des études expérimentales liées à la propagation des feux de végétation. Les approches sont très variées et les objectifs ne sont pas toujours les mêmes. Certaines études permettent de valider des modèles alors que d'autres s'intéressent à l'effet de certains paramètres sur la propagation. On peut notamment distinguer deux grandes familles d'expériences :

- les expériences en laboratoire : les conditions sont maitrisées et les expériences peuvent

être répétées ;
- les expériences à échelle réelle : longues à mettre en place avec des conditions environnementales difficiles à maîtriser ;

1.5.1 Expérimentations à l'échelle du laboratoire

Elles sont synthétisées dans le tableau 1.3. Les objectifs sont variés, parfois ciblés vers la validation d'un modèle. La propagation est souvent étudiée sur table à brûler et la métrologie est variable (thermocouples, caméras, chronomètres ...).

Acteur/Pays	Type d'essai	Métrologie	Objectif de l'étude
Rothermel et Anderson [34]	Table de 0,3 m × 2,4 m avec des aiguilles de pin (cf. figure 1.12)	Mesure de perte en masse, thermocouples, capteurs radiatif, photos, vitesse de l'air	Etude de l'impact l'humidité et du vent sur le ROS.
Fang et Stewart [94]	Table de 0,6 m × 1,2 m avec de la frisure de bois (peuplier). Des plaques sont positionnées sur les bords pour limiter l'entrée d'air	Thermocouples, capteur de flux radiatif, chronomètre	Etude de l'influence de l'humidité, de la porosité, de la charge et de la longueur des particules sur le ROS avec des mesures de la chaleur reçue par la végétation.
Emmons et Shen [95]	Propagation sur des bandes de papier de différentes tailles, espacement et densité	Mesure de la vitesse par un système de moteur afin de garder le feu à la même position	Etude de la vitesse et des régimes de propagation.
Rothermel [25]	Propagation sur une surface de 0,91 m × 2,44 m pour la frisure de bois et 0,91 m × 1,82 m pour les bûchers. Pour les propagations avec vent la surface est de 0,91 m × 3,7 m.	Mesure de la perte en masse, thermocouples	Les résultats permettent d'obtenir les corrélations nécessaires pour l'utilisation du modèle de Rothermel.
Frandsen [96]	Propagation sur des bûchers avec des particules de différentes tailles	Thermocouples	Etude de l'efficacité de chauffe des particules en fonction du rapport surface/volume.
De Mestre et coll. [97]	Propagation sur 1 m × 3 m avec aiguilles de pin	Thermocouple, chronomètre	Mesure de la température du combustible au cours du temps et de la vitesse de propagation.
Wilson et Ralph. [98]	Propagation sur 0,914 m × 3,05 m avec de la frisure et des morceaux de bois pour différentes tailles de particules	Mesure de la perte en masse	Influence de la teneur en eau sur la propagation.

McAlpine et Xanthopoulos [99], [100]	Propagation sur 0,915 m × 6,15 m dans un tunnel à feu avec des aiguilles de pin et de la frisure de bois	Ficelles positionnées sur le lit pour suivre l'évolution du front, caméras visibles, fil chaud, thermocouples, chronomètre	Etude de l'effet du vent, de la teneur en eau, du type de combustible et de la charge sur la propagation pour des allumages ponctuels. Les données sont comparées avec le système de prédiction des États-Unis et du Canada.
Nelson et Adkins [101]	Propagation sur une surface de 0,91 m × 4,88 m avec des aiguilles de pin et des palmiers	Thermocouples, vitesse du vent, caméras	Mesure des propriétés géométriques du feu pour établir une corrélation théorique avec l'intensité du front.
Wolff et coll. [102]	Propagations dans un tunnel à feu avec des particules de pin, bambou, bouleau, plastique	Thermocouples, caméras	Etude de l'effet de la longueur des particules, le type de combustible, le diamètre, la largeur du lit, la teneur en eau, l'hétérogénéité du lit sur la vitesse de propagation.
Catchpole et coll. [103]	Propagation sur des tables de 1 m × 2,4 m et dans un tunnel à feu sur une surface de 1 m × 4,7-7 m avec de la frisure et des bâtonnets de bois	Mesure de la perte en masse, caméras, photorésistances	Les mesures du ROS et de l'intensité sont comparées au modèle de Rothermel.
Weise et Biging [104]	Propagation sur 2,5 m × 0,9 m avec de la frisure de peuplier et des bâtonnets de bouleau	Caméras, thermocouples	Mesure de la longueur de flamme et de l'angle d'inclinaison du front pour différentes inclinaisons et vitesses de vent.
Catchpole et coll. [105]	Propagation sur 1 m × 5-8 m avec différentes tailles de frisure de peuplier et de pin	Photorésistances, caméras, fil chaud, sondes Pitot	Etude de l'effet du vent, de la masse volumique apparente, de la teneur en humidité, du combustible (type et géométrie) sur la vitesse de propagation.
Finney et coll. [53]	Propagation dans un tunnel à feu sur une surface de 1,22-2,45 m × 6 m avec des morceaux de papier carton	Caméras infrarouges, caméras visibles, caméra rapide thermocouples	L'objectif de ces expériences est de comprendre le rôle de la convection sur la propagation.
Dupuy [27]	Propagation sur une surface de 0,59-1,0 m × 1,50-1,70 m avec des aiguilles de pin	Mesure de la perte en masse, thermocouples, caméras, fils de coton	Etude de l'effet de la pente et de la charge sur la propagation.

Naville [106]	Propagation sur 2, m × 1,6 m avec de la frisure de bois	Caméras, mesure de la perte en masse, flux radiatif et total, températures	Etude de l'effet de la largeur et de la hauteur du lit, de l'inclinaison, de la densité, de la teneur en eau, et des conditions limites sur la propagation.
Dupuy et Maréchal [30]	Propagation sur 1-4 m × 10 m avec des aiguilles de pin (cf. figure 1.13)	Thermocouples, caméra infrarouge, capteurs radiatif et total, fils de coton	Etude de l'effet de la pente sur les transferts de chaleur par rayonnement et convection.
Silvani et coll. [52]	Propagation sur une surface de 4 m × 10 m avec de la frisure de bois	Thermocouples, caméras, capteurs de flux radiatif et totaux	Etude de l'effet de la pente sur la géométrie du front et des transferts de chaleur.
Santoni et coll. [107]	Propagation sur une surface de 0,9-1 m × 1,1-2 m avec des aiguilles de pin, de la paille et des aiguilles de genêt	Cône calorimètre, mesure de perte en masse	Etude de l'intensité du front de flamme et comparaison avec la formulation de Byram.
Morandini et coll. [108]	Propagation sur 1 m × 2 m	Cône calorimètre, flux radiatif et totaux, caméra, mesure de la perte en masse, thermocouples	Mesure du HRR, de l'intensité du front et des flux radiatifs pour 3 charges différentes
Grishin et coll. [8]	Propagation sur une surface de 1,30-1,52 m × 0,75-1 m	Caméras infrarouge, thermocouple, flux radiatif et total	Etude de la propagation et des caractéristiques des flammes pour un allumage ponctuel.
Mulvaney et coll. [109]	Propagation dans un tunnel à feu sur une surface de 1,5 m × 4.9 m avec de la litière de pin et d'eucalyptus (cf. figure 1.14)	Anémomètre à ultrason, caméras visibles, chronomètre	Etude de la propagation pour deux litières hétérogènes (composées de feuilles, brindilles et d'écorces).
Mendes-Lopez et coll. [110]	Propagation dans un tunnel à feu sur une surface de 0,7 m × 2 m avec des aiguilles de pin	Caméras, thermocouples	Etude de l'effet de la pente, du vent, de la charge et de la teneur en eau sur la vitesse de propagation et les propriétés géométriques du front.

Perez et coll. [111]	Propagation pour des largeurs de 0,50 m, 1,00 m et 1,25 m sur des tables et dans un tunnel à feu (cf. figure 1.15) pour de la paille	Caméras, thermocouples, mesure des résidus de combustion	Mesure de la propagation pour différentes pentes et vitesses de propagation pour l'étude des lois d'échelles.
Andre et coll. [112]	Propagation sur une surface de 1,28-3 m × 2,5-4,6 m avec des aiguilles de pin et de la frisure de bois	Caméra infrarouge	Etude de la rotation d'un feu pour différentes pentes.
Viegas et Pita [5]	Propagation sur une surface de 1,6-2.9 m × 0,8-1,45 m avec des aiguilles de pin	Caméra visible et infrarouge	Etude de la propagation d'un feu dans des géométries de type canyon ou talwegs.
Marino et coll. [113]	Propagation dans un tunnel à feu sur 0,8 m×8 m pour différents arbustes (cf. figure 1.16)	Chronomètre	Etude de la vitesse de propagation pour différentes charges et vitesses de vent.
Boboulos et coll. [114]	Propagation avec deux types d'aiguilles de pin	Caméras, chronomètre	Etude de la propagation pour différentes pentes, vitesses de vent et charges.

Table 1.3 – Synthèse d'expériences réalisées en laboratoire

FIGURE 1.12 – Tunnel à feu du laboratoire de l'Intermoutain Fire Sciences

1.5.2 Expérimentation à l'échelle du terrain

Elles sont synthétisées dans le tableau 1.4. Elles concernent généralement des parcelles et posent des difficultés de maîtrise des conditions et d'instrumentation.

FIGURE 1.13 – Table à brûler DESIRE [52]

FIGURE 1.14 – Tunnel à feu pyrotron du laboratoire CSIRO [79]

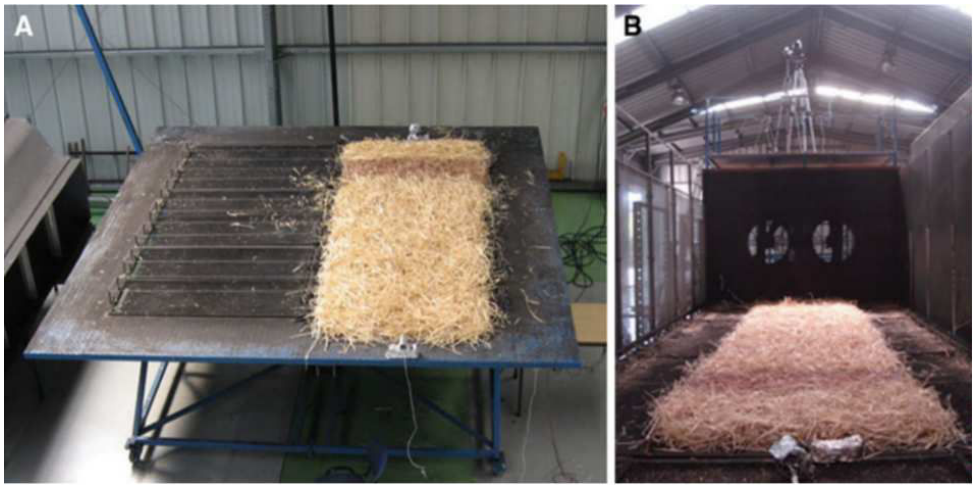


FIGURE 1.15 – Tunnel à feu du laboratoire ADAI

FIGURE 1.16 – Tunnel à feu du CIFOR INIA en Espagne

Acteur/Pays	Type d'essai	Métrologie	Remarques/observations
Wooliscroft et Law [115], Wooliscroft [116]–[119]	Propagation sur des parcelles d'ajoncs, de bruyères, d'herbes sèches et d'arbres	Capteurs de flux radiatif, chronomètres, cannettes d'eau de deux couleurs différentes pour estimer les transferts de chaleurs, caméra	Etude des vitesses de propagation, de la géométrie du front et des transferts de chaleur (notamment le rayonnement). Dans certains cas les mesures sont confrontées aux corrélations obtenues en laboratoire.
Nelson et Adkins [101]	Propagation sur des parcelles de 0,81 ha avec une litière composée d'aiguilles, d'herbe, de bambous et d'arbustes	Caméra visible, système de mesure de l'amplitude et la direction du vent	Etude de la propagation et des caractéristiques des flammes avec une comparaison avec des données obtenues en laboratoire.
Clements et coll. [120]	Propagation sur une parcelle d'herbe de 0,63 km^2	Concentrations en CO et CO_2, flux de chaleur, mesure de températures	Etude de la quantité d'eau relâchée par le feu au niveau du panache.
Clements et coll. [121]	Propagation sur une parcelle d'herbe de 0,63 km^2	Capteurs de flux, mesure de température au sein du panache, analyseur de gaz, anémomètres, caméras infrarouges, station météo, sodars [1]	Mesure sur les écoulements et la turbulence au niveau du panache de fumée et dans l'environnement proche du feu.
Clements et coll. [122]	Propagation sur une parcelle d'herbe de 0,63 km^2	Thermocouples enterrés, capteurs de pression, températures du panache, mesure de la vitesse de l'écoulement, capteurs de flux, anémomètre à ultrasons, «Fire Behavior Sensor Package» [123], capteur lidar doppler, radiosonde, caméras visibles et infrarouges, radiomètre à balayage hyperfréquence	Comprendre les interactions entre le feu et l'atmosphère et le rôle de la micrométéorologie sur le comportement du feu.

1. Un sodar (Sonic Detection And Ranging) est un appareil de télédétection en météorologie qui utilise les ondes sonores pour mesurer la vitesse et la direction des vents en altitude ainsi que la structure thermodynamique et la turbulence dans les basses couches de l'atmosphère terrestre (source Wikipédia)

Santoni et coll. [124]	Propagation sur des parcelles en pente de 15 m × 15 m et 30 m × 80 m avec des arbustes de différentes espèces	Anémomètres à ultrasons, caméra infrarouge, caméras visibles, capteurs de flux, mesure des conditions météorologiques	Etudier les propriétés du feux au cours de la propagation et les interactions du feu avec son environement.
Silvani et Morandini [125]	Propagation sur des parcelles comprises entre 25 m^2 et 1200 m^2 avec des lits d'aiguilles et de feuilles, et arbustes vivants	Capteurs de flux, thermocouples, anémomètre à ultrasons, caméras visibles	Mesure des transferts de chaleur au cours de la propagation d'un feu.
Fernandes [126]	Propagation sur des parcelles horizontales ou à pentes faibles pour différents végétaux du Portugal	Mesures météorologiques, chronomètre	Etablissement d'un modèle empirique pour l'estimation de la vitesse de propagation.
Vega et coll. [127]	Propagation sur des parcelles de 25-60 m× 25-80 m ; de 50 m × 130 m pour 3 types de végétation en Espagne et au Portugal	Mesures météorologiques, caméras visibles, chronomètre	Mesure de la vitesse de propagation pour la validation de modèles de propagation.
Fernandes et Loureiro [128]	Propagation sur des parcelles de 0.01-0.02 ha composées de pins maritimes	Caméras, mesure de la perte en masse	Etude de l'influence du végétal et des conditions météorologiques sur la consommation en combustible.
McArthur [129]–[132]	Propagations sur des parcelles en Australie	-	Développement d'un système d'échelle de danger pour l'Australie.

Cheney et coll. [75]	Propagations sur des parcelles d'herbe de 100 m × 100 m, 200 m × 200 m et 200 m × 300 m	Photos aériennes, conditions météorologiques	Etude de l'effet du vent, de la hauteur du lit de combustible, de la teneur en eau, de l'effet de la coupe et de la charge sur la propagation.
Paul [133]	Feux naturels et expérimentaux	Mesures des conditions météorologiques	Base de données de feux utilisée pour le système d'échelle de danger canadien.

TABLE 1.4 – Extrait d'expériences réalisées à l'échelle du terrain

FIGURE 1.17 – Une des expériences réalisées par Cheney [75]

1.6 Démarche appliquée dans la thèse

On voit que depuis les années 1940, de nombreux modèles ont été développés pour comprendre, modéliser et prédire la propagation des feux de végétation. Ces modèles balayent un nombre très varié d'approches. Dans tous les cas, ces modèles ont besoin de données expérimentales pour déterminer des relations (modèles empiriques), calibrer certaines variables ou valider des modèles (notamment les modèles physiques).

En 2013, le laboratoire LEMTA s'est équipé de la plateforme PROMETHEI (Plateforme de Recherche Opérationnelle en Métrologie THermique dédiée aux Essais Incendies) pour effectuer des feux de végétation à l'échelle du laboratoire (cf. figure 1.18 et 1.19). Cette plate-forme de 300 m^2 est équipée de deux tables à brûler (tables métalliques de 4 m $\times$ 3 m) et d'un tunnel à vent de 6 m de long et 3 m de large. Elle permet la réalisation d'expériences de propagation de feux de végétaux dans des conditions maîtrisées (vent et pente).

En premier lieu, cette thèse vise à développer un système de suivi de front de flamme par caméras visibles. Elle permet la reconstruction du front (avant et arrière). Cette reconstruction donne des informations sur la géométrie au cours du temps et permet d'en déduire la vitesse de propagation, l'épaisseur, la longueur, la hauteur de flamme .... Comme vu précédemment, il existe déjà de nombreuses études expérimentales. Mais à l'heure actuelle, il n'existe pas de base de données regroupant des informations sur la propagation des feux de végétations pour diverses configurations. Une telle base, comprenant les positions du front de flamme au cours du temps, complétée éventuellement par des données de flux et de température, permettrait de faciliter la

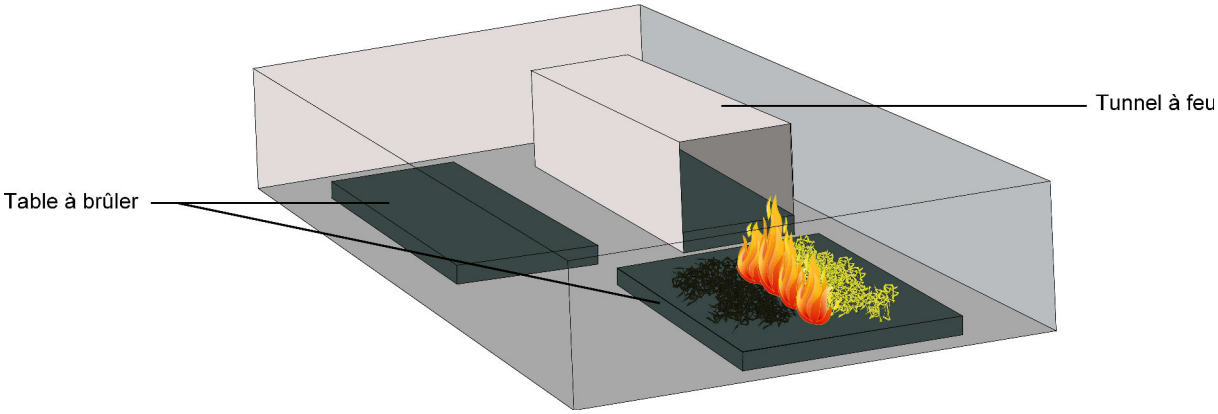


FIGURE 1.18 – Schéma de la plateforme expérimentale PROMETHEI

(a) Tunnel à feu (b) Exemple de test de propagation

FIGURE 1.19 – Photos de la plateforme PROMETHEI

calibration ou la validation de modèles de propagation.

Le deuxième aspect du travail présenté ici concerne l'élaboration d'un modèle petit Monde inspiré des travaux de Porterie et coll. [91]. La littérature montre que les modèles actuels, souvent physiques, ne permettent pas d'être utilisés sur le terrain du fait de leur complexité et de leur temps de calcul. Or ce genre de modèle montre qu'il est possible d'associer la simplicité des modèles d'automates cellulaires et la modélisation de la propagation des fronts de flamme. Notre objectif est de mettre en place un modèle Petit Monde et de vérifier si un tel modèle peut reproduire correctement les expériences réalisées sur la plateforme PROMETHEI.

Chapitre 2

Étude du suivi du front de flamme par caméras visibles

Sommaire

2.1 Méthode **47**
2.1.1 Les méthodes conventionnelles de mesure de la vitesse de propagation . 47
2.1.2 Dispositif expérimental 49
2.2 Reconstruction du front de flamme **54**
2.2.1 Acquisition 54
2.2.2 Segmentation 57
2.2.3 Reconstruction du front 63
2.3 Hauteur de flamme **70**
2.3.1 Traitement d'images 70
2.3.2 Reconstruction 72
2.4 Résultats expérimentaux **73**
2.4.1 Vérification de la reconstruction 75
2.4.2 Influence de la surface de propagation 79
2.4.3 Effet de la largeur 81
2.4.4 Effet de la charge 89
2.4.5 Effet de la pente 93
2.4.6 Propagation sur un lit hétérogène 101
2.5 Base de données PROMETHEI **105**
2.6 Conclusion et perspectives **108**

Une métrologie par caméras visibles a été développée pour mesurer la propagation d'un incendie sur la plateforme PROMETHEI. Cette méthode, non intrusive, permet d'obtenir de nombreuses informations sur la géométrie du front de flamme et sa dynamique de propagation.

Dans un premier temps nous rappelons les différentes méthodes principalement utilisées pour étudier la propagation (notamment pour mesurer la vitesse de propagation du front) et nous présenterons le dispositif mis en place sur la plateforme.

La première partie présente le développement de la méthode de reconstruction du front de flamme (avant et arrière) au cours du temps. Elle utilise un traitement d'images couplé avec un algorithme de transformation direct linéaire. La méthode employée nous permet d'analyser la géométrie du front, la vitesse de propagation, l'épaisseur et la longueur. Nous discuterons également d'une méthode pour évaluer le profil de flamme.

Ensuite, nous présentons 96 expériences réalisées. Celles-ci sont focalisées sur l'étude de :

- l'effet de la largeur du lit de combustible ;
- l'effet de la charge ;
- l'effet de la surface de propagation ;
- l'effet de la pente ;
- l'effet de l'hétérogénéité du lit.

Enfin nous discuterons de la base de données PROMETHEI créée à partir de ces expériences. Notre objectif est de mettre gratuitement, à disposition, une base de données expérimentales dédiée aux feux de végétation à l'échelle du laboratoire, dans des conditions connues et maîtrisées. Elles serviront, par la suite, à valider ou calibrer les différents modèles de propagation. Actuellement cette base de données donne accès à la position des fronts de flamme de 85 expériences (intégrant l'effet de la largeur et de la charge).

2.1 Méthode

Les modèles actuels nécessitent des données expérimentales afin d'être calibrés ou validés. Des expériences sont alors menées à l'échelle du laboratoire ou à échelle réelle. Lors de ces expériences, les paramètres mesurés sont :

- la vitesse de propagation ou ROS ;
- la géométrie du front de flamme ;
- le flux radiatif et/ou convectif ;
- la concentration en gaz ;
- la température.

Le paramètre le plus important est la vitesse de propagation du front de flamme. Celle-ci est souvent nommée ROS pour Rate Of Spread. Nous présentons ici quelques méthodes souvent utilisées pour déterminer la valeur de ce paramètre.

2.1.1 Les méthodes conventionnelles de mesure de la vitesse de propagation

2.1.1.1 Les chronomètres

Une des méthodes couramment utilisée pour mesurer la vitesse de propagation est l'utilisation d'un chronomètre [134], [135]. Des repères sont placés de manière régulière dans le sens de la propagation. Un expérimentateur mesure le temps de parcours du front de flamme (avant) entre deux repères. L'avantage de cette approche est d'obtenir facilement et rapidement la vitesse de propagation. Cependant, cette méthode donne une quantité de données faible, elle ne permet que d'obtenir des informations sur la dynamique du point le plus avancé et les résultats dépendent de l'utilisateur.

2.1.1.2 Les thermocouples

Des thermocouples sont positionnés dans le sens de la propagation. Lorsque le front de flamme se situe au niveau d'un des capteurs, la température augmente jusqu'à atteindre un maximum. En mesurant le temps auquel ce pic apparaît, on peut remonter à la vitesse de propagation. Cette méthode est couramment utilisée dans la littérature [136]–[138], car facile et rapide d'utilisation. Cependant le résultat dépend généralement de la qualité de mesure des thermocouples.

2.1.1.3 Les caméras

De nombreux auteurs ont mesuré la propagation du feu à l'aide de caméras visibles [139], [140] ou infrarouges [139]. L'avantage de ces appareils est qu'ils fournissent des informations sur l'ensemble de la zone en feu et non plus en un seul point. En fonction des méthodes, on

FIGURE 2.1 – Dispositif de mesure du ROS par photorésistances

peut reconstruire le front de flamme avant ou arrière, mesurer la hauteur de flamme ou l'angle d'inclinaison.

On trouve dans la littérature différentes méthodes pour mesurer la propagation à l'aide de caméras :

- DLT : une caméra filme la propagation sur un plan en 2 dimensions [141] ;
- la stéréovision : utilisée par Rossi et coll. [142], cette méthode permet la reconstruction du feu en 3 dimensions à partir de 3 caméras.

2.1.1.4 Autres méthodes

Un dispositif par photorésistances a été réalisé par Catchpole et coll. [143]. Des capteurs, munis de photorésistances, sont disposés perpendiculairement au sens de propagation du front de flamme. Lors du passage du front devant l'un de ces capteurs, la luminosité reçue par la photorésistance augmente. Une fois le front passé, la luminosité reçue diminue. Le passage du front de flamme devant le capteur est alors caractérisé par un pic de tension. En connaissant le temps d'apparition de ces pics et la position des capteurs, on en déduit la vitesse de propagation. Un exemple de dispositif par photorésistance, créé pour la plateforme PROMETHEI, est montré sur la figure 2.1.

D'autres méthodes moins courantes telles que l'utilisation de fils de nylon [140], de particules métalliques [144] ou de fusibles thermiques [28] permettent également de repérer le passage du front de flamme.

FIGURE 2.2 – Exemple d'un allumage en ligne

2.1.2 Dispositif expérimental

Les expériences sont réalisées sur des tables à brûler de 3 m × 4 m, inclinables de ± 30°. Cette étude ne concerne que la frisure de bois en tant que combustible. L'avantage de ce type de combustible est qu'il est peu couteux, disponible en grande quantité, composé de la même essence et souvent utilisé dans la littérature [25], [52]. L'allumage est réalisé en ligne par plusieurs expérimentateurs utilisant des brûleurs à gaz. Pour les allumages sur de plus grandes largeurs, de l'alcool est utilisé. Un exemple de propagation en ligne est montré sur la figure 2.2.

Avant chaque expérience, la frisure de bois est divisée en plusieurs zones. L'intérêt de cette technique est de favoriser une distribution spatiale homogène. Un exemple de répartition est visible sur la figure 2.3.

Quatre plots de référence (cf. figure 2.5a), utilisés pour la reconstruction du front, sont positionnés aux quatre coins du lit de combustible. Ensuite, la frisure de bois est répartie de manière à ce que la hauteur de la frisure de bois ne dépasse pas 8,5 cm en moyenne.

Deux caméras visibles situées de part et d'autre de la table (cf. figure 2.5a) filment la propagation du front de flamme (avant et arrière). Les caméras sont positionnées en hauteur sur des mâts afin d'observer toute la zone de propagation (voir la figure 2.4). Une troisième caméra, installée en face du feu, permet de reconstruire les profils de flamme au cours du temps.

Les figures 2.5a et 2.5b représentent le dispositif expérimental, l est la largeur du lit de combustible, L la longueur du lit et H_f la hauteur de flamme.

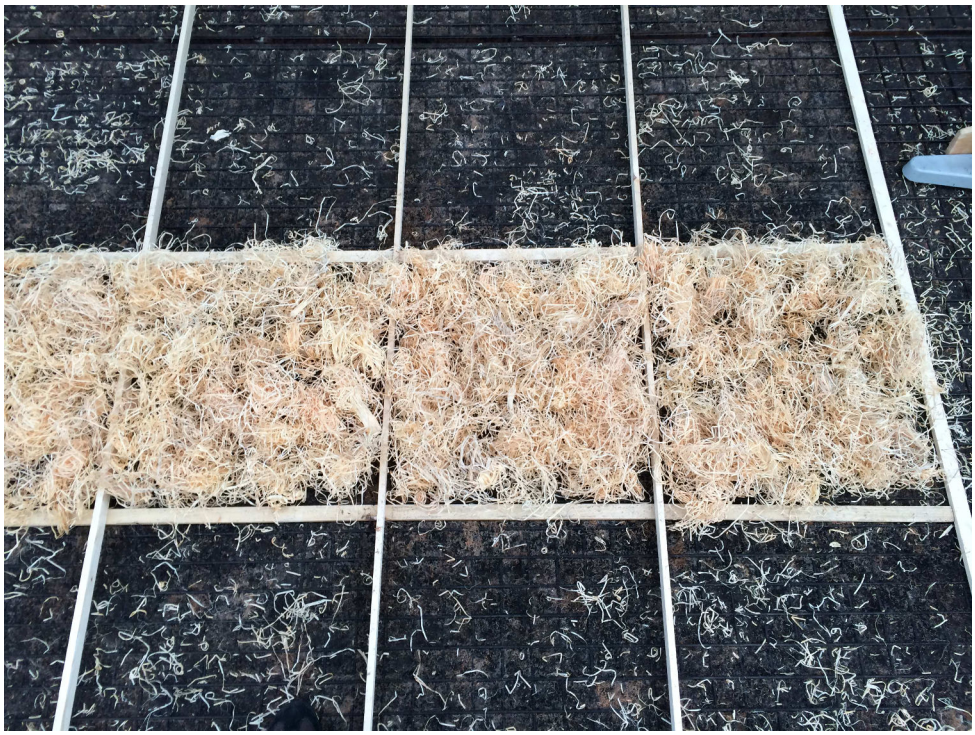


FIGURE 2.3 – Répartition de la frisure de bois en plusieurs zones

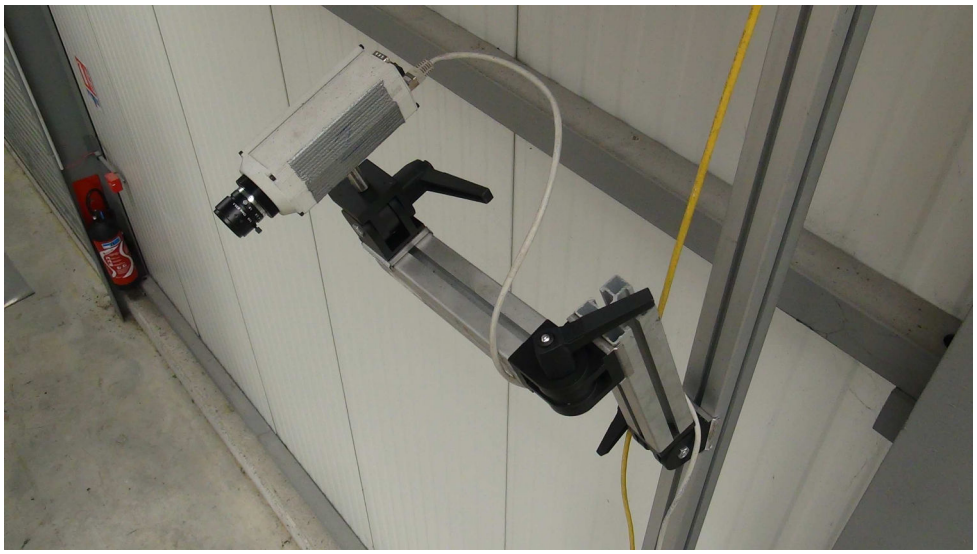
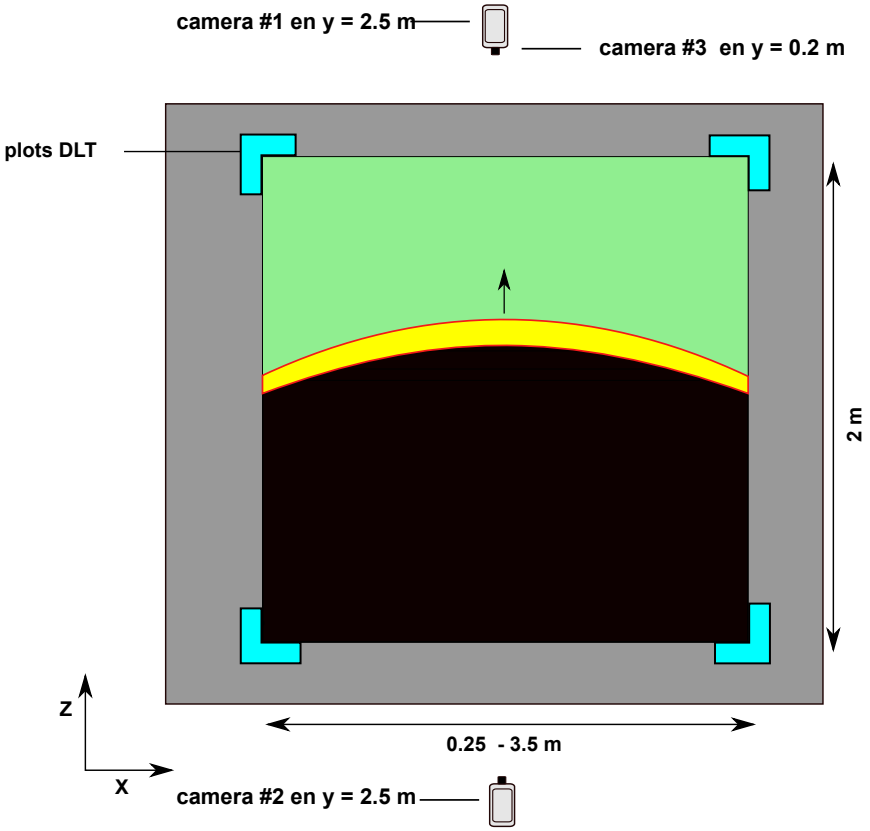
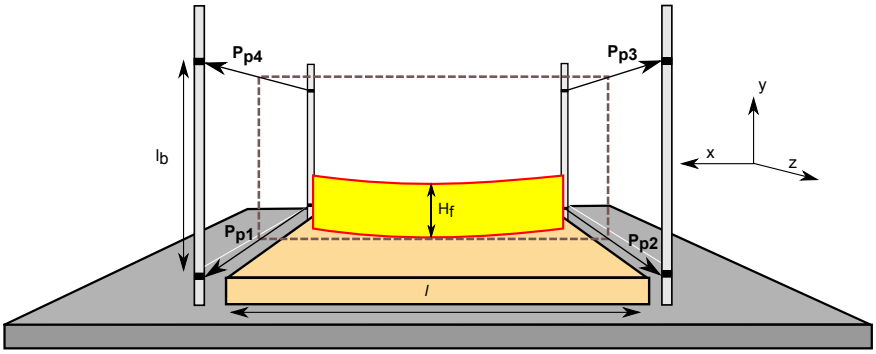


FIGURE 2.4 – Caméra Le165MP de chez Lumenera positionnée sur un mât



(a) Vue du dessus



(b) Vue de face

FIGURE 2.5 – Schémas du dispositif expérimental

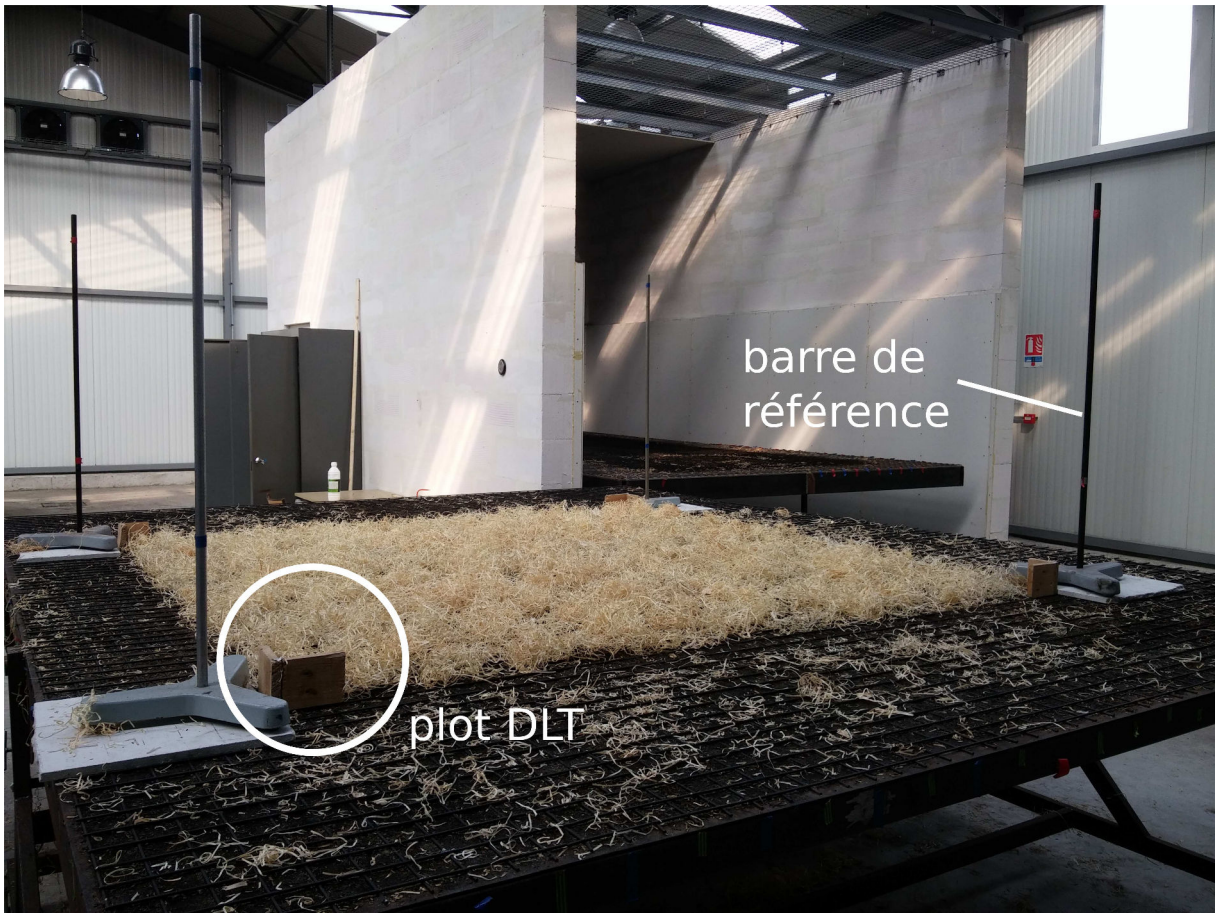


FIGURE 2.6 – Photo du dispositif

FIGURE 2.7 – Appareil MB-210C de chez PBE instruments pour mesurer la teneur en eau du combustible

2.1.2.1 Caractérisation du combustible

Les caractéristiques de la frisure de bois utilisée ont été déterminées par le laboratoire LERMAB. Elles sont reportées dans le tableau 2.1 où PCI est le pouvoir calorifique inférieur, PCS le pouvoir calorifique supérieur, TE la teneur en eau, τ_{res} le pourcentage de résidus et Cp_{sec} la capacité thermique.

PCI [kJ/kg]	PCS [kJ/kg]	TE [%]	τ_{res} [%]	Cp_{sec} [J/K/kg]
16180	20180	12,4	0,27	1430

TABLE 2.1 – Propriétés de la frisure de bois déterminées par le LERMAB

En outre, concernant la teneur en eau, 232 mesures ont été effectuées avec l'appareil MB-210C de chez PBE instruments (cf. figure 2.7) au cours des diverses expériences. Le résultat est reporté sous la forme d'un histogramme normalisé, sur la figure 2.8. On constate que la teneur en eau est en majeure partie située entre 12 et 13 %. La valeur moyenne est de 12,2 %, ce qui est en accord avec les mesures effectuées par le LERMAB (voir le tableau 2.1). Le premier quartile est à 10,8 % et le deuxième quartile est à 13,48 %.

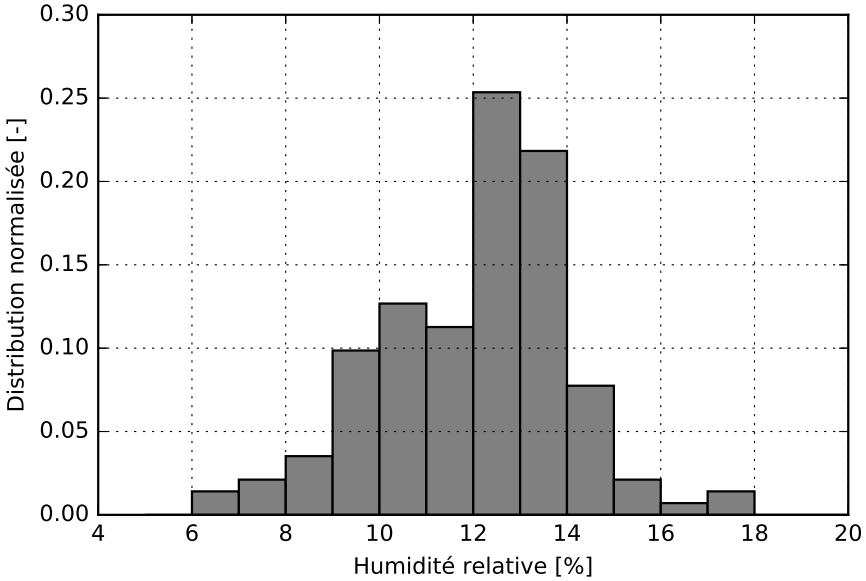


FIGURE 2.8 – Distribution de la teneur en eau de la frisure de bois

2.1.2.2 Conditions environnementales

Avant chaque manipulation, la température et l'humidité relative ambiantes sont relevées. Ces données sont reportées sur les figures 2.9 et 2.10. Les expériences ont été réalisées dans des conditions diverses de température (entre 5°C et 35°) et d'humidité (entre 40 % et 90 %). Ces changements de conditions peuvent avoir un impact sur les propriétés du combustible, notamment la teneur en eau.

2.2 Reconstruction du front de flamme

L'objectif est de reconstruire le front de flamme au cours du temps à partir des images enregistrées par les caméras visibles. Nous présentons dans cette section le traitement d'images et l'algorithme de reconstruction utilisé.

2.2.1 Acquisition

Notre méthode consiste à filmer la propagation et à reconstruire, pour chaque instant t, la géométrie du front de flamme. A partir de cette donnée, on peut déterminer de nombreux paramètres tels que le ROS, l'épaisseur …

Les caméras visibles utilisées sont des Le165MP de chez Lumenera, de résolution 1376 $\times$ 1032. La fréquence d'acquisition est de 1 Hz. Cette valeur est largement suffisante pour mesurer

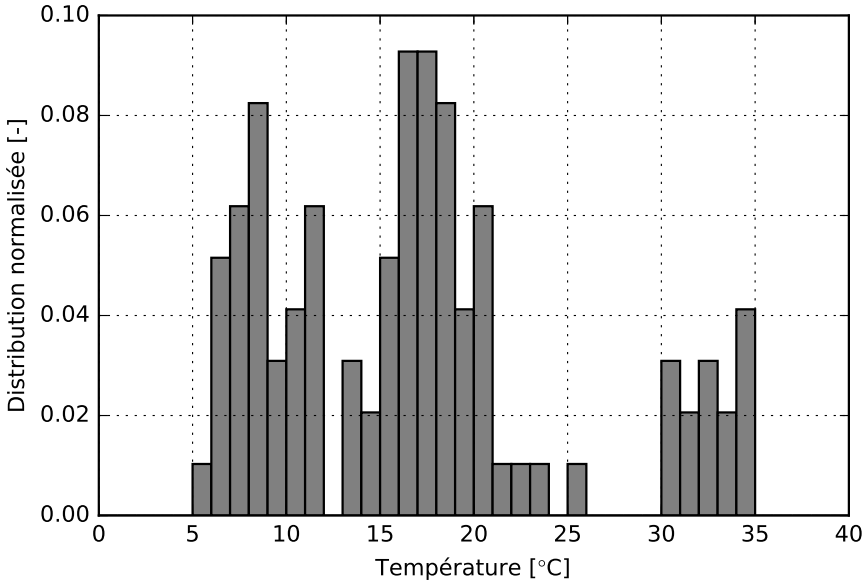


FIGURE 2.9 – Histogramme des températures ambiantes lors des différents essais

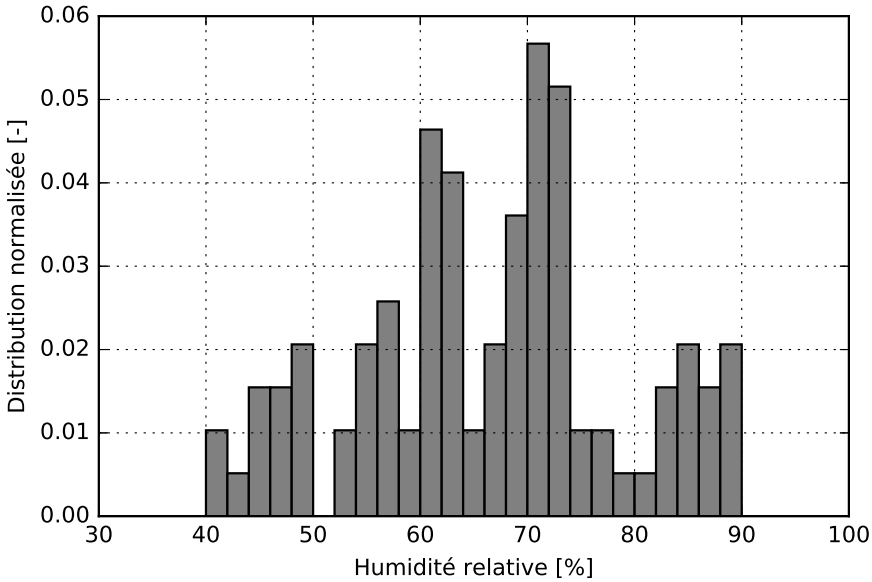


FIGURE 2.10 – Histogramme des humidités relatives lors des différents essais

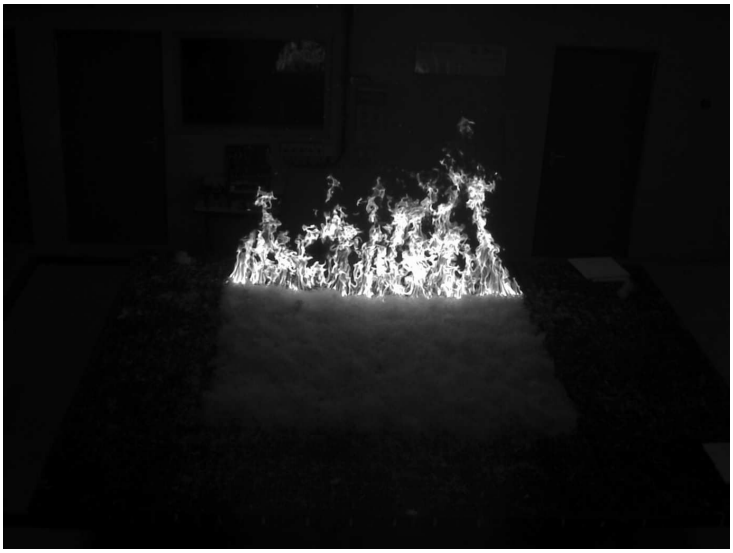


FIGURE 2.11 – Exemple d'image en niveaux de gris acquise par une caméra Le165MP

le phénomène de propagation puisque la vitesse de propagation est de l'ordre de 1 à 4 cm.s^{-1}. Deux caméras situées de chaque côté de la table filment la propagation : une pour le front avant et l'autre pour le front arrière.

Les résultats des caméras sont des images en niveaux de gris (cf. figure 2.11). L'avantage des caméras filmant en noir et blanc est qu'elles permettent d'avoir une plus grande qualité des détails et une plus grande sensibilité.

2.2.1.1 Caractéristiques

Chaque pixel de l'image peut être codé sur 8, 16 ou 32 bits. Un pixel peut prendre N_{gris} valeurs possibles, où chaque valeur correspond à une teinte de gris. De manière générale les images sont généralement codées sur 8 bits soit $N_{gris} = 256$. L'espace des valeurs possibles est donc entre 0 et 255.

2.2.1.2 Les paramètres influents

La qualité de l'image obtenue influence la reconstruction du front de flamme. Il est alors essentiel d'avoir des images avec de bons contrastes pour faciliter la séparation de la zone de feu du reste de l'image. Une image trop lumineuse aura comme conséquence d'agrandir la zone en feu et de surestimer la position du feu, en revanche une image trop sombre augmentera les zones noires. La luminosité est influencée par le temps d'acquisition, le temps d'ouverture et la luminosité ambiante (qui peut fortement varier au cours de la journée).

2.2.2 Segmentation

La reconstruction du front de flamme nécessite de déterminer les contours de flammes. Un algorithme de traitement d'images a été développé pour éliminer l'image de fond et séparer la zone en feu du reste de l'image (environnement et combustible). Pour ce faire on utilise une méthode de seuillage qui cherche à déterminer une valeur seuil de niveau de gris. Une fois la valeur seuil déterminée, l'image en niveaux de gris est convertie en une image binaire (les pixels ont la valeur 0 ou 1 en fonction du seuil). L'algorithme de seuillage doit être automatique pour traiter l'ensemble des données et limiter l'influence de l'expérimentateur.

Il existe un très grand nombre d'algorithmes de seuillage dans la littérature [145], [146] dont certains développés spécialement pour le seuillage de flammes [147]–[149]. Ils s'appliquent sur des images RGB et non en niveaux de gris.

2.2.2.1 Algorithme multi-Otsu

Nous présentons ici la méthode de segmentation Otsu utilisée par le traitement d'images. Elle a été développée dans les années 70 par Otsu [150] et consiste à déterminer un seuil qui sépare l'objet d'intérêt du reste de l'image de manière automatique. Cet algorithme recherche un seuil optimal k, qui minimise deux classes de niveaux de gris (une classe correspond à notre objet et l'autre au reste de l'image).

Soit une image avec N_{gris} niveaux de gris. On souhaite séparer l'image en deux classes de niveaux de gris C_1 et C_2. La probabilité d'avoir un niveau de gris est définie à partir de la normalisation de l'histogramme de l'image étudiée. Ainsi à chaque valeur de pixel i est associée une probabilité p_i, telle que :

$$\sum_{i}^{N_{gris}} p_i = 1 \tag{2.1}$$

où la probabilté d'avoir le pixel i est définie par :

$$p_i = \frac{n_i}{N_{gris}} \tag{2.2}$$

avec n_i le nombre de pixels avec la valeur i.

La probabilité d'apparition des deux classes pour la valeur de seuillage k est :

$$\omega_0 = P(C_0) = \sum_{i=0}^{k} p_i = \omega(k) \tag{2.3}$$

$$\omega_1 = P(C_1) = \sum_{i=k+1}^{N_{gris}} p_i = 1 - \omega(k) \tag{2.4}$$

On définit alors les moments d'ordre 1 :

$$\mu_0 = \sum_{i=0}^{k} iP(i|C_0) = \sum_{i=0}^{k} \frac{ip_i}{P(C_0)} = \frac{\mu(k)}{\omega(k)} \tag{2.5}$$

$$\mu_1 = \sum_{i=k+1}^{N_{gris}} iP(i|C_1) = \sum_{i=k+1}^{N_{gris}} \frac{ip_i}{P(C_1)} = \frac{1}{1-\omega(k)} \left(\sum_{i=0}^{N_{gris}} ip_i - \sum_{i=0}^{k} ip_i \right) = \frac{\mu_T - \mu(k)}{1-\omega(k)} \tag{2.6}$$

où μ_T est la valeur moyenne du niveau de gris de l'image. Le moment d'ordre 2 est donné par :

$$\sigma_0^2 = \sum_{i=0}^{k} (i-\mu_0)^2 \frac{p_i}{\omega_0} \tag{2.7}$$

$$\sigma_1^2 = \sum_{i=k+1}^{N_{gris}} (i-\mu_0)^2 \frac{p_i}{\omega_1} \tag{2.8}$$

Ensuite l'algorithme cherche à maximiser la variable $\eta = \frac{\sigma_B^2}{\sigma_T^2}$, avec σ_T l'écart type sur toute la distribution. On cherche donc à maximiser σ_B :

$$\sigma_B^2 = \omega_0 \omega_1 (\mu_0 - \mu_1)^2 \tag{2.9}$$

On se retrouve avec un problème d'optimisation, consistant à trouver la valeur k maximisant η.

Cette méthode est généralisable à plusieurs classes C_k. Le problème consiste alors à déterminer les différentes valeurs de seuil k_n. C'est ce que l'on nomme, algorithme multi-Otsu.

$$k_{opt} = max\, \sigma_B^2(k_1, \dots, k_n) \tag{2.10}$$

Pour notre application nous utilisons la méthode multi-Otsu pour chacune des images. L'objectif est de n'obtenir que la partie la plus lumineuse correspondant aux flammes. L'utilisateur

détermine le nombre de seuils possibles (généralement compris entre 1 et 6), en fonction de la luminosité et des contrastes. Cette approche nous permet de définir des zones : zone de flamme, zones en avant des flammes. L'image obtenue contient entre 1 à 7 valeurs de gris. Une fois les seuils déterminés nous ne gardons que la zone avec les valeurs de niveaux de gris les plus grands (ce sont les flammes). L'image est alors segmentée et la zone de flamme est séparée du fond de l'image.

2.2.2.2 Création du masque

Afin d'utiliser un algorithme de contour actif, il nous faut d'abord définir un masque qui entoure le front de flamme segmenté. Ce masque doit être assez proche de la zone d'intérêt pour limiter le nombre d'itérations de l'algorithme de contour actif. Cette image masque (cf figure 2.16) est définie par l'enveloppe convexe de l'objet obtenu par la méthode multi-Otsu. Elle est créée à partir de la fonction *bwconvhull* du logiciel Matlab. Cette approche nous permet d'obtenir une position proche de la zone de feu. Elle n'est efficace que si l'objet forme une seule zone. Si d'autres particules s'ajoutent loin de la zone de flamme, alors le masque obtenu est trop important et la convergence difficile.

2.2.2.3 Méthode de contour actif

Nous rappelons que notre objectif est de déterminer la frontière entre combustible non brûlé et zone en feu à partir de l'image segmentée par l'algorithme Otsu. Les fluctuations des flammes forment des zones noires qui varient dans le temps et qui ne font pas partie du contour (voir la figure 2.12). Ces aspérités sont détectées lors du traitement et faussent donc la reconstruction. Pourtant si l'on demande à l'utilisateur de déterminer le contour de flamme celui-ci ne prendra pas en compte les zones noires, il délimitera le contour global du front qu'il perçoit : c'est ce que l'on nomme des contours subjectifs [151] (un contour est normalement défini par une forte variation du niveau de gris. Cependant, dans certains cas le contour de l'objet est discontinu et la frontière est mal définie (cf. figure 2.13) : on parle de contour subjectif). Dans ces cas là, des algorithmes de contours actifs peuvent être utilisés pour définir le contour de l'objet [146]. La méthode consiste à faire évoluer une courbe positionnée initialement autour de l'objet jusqu'à obtenir son contour. L'évolution de cette courbe est calculée en minimisant une fonction d'énergie. Il existe un grand nombre de modèles de contour actif [152]–[154]. Nous en présentons deux : la méthode snake et Chan-Vese. Il existe également la méthode des contours géodésiques.

Méthode snake La méthode classique de contour actif est celle de Kass et coll. [152], appelée snake. Elle consiste à minimiser la variable J de l'équation 2.11.

$$J(C) = \int_0^1 E_{int}(C(s))ds + \int_0^1 E_{image}(C(s))ds + \int_0^1 E_{convergence}(C(s))ds \tag{2.11}$$

$C(s)$ est l'ensemble des points qui forment le contour. Le premier terme représente une

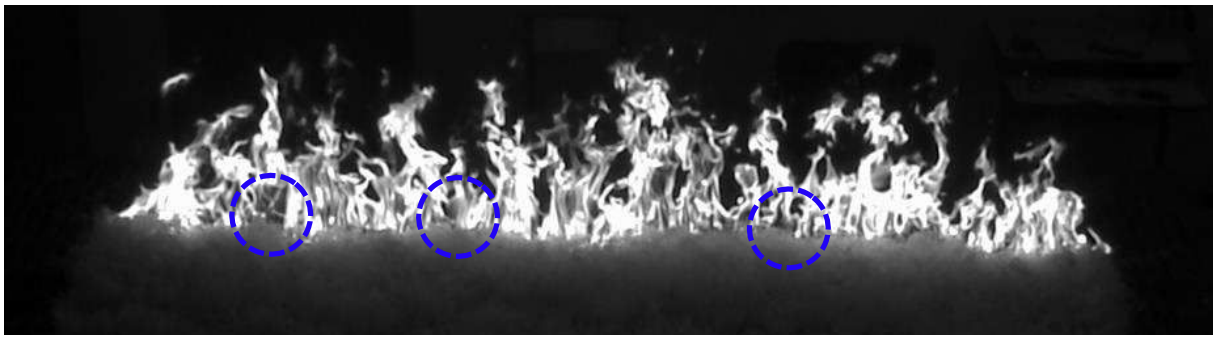


FIGURE 2.12 – Exemple d'une image acquise du front avant. (cercles bleus) zones noires provoquées par les fluctuations de la flamme

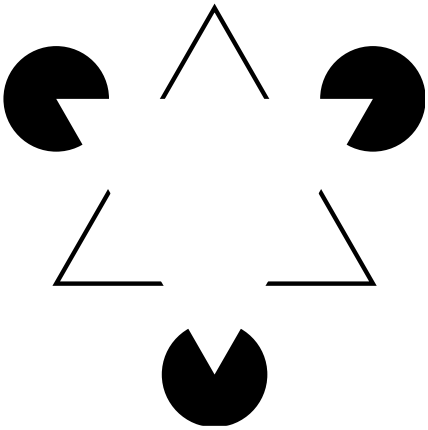


FIGURE 2.13 – Illustration de la notion de contour subjectif

fonction caractérisant l'énergie due à la courbure de la courbe : des forces de liaisons, semblables à des ressorts permettent de maîtriser le lissage de la courbe. Une courbe lissée évite de converger vers les zones étroites ou très courbées. Le deuxième terme est l'énergie de l'image, il consiste à créer une force qui attire la courbe vers l'objet. Enfin, le troisième terme décrit une force externe qui peut être ajoutée pour forcer la convergence vers un minimum local.

En ne prenant que les deux premiers termes, les intégrales deviennent :

$$J(C) = \underbrace{\alpha \int_O^1 \mid C'(s) \mid^2 ds + \beta \int_O^1 \mid C''(s) \mid ds}_{lissage} - \underbrace{\lambda \int_O^1 \mid \nabla u_0(C(s)) \mid^2 ds}_{attraction} \tag{2.12}$$

$u_0(x, y)$ est la valeur du pixel à la position (x,y), $\mid \nabla u_0(C(s)) \mid$ représente le gradient de l'image au niveau de chaque point de la courbe. Les deux premiers termes contrôlent le lissage du contour alors que le troisième terme permet d'attirer le contour vers l'objet. En minimisant cette fonction, la courbe essaye de s'approcher des pixels à fort gradient $\mid \nabla u_0(C(s)) \mid$. α, β, λ sont trois constantes qui permettent, en fonction du résultat souhaité, de modifier l'importance de chacune des forces.

Méthode Chan Vese L'algorithme utilisé pour notre traitement d'image est celui développé par Chan et Vese [154]. Cette méthode est disponible sous le logiciel Matlab sous la fonction *activecontour*. Ce modèle peut détecter des contours avec ou sans gradient (pour des objets avec des contours lissés ou discontinus). Cette méthode se base sur la minimisation de la fonction énergie suivante :

$$\begin{aligned} F(c_1, c_2, C) = \mu l(C) + \nu A(C) \\ + \lambda_1 \int_{Zi} \mid u_0(x, y) c_1 \mid^2 dxdy + \lambda_2 \int_{Ze} \mid u_0(x, y) - c_2 \mid^2 dxdy \end{aligned} \tag{2.13}$$

avec Ze les pixels à l'extérieur de la courbe, Zi les pixels à l'intérieur de la courbe, $c_1 =< u_0(x, y) >$ pour x et $y \subset Z_i$ et $c_2 =< u_0(x, y) >$ pour x et $y \subset Z_e$. $l(C)$, $A(C)$ sont les fonctions mesurant respectivement la longueur de la courbe et l'aire à l'intérieur de la courbe. μ, ν, λ_1, λ_2 sont des constantes qui peuvent être optimisées pour ajuster la forme de la courbe voulue.

Le problème peut être réécrit sous la forme d'une méthode level-set. La courbe C est alors représentée par une fonction de Lipschitz ϕ où $C = \{(x, y) \mid \phi(x, y) = 0\}$ et à chaque pas de temps la courbe est donnée par le niveau zéro de la fonction $\phi(x, y, t)$. L'évolution de la courbe est décrite par une équation d'Euler-Lagrange [154]. De manière générale $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$, $\nu = 0$ et $h = 1$ (pas d'espace). Le paramètre principal est μ qui contrôle le lissage de la courbe. Si l'on souhaite détecter de nombreux objets de manière précise on utilise un μ petit. Inversement, si l'on cherche à détecter des grands objets, il faut prendre un μ grand (voir figure 2.14). Dans notre cas nous cherchons à obtenir une courbe plus lisse pour limiter l'effet des fluctuations des flammes.

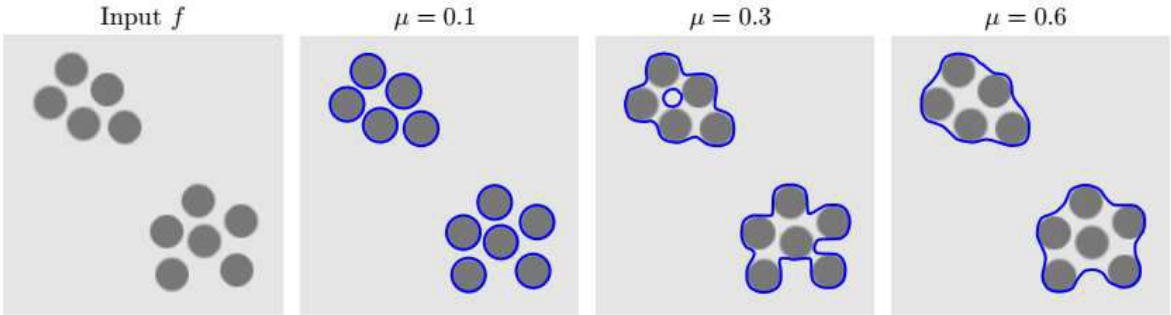


FIGURE 2.14 – Effet de la variable de lissage μ [155]

Une fois le contour déterminé, l'image est segmentée pour ne garder que l'objet désiré : c'est à dire la zone de flamme.

Évolution de l'algorithme Une fois le masque déterminé, nous appliquons l'algorithme de contour actif avec un nombre d'itérations compris entre 400 à 1000. Cette méthode nécessite également de préciser la valeur du coefficient de lissage μ de la courbe du contour que nous avons fait varier entre 0.1 et 4.

Le résultat obtenu est une image de la zone de feu plus ou moins lissée.

2.2.2.4 Détection du contour ou méthode de balayage

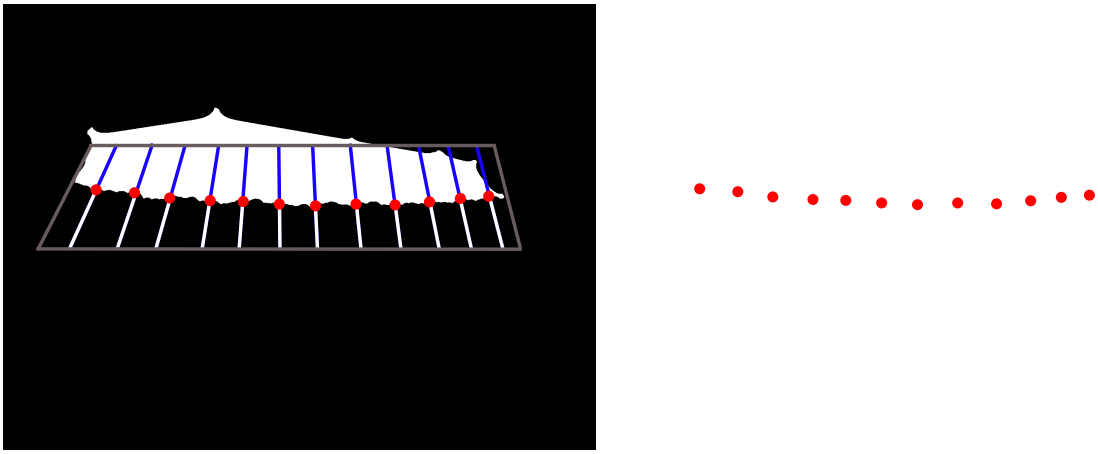
A ce stade du traitement, nous avons obtenu toute la surface en feu. Nous cherchons maintenant à obtenir le contour du front de flamme (avant ou arrière). La zone de propagation est discrétisée en de nombreuses lignes parallèles à la longueur du lit de combustible. Ensuite, on parcourt selon chaque ligne l'image jusqu'à rencontrer un pixel blanc. Le contour est alors formé par l'ensemble des pixels blancs détectés.

Un algorithme de troncature, délimité par la zone de combustible, est ensuite appliqué pour éliminer les pixels parasites.

2.2.2.5 Récapitulatif du traitement d'image

Cet algorithme peut se résumer à travers 6 grandes étapes illustrées sur la figure 2.16 :

(1) chargement de l'image en niveau de gris ;
(2) élimination du bruit en dehors d'une zone d'intérêt définie par l'utilisateur ;
(3) segmentation avec l'algorithme de Otsu [150] pour plusieurs niveaux de gris ;
(4) réalisation d'un masque à partir d'un algorithme déterminant la forme convexe de l'image binarisée ;



(a) Balayage des points (b) Points détectés

FIGURE 2.15 – Illustration de la méthode de balayage : points du front détectés (rouge) lignes balayées (lignes bleues et blanches) délimitation de la zone de combustible (gris)

(5) à partir de l'image binarisée par Otsu et du masque on applique un algorithme de contour actif pour limiter la détection d'aspérités et lisser le front de flamme détecté ;
(6) une fois la zone de feu isolée, on effectue un balayage de l'image en suivant des lignes selon la direction z. Les premiers pixels détectés sont assignés à la ligne de front (avant ou arrière).

2.2.3 Reconstruction du front

Une fois le contour du front de flamme obtenu, les points détectés dans le repère image (en pixels) sont transposés, via un algorithme de transformation directe linéaire (DLT), vers le repère réel (en mètres). Cette méthode a été développée par Pastor et coll. [141].

La première étape consiste à déterminer une matrice homographie $\mathbf{H}$. Celle-ci traduit la correspondance entre deux plans. Elle permet de déterminer les coordonnées d'un plan sur un autre. Pour cela, nous devons connaître les coordonnées de 4 points de références sur le plan réel et sur le plan image.

On définit les coordonnées réelles des quatre points $\mathbf{X'_i}$ de référence qui sont dans l'espace projectif $\mathbf{P^2}$. Ces points représentent des vecteurs homogènes dans cet espace.

$$\mathbf{X'_1} = \begin{pmatrix} 0 \\ b \\ 1 \end{pmatrix} \mathbf{X'_2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \mathbf{X'_3} = \begin{pmatrix} a \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \mathbf{X'_4} = \begin{pmatrix} a \\ b \\ 1 \end{pmatrix} \qquad \mathbf{X_i}' = \begin{pmatrix} x'_i \\ y'_i \\ w'_i \end{pmatrix} \tag{2.14}$$

Ces points sont représentés dans le plan image (espace Euclidien $\mathbf{R^2}$) par les vecteurs $\mathbf{X_i}$ (les coordonnées sont en pixels) :

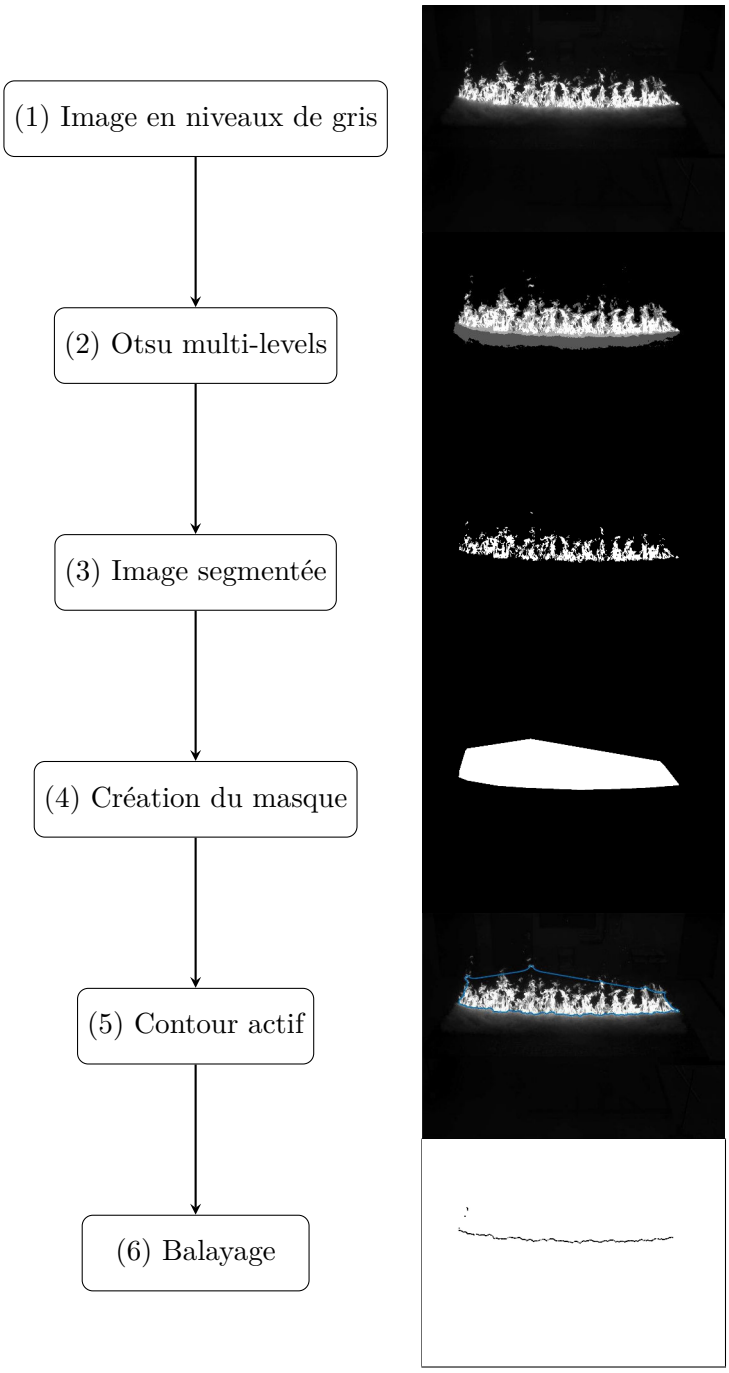


FIGURE 2.16 – Traitement d'images pour la détection du contour de flamme

$$\mathbf{X_1} \qquad \mathbf{X_2} \qquad \mathbf{X_3} \qquad \mathbf{X_4} \tag{2.15}$$

On procède ensuite à la normalisation des vecteurs des deux plans. La normalisation permet d'avoir une indépendance vis à vis du système de coordonnées et d'éviter d'obtenir des matrices singulières (les coordonnées sont comprises entre 0 et 1). Elle consiste à translater le barycentre des 4 points jusqu'à l'origine et à remettre à l'échelle pour que la distance moyenne des 4 points par rapport au centre ne soit plus que de $\sqrt{2}$. Les vecteurs deviennent alors :

$$\text{Espace réel :} \quad \mathbf{X_i'} \longrightarrow \hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}{}' \tag{2.16}$$

$$\text{Espace image :} \quad \mathbf{X_i} \longrightarrow \hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i} \tag{2.17}$$

La DLT permet d'écrire une relation entre $\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}{}'$ et $\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}$:

$$\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}' = \hat{\mathbf{H}}\,\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i} \tag{2.18}$$

Que l'on peut réécrire sous la forme :

$$\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}' \wedge \hat{\mathbf{H}}\,\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i} = \mathbf{0} \tag{2.19}$$

En réarrangeant les termes de l'équation 2.19, on obtient un système d'équations à résoudre afin d'identifier les composantes de la matrice $\hat{\mathbf{H}}$:

$$\hat{\mathbf{A}}_\mathbf{i}\,\hat{\mathbf{h}} = \mathbf{0} \tag{2.20}$$

avec

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} & h_{13} \\ h_{21} & h_{22} & h_{23} \\ h_{31} & h_{32} & h_{33} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{h^{1T}} \\ \mathbf{h^{2T}} \\ \mathbf{h^{3T}} \end{bmatrix} \qquad \mathbf{h} = \begin{bmatrix} \mathbf{h^1} \\ \mathbf{h^2} \\ \mathbf{h^3} \end{bmatrix} \tag{2.21}$$

$$\mathbf{A_i} = \begin{pmatrix} 0^T & -w_i'.\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}{}^T & y_i'.\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}{}^T \\ w_i'.\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}{}^T & 0^T & x_i'.\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}{}^T \\ -y_i'.\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}{}^T & x_i'.\hat{\mathbf{X}}_\mathbf{i}{}^T & 0^T \end{pmatrix} \tag{2.22}$$

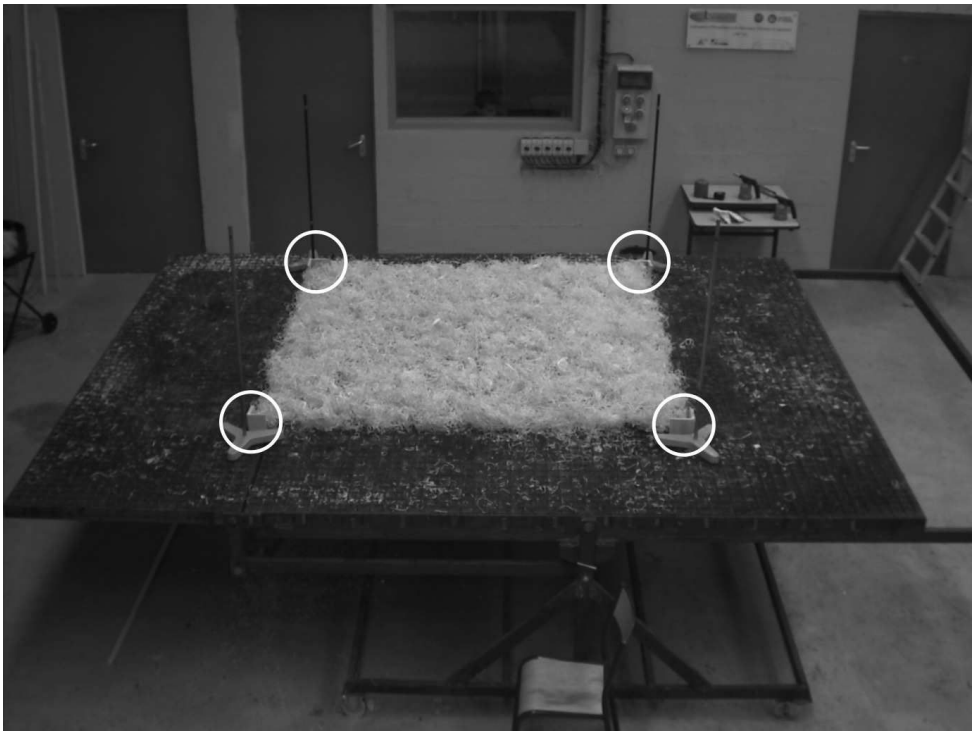


FIGURE 2.17 – Image de référence pour la reconstruction du front avant

L'équation 2.20 forme un système de 12 équations (3 équations pour chaque point) à 9 inconnues (composantes du vecteur **h**). Il y a donc plus d'équations que d'inconnues. Une méthode de décomposition en valeurs singulières (SVD) est alors utilisée. Le vecteur **h** est celui qui correspond à la plus petite valeur singulière. On peut alors dénormaliser la matrice **H**.

Pour utiliser la DLT, il faut prendre avant chaque expérience, une image de référence comprenant les quatre points du plan de référence. Un exemple de ce type d'image est donné par la figure 2.17. Cette image, enregistrée avant chaque expérience, permet alors de calculer la matrice homographie **H** et de reconstruire les fronts de flammes détectés dans le plan réel.

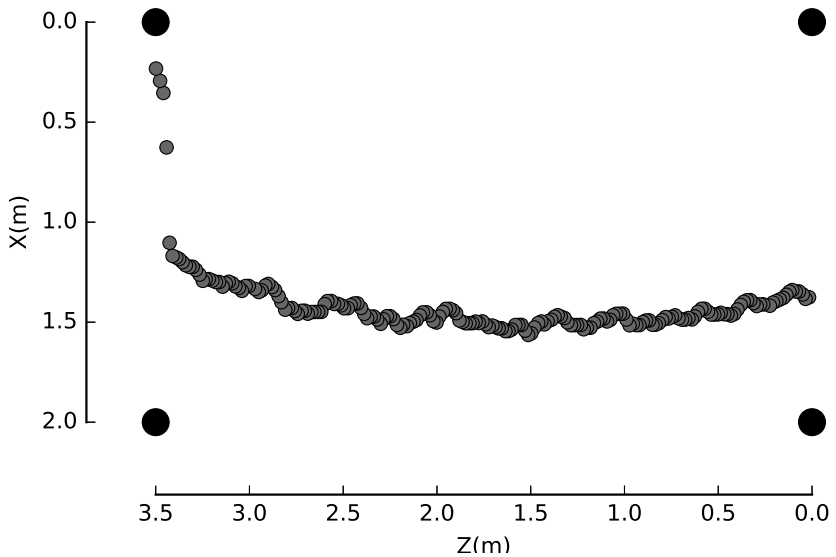
La figure 2.18 représente un exemple de reconstruction du front avant à partir du contour détecté par le traitement d'image. Les quatre cercles représentent les points de références positionnés sur la table lors de l'enregistrement de l'image de référence. La méthode est ensuite appliquée à toutes les images pour obtenir le contour du feu sur toute la propagation.

Exactement de la même manière, une image de référence est enregistrée pour la caméra arrière afin de reconstruire le front arrière dans le plan réel.

2.2.3.1 Détermination de la vitesse de propagation

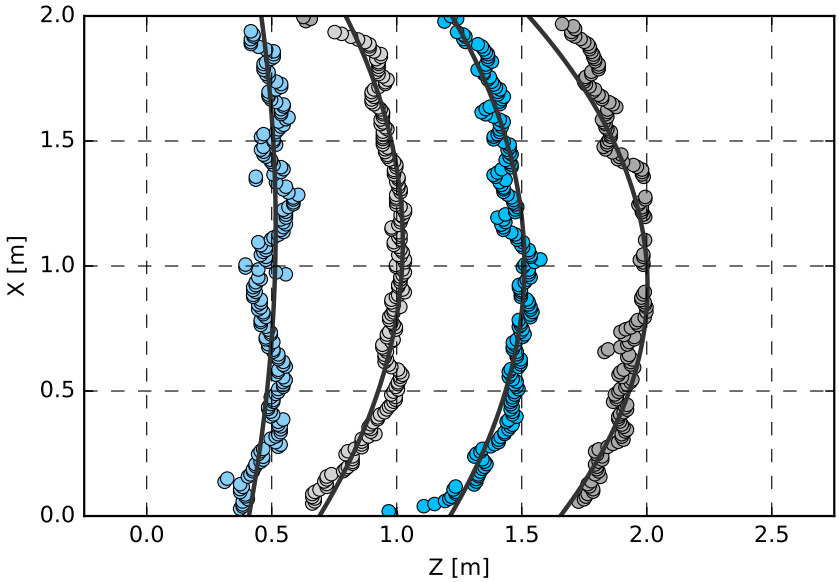
Après avoir déterminé les positions du front de flamme (avant ou arrière), celui-ci est interpolé par une fonction analytique. Nous avons choisi un polynôme du second ordre :

(a) Contour du front avant dans le plan image

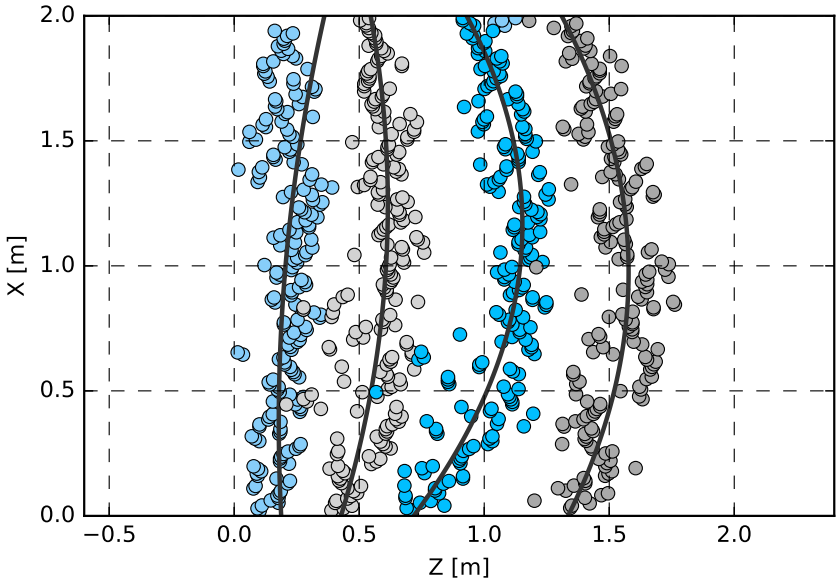


(b) Contour du front avant dans le plan réel

FIGURE 2.18 – Passage du contour du front avant vers le plan réel



(a) Front avant



(b) Front arrière

FIGURE 2.19 – Reconstitution des fronts avant et arrière pour une largeur de 2 m toutes les 10 s

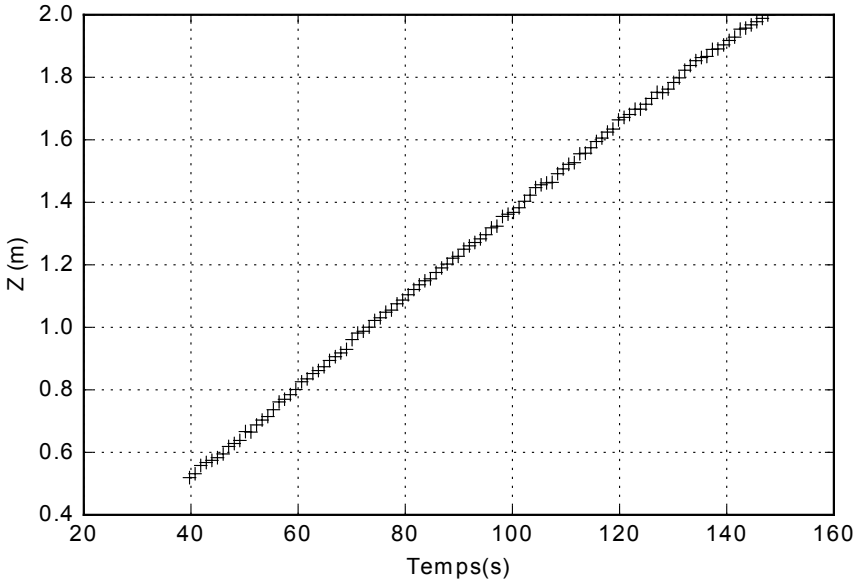


FIGURE 2.20 – Exemple de fonction $Z_c = f(t)$ pour une propagation avec une largeur de 3.5 m et une charge de 0.5 kg.m^2

$$Z_{fit} = aX_{fit}^2 + bX_{fit} + c \tag{2.23}$$

avec X_{fit} correspondant à 100 positions régulièrement espacées entre 0 et l pour chaque front à un temps t. Les coefficients a, b, et c sont obtenus par une méthode des moindres carrés. Un exemple de la méthode appliquée pour le front avant et arrière est donné sur la figure 2.19. On constate que la représentation par un polynôme d'ordre 2 reproduit bien la forme parabolique du front avant au cours du temps. Concernant le front arrière, on constate qu'il y a plus de dispersion des points. Cela s'explique par la présence de braises qui influencent la détection. L'interpolation du front arrière par le polynôme permet d'en déduire une position moyenne. Cette méthode n'est valable que pour des propagations en ligne.

Les positions du front avant, Z_c, et arrière sont alors déterminées. Un exemple de position Z_c en fonction du temps est montré sur la figure 2.20. La vitesse de propagation est ensuite calculée à partir d'une régression linéaire de la fonction $Z_c = f(t)$. La pente de la droite obtenue correspond au ROS. Toutes les vitesses de propagation sont déterminées pour des positions de front $Z_c > 50$ cm pour éviter de prendre en compte la phase d'accélération après l'allumage.

2.2.3.2 Longueur du front de flamme

Le polynôme d'ordre 2 utilisé permet de calculer la longueur du front de flamme avant à partir de l'expression analytique suivante :

$$C_f = \int_C ds = \frac{1}{4a}\left(Argsh(2al+b) - Argsh(b) + (2al+b)\sqrt{(2al+b)^2+1} - b\sqrt{(b^2+1}\right) \tag{2.24}$$

où C_f représente la longueur du front de flamme, l la largeur du lit, a, b et c les coefficients du polynôme.

2.2.3.3 Puissance du front de flamme

La puissance d'un feu est déterminée via l'expression de l'intensité établie par Byram [3] :

$$I_B = PCI\,ROS\,\rho \tag{2.25}$$

avec ρ la charge du combustible.

Cette expression n'est valable que pour l'avancement d'un front en régime stationnaire. On suppose que tout le combustible est consommé lors de la propagation. La puissance du front de flamme (HRR) est alors obtenue en multipliant la longueur du front (équation 2.24) par l'intensité :

$$HRR = PCI\,ROS\,\rho\,C_f \tag{2.26}$$

2.3 Hauteur de flamme

Le dispositif expérimental permet également, grâce à la caméra positionnée en face du front de flamme, de mesurer des hauteurs de flamme et de reconstruire les profils de flamme au cours du temps. Nous discutons dans cette section de la méthode employée pour estimer les hauteurs de flamme.

2.3.1 Traitement d'images

Afin d'obtenir le profil de flamme, un algorithme similaire à celui utilisé pour la reconstruction du contour de feu (avant et arrière) est appliqué. Ce traitement se résume en 6 étapes (les images sont présentées sur la figure 2.21) :

(1) chargement des images en niveaux de gris ;
(2) les pixels sont fixés à 0 en dehors d'une zone d'intérêt définie par l'utilisateur ;
(3) ajustement des contrastes tel que 1 % des données soient saturées à 0 et 255 ;

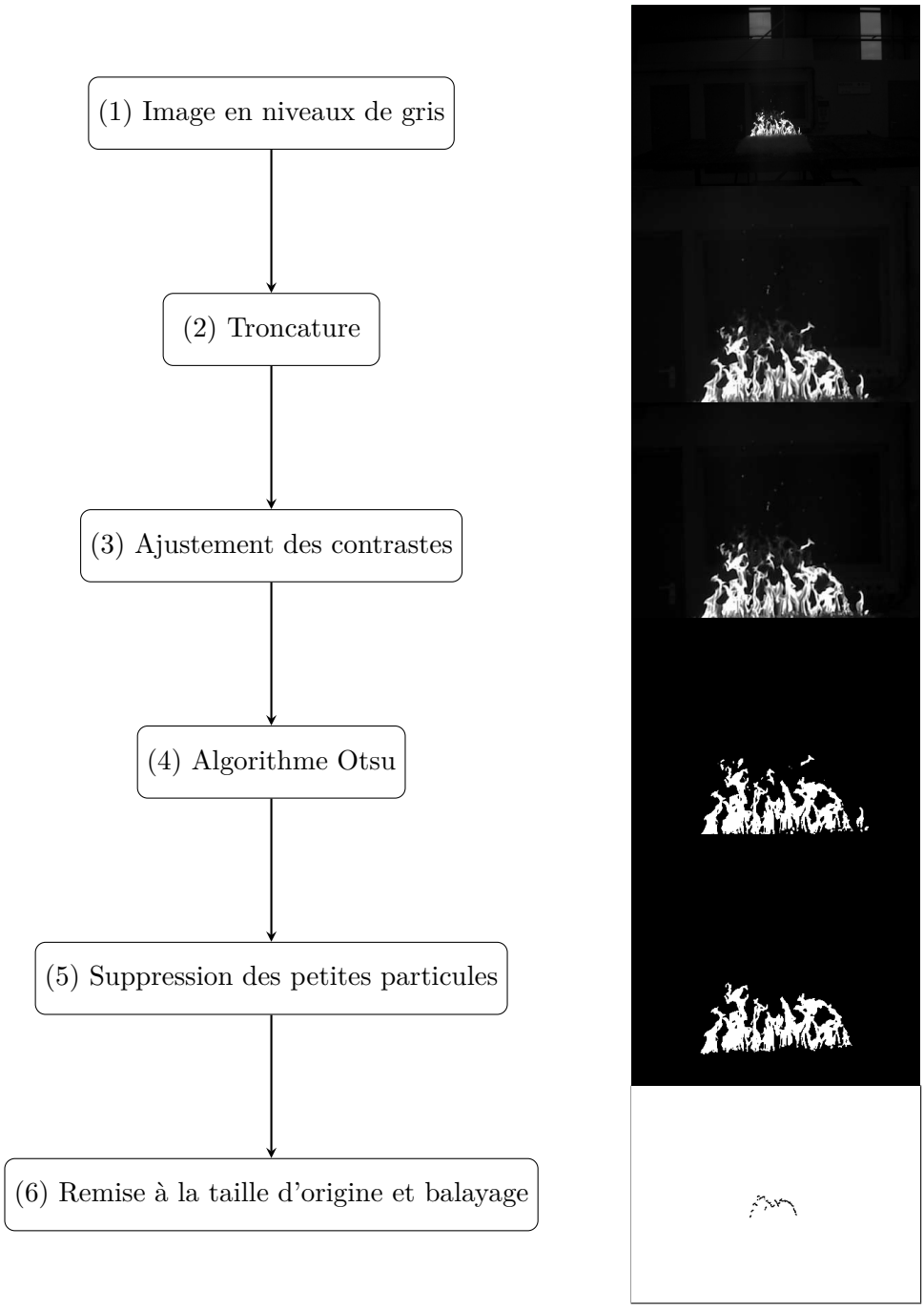


FIGURE 2.21 – Traitement d'image pour la reconstruction de la hauteur de flamme

(4) utilisation de l'algorithme Otsu avec seulement deux niveaux (bons constrates entre l'image de fond et le front de flamme) ;
(5) suppression des petites particules incandescentes emportées par le panache qui sont inférieures à une taille de 200 pixels ;
(6) redimensionnement de l'image à la taille originale et balayage selon la direction Y (semblable à l'étape (6) du traitement précédent) pour détecter le premier pixel du profil.

2.3.2 Reconstruction

Suite au traitement d'images, la hauteur de flamme obtenue est en pixel. Contrairement à la reconstruction du front de flamme, nous n'avons pas besoin d'appliquer un algorithme DLT puisque le plan caméra est parallèle au plan du front. Une autre méthode, que nous présentons ici, est utilisée.

L'objectif est de déterminer la largeur d'un pixel en mètre au niveau du plan du front de flamme pour convertir les hauteurs déterminées en mètres. Sur le dispositif, 4 barres métalliques ont été positionnées aux quatre coins du lit de combustible, espacées d'une distance Z_r de 2,20 m (cf. figures 2.5b et 2.6). Sur chacune des barres, deux marques dessinées sont espacées d'une distance verticale l_b de 0,7 m. On définit les deux plans suivants : le plan arrière (x_b^i, y_b^i) et le plan avant (x_f^i, y_f^i), chacun déterminé à partir de quatre points. Une image de référence est enregistrée avant chaque propagation pour déterminer les positions de ces 8 marques.

Quatre vecteurs, $\vec{P_{pi}^i}$, sont définis entre le plan avant et le plan arrière (voir la figure 2.5b). L'indice i fait référence à un des 4 vecteurs et l'indice pi est la correspondance en pixels :

$$\vec{P_{pi}^i} = \begin{pmatrix} X_{pi}^i \\ Y_{pi}^i \\ Z_{pi}^i \end{pmatrix} \tag{2.27}$$

avec les coordonnées suivantes :

$$Z_{pi}^i = \sqrt{(x_f^i - x_b^i)^2 + (y_f^i - y_b^i)^2} \tag{2.28}$$

$$X_{pi}^i = \| x_b^i - x_f^i \| \tag{2.29}$$

$$Y_{pi}^i = \| y_b^i - y_f^i \| \tag{2.30}$$

La position actuelle du front de flamme $Z_{pi}^{'i}$, avec le plan arrière comme référence, est exprimée en pixel. Elle est déduite de Z_{pi}^i en considérant le rapport entre la position du front Z_{fi} (déterminée par la méthode de la section précédente) et la distance, Z_r, entre les barres :

$$Z_{pi}^{'i} = \frac{Z_{fi} Z_{pi}}{Z_r}; \tag{2.31}$$

Le taux d'avancement, γ, du front de flamme s'exprime par le rapport :

$$\gamma = \frac{Z_{pi}^{'1}}{Z_{pi}^{1}} \tag{2.32}$$

L'indice 1, a été choisi ici aléatoirement sans réelle influence sur les résultats. Les coordonnées du plan du front de flamme en pixels sont ensuite calculés :

$$X_{pi}^{i'} = x_f^i + \gamma X_{pi}^i \vec{t_x} \tag{2.33}$$

$$Y_{pi}^{i'} = y_f^i + \gamma Y_{pi}^i \vec{t_y} \tag{2.34}$$

avec $\vec{t_x}$ et $\vec{t_y}$ les vecteurs de transfert :

$$\vec{t_x} = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 1 \\ -1 \end{pmatrix} \vec{t_y} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ -1 \\ -1 \end{pmatrix} \tag{2.35}$$

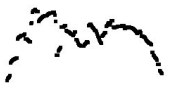
La conversion des coordonnées en pixels vers le plan réel est réalisée en calculant le nombre des pixels entre les deux marques : $N_{pi} = Y_{pi}^{1'} - Y_{pi}^{3'}$. On peut alors définir la largeur d'un pixel :

$$w_{pi} = \frac{l_b}{N_{pi}} \tag{2.36}$$

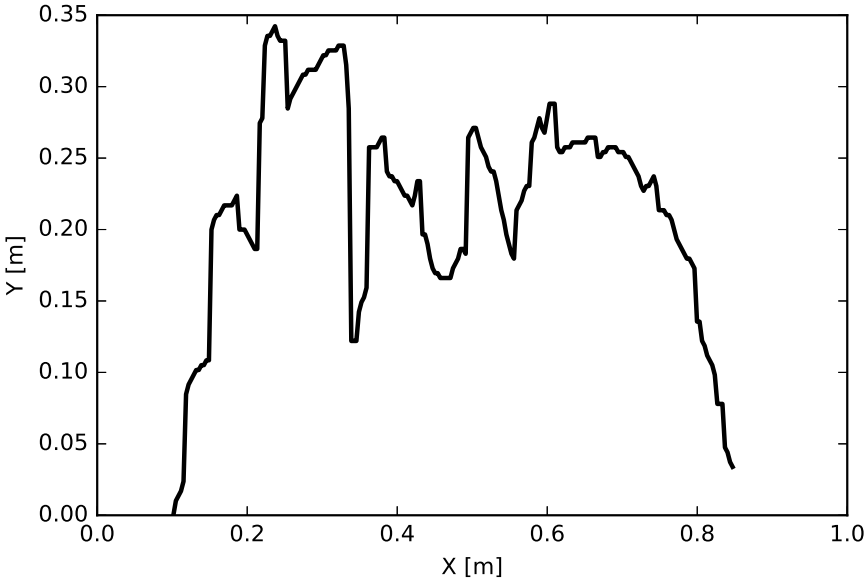
Pour chaque position du front de flamme (en pixels), ce paramètre de conversion nous permet de convertir les hauteurs de flammes en mètres. Un exemple de reconstruction d'un profil de flamme est donné par la figure 2.22. Pour chaque image obtenue à un temps t, un profil de hauteur est déterminé.

2.4 Résultats expérimentaux

Nous présentons dans cette section toutes les expériences réalisées sur la plateforme PROMETHEI. Après une validation de la méthode de reconstruction du front de flammes par caméras visibles, plusieurs études ont été menées :



(a) Contour de flamme issu du traitement d'image



(b) Profil de flamme

FIGURE 2.22 – Reconstruction du profil de flamme

- effet de la surface de propagation ;
- effet de la largeur ;
- effet de la charge.

L'effet de la pente est également abordé ainsi que des expériences sur l'hétérogénéité du lit. En tout 96 expériences sont présentées dans ce chapitre. Le combustible utilisé est la frisure de bois caractérisé au paragraphe 2.1.2.1. Avant chaque expérience, les conditions environnementales (température et humidité relative) sont relevées ainsi que la teneur en eau de la frisure de bois.

2.4.1 Vérification de la reconstruction

Dans cette section, nous discutons des quatre expériences de propagation qui ont été réalisées pour valider notre méthode. Pour chaque expérience, nous avons comparé le ROS mesuré par deux caméras avec celui donné par trois autres dispositifs qui sont :

- des photo-résistances ;
- des thermocouples ;
- un chronomètre.

2.4.1.1 Dispositif

Ces essais sont réalisés sur un lit de combustible de dimension 2 m × 3 m. La charge est de 0,5 kg.m^{-2}. Une présentation du dispositif utilisé est donné par la figure 2.23. Les 2 caméras sont positionnées aux deux coins avant de la table (en aval du front de flammes).

Un expérimentateur positionné perpendiculairement au sens de propagation note les temps de passage grâce à des repères espacés de 10 cm. 10 thermocouples de type K gainés de 1 mm sont disposés au centre de la table et 30 photorésistances sont disposées tous les 10 cm dans le sens de propagation.

2.4.1.2 Résultats

ROS Les vitesses de propagation mesurées par les différentes méthodes sont reportées dans le tableau 2.2. Les indices correspondent aux différents dispositifs ($ca1$ pour la caméra 1, $ca2$ pour la caméra 2, ch pour le chronomètre, ph pour les photorésistances, th pour les thermocouples). La variable ROS_{mc} est la moyenne des ROS obtenus par mesure caméra.

On remarque un très bon accord entre les deux caméras avec un écart maximum de 0,03 cm.s^{-1}. Les vitesses de propagation entre les différentes méthodes sont cohérentes. La mesure de vitesse par thermocouples est celle qui donne les résultats les plus proches de la moyenne du ROS des caméras (écart maximal de 0,04 cm.s^{-1}). La mesure par photorésistances est celle qui donne le plus grand écart (0,11 cm.s^{-1}). Cet écart peut s'expliquer par des variations de la mesure par photorésistances, dues aux fluctuations de luminosité du front de flamme. Une comparaison

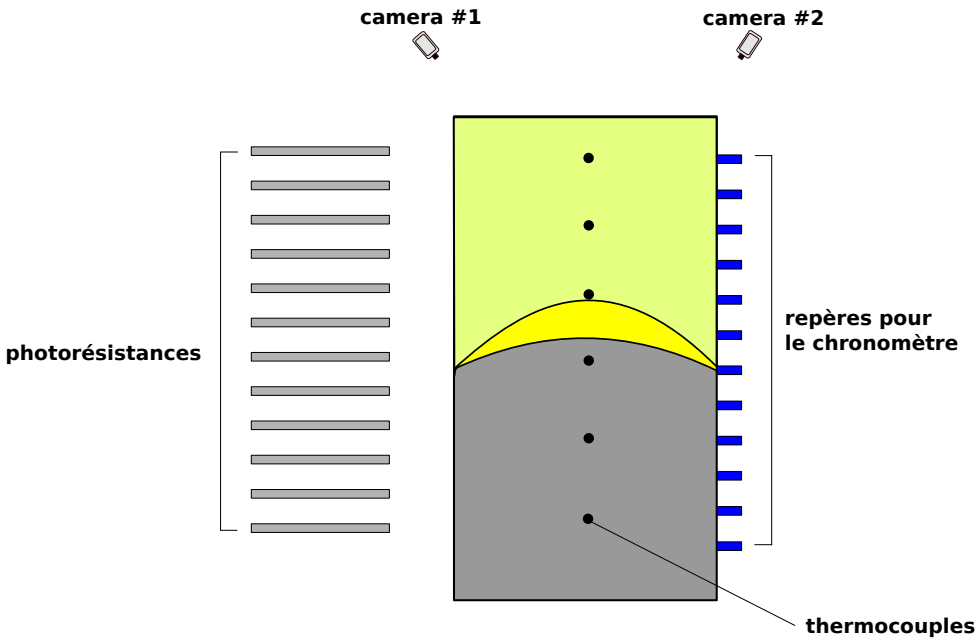


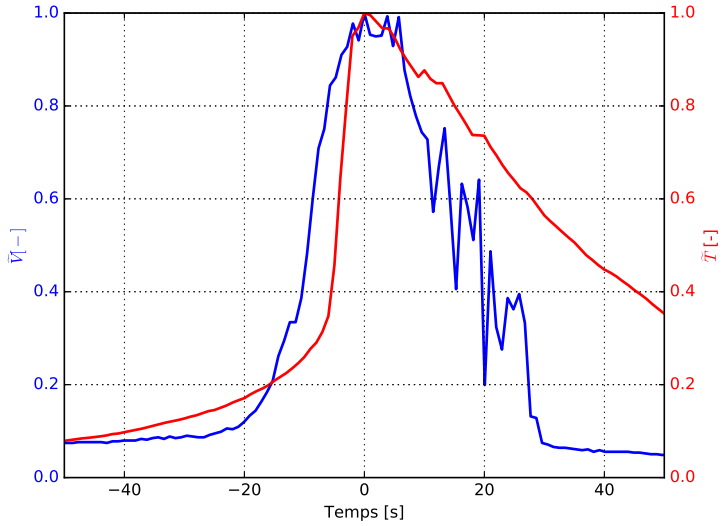
FIGURE 2.23 – Schéma du dispositif utilisé pour la validation de la méthode de reconstruction

Essai	ROS_{ca_1}	ROS_{ca_2}	ROS_{ch}	ROS_{ph}	ROS_{th}	ROS_{mc}
1	1,58	1,60	1,51	1,48	1,63	1,59
2	1,47	1,49	-	1,42	1,51	1,48
3	1,52	1,55	1,49	1,45	1,50	1,53
4	1,58	1,59	1,58	1,53	1,59	1,59

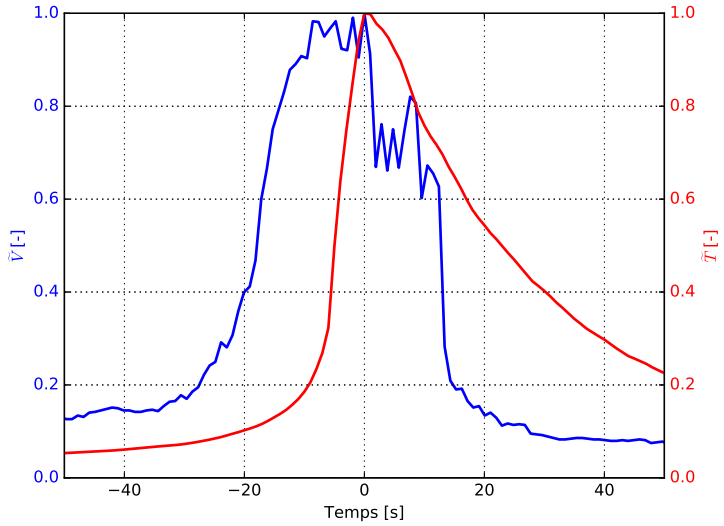
TABLE 2.2 – Comparaison des vitesses de propagation pour les 4 expériences

entre une mesure effectuée par une photorésistance et une mesure effectuée par un thermocouple est montrée sur la figure 2.24. Les différentes mesures sont normalisées et centrées en t = 0 s par rapport à leur valeur maximale, elles sont respectivement notées $\widetilde{V}$ et $\widetilde{T}$. On constate que les mesures de tension par photorésistances sont très fluctuantes et que le maximum n'est pas aussi bien marqué que celui-ci obtenu par thermocouple.

Longueur du front de flamme La figure 2.25 montre l'évolution de la longueur du front de flamme mesurée pour la caméra 1 au cours du temps. Pour chaque caméra et chaque expérience, nous calculons une longueur de front moyenne. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 2.3 sous le nom C_{m1} et C_{m2}. L'écart entre les longueurs moyennes est au maximum de 6 mm. On



(a) en Z = 1.40 m



(b) en Z = 2 m

FIGURE 2.24 – Comparaison des mesures adimensionnelles entre thermocouples (ligne rouge) et photorésistances (ligne bleue)

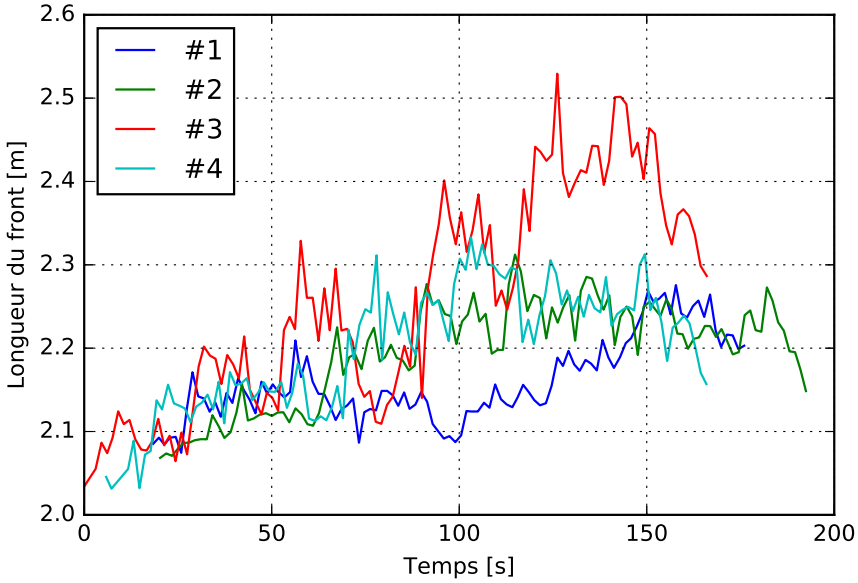


FIGURE 2.25 – Longueur du front de flamme au cours du temps mesurée avec la caméra 1 pour les 4 expériences

Essai	I_{B1} [kW.m^{-1}]	I_{B2} [kW.m^{-1}]	C_{m1} [m]	C_{m2} [m]	HRR_1 [kW]	HRR_2 [kW]
1	129	129	2,16	2,13	279	275
2	119	121	2,20	2,14	262	259
3	123	125	2,26	2,21	278	276
4	128	129	2,20	2,15	282	277

TABLE 2.3 – Puissance du front de flamme pour les 4 expériences

observe que la longueur du front de flamme est au minimum 13 cm plus grande que la largeur du lit de combustible à cause de la courbure du front.

Intensité et puissance Les intensités sont calculées à partir de l'équation 2.25. La puissance est déduite en multipliant les ROS mesurés par la longueur moyenne du front de flamme. Les valeurs des intensités et des puissances sont indiquées dans le tableau 2.3. On constate un bon accord entre les résultats des caméras. L'écart entre les intensités est de 2 kW.m^{-1} et de 5 kW pour les puissances seulement. Agueda et coll. [156] ont également effectué des essais sur de la frisure de bois. Pour une charge moyenne de 0,6 kg.m^{-2} l'intensité était de 172 kW.m^{-1}. Ces différentes valeurs confortent les mesures que nous avons effectuées.

Ces résultats montrent que les mesures faites par caméras visibles sont cohérentes avec celles obtenues par les autres dispositifs.

2.4.2 Influence de la surface de propagation

Le transfert de chaleur par conduction est souvent négligé dans les modèles de propagation. En effet, le temps caractéristique du transfert par conduction est supérieur à celui lié à la convection et au rayonnement. Cependant dans notre dispositif nous utilisons des tables à brûler en acier. La question est de savoir si l'acier influence la dynamique de propagation. Pour ce faire deux surfaces de propagation sont comparées : une en acier et l'autre «isolée» en surface avec du béton cellulaire.

2.4.2.1 Propriétés du béton cellulaire

Les carreaux de béton cellulaire disposés sur la surface de la table possèdent une conductivité thermique faible de 0,12 $W.m^{-1}.K^{-1}$ et ont une épaisseur de 10 cm. Alors que l'acier a une conductivité thermique de 50,2 $W.m^{-1}.K^{-1}$. Ce qui fait du béton cellulaire un très bon isolant thermique (600 fois plus isolant que l'acier). A titre de comparaison, la conductivité de la terre crue est d'environ 0,32 $W.m^{-1}.K^{-1}$ [2]. Il est a noté que le béton cellulaire est connu pour être un bon isolant thermique, incombustible et ininflammable, ce qui fait du lui un candidat idéal pour ce genre d'expériences.

2.4.2.2 Dispositif

La table a été recouverte par des carreaux de béton cellulaire, sur lesquels de la frisure de bois est répartie (figure 2.26). Deux caméras filment la propagation pour obtenir la vitesse de propagation et l'épaisseur du front de flamme. Un exemple de propagation est montré sur la figure 2.27.

2.4.2.3 Résultats

En tout 3 expériences ont été réalisées, dont une sur table sans béton cellulaire (valeur de référence). Les vitesses de propagation et les épaisseurs sont indiquées dans le tableau 2.4. L'expérience de référence (surface en acier) donne un ROS compris entre les deux valeurs obtenues pour les expériences sur surface en béton cellulaire. On constate que l'épaisseur est plus faible que celle obtenue pour l'acier (l'écart est inférieur à 10 cm). Il faut souligner que la détermination de l'épaisseur du front de flamme dépend de la quantité de braises et de la forme du front de flamme.

On conclut donc que le type de matériau utilisé comme surface pour la propagation des feux n'impacte pas la dynamique de la propagation. Ce résultat justifie l'emploi des tables à brûler

2. Source Wikipédia

FIGURE 2.26 – Répartition de la frisure sur la surface en béton cellulaire

FIGURE 2.27 – Exemple d'une propagation sur la surface en béton cellulaire

Essai	Matériau	ROS [m.s^{-1}]	épaisseur [m]
1	Acier	0,016	0,35
2	Béton cellulaire	0,015	0,27
3	Béton cellulaire	0,017	0,26

TABLE 2.4 – Vitesse de propagation pour différentes surface de propagation

en acier pour les expériences.

2.4.3 Effet de la largeur

45 expériences pour des largeurs de lit comprises entre 0,25 m et 3,5 m avec une longueur du lit de 2 m ont été effectuées (9 largeurs différentes et la série d'expériences est répétée 5 fois). Le schéma du dispositif est donné sur les figures 2.5a et 2.5b. Des exemples de propagation pour différentes largeurs sont données sur les figures 2.28a et 2.28b. Pour ces expériences la vitesse de propagation, l'épaisseur et la hauteur de flamme ont été mesurées. D'autres analyses sur la longueur, la puissance et l'intensité ont pu également être faites.

2.4.3.1 Résultats

ROS La figure 2.29a représente le ROS en fonction de la largeur du lit, l. On observe une bonne répétabilité des résultats, avec une incertitude plus importante pour les petites largeurs du fait de la résolution spatiale limitée et de la faible luminosité (notamment au pied de la flamme). On observe que la vitesse de propagation est dépendante de la largeur. La vitesse de propagation passe de 0,008 m.s^{-1}, pour les largeurs de 0,25 m, à 0,015 m.s^{-1} pour les plus grandes largeurs. Au-delà de 2 m, la vitesse semble ne plus varier. Cet effet de la largeur avait été observé par Naville [106]. L'écart maximum est de 0,003 m.s^{-1} pour la largeur de 0,5 m. L'origine de la dispersion des différents points expérimentaux peut être due à plusieurs facteurs : la température ambiante, l'humidité ambiante ou la teneur en eau du combustible …

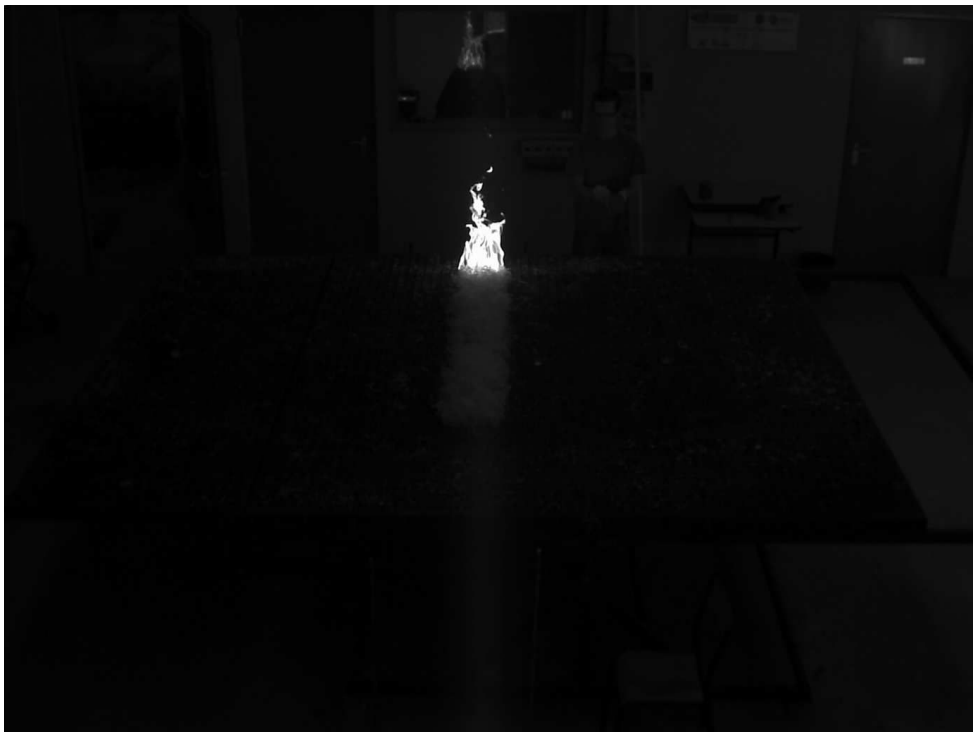
Nous pouvons représenter la vitesse de propagation en fonction de la largeur avec une échelle logarithmique (figure 2.31). Il en ressort que la vitesse de propagation suit une loi de puissance du type : $ROS(L_w) = \alpha\, L_w^{\beta}$. Ce genre de comportement a déjà été observé par Adam et coll. [157] pour de la frisure de bois et des morceaux de carton. Les coefficients α et β ont été estimés par une méthode des moindres-carrés.

La vitesse de propagation dépend de la largeur du lit de combustible suivant la loi :

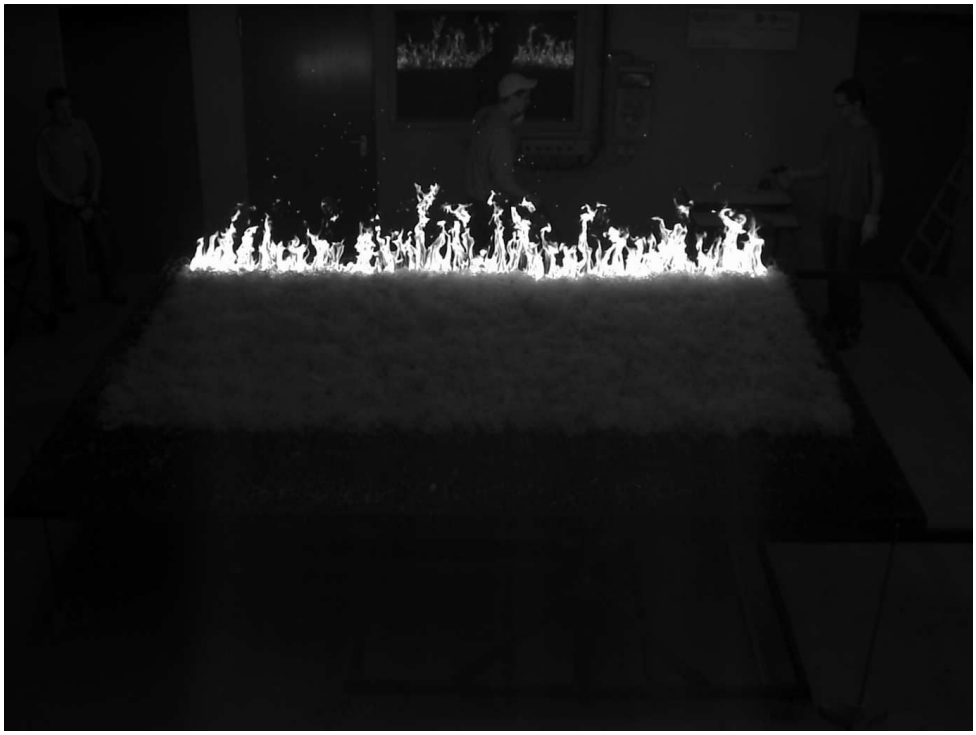
$$ROS(l) = 0,0118\, l^{0,19} \tag{2.37}$$

La fonction analytique identifiée est représentée sur la figure 2.31 par une ligne en pointillés et sur la figure 2.29a par une ligne noire. La différence maximale entre résultats expérimentaux et numériques atteint 15% et la valeur moyenne des écarts est d'environ 4%.

L'épaisseur du front de flamme est représentée sur la figure 2.29b en fonction de la largeur du lit de combustible. Les résultats sont compris entre 0,18 m et 0,74 m. Les écarts sont bien plus importants que ceux observés pour le ROS. Cela s'explique par la présence de braises au cours des différentes expériences, comme cela peut être observé sur la figure 2.30, qui influencent la reconstruction du front arrière. Sur la figure 2.29b, la ligne noire représente la moyenne pour chaque largeur. Nous constatons que l'épaisseur moyenne est d'environ 0,35 m.

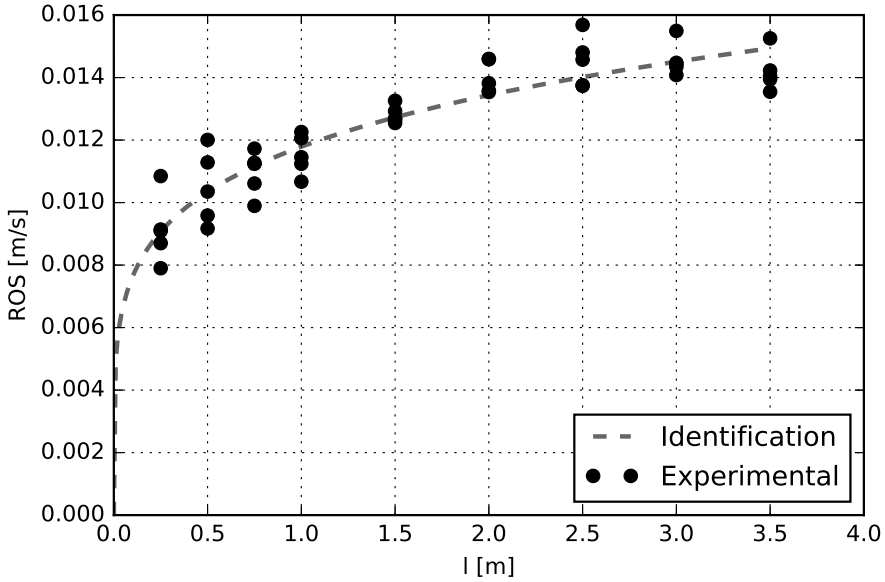


(a) 25 cm

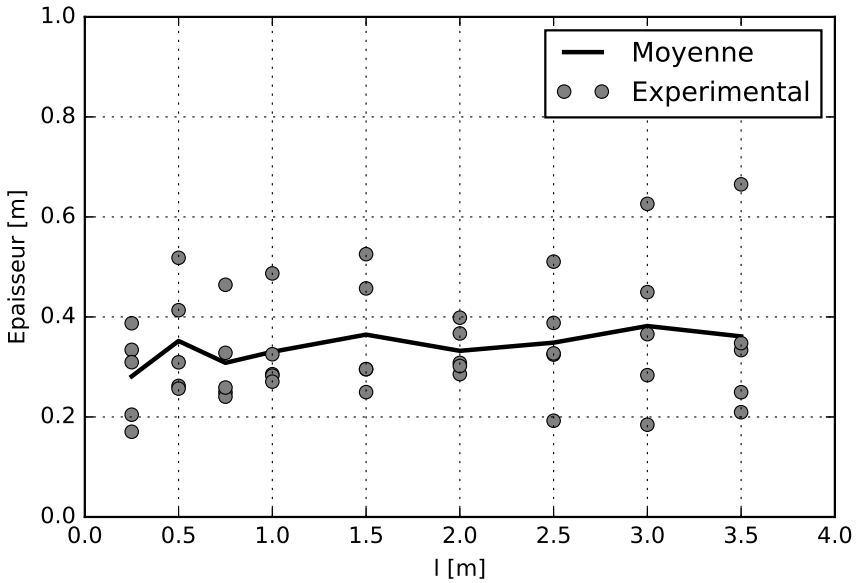


(b) 3.5 m

FIGURE 2.28 – Exemples de propagation pour deux largeurs différentes



(a) ROS



(b) Épaisseur

FIGURE 2.29 – Effet de la largeur sur la propagation

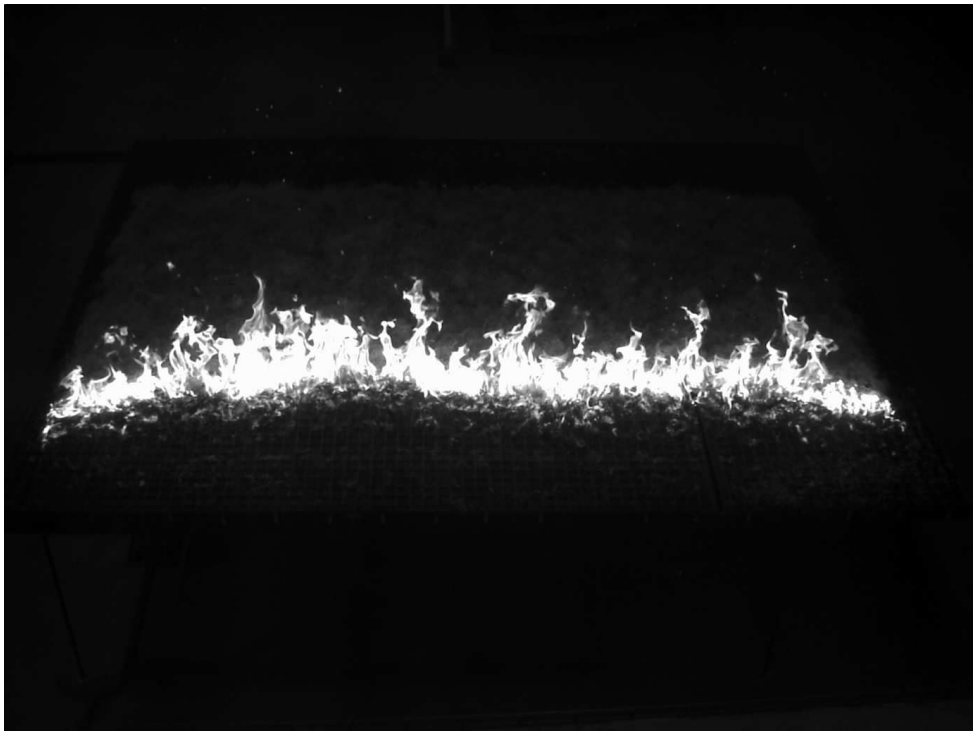


FIGURE 2.30 – Exemple d'image acquise pour le front arrière

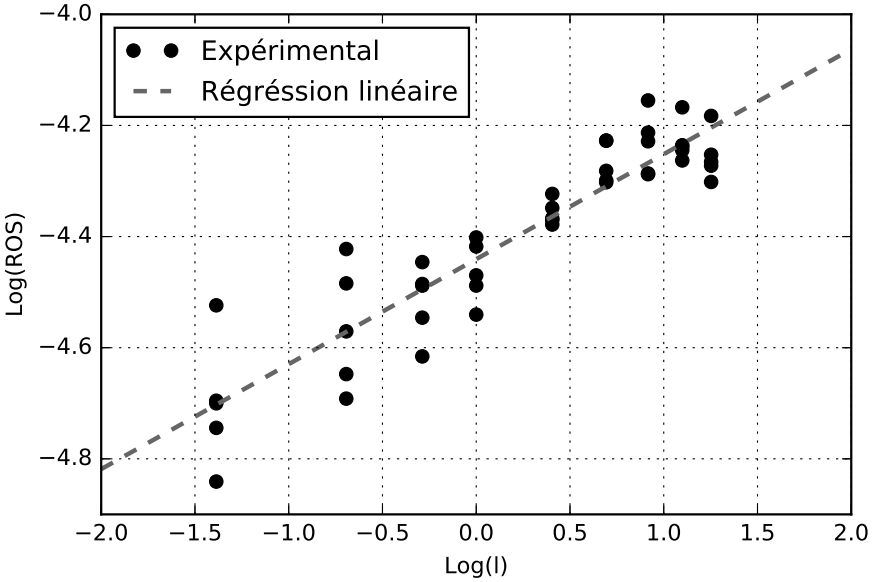


FIGURE 2.31 – Représentation logarithmique de la vitesse de propagation

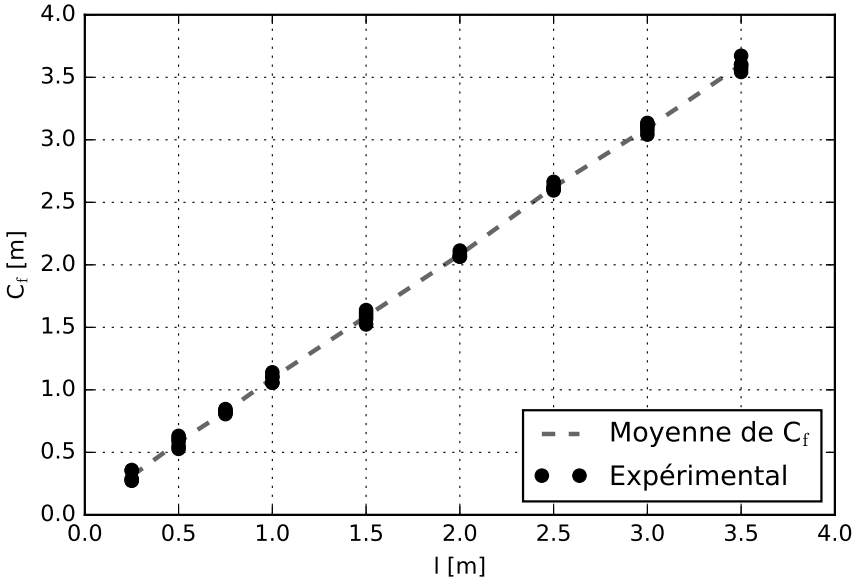


FIGURE 2.32 – Longueur du front de flamme avant en fonction de la largeur

2.4.3.2 Longueur du front avant

A partir de l'équation 2.24, nous en déduisons la longueur du front de flamme pour les différentes largeurs. Les résultats sont reportés sur la figure 2.32. Comme attendu, la longueur du front augmente de manière linéaire. Pour certaines expériences, la longueur peut être de 15 cm plus importante que la largeur du lit de combustible.

2.4.3.3 Intensité et puissance du feu

La figure 2.33 représente l'intensité du feu pour toutes les expériences, calculée à partir de la formule de Byram. En accord avec les résultats de la vitesse de propagation, l'intensité du front de flamme augmente avec la largeur jusqu'à 2 m pour ensuite se stabiliser. Nous en déduisons également la puissance du feu. Les résultats du HRR en fonction de la largeur sont donnés sur la figure 2.34. La puissance évolue linéairement avec la largeur, car elle est dominée par la largeur du lit. Elle est de 25 kW pour la plus petite largeur et monte jusqu'à 425 kW pour la largeur de 3,5 m.

2.4.3.4 Hauteur de flamme

Pour chaque expérience nous obtenons une série de profils de flamme. A partir de ces profils nous en déduisons pour chaque largeur :

- la distribution des hauteurs ;

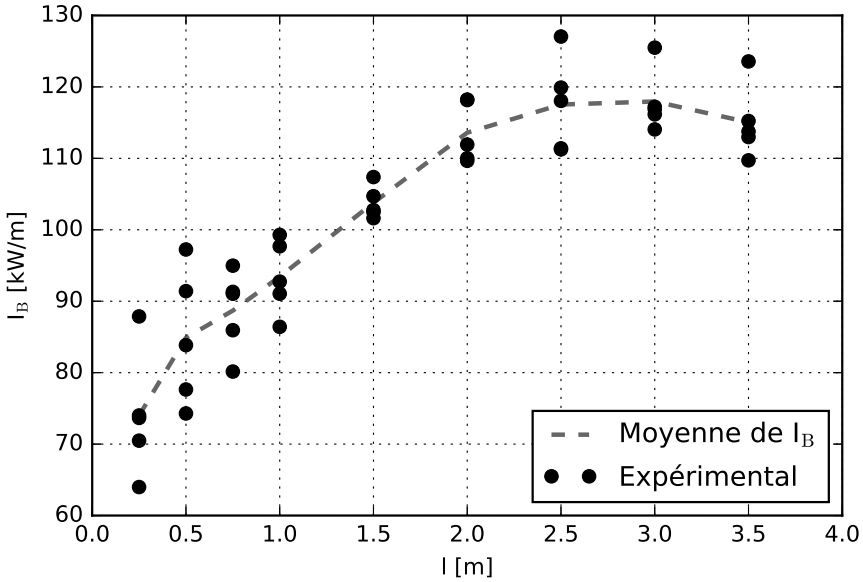


FIGURE 2.33 – Intensité en fonction de la largeur

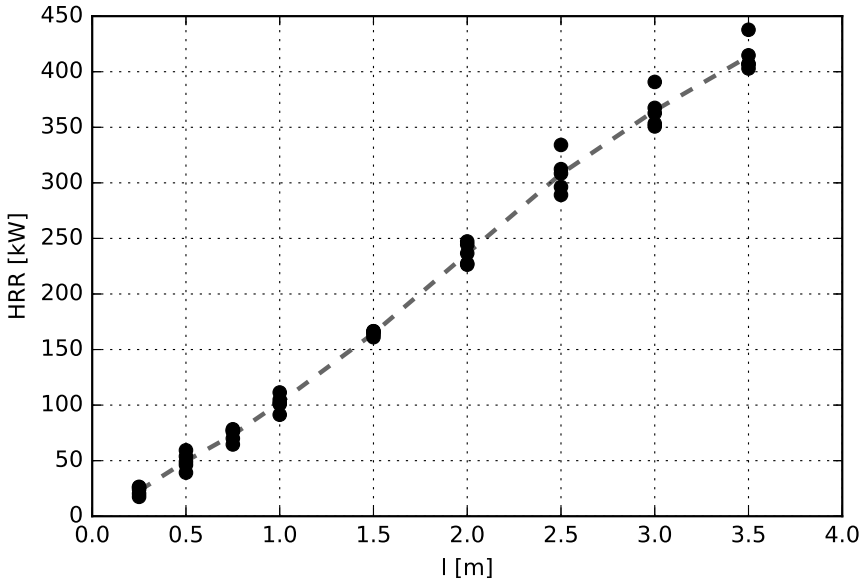


FIGURE 2.34 – Puissance du feu en fonction de la largeur

- les profils moyens ;
- les hauteurs maximales.

L'idée est d'étudier si la largeur du lit de combustible influence également la hauteur de flamme.

Distribution des hauteurs Toutes les hauteurs mesurées pour une largeur sont combinées pour estimer une distribution normalisée. Elles sont représentées sur la figure 2.35 pour chaque largeur. On observe que la répartition des hauteurs suit une distribution de type gaussienne et que les distributions des hauteurs ne changent pas avec la largeur. La valeur moyenne se situe à environ 25 cm. La valeur maximale est comprise entre 0,6 et 0,7 m mais de manière très ponctuelle.

Profils moyens de flamme L'ensemble des profils obtenus est moyenné pour n'obtenir qu'un seul profil moyen. La méthode peut être résumée par la figure 2.36.

Un exemple de profils moyens pour une série d'expériences (un test de propagation pour chaque largeur) est montré sur la figure 2.37. On constate que quelle que soit la largeur du lit la hauteur est toujours comprise entre 0 et 0,3 m.

Pour chaque largeur, on peut définir un seul profil moyen (on moyenne les 5 profils moyens obtenus pour une largeur) que l'on adimensionne par rapport à la largeur du lit l ($\tilde{X} = \frac{X}{l}$). La figure 2.38 représente les profils moyens adimensionnés pour toutes les largeurs. Elle montre que la largeur du lit n'influence pas la hauteur de flamme moyenne, comprise entre 0,25 m et 0,30 m. Ce résultat est similaire à ceux obtenus par Mendes-Lopes et coll. [110] pour des aiguilles de *Pinus pinaster*.

Hauteur maximale La hauteur maximale moyenne a également été mesurée. Cette donnée est très importante car elle est souvent utilisée comme paramètre dans les modèles de propagation. Nous supposons que dans le cas de propagations horizontales l'angle d'inclinaison des flammes est négligeable et que la hauteur de flamme peut être assimilée à la longueur de flamme L_f. On trouve dans la littérature de nombreuses corrélations reliant la longueur de flamme à l'intensité.

$$L_f = \alpha I_B^{\beta} \tag{2.38}$$

Anderson [48] en a résumé quelques unes. Elles sont données dans le tableau 2.5 avec L_f la longueur de flamme, I_B l'intensité calculée par la formule de Byram. α et β sont des paramètres qui selon les auteurs dépendent du type de végétation.

La figure 2.39 montre que les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la corrélation proposée par Nelson et Adkins [101]. Cette corrélation a été développée pour des feux en tunnel

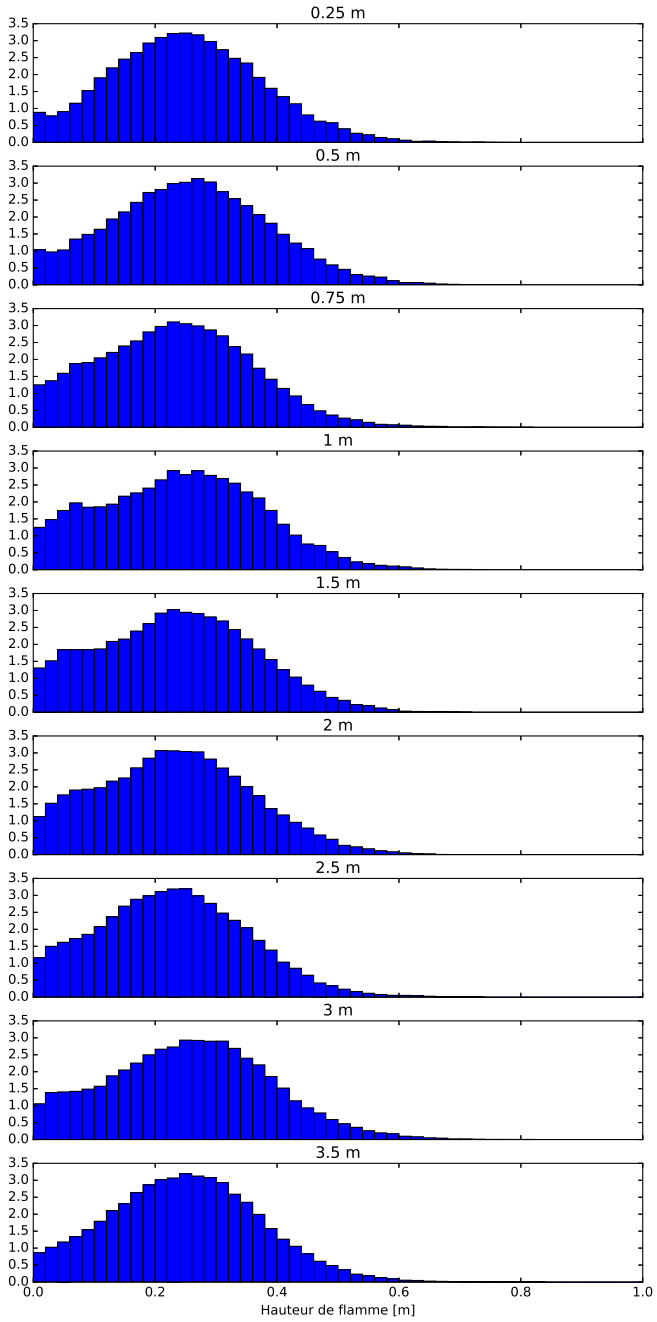


FIGURE 2.35 – Distribution normalisée des hauteurs pour chaque largeur

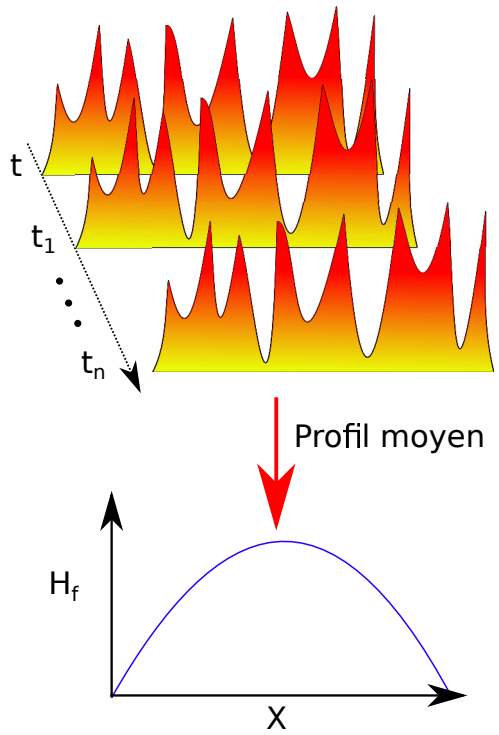


FIGURE 2.36 – Création d'un profil moyen pour une expérience de propagation

Auteurs	α	β
Byram [3]	0,0775	0,4600
Thomas [44]	0,0266	0,6666
Nelson and Adkins [101]	0,0475	0,4930

TABLE 2.5 – Différentes corrélations reliant l'intensité à la longueur de flamme

avec un lit composé d'aiguilles de pin loblolly (*Pinus taedu*) et des feuilles de palmier (*Serenoa repends*).

2.4.4 Effet de la charge

L'effet de la charge sur la propagation a été étudié. Les résultats sont focalisés sur le ROS, l'épaisseur et l'intensité du feu. En tout, 40 expériences avec des charges comprises entre 0,1 kg.m^{-2} et 1 kg.m^{-2} ont été réalisées : pour chaque largeur l'expérience est répétée 4 fois. La hauteur de flamme n'a pas été déterminée pour cette étude.

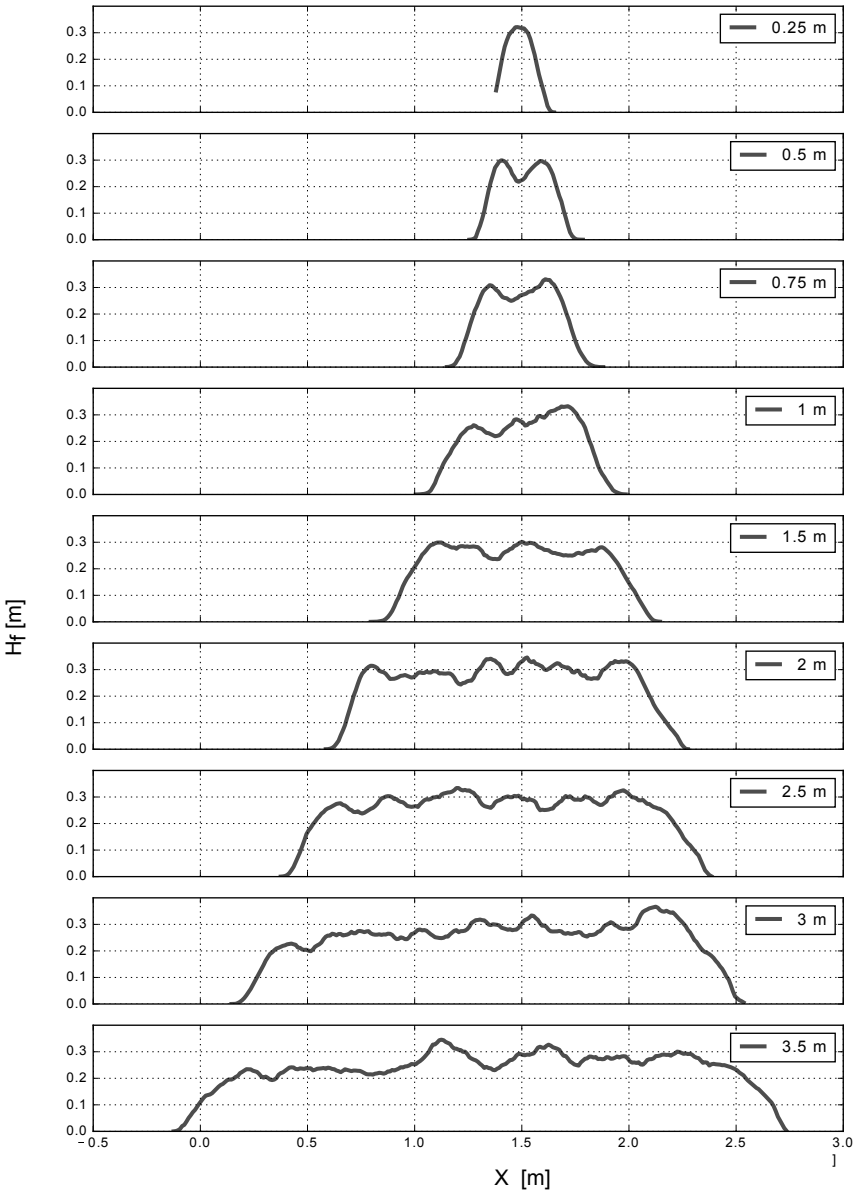


FIGURE 2.37 – Profils de flammes pour une série d'expériences

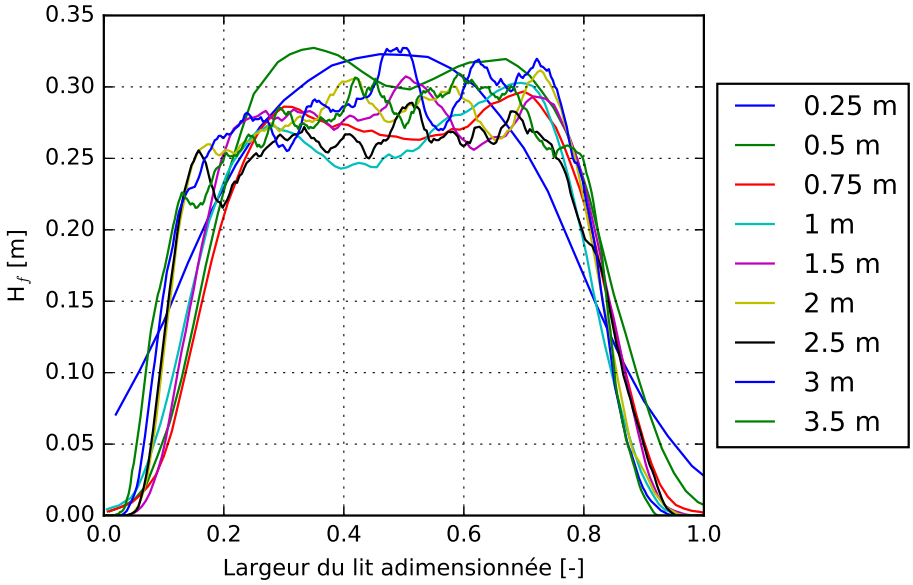


FIGURE 2.38 – Profil de flammes adimensionné pour différentes largeurs

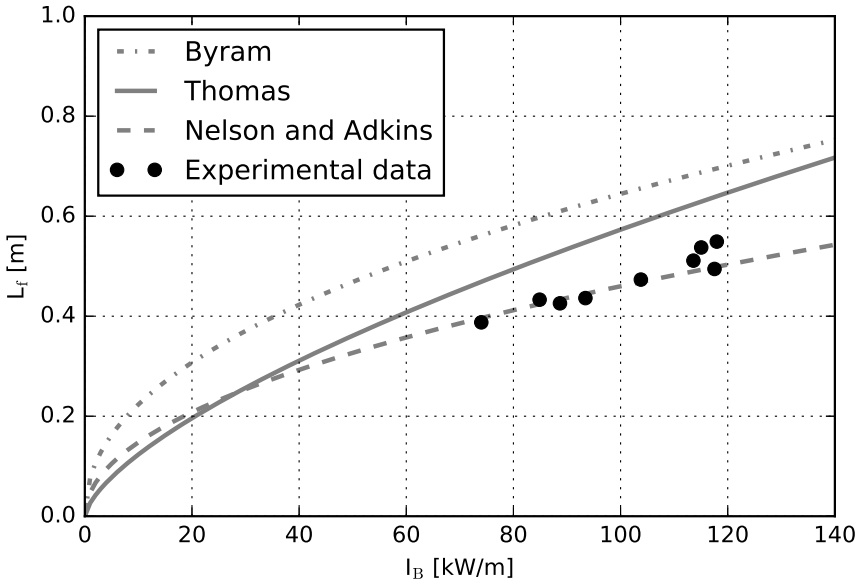


FIGURE 2.39 – Longueur de flammes en fonction de l'intensité du feu

FIGURE 2.40 – Exemple de répartition de la frisure de bois pour une charge de 0,1 kg.m^{-2}

2.4.4.1 Dispositif

Le dispositif se compose des deux caméras pour filmer la propagation du front avant et arrière. Seules la vitesse de propagation et l'épaisseur du front de flamme sont étudiées. La surface de propagation est de 2 m $\times$ 2 m.

Pour les charges comprises entre 0,1 kg.m^{-2} et 0,5 kg.m^{-2}, d'autres plots de références pour la DLT ont dû être utilisés. Ce sont des marques repérées directement sur la frisure aux quatre coins du lit. En effet, il n'est plus possible de maintenir une hauteur d'environ 8,5 cm, et il est important que les points de références soient positionnés sur la surface du combustible pour ne pas fausser la reconstruction du front de flamme (notamment pour déterminer l'épaisseur du front).

La figure 2.40 représente un exemple de répartition pour une charge de 0,1 kg.m^{-2}. On peut voir effectivement que pour une charge de 0,1 kg.m^{-2} il n'est plus possible de maintenir une répartition homogène. Dans ce cas c'est le comportement moyen du front de flamme que l'on étudie.

2.4.4.2 Résultats

Les figures 2.41a et 2.41b montrent deux propagations pour deux charges (0,1 et 1 kg.m^{-2}). On constate que le comportement est totalement différent entre les deux charges (notamment

sur la hauteur et la forme du front). La figure 2.43a représente l'évolution du ROS avec la charge du combustible.

La même méthode de reconstruction a été utilisée sauf pour les faibles largeurs (0,1 et 0,2 kg.m^{-2}) où il n'était pas possible de modéliser le front par une parabole. A la place, des positions moyennes de la position du front ont été évaluées. Pour chaque charge, 4 tests ont été effectués. Certains écarts atteignent $\pm$ 0,5 cm.s^{-1} par rapport à la valeur moyenne. Ils peuvent s'expliquer par les conditions de température et d'humidité qui varient au cours des différents tests qui ont alors un effet sur la teneur en eau du combustible (cf. figure 2.8).

De la même manière que pour l'effet de la largeur sur le ROS, nous avons déterminé une fonction analytique caractérisant l'effet de la charge sur la propagation :

$$ROS(\rho) = 0,023\rho^{0,68} \tag{2.39}$$

L'écart maximal observé entre résultats expérimentaux et la fonction analytique atteint 55 % alors que l'écart moyen n'est que de 13 %.

De tels écarts sont également observés sur l'épaisseur du front de flamme 2.43b. Les écarts s'expliquent par la présence de braises qui influencent la reconstruction (cf. figure 2.42). De manière globale, d'après la figure 2.43b, on constate une évolution de l'épaisseur avec la charge allant de quelques millimètres à environ 50 cm.

Avec les deux lois du ROS identifiées, nous pouvons les combiner pour ne former qu'une seule expression analytique supposant l'absence d'effets couplés :

$$ROS(\rho, l) = 0,020\rho^{0,71}l^{0,20} \tag{2.40}$$

2.4.4.3 Intensité et puissance

Les figures 2.44 et 2.45 donnent l'intensité et la puissance du feu en fonction de la charge. On constate que l'évolution de ces deux grandeurs n'est pas linéaire mais semble suivre une loi de puissance. On observe que la puissance augmente de 170 % lorsque la charge passe de 0,5 kg.m^{-2} à 1,0 kg.m^{-2}.

2.4.5 Effet de la pente

L'un des facteurs majeurs de la propagation d'un feu de végétation est la pente. Afin d'étudier l'effet de ce paramètre sur la propagation, 4 expériences ont été réalisées : 2 expériences de référence en configuration horizontale et 2 expériences avec une pente de 20°. Cette étude reste à compléter pour des inclinaisons, θ_s, comprises entre 0° et 20°.

(a) $\rho = 0.1$ kg.m^{-2}

(b) $\rho = 1$ kg.m^{-2}

FIGURE 2.41 – Exemple de propagation pour deux charges différentes

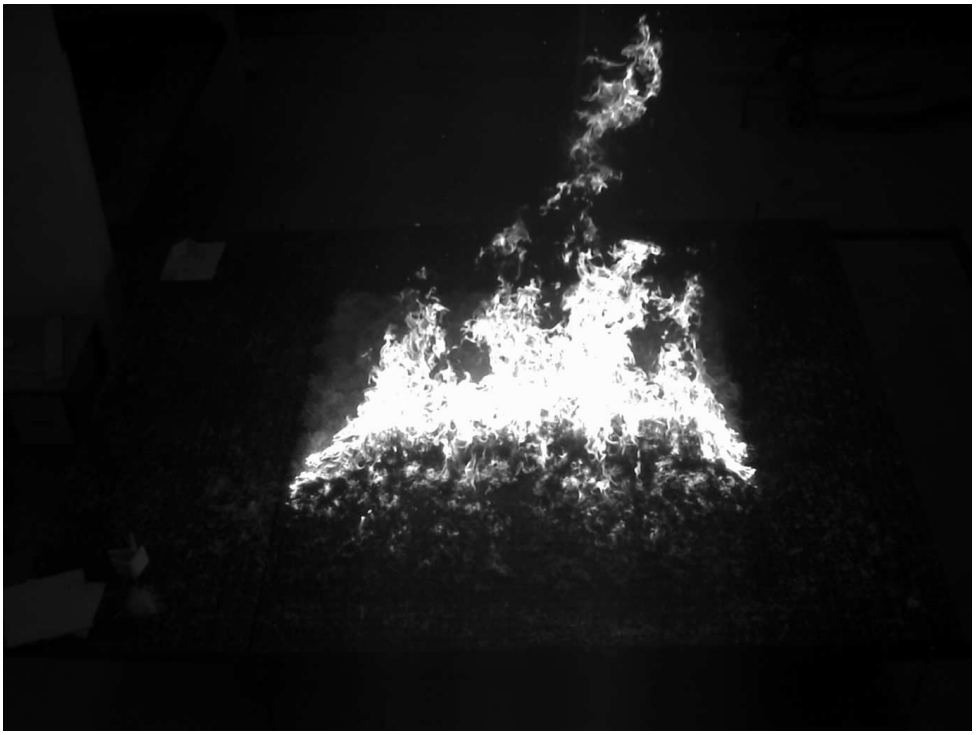


FIGURE 2.42 – Image du front arrière avec la présence de braises

2.4.5.1 Dispositif

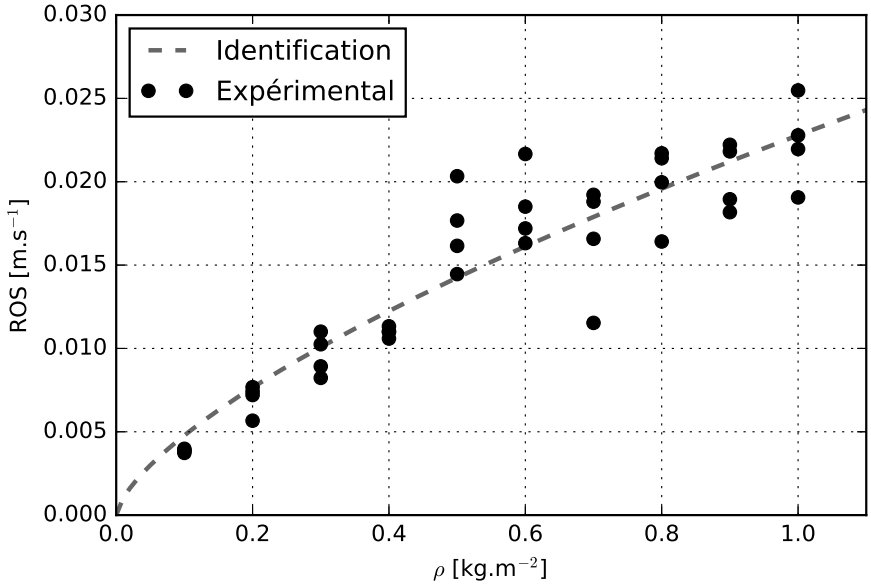
Comme pour les expériences précédentes deux caméras sont positionnées de part et d'autre du lit pour mesurer la vitesse de propagation et l'épaisseur du front de flamme. Le dispositif est présenté sur les figures 2.46 et 2.47. Les essais sont réalisés pour une dimension du lit de 2 m × 2 m avec une charge de 0,5 kg.m^2.

Parallèlement à la mesure par caméras, deux capteurs de flux fournis par Captec (figure 2.48) ont été positionnés à l'extrémité du lit espacés de 20 cm à une hauteur de 10 cm pour être représentatif du flux reçu à la surface du combustible (voir le schéma de la figure 2.47). Les flux sont acquis toutes les 300 ms.

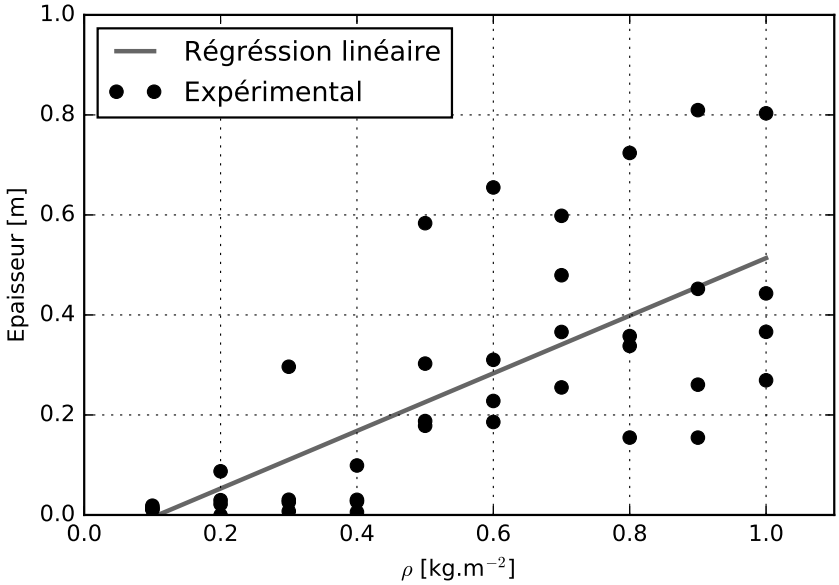
Une photo d'un test de propagation, prise perpendiculairement au sens de la propagation, pour une pente de 20° est donnée sur la figure 2.49.

2.4.5.2 Résultats

ROS et épaisseur Les résultats de la vitesse de propagation et de l'épaisseur sont reportés dans le tableau 2.6. On observe une très bonne répétabilité des résultats pour les ROS et une légère variation pour l'épaisseur (un écart maximum de 7 mm). On constate que la vitesse de propagation augmente de 1,2 cm.s^{-1} à 2,7 cm.s^{-1}, soit une augmentation de 125 %. Quant à l'épaisseur, celle-ci passe d'une valeur moyenne de 0,19 m à 0,33 m, soit une augmentation de



(a) ROS



(b) Épaisseur

FIGURE 2.43 – Effet de la charge sur la propagation

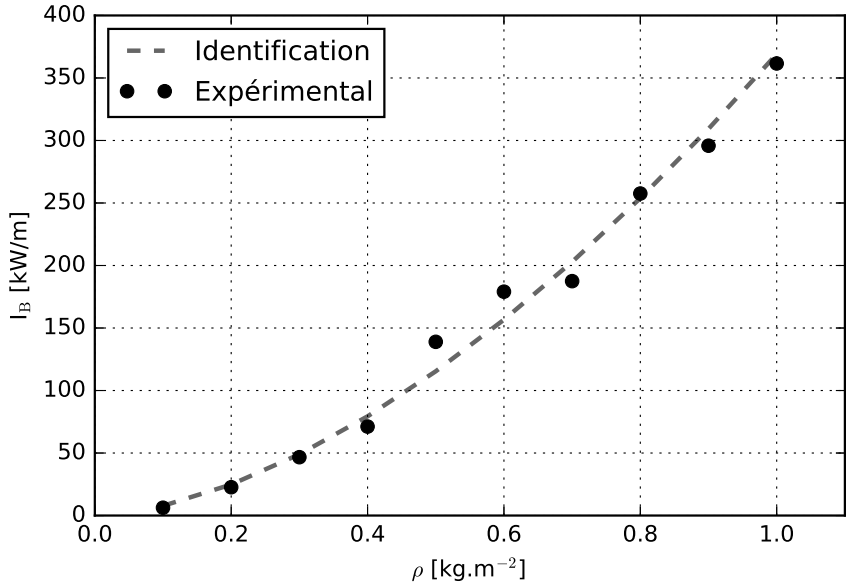


FIGURE 2.44 – Effet de la charge sur l'intensité

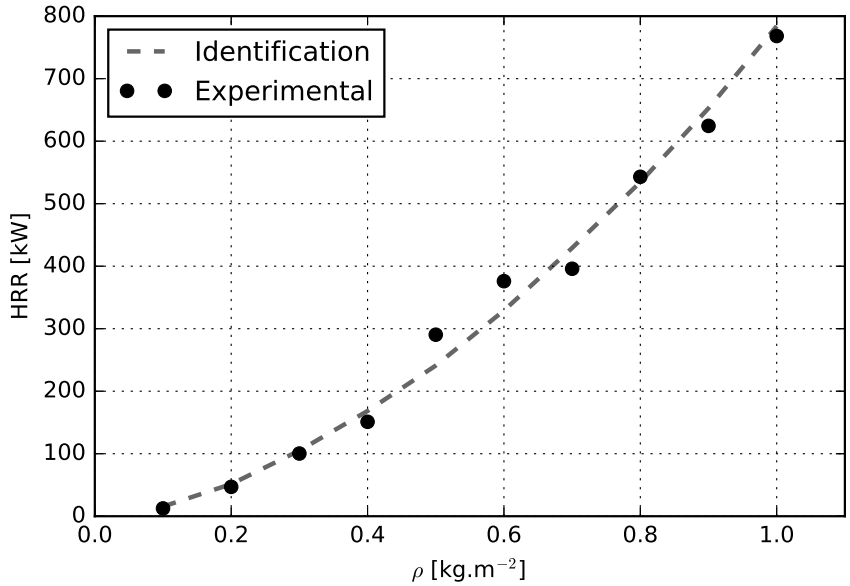


FIGURE 2.45 – Effet de la charge sur la puissance du feu

FIGURE 2.46 – Photo du dispositif avec effet de pente

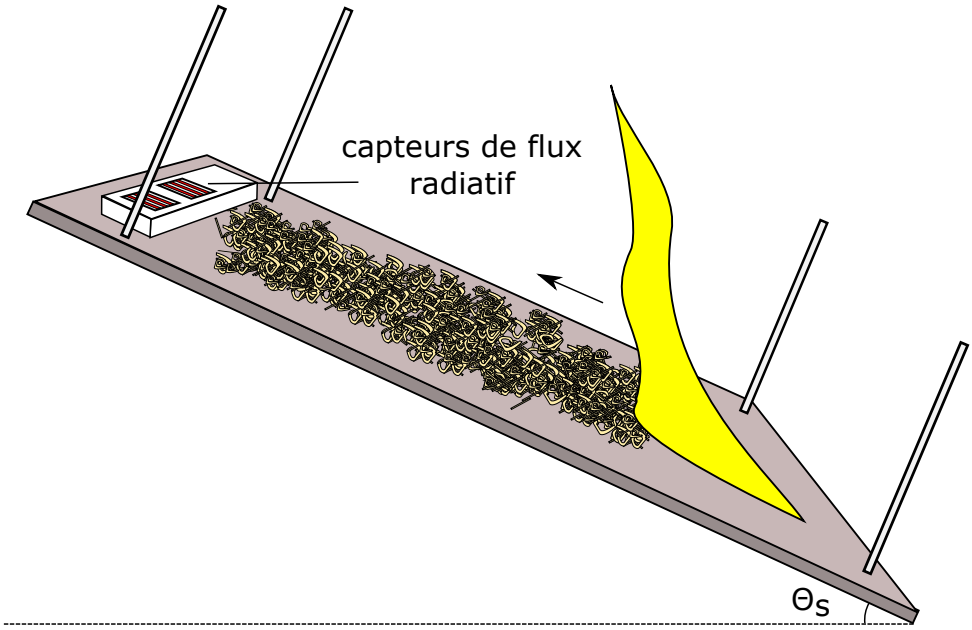


FIGURE 2.47 – Schéma du dispositif pour les propagations avec un effet de pente

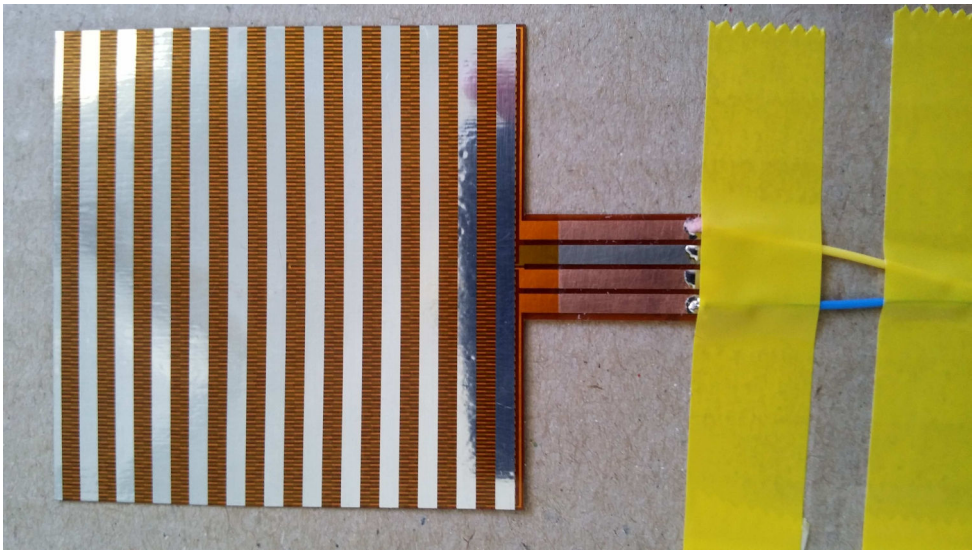


FIGURE 2.48 – Photo du capteur radiatif fourni par Captec

FIGURE 2.49 – Photo d'un test de propagation pour une pente de 20°

Essai	θ_s [°]	ROS [m.s^{-1}]	épaisseur [m]
1	0°	0,012	0,17
2	0°	0,012	0,21
3	20°	0,027	0,31
4	20°	0,027	0,38

Table 2.6 – Effet de la pente sur le ROS et l'épaisseur

θ_s [°]	ROS [m.s^{-1}]		
0°	0,0131	0,0128	0,0138
20°	0,0337	0,041	0,046

Table 2.7 – Mesures du ROS obtenues par Silvani et coll. [52]

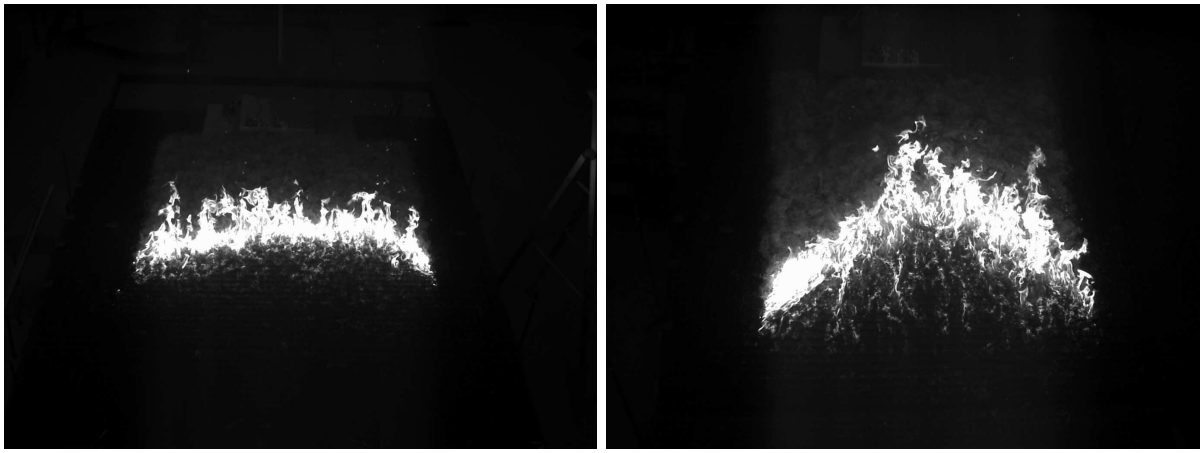
74 %.

Des études ont déjà été menées concernant l'effet de la pente sur le ROS. On peut citer par exemple Silvani et coll. [52] qui a mesuré le ROS sur des pentes comprises entre 0° et 30° pour de la frisure de pin. Les valeurs du ROS obtenues par Silvani sont reportées dans le tableau 2.7. On remarque que les valeurs du ROS sans effet de pente sont en très bon accord. Par contre on observe un écart pour une pente à 20°, sauf pour la valeur de 0,0337 m.s^{-1} qui reste cohérente avec nos valeurs.

Forme du front La figure 2.50 montre la différence entre une propagation horizontale et une propagation à 20° sur la forme du front. Le front passe d'une forme parabolique à une forme triangulaire. Cet effet a également été observé par Silvani et coll. [52] et s'accentue avec l'inclinaison de la pente.

Flux radiatifs Les résultats des flux radiatifs pour chaque essai sont regroupés sur les figures 2.51 et 2.52. Les lignes représentent les données filtrées par la méthode de Savitzky-Golay. L'origine des temps est déterminée à partir de la première image utilisée pour le traitement d'images.

Pour une propagation horizontale le flux maximal est compris entre 3,75 (figure 2.51b) et 6 kW.m^{-2} (figure 2.51a). Entre les deux capteurs, espacés de 20 cm, l'écart des densités de flux maximums est compris entre 0,75 et 2,5 kW.m^{-2}. Cet écart entre les deux expériences peut s'expliquer par la géométrie du front de flamme qui n'est pas exactement la même et modifie alors le facteur de forme. Pour une propagation avec une pente de 20° le flux maximal peut atteindre 15 kW, ce qui correspond à une augmentation de plus de 150 %. Deux explications peuvent justifier cette augmentation de la densité de flux radiatif. La première est que l'angle entre le front de flamme et le sol diminue avec la pente (voir la figure 2.49). De ce fait le flux reçu à la surface du capteur (et de la végétation) augmente. La deuxième explication est que



(a) 0° (b) 20°

FIGURE 2.50 – Effet de la pente sur la forme du front

que la puissance dégagée par le front de flamme et par conséquent la puissance radiative est plus importante.

Si l'on regarde l'évolution du flux au cours du temps, on remarque que l'augmentation est bien plus rapide pour les expériences avec pente. En 30 secondes (entre t = 60 s et t = 90 s), la densité de flux radiatif reçue augmente de 14 kW.m^{-2} alors que sans pente l'augmentation n'est que d'environ 4 kW.m^{-2} au maximum.

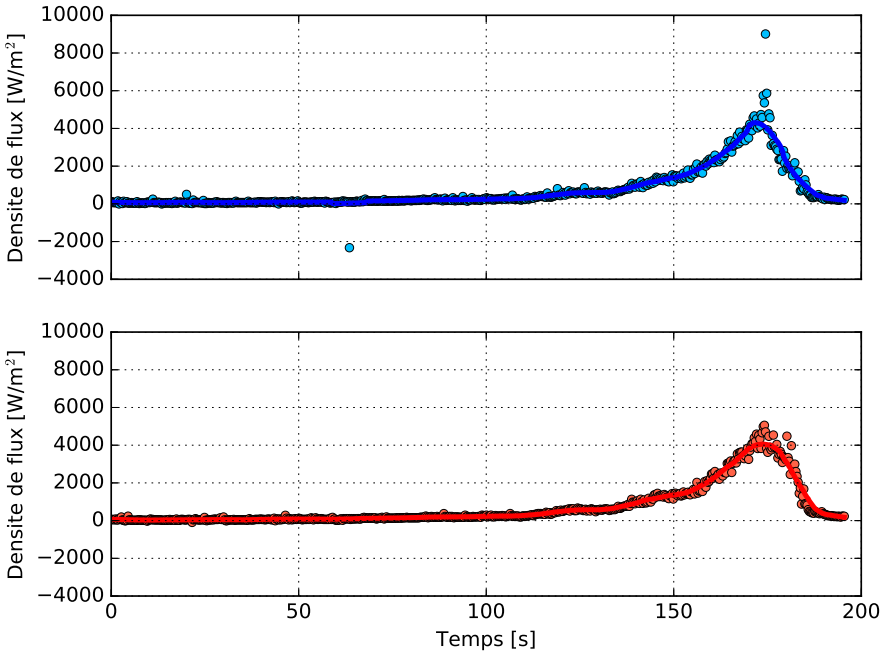
Dupuy[30] a également réalisé des mesures de flux radiatifs pour des propagations en pente avec de la frisure de bois. Pour une pente de 0°, la densité de flux radiatif à 10 cm atteint 1,3 kW.m^{-2}, et à 20° 8,1 kW.m^{-2}.

2.4.6 Propagation sur un lit hétérogène

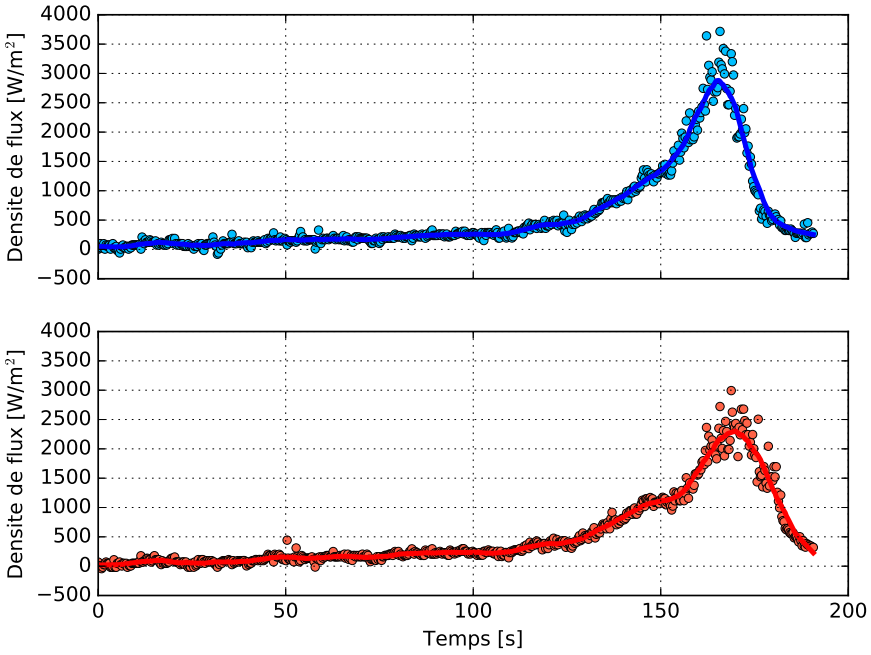
L'objectif maintenant est d'étudier la propagation d'un front de flamme sur un lit non-homogène. Le lit est divisé en plusieurs zones avec des charges de combustibles différentes. En tout 4 expériences avec des milieux hétérogènes ont été effectuées.

2.4.6.1 Dispositif

Le lit de combustible est de 2 m × 2 m. Les charges utilisées sont comprises entre 0.1 kg.m^{-2} et 1 kg.m^{-2}. Deux types de répartion de la charge ont été étudiés. Ils sont présentés sur les figures 2.53a et 2.53b.

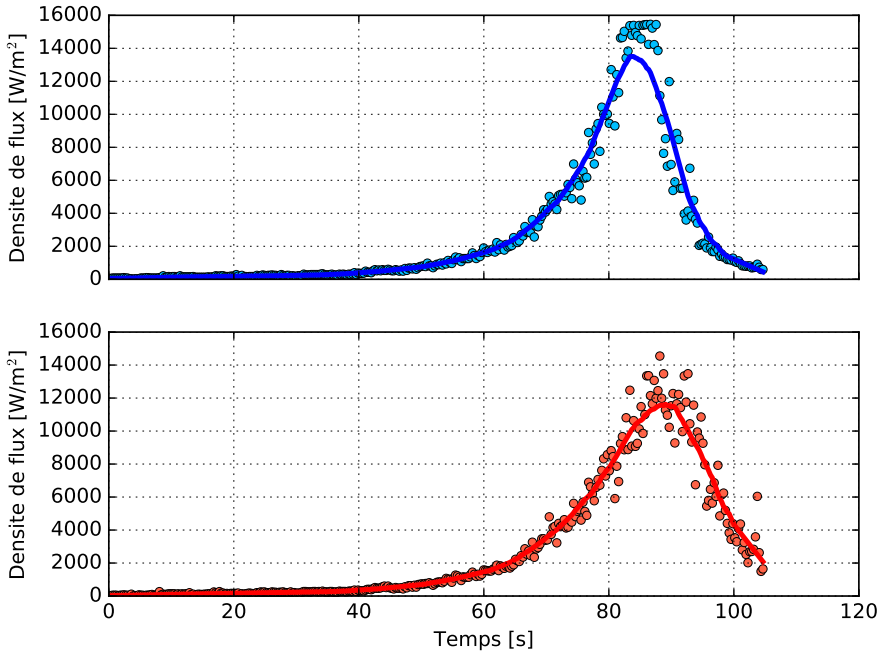


(a) Essai 1

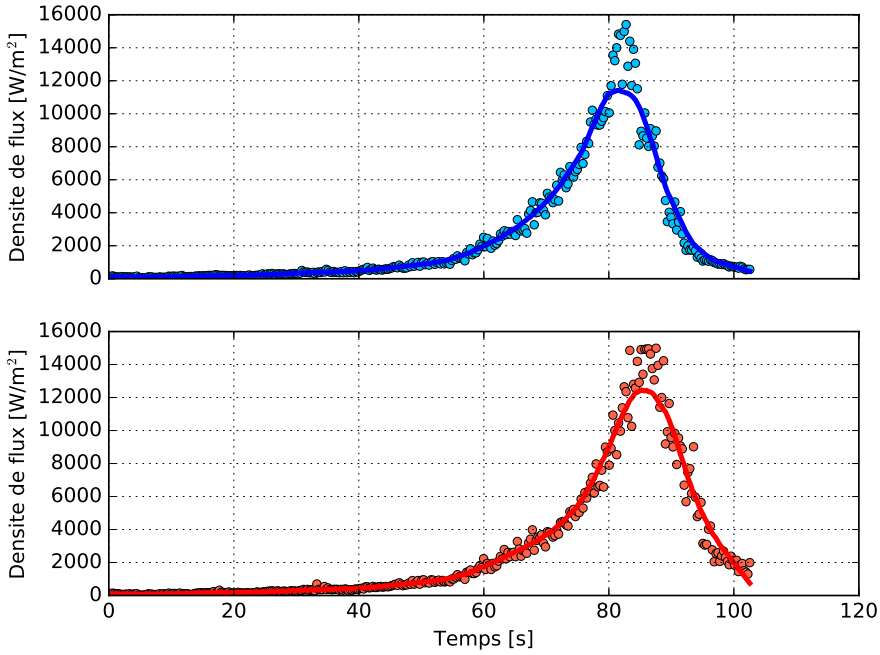


(b) Essai 2

FIGURE 2.51 – Densité de flux radiatif reçu par les deux capteurs pour une propagation horizontale : (bleu) capteur au centre du lit (rouge) capteur décalé de 20 cm

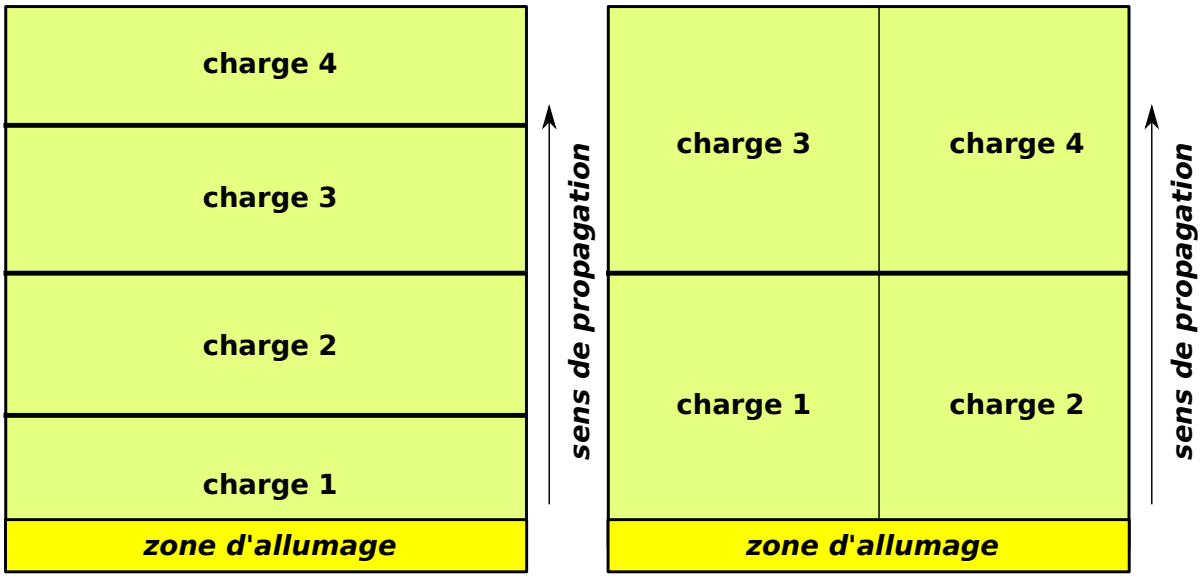


(a) Essai 1



(b) Essai 2

FIGURE 2.52 – Densité de flux radiatif reçu par les deux capteurs pour une propagation avec une pente de 20° : (bleu) capteur au centre du lit (rouge) capteur décalé de 20 cm



(a) Répartion de la charge n°1 (b) Répartion de la charge n°2

FIGURE 2.53 – Configurations utilisées pour étudier l'effet de l'hétérogénéité

2.4.6.2 Résultats

Les figures 2.54, 2.55, 2.56 et 2.57 représentent la position centrale du front Z_c en fonction du temps pour les 4 expériences. Les vitesses de propagation présentées ici sont des valeurs moyennes. Elles sont calculées en prenant la première et la dernière position du front de flamme avant.

Pour la première expérience (cf. figure 2.53a), la charge est différente pour chaque nouvelle zone que le front de flamme rencontre. La répartition des charges est la suivante :

- La charge 1 à 1 kg.m^{-2} ;
- La charge 2 à 0,2 kg.m^{-2} ;
- La charge 3 à 0,8 kg.m^{-2} ;
- La charge 4 à 0,4 kg.m^{-2}.

Nous observons que le front accélère dans la zone à 1 kg.m^{-2} jusqu'à devenir stationnaire (cf. figure 2.54). Au delà de 50 cm, le front rencontre la zone à 0,2 kg.m^{-2} et ralentit sans atteindre de phase stationnaire. Dans la zone à 0,8 kg.m^{-2} le front se retrouve dans une phase croissante et ralentit légèrement lors du passage dans la zone à 0,4 kg.m^{-2}. On constate donc que la dynamique du front de flamme est dominée par la quantité de charge disponible localement. La vitesse de propagation moyenne est de 1,25 cm.s^{-1}, ce qui est plus faible qu'une propagation pour une charge de 0,6 kg.m^{-2} estimée à 1,6 cm.s^{-1} (cf. chapitre 2).

La deuxième expérience a consisté à répartir la charge selon la configuration n°2 (cf. figure 2.53b) avec :

- La charge 1 à 1 kg.m^{-2} ;

- La charge 2 à 0,2 kg.m^{-2} ;
- La charge 3 à 0,8 kg.m^{-2} ;
- La charge 4 à 0,4 kg.m^{-2}.

La position du front de flamme au cours du temps est représentée sur la figure 2.55. A chaque pas de temps, chaque moitié du front de flamme est dans une zone où la charge est différente, mais la charge moyenne est toujours de 0,6 kg.m^{-2}. Contrairement à ce que l'on pourrait penser, le front se propage de manière stationnaire, après la zone d'accélération (entre 30 et 40 s). La position centrale au cours du temps est linéaire. Le front se propage comme s'il n'était dominé que par la charge de combustible moyenne disponible. La vitesse moyenne est estimée à 1,36 cm.s^{-1}. On observe qu'elle est plus importante que la première expérience, mais qu'elle reste également plus faible qu'une propagation avec une charge de 0,6 kg.m^{-2}.

La troisième et la quatrième expériences ont été effectuées selon la configuration n°1 (cf. figure 2.53a) avec :

Expérience 3
- La charge 1 à 0,2 kg.m^{-2} ;
- La charge 2 à 0,4 kg.m^{-2} ;
- La charge 3 à 0,8 kg.m^{-2} ;
- La charge 4 à 1 kg.m^{-2}.

Expérience 4
- La charge 1 à 1 kg.m^{-2} ;
- La charge 2 à 0,8 kg.m^{-2} ;
- La charge 3 à 0,4 kg.m^{-2} ;
- La charge 4 à 0,2 kg.m^{-2}.

Dans le premier cas la charge croît au cours de la propagation, alors que dans le deuxième cas la charge décroît. Les positions au cours du temps sont données sur les figures 2.56 et 2.57. On observe dans les deux cas que la position du front au cours du temps n'évolue pas de manière linéaire. Elle dépend effectivement de l'évolution de la charge au cours du temps. Les vitesses moyennes sont respectivement 1,35 cm.s^{-1} et 1,52 cm.s^{-1}. On remarque que dans le deuxième cas, la vitesse de propagation est plus proche des résultats pour une charge de 0,6 kg.m^{-2}.

2.5 Base de données PROMETHEI

Suite aux expériences effectuées sur la plateforme une base de données PROMETHEI a été créée. Elle comprend actuellement 85 expériences :

- 45 expériences sur l'effet de la largeur ;
- 40 expériences sur l'effet de la charge.

Cette base de données est accessible sur le site officiel du laboratoire LEMTA [158]. Elle se compose de nombreux fichiers «.m» (un fichier par expérience). Ces fichiers peuvent être directement chargés dans Matlab (ou autre logiciel de traitement de données).

Ces fichiers comprennent :

- la teneur en eau du combustible ;
- les dimensions du lit de combustible ;
- la vitesse du vent ;

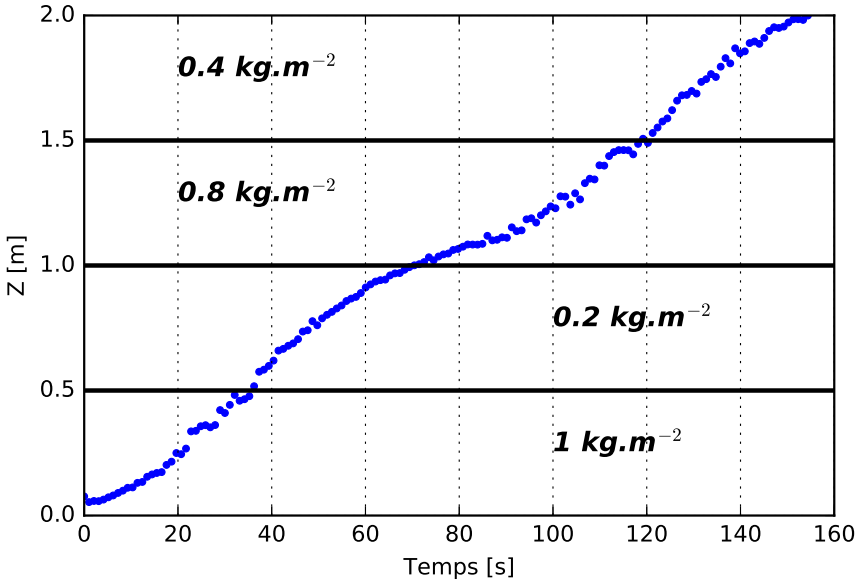


FIGURE 2.54 – Répartition aléatoire avec la configuration n°1

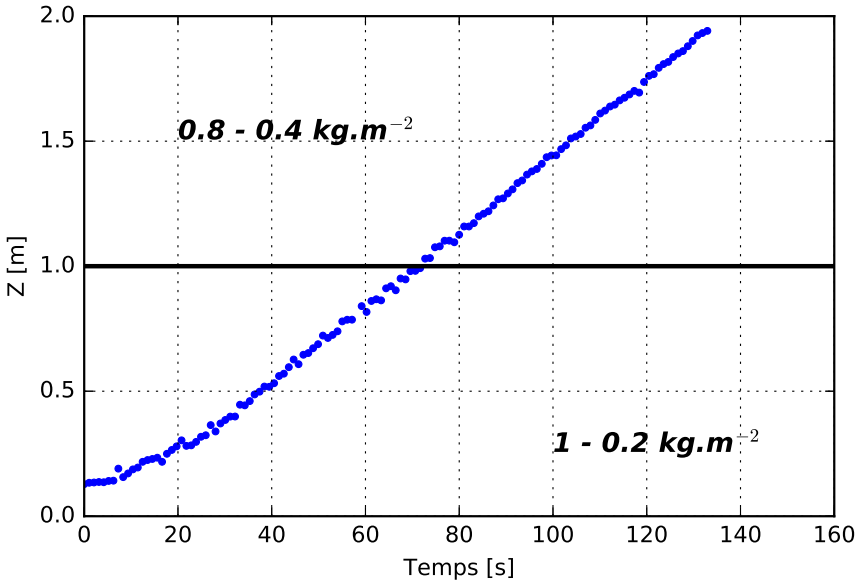


FIGURE 2.55 – Répartition par morceaux avec la configuration n°2

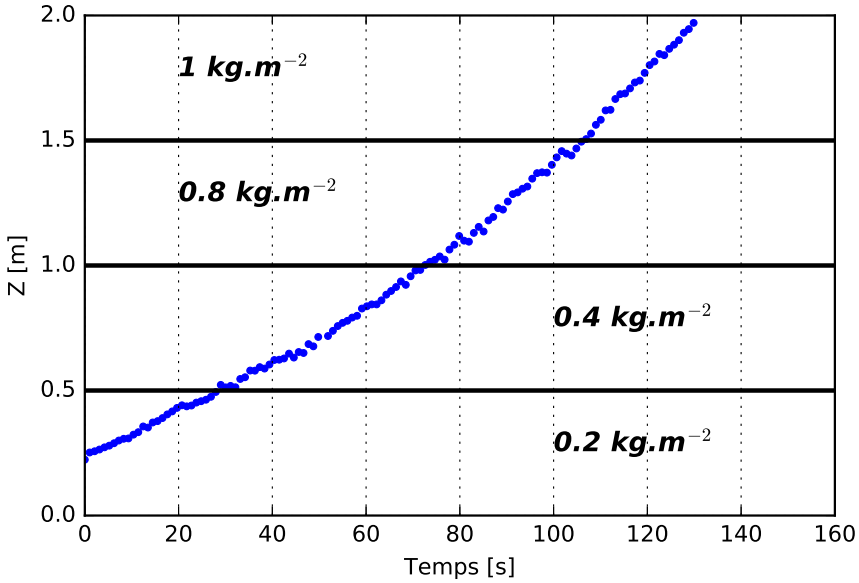


FIGURE 2.56 – Charge croissante avec la configuration n°1

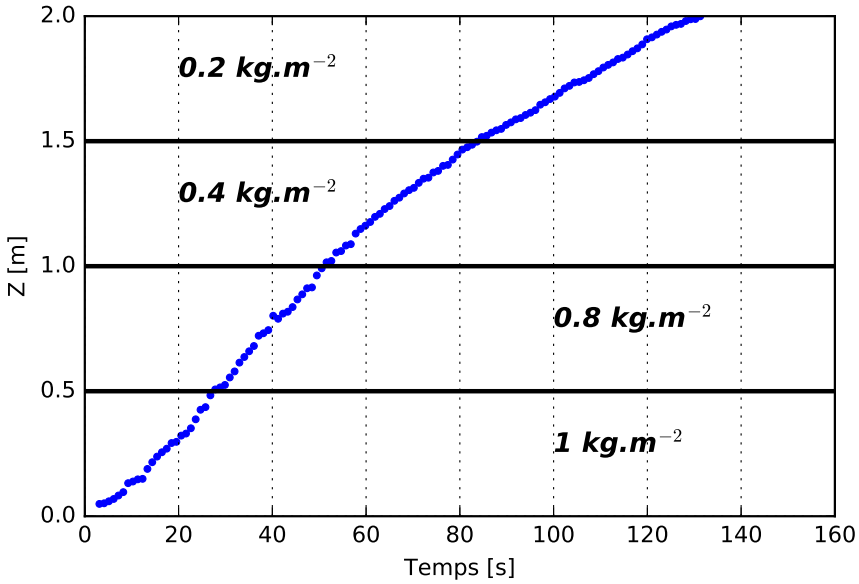


FIGURE 2.57 – Charge décroissante avec la configuration n°1

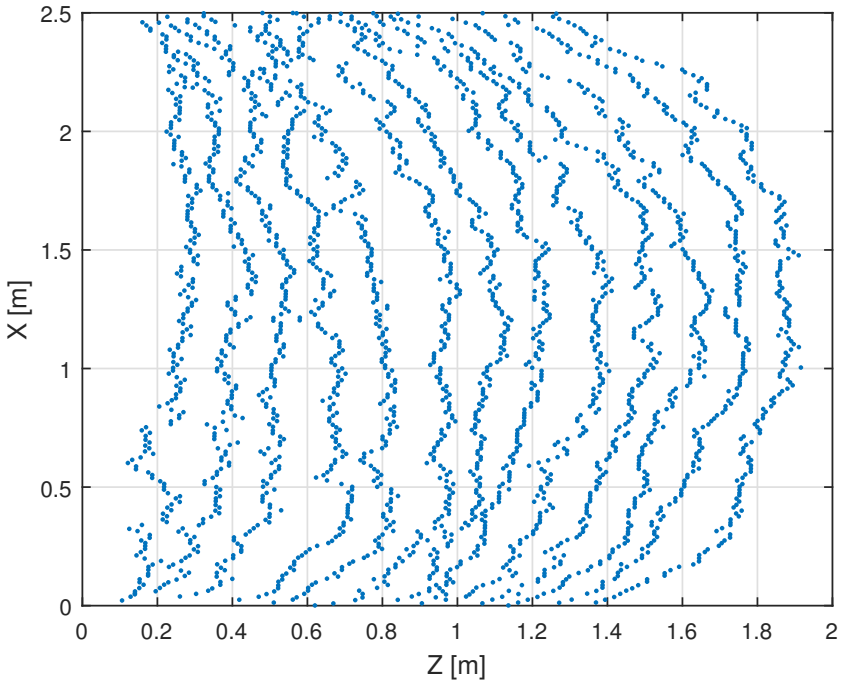


FIGURE 2.58 – Positions du front avant toutes les 10 s

- l'inclinaison ;
- les positions du front avant et arrière à chaque seconde ;
- la température de l'air ;
- l'humidité relative de l'air.

A partir d'un fichier, on retrace les positions du front avant ou arrière à chaque instant. Un exemple est donné sur la figure 2.58.

D'autres expériences réalisées (pente, vent) viendront compléter la base de données. Des données de flux radiatifs, de flux totaux, de flux spectraux, des profils de flammes et des images infrarouges pourront également enrichir cette base de données.

2.6 Conclusion et perspectives

Ce chapitre a permis de décrire la méthode de suivi de propagation de feux de végétation par caméras visibles. Elle permet de reconstruire la géométrie du front (avant et arrière) et la hauteur du front au cours de la propagation. Elle se base à la fois sur un traitement d'image détectant le contour du front et un algorithme DLT (pour reconstruire le front dans le plan réel). Cette méthode nous permet de mesurer le ROS, l'épaisseur du front de flamme, la longueur du front au cours du temps. Un deuxième traitement d'images similaire, ne nécessitant pas de méthode DLT, a été utilisé pour reconstruire le profil de flamme, mesurer la hauteur moyenne et la hauteur maximale. Dans un second temps, plusieurs expériences ont été effectuées sur la

plateforme PROMETHEI. Elles concernent la validation de la méthode, l'effet de la largeur, l'effet de la charge, l'effet de la surface sur la propagation, l'effet de la pente et de la répartition hétérogène du lit de combustible. Une partie de ces expériences a été rassemblée pour former une base de données dédiée à l'étude des feux de végétation à l'échelle du laboratoire. Elle vise à fournir des données pour valider ou calibrer les modèles de propagation. D'autres données sur la propagation telles que des valeurs de flux totaux ou spectraux, des images infrarouges compléteront la base de données.

Les résultats principaux observés sur la base de 100 expériences peuvent être résumés comme suit :

— la largeur du lit de combustible influence la dynamique de propagation jusqu'à une largeur de 2,5 m ;
— l'augmentation de la charge produit une augmentation du ROS selon une loi de puissance,
— la surface de propagation n'influence pas la propagation, ce qui conforte l'idée que la conduction n'intervient pas dans la dynamique de l'incendie ;
— une inclinaison de 20° augmente la vitesse de propagation de 125 % par rapport à une propagation horizontale.
— les hétérogénéités de charge étudiées montrent que la dynamique de propagation n'est pas la même comparée à une charge moyenne .

Chapitre 3

Modèle de propagation de feux de végétation décrit à l'échelle du laboratoire

Sommaire

3.1 Définition de la cellule de base 113
3.2 Modèle basé sur le transfert radiatif 114
3.2.1 Définition des états 114
3.2.2 Bilan thermique 114
3.2.3 Lois de transitions 116
3.2.4 Description du modèle radiatif 118
3.2.5 Mesure de la vitesse et de l'épaisseur 131
3.2.6 Identification des paramètres du modèle 132
3.2.7 Modèle radiatif révisé : identification des états de transition 135
3.2.8 Conclusion 138
3.3 Modèle basé sur une fonction de distribution identifiée 140
3.3.1 Fonction de distribution 140
3.3.2 Lois de transitions 142
3.3.3 Identification de la fonction de distribution 143
3.3.4 Caractéristiques de l'identification 144
3.3.5 Paramètres identifiés 144
3.3.6 Comparaison avec les données expérimentales 145
3.3.7 Positions des fronts de flamme 148
3.3.8 Comparaison avec le modèle Petit Monde radiatif 148
3.4 Conclusion et perspectives 148

Ce chapitre décrit les différents modèles développés au cours de cette thèse. L'objectif est de créer un modèle robuste, rapide et capable de représenter au mieux les résultats obtenus sur les expériences réalisées sur la plateforme d'essais «feu» (voir chapitre 2). Deux méthodes sont présentées :

- une approche physique : l'évolution du front de flamme est déterminée à partir d'un modèle qui prend en compte les effets radiatifs seuls (dont on sait qu'ils sont dominants dans une configuration horizontale sans vent, cas qui sera étudié dans ce chapitre) ;
- une approche mathématique : l'état des cellules évolue à partir de la contribution d'une fonction de distribution, sans modélisation des mécanismes physiques tels que le rayonnement ou la convection.

Chacune de ces approches est basée sur le principe de «Petit Monde». C'est à dire que le voisinage d'une cellule ne se limite pas aux cellules proches (4 pour le voisinage de Moore et 8 pour celui de Von Neumann) mais offre la possibilité d'interaction à longue distance. Ce genre de modèle nécessite généralement une méthode d'identification des paramètres qui régissent la propagation. Une méthode d'optimisation par essaims particulaires est utilisée pour estimer les valeurs de ces paramètres à partir des vitesses et des épaisseurs mesurées lors des essais expérimentaux.

La première partie décrit les méthodes utilisées pour implémenter et gérer un réseau de cellules hexagonales. Une partie des calculs est directement gérée sur carte graphique grâce à la librairie CUDA.

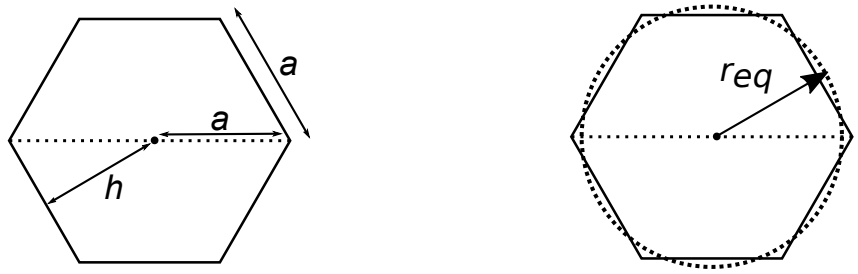
Dans une deuxième partie nous discutons d'un modèle de Petit Monde où les lois de transitions entre les différents états sont gouvernées par le transfert radiatif entre les flammes et la végétation intacte. Nous détaillerons le modèle de transfert radiatif basé sur une méthode de Monte-Carlo.

Enfin, un deuxième modèle est présenté. Il est également basé sur un modèle de Petit Monde mais l'évolution des états des cellules est basée sur une fonction de distribution normalisée, créée à partir d'une combinaison de fonctions chapeaux. Les paramètres du modèle sont alors les différents coefficients de la fonction de distribution et des valeurs seuils.

3.1 Définition de la cellule de base

Le domaine d'étude est divisé en cellules hexagonales de côté a. L'utilisation de ce type de cellules évite les biais rencontrés dans les réseaux de quadrilatères réguliers. Nous présentons dans cette section seulement la définition des cellules hexagonales utilisées. La création et la gestion d'un réseau à cellules hexagonales nécessite l'utilisation de méthodes particulière décrites dans l'annexe A2. Il y a 6 voisins immédiats, mais le le voisinage pris en compte va en fait au delà car il dépend d'une distance dite de coupure comme nous le verrons par la suite.

La cellule de base correspondant à un hexagone est caractérisée par la longueur de son côté a (figure 3.1a). h représente l'apothème, il est défini par $h = \frac{\sqrt{3}}{2}a$.



(a) Définition d'un hexagone

(b) Cercle équivalent

FIGURE 3.1 – Définition des hexagones

Pour certains calculs, il est nécessaire d'utiliser un cercle équivalent pour représenter l'hexagone. Celui-ci est défini de la manière suivante :

$$S_{\text{hexagone}} = S_{Cercle} \tag{3.1}$$

$$\frac{3\sqrt{3}}{2}a^2 = \pi r_{eq}^2 \tag{3.2}$$

avec r_{eq}, le rayon du cercle équivalent. Par conséquent :

$$r_{eq} = a\sqrt{\frac{3\sqrt{3}}{2\pi}} \tag{3.3}$$

La figure 3.1b donne un exemple d'un cercle équivalent. Nous reviendrons sur cette notion de rayon équivalent pour calculer les transferts entre les cellules en feux et les cellules voisines.

3.2 Modèle basé sur le transfert radiatif

Nous présentons dans cette section un premier modèle de Petit Monde basé sur un modèle radiatif, inspiré des travaux de Porterie et coll. [91] et du modèle d'automate cellulaire physique de Collin et coll. [159]. L'objectif est de décrire l'évolution du front de flamme par des états discrets avec des lois de transitions basées sur des phénomènes physiques. Dans notre modèle chaque cellule en feu émet du rayonnement vers ses cellules voisines. Un bilan thermique est effectué pour chacune des cellules du réseau pour déterminer son état. Les contributions calculées pour chaque cellule en feu correspondent uniquement à des contributions radiatives.

3.2.1 Définition des états

Une cellule à un instant t est décrite par un état. Il existe 5 états principaux :

(0) Ne peut pas brûler ;
(1) Combustible non dégradé ;
(2) Combustible en train de se dégrader ;
(3) Combustible en feu ;
(4) Combustible brûlé.

La figure 3.2 illustre un exemple de propagation pour un allumage en ligne. La propagation s'effectue de la gauche vers la droite. Chaque cellule passe progressivement par les différents états. La hauteur de flamme est fixée à 0,3 m. Au bout de plusieurs secondes le front passe d'une forme linéaire à parabolique.

3.2.2 Bilan thermique

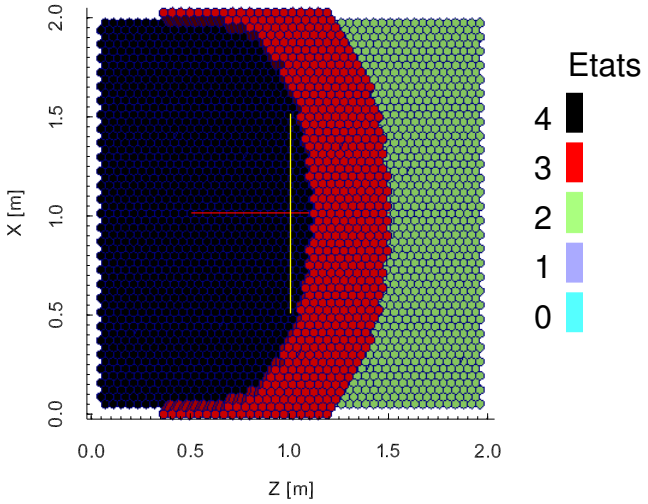
L'état des cellules est défini par son énergie E_j^t à un temps t donné. A chaque instant t et pour chaque cellule hexagonale j du domaine on effectue le bilan thermique suivant :

$$\Delta E_j = \Delta E_{rad_j} + \Delta E_{ref_j} + \Delta E_{conv_j} \tag{3.4}$$

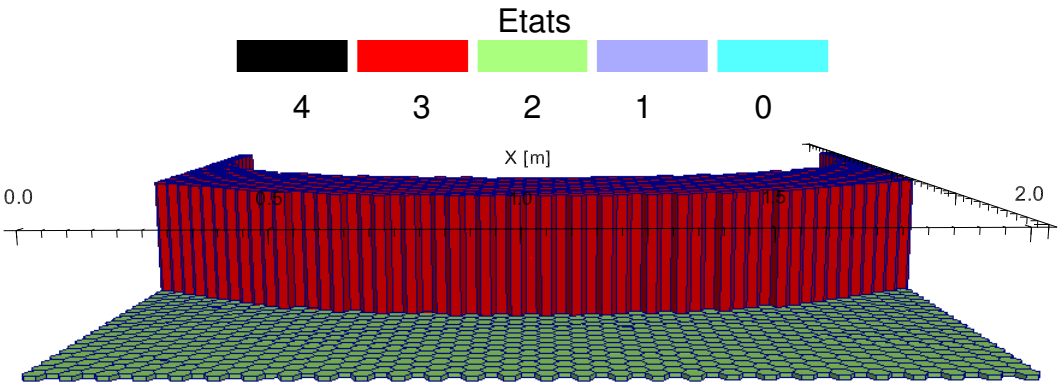
avec ΔE_{rad} l'énergie reçue par rayonnement, ΔE_{ref} l'énergie perdue par rayonnement et ΔE_{conv} l'énergie échangée par convection mais on suppose que le terme de convection ΔE_{conv} est négligeable et que seuls les termes radiatifs dominent lors de la propagation. ΔE_{rad} correspond au flux radiatif reçu en provenance des cellules en feux (en respectant une distance maximale d'intéraction, appelée distance de coupure d_c). Ce terme est calculé à partir d'un modèle radiatif que l'on détaillera plus loin. ΔE_{ref} peut être modélisé par l'expression 3.5.

$$\Delta E_{ref_j} = \epsilon \sigma S_{cellule}(T_{amb}^4 - T_j^4) \tag{3.5}$$

On suppose que la végétation réagit comme un corps noir et que l'émissivité totale de la cellule est $\epsilon = 1$.



(a) Vue du dessus



(b) Vue de face

FIGURE 3.2 – Exemple d'un test de propagation avec le modèle basé sur le transfert radiatif

3.2.3 Lois de transitions

Pour passer d'un état à un autre, il faut définir des lois de transitions. Dans notre modèle elles sont caractérisées par deux grandeurs caractéristiques : E_d et E_c.

- E_d : énergie nécessaire pour qu'une cellule se chauffe et s'enflamme ;
- E_c : énergie pour brûler l'ensemble du combustible solide présent dans une cellule j.

On rappelle que l'état d'une cellule j est déterminé par la quantité d'énergie emmagasinée E_j^t à un instant t. Pendant chaque pas de temps Δt, une cellule j reçoit une certaine quantité d'énergie ΔE_j^t, déterminée par le bilan thermique précédent. Cette quantité dépend du nombre de cellules en feu dans son voisinage $N_{f\,Cellule\,j}$, de sa température T_j et de la température ambiante T_{amb}. Ce voisinage est déterminé à partir du modèle radiatif et d'une longueur de coupure qui limite ce voisinage à une certaine distance notée d_c. Cette distance de coupure d_c peut évidemment influencer les résultats. Elle a pour l'instant été fixé arbitrairement à 0,75 m après une analyse préliminaire des résultats (montrant qu'au-delà de ce seuil les résultats de propagation n'évoluent pas significativement). Elle néécessitera une analyse de sensibilité approfondie (pour le moment envisagée à titre de perspective).

Au pas de temps suivant $t + \Delta t$, l'énergie de la cellule vaut :

$$E_j^{t+\Delta t} = E_j^t + \Delta E_j^t \tag{3.6}$$

Pour le calcul de ΔE_j^t, on distingue deux cas (cf. figure 3.3a et 3.3b) :

(**1**) Une cellule qui ne brûle pas reçoit de l'énergie des cellules voisines en feu :

$$\Delta E_j^t = \Delta t \sum_{k=1}^{N_{f\,Cellule\,j}} \Phi_{Flamme_k - Cellule_j} + \Delta E_{ref_j} \tag{3.7}$$

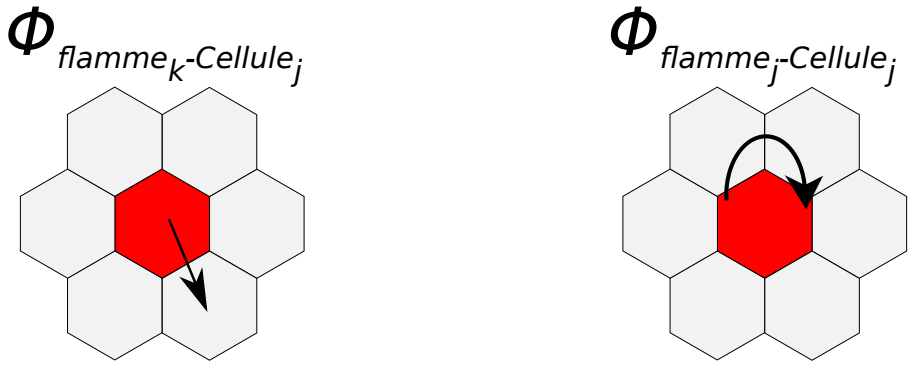
(**2**) Une cellule qui brûle reçoit de l'énergie des cellules voisines en feu et de la flamme à laquelle elle offre un support :

$$\Delta E_j^t = \Delta t \left(\Phi_{Flamme_j - Cellule_j} + \sum_{k=1}^{N_{f\,Cellule\,j}} \Phi_{Flamme_k - Cellule_j} + \Delta E_{ref_j} \right) \tag{3.8}$$

où $\Phi_{Flamme_j - Cellule_j}$ correspond au flux émis par la cellule sur elle-même, et $\Phi_{Flamme_k - Cellule_j}$ est le flux émis par la cellule k vers une cellule j.

Les équations (3.6), (3.7) et (3.8) permettent de calculer l'énergie de la cellule et de définir les états des cellules. On définit alors 4 lois de transitions :

— $E_j = 0$: la cellule n'a pas reçu de contribution radiative ;
— $0 < E_j < E_d$: la cellule reçoit un flux radiatif provenant de cellules en feu, sa température augmente et le combustible se dégrade (le calcul de la température est détaillé ci-dessous) ;



(a) Flux émis par la cellule k vers la cellule j (b) Flux émis par la cellule sur elle-même

FIGURE 3.3 – Les différents types de flux reçus par une cellule

— $E_d < E_j < E_c + E_d$: la cellule est en feu et consomme son combustible ;
— $E_c + E_d < E_j$: la cellule a brûlé tout son combustible et s'éteint.

3.2.3.1 Définition de la température du combustible

Lorsqu'une cellule se dégrade ($0 < E_j < E_d$), sa température augmente. Elle va perdre de l'énergie, ΔE_{ref}, sous forme de rayonnement. Il est donc nécessaire de connaître la température du combustion pour calculer les pertes radiatives. Lors de cette phase, la température de la cellule est définie à partir de l'expression :

$$\Delta E_j = \int_{T_{amb}}^{T_j} \rho Cp' S_{cellule} \, \mathrm{d}T \tag{3.9}$$

où Cp' est la capacité thermique du combustible non sec et ρ la charge en combustible.

On distingue lors de la phase de préchauffage trois phases en fonction de la température de la cellule j :

- **Avant évaporation :** $E_j < E_1$

$$T_j = \frac{E_j}{\rho S_{cellule} Cp(1 - TE) + \rho S_{cellule} Cp_{eau} \mathrm{TE}} + T_{amb} \tag{3.10}$$

- **Pendant évaporation :** $E_1 < E_j < E_2$

$$T_j = 373\,\mathrm{K} \tag{3.11}$$

- **Après évaporation :** $E_2 < E_j < E_d$

$$T_j = \frac{E_j - E_2}{\rho S_{cellule} Cp(1 - \mathrm{TE})} + T_{eb} \tag{3.12}$$

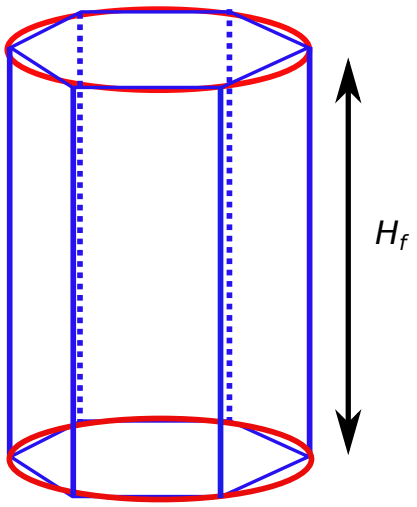


FIGURE 3.4 – Cylindre équivalent

où TE est la teneur en eau, Cp la capacité thermique du combustible, Cp_{eau} la capacité thermique de l'eau, T_{amb} la température ambiante, ρ la charge en combustible. Les constantes E_1 et E_2 sont définies par :

- $E_1 = (T_{eb} - T_{amb})(m_{eau}Cp_{eau} + m_c Cp_c)$ qui correspond à l'énergie pour que le combustible soit à une température de 100°C ;
- $E_2 = E_1 + m_{eau}L_{eau}$ qui est l'énergie nécessaire pour atteindre la température de 100° et évaporer toute l'eau contenue dans le combustible.

avec T_{eb} la température d'évaporation de l'eau, L_{eau} la chaleur latente de vaporisation de l'eau, m_{eau} la masse en eau et m_c la masse en combustible contenu dans la cellule.

La détermination de la température T_j, nous permet de calculer les pertes par rayonnement de la cellule j.

3.2.4 Description du modèle radiatif

Pour calculer les contributions ΔE_j, un modèle radiatif a été mis en place et permet d'évaluer les flux radiatifs reçus pour chaque cellule. La flamme présente sur une cellule hexagonale est modélisée par un cylindre équivalent (cf. figures 3.4 et 3.5) avec une hauteur H_f, un rayon équivalent r_{eq}, un coefficient d'absorption κ_f, et une température de flamme T_f. L'émission radiative est volumique. C'est à dire que chaque volume élémentaire du cylindre émet du rayonnement. Dans la littérature, la plupart des modèles utilisent une émission surfacique : l'émission s'effectue depuis les surfaces du volume considéré.

En connaissant les propriétés radiatives du cylindre, notre objectif est de déterminer l'énergie reçue E_i par une cellule i. On calcule alors le facteur de forme entre un cylindre et une surface élémentaire.

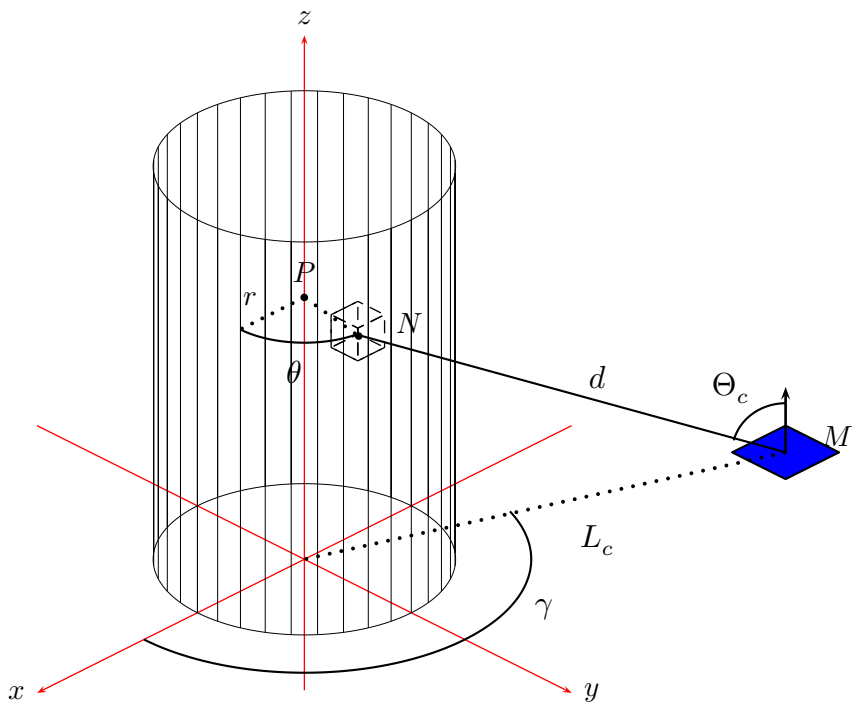


FIGURE 3.5 – Cylindre équivalent pour le calcul radiatif

Nous présentons deux méthodes pour estimer le facteur de forme entre un cylindre et une surface : une formulation semi-analytique et une méthode de Monte-Carlo.

3.2.4.1 Définition du facteur de forme pour une émission volumique

La notion de facteur de forme est généralement utilisée pour calculer les échanges radiatifs entre des surfaces [56], [160]. Mais cette notion peut être étendue pour des échanges avec des volumes. Dans ce paragraphe, nous allons définir le facteur de forme pour un échange radiatif entre un volume et une surface.

Le flux total émis par le volume V_f, dans le cas d'un milieu gris [58] :

$$\Phi_f = \int_{V_f} \int_{4\pi} \kappa \mathcal{L}^0(T_f)\, \mathrm{d}\Omega\, \mathrm{d}V = 4\kappa\sigma T_f^4 V_f \tag{3.13}$$

où Ω désigne l'angle solide, $\mathcal{L}^0(T_f)$ la luminance du corps noir à la température de flamme T_f, V_f le volume de flamme d'une cellule en feu, κ le coefficient d'absorption.

Dans le cas d'un milieu optiquement mince [61] (cf. chapitre 1) le facteur de forme entre la flamme et une surface peut s'écrire :

$$F_{f-c} = \frac{1}{V_f} \int_{V_f} \frac{\cos\Theta_c\, \mathrm{d}V}{4\pi d^2} \tag{3.14}$$

où Θ_c est l'angle entre la normale à la surface et la direction entre la surface et un point du volume de flamme.

3.2.4.2 Formulation semi-analytique

Nous présentons une méthode semi-analytique qui a été développée pour calculer l'équation (3.14).

On définit les différents vecteurs (cf. figure 3.5) :

- Le vecteur entre l'origine de la cellule et le centre du volume élémentaire $\mathrm{d}V_f$

$$\overrightarrow{ON} = r\cos\theta \vec{u_x} + r\sin\theta \vec{u_y} + z\vec{u_z} \tag{3.15}$$

- Le vecteur entre l'origine de la cellule et le centre de la surface élémentaire $\mathrm{d}S$

$$\overrightarrow{OM} = L_c \cos\gamma \vec{u_x} + L_c \sin\gamma \vec{u_y} \tag{3.16}$$

On en déduit le vecteur entre le volume élémentaire dV_f et la surface élémentaire dS

$$\overrightarrow{MN} = (r\cos\theta - L_c\cos\gamma)\vec{u_x} + (r\sin\theta - L_c\sin\gamma)\vec{u_y} + z\vec{u_z} \tag{3.17}$$

Avec d la distance entre dV_f et dS telle que :

$$d^2 = (r\cos\theta - L_c\cos\gamma)^2 + (r\sin\theta - L_c\sin\gamma)^2 + z^2 \tag{3.18}$$

Que l'on peut réécrire sous la forme :

$$d^2 = r^2 + L_c^2 + z^2 - 2rL_c\cos(\theta - \gamma) \tag{3.19}$$

On peut exprimer l'angle Θ_c comme :

$$\cos\Theta_c = \frac{\overrightarrow{MN}.\vec{u_z}}{\parallel \overrightarrow{MN} \parallel \parallel \vec{u_z} \parallel} \tag{3.20}$$

En utilisant les équations 3.17, 3.19 et 3.29 on peut réécrire le facteur de forme :

$$F_{f-c} = \frac{1}{V_f}\int_{V_f} \frac{zr}{4\pi(r^2 + L_c^2 + z^2 - 2rL_c\cos(\theta-\gamma))^{3/2}} dr d\theta dz \tag{3.21}$$

Après deux intégrations selon, respectivement, la verticale z et le rayon r pour le volume V_f du cylindre on se retrouve avec une expression qu'il n'est plus possible d'intégrer analytiquement selon θ. On calcule alors la troisième intégrale à l'aide d'une intégration numérique. Le résultat est une relation semi-analytique traduite par :

$$F_{f-c} = \frac{1}{4\pi V_f}\sum_i^{N_\theta} \left(g(L_c, r_{eq}, H_f, \theta_i) - g(L_c, r_{eq}, 0, \theta_i) - g(L_c, 0, H_f, \theta_i) + g(L_c, 0, 0, \theta_i)\right)\Delta\theta \tag{3.22}$$

θ_i est compris entre 0 et π, et discrétisé en N_θ valeurs. La fonction $g(l, r, z, \theta)$ est définie par :

$$g(d,r,z,\theta) = \sqrt{d^2 - 2rd\cos\theta + r^2 + z^2} + d\cos\theta \ln(r - d\cos\theta + \sqrt{d^2 - 2rd\cos\theta + r^2 + z^2}) \tag{3.23}$$

Cette formulation avait été utilisée pour une des premières versions du modèle [161]. L'inconvénient de la formulation semi-analytique est qu'elle n'est pas applicable dans le cas d'un cylindre incliné. Par conséquent, les applications se limitent donc aux propagations de feux sans pente ni vent.

3.2.4.3 Formulation par méthode de Monte-Carlo

Résolution de l'intégrale Historiquement, la méthode de Monte-Carlo a été mise au point par Metropolis en 1947. Elle permet de calculer des intégrales à plusieurs dimensions.

Soit par exemple une fonction f, présente dans l'intégrale I que l'on souhaite calculer :

$$I = \int f \, \mathrm{d}V \tag{3.24}$$

Cette intégrale peut être vue comme le calcul de la moyenne de la fonction f avec une densité de probabilité uniforme. L'intégrale peut alors se réécrire de la façon suivante :

$$I = \int_V f \, \mathrm{d}V \simeq V < f > \pm \sqrt{\frac{< f^2 > - < f >^2}{N}} \tag{3.25}$$

avec

$$< f > \simeq \frac{1}{N} \sum^N f(x_i) \tag{3.26}$$

et

$$< f^2 > \simeq \frac{1}{N} \sum^N f(x_i)^2 \tag{3.27}$$

avec x_i tirée N fois aléatoirement dans l'espace V.

Nous avons utilisé cette méthode pour estimer le facteur de forme défini par l'équation :

$$F_{f-c} = \frac{1}{V_f} \int_{V_f} \frac{\cos\Theta_c}{4\pi d^2} \, \mathrm{d}V_f \tag{3.28}$$

avec $\cos\Theta_c$ défini par :

$$\cos\Theta_c = \frac{\overrightarrow{MN}.\vec{u_z}}{\parallel \overrightarrow{MN} \parallel \parallel \vec{u_z} \parallel} \tag{3.29}$$

On rappelle que les différentes grandeurs sont indiquées sur la figure 3.5.

Nous nous retrouvons alors avec l'égalité :

$$F_{f-c} = \frac{1}{V_f}\int_{V_f} \mathcal{H}(r,\theta,z)dV_f \simeq < \mathcal{H} > \pm\sqrt{\frac{< \mathcal{H}^2 > - < \mathcal{H} >^2}{N}} \tag{3.30}$$

avec $\mathcal{H}(r,\theta,z)$, une fonction test définie par :

$$\mathcal{H}(r,\theta,z) = \frac{\overrightarrow{MN}.\vec{u_z}}{4\pi d^2 \parallel \overrightarrow{MN} \parallel \parallel \vec{u_z} \parallel} \tag{3.31}$$

La valeur du facteur de forme dépend de l'orientation du capteur. Dans certains cas, le capteur ne voit pas le cylindre. On doit définir une fonction test qui dépend du produit scalaire $\overrightarrow{MN}.\vec{u_z}$:

$$\mathcal{H}(r,\theta,z) = \begin{cases} \mathcal{H}(r,\theta,z) & \text{si } \overrightarrow{MN}.\vec{u_z} > 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{3.32}$$

On tire aléatoirement N échantillons des variables aléatoires r, θ et z suivant les fonctions cumulées :

$$\frac{r}{r_{eq}} = \sqrt{X} \tag{3.33}$$

$$\frac{\theta}{2\pi} = Y \tag{3.34}$$

$$\frac{z}{H_f} = \sqrt{Z} \tag{3.35}$$

avec X, Y et Z des variables aléatoires avec une distribution uniforme entre 0 et 1.

Suivi de quanta Depuis quelques années cette méthode est utilisée en transfert radiatif pour calculer des facteurs de formes ou effectuer des calculs de transfert radiatifs [58], [92]. L'objectif est de modéliser le parcours de quanta et leur trajectoire dans l'espace. Chaque quanta transporte une quantité d'énergie du milieu d'émission. Au fur et à mesure de son parcours ce quanta subit différents événements en fonction du milieu traversé : perte d'énergie, absorption ... Cette méthode est décrite par Modest [56], ainsi que Porterie et Lemonnier [162].

Plusieurs méthodes de Monte-Carlo ont été développées, elles ne sont utilisées dans cette thèse que pour des tests de validation (cf. section suivante). Elles remplacent alors les procédures de calcul de facteurs de forme vues ici.

3.2.4.4 Définition du flux reçu par une flamme

La puissance dégagée par la flamme est définie par :

$$\Phi_{flamme_k} = 4\kappa\sigma T_f^4 V_f \tag{3.36}$$

La part de flux émis par une flamme k et reçue par une cellule j est estimée à partir du calcul d'un facteur de forme, noté F_{kj} :

$$\Phi_{flamme_k - cellule_j} = 4F_{kj}\kappa\sigma T_f^4 V_f S_{cellule_j} \tag{3.37}$$

Il suffit alors de déterminer le facteur de forme F_{kj} à l'aide des méthodes de Monte-Carlo discutées précédemment. Un exemple de calcul de la densité de flux en fonction de la distance mesurée depuis le centre du cylindre est donné sur la figure 3.6 pour un coefficient d'absorption κ= 0,1 m^{-1} et une température T_f = 1400 K.

3.2.4.5 Évaluation et comparaison

Nous comparons notre évaluation du facteur de forme avec plusieurs méthodes de Monte-Carlo. Nous présentons également quelques estimations de la densité de flux avec plusieurs géométries d'hexagones. Les erreurs relatives sont calculées avec comme référence le modèle basé sur la relation (3.28).

Pour les modèles de lancé de rayons le nombre de quanta est de 10^7 et pour la méthode de résolution de l'intégrale du facteur de forme des points sont tirés jusqu'à ce que l'écart type de la densité du flux soit inférieur à 10 W.m^{-2} avec un nombre minimum de points fixé à 10^6.

Validation de la méthode par la résolution de l'intégrale Afin de valider la méthode de l'estimation de la densité de flux par la résolution de l'intégrale, celle-ci a été comparée avec une

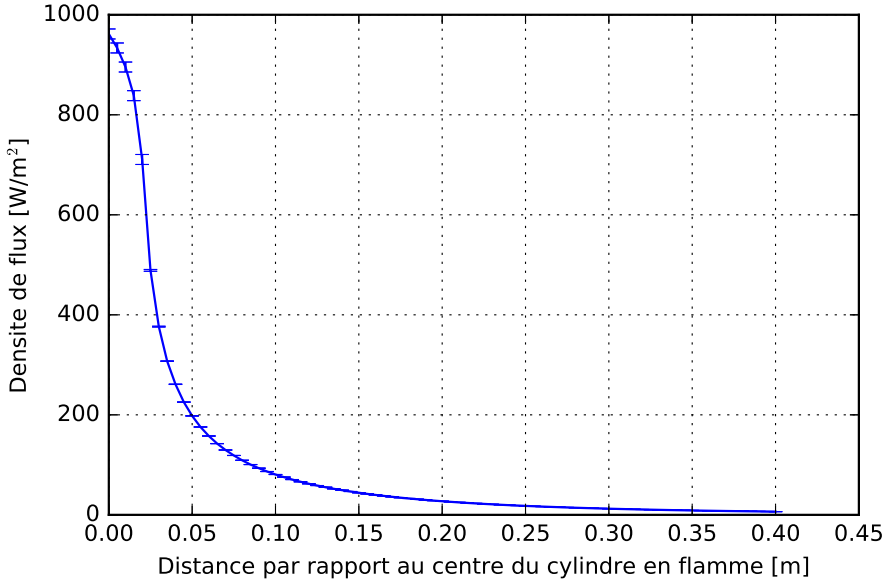


FIGURE 3.6 – Exemple de la densité de flux radiatif pour un côté d'hexagone $a = 0{,}025$ m et une hauteur de flamme $H_f = 0{,}3$ m, $\kappa = 0{,}1$ m^{-1}, $T_f = 1400$ K

méthode de Monte-Carlo réciproque (décrite en annexe). Les résultats sont représentés sur les figure 3.7 et 3.8. On constate que quelle que soit la hauteur ou la maille, les erreurs relatives sont toujours inférieures à 3,5 %. Ce résultat valide la méthode par la résolution de l'intégrale (3.28) pour modéliser le transfert radiatif dans le modèle Petit Monde.

Effet de la maille Les densités de flux sont calculées pour un cylindre V_f à une température T_f de 1400 K, avec un coefficient κ de 0,1 m^{-1} et pour différents côtés a d'hexagone. Le résultat est donné par la figure 3.9.

On remarque que la densité de flux augmente avec la taille de l'hexagone en suivant toujours la même évolution du profil. On note toutefois une évolution linéaire entre la densité flux et la taille de la cellule, ce qui nous affranchit des problèmes de sensibilité numérique liés à la taille de maille (sous l'hypothèse de flammes optiquement minces).

Effet de la hauteur De la même manière, on calcule la densité de flux mais pour différentes hauteurs comprises entre 0,1 et 0,8 m et une maille de 0,025 m (cf. figure 3.10).

On remarque qu'à partir d'une certaine hauteur, le profil de la densité de flux n'évolue plus.

Comparaison entre émission volumique et surfacique Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, il existe plusieurs approches pour modéliser le transfert radiatif : par émission surfacique ou volumique. Nous comparons les deux méthodes dans le cas du cylindre équivalent

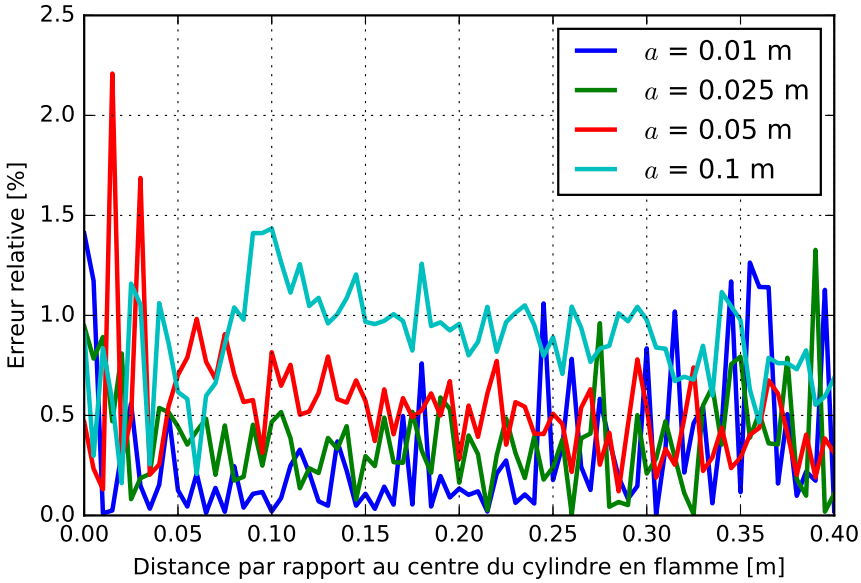


FIGURE 3.7 – Erreur relative entre la méthode de résolution de l'intégrale et la méthode de Monte-Carlo réciproque sur la densité de flux radiatif pour différentes tailles de maille

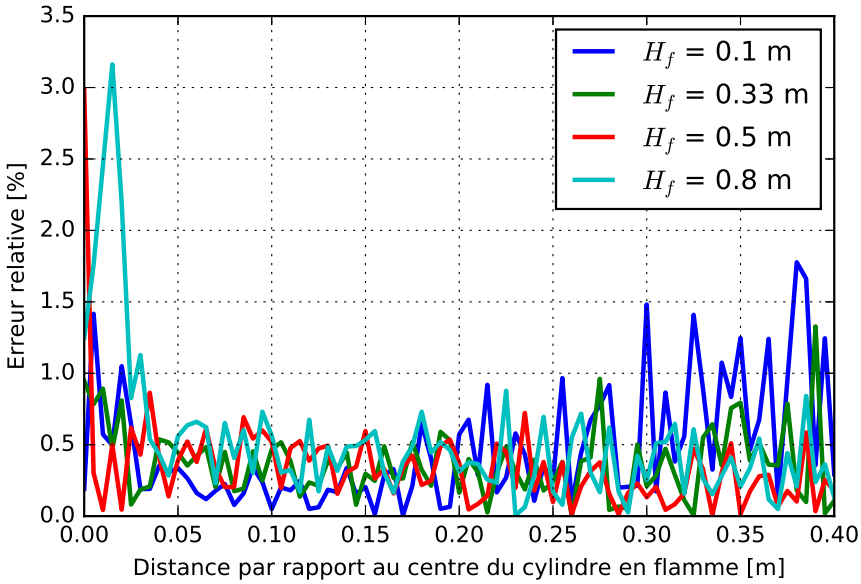


FIGURE 3.8 – Erreur relative entre la méthode de résolution de l'intégrale et le Monte-Carlo réciproque pour différentes hauteurs

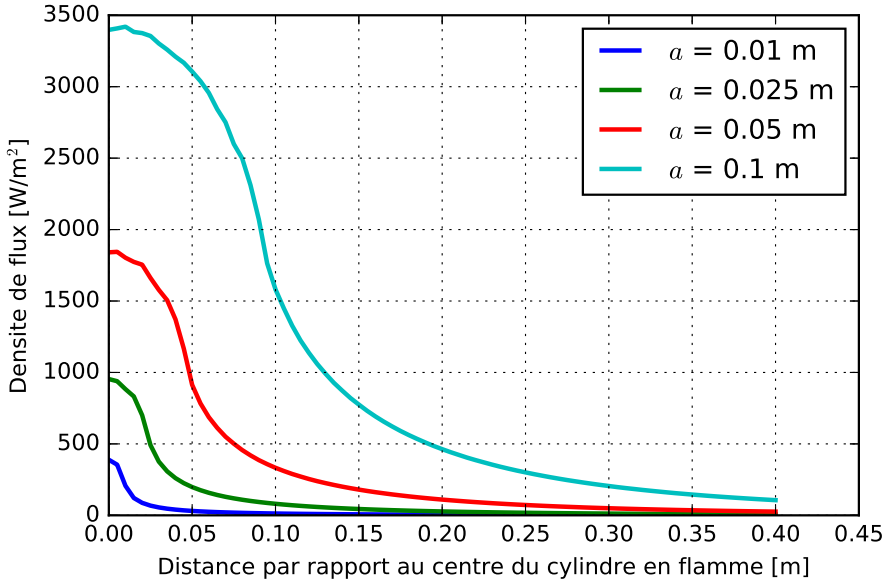


FIGURE 3.9 – Densité de flux reçu en fonction de la distance pour différentes tailles de cellules hexagonales pour une hauteur $H_f = 0{,}33$ m

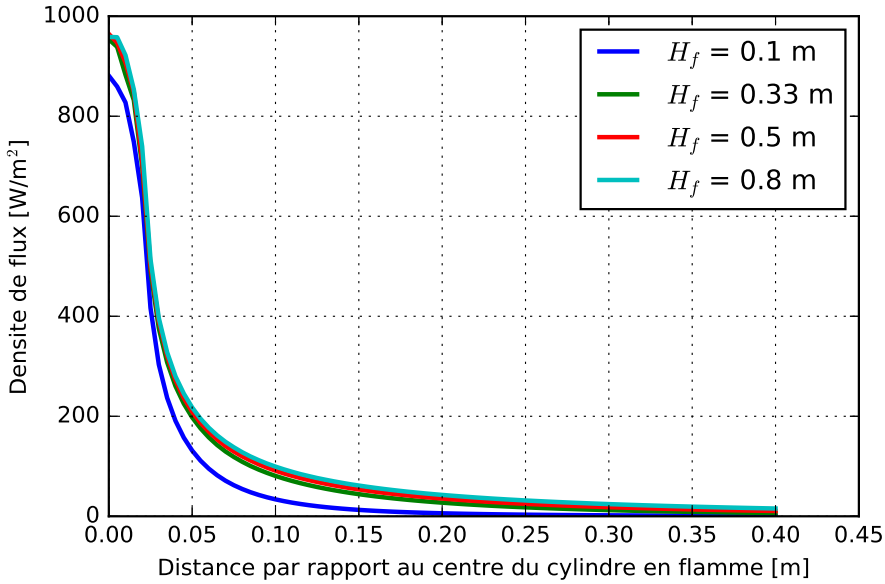


FIGURE 3.10 – Densité de flux reçu en fonction de la distance pour différentes hauteurs du cylindre avec $a = 0{,}02$ m

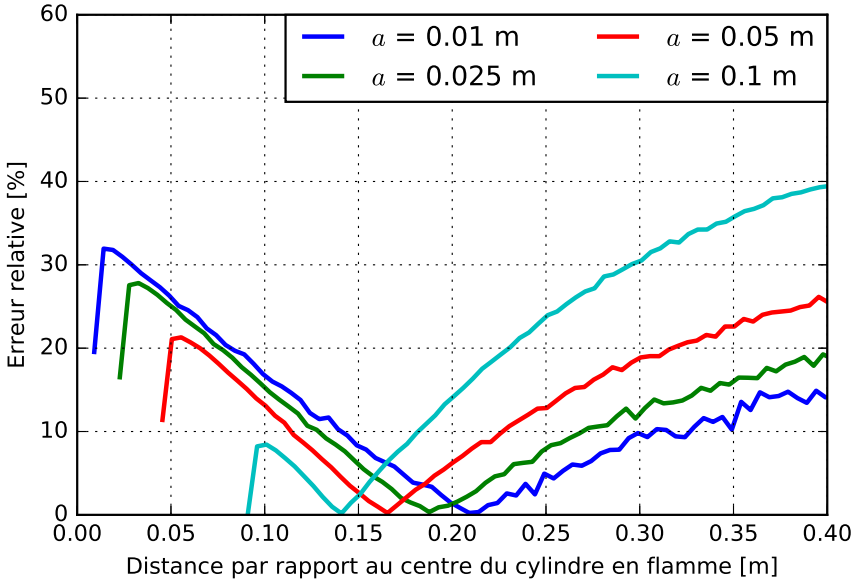


FIGURE 3.11 – Erreur relative sur la densité de flux radiatif entre le modèle à émission surfacique et volumique pour différentes mailles

pour une température $T_f = 1400$ K et un coefficient d'absorption κ de 0,1 m^{-1}. Pour l'émission volumique nous utilisons la méthode de résolution de l'intégrale, et pour l'émission surfacique, une méthode de Monte-Carlo réciproque (décrite en annexe). La puissance radiative émise par la surface est choisie de façon à ce qu'elle soit égale à la puissance radiative émise par le volume.

La figure 3.11 représente l'erreur relative sur l'estimation de la densité de flux pour plusieurs côtés d'hexagones et une hauteur de 33 cm. On constate que les écarts sont importants au bord de la cellule mais diminuent avec la taille de la cellule (on passe de 30 % à 10 %). Au delà de la cellule, l'erreur croît avec la distance.

De même pour l'effet de la hauteur (cf. figure 3.12), l'erreur relative monte à 30 % au bord de la cellule et peut atteindre 40 % pour une hauteur de 0,1 m à 20 cm du centre de la cellule.

Comparaison entre cylindre et prisme hexagonal Il est intéressant de se demander si le fait de modéliser le rayonnement par un cylindre et non par un prisme hexagonal a une influence sur l'estimation de la densité de flux.

De la même manière que pour le cylindre, le facteur de forme entre un prisme hexagonal et un capteur a été calculé par la résolution de l'intégrale (3.28). La seule différence avec le cylindre est qu'il est nécessaire de tirer un point aléatoire dans un prisme hexagonal. Pour ce faire nous avons utilisé la méthode suivante :

- La hauteur du point est tirée uniformément entre 0 et H_f ;
- On divise l'hexagone en 6 triangles ;

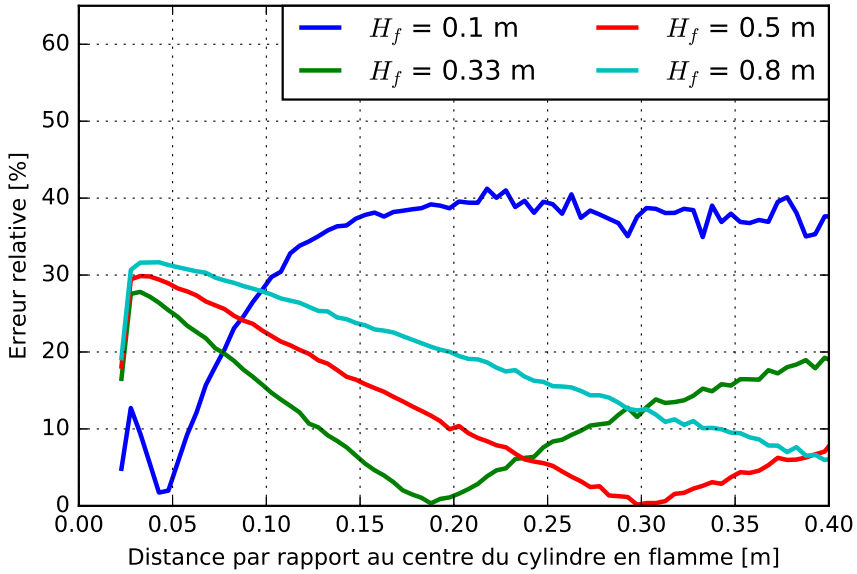


FIGURE 3.12 – Erreur relative sur la densité de flux radiatif entre les modèles à émission surfacique et volumique pour différentes hauteurs

- Un point est tiré aléatoirement dans le triangle suivant la distribution (3.38).

$$\mathbf{P_t} = (1 - \sqrt{r_1})\vec{a} + \sqrt{r_1}(1 - r_2)\vec{b} + \sqrt{r_1 r_2}\vec{c} \tag{3.38}$$

avec $\mathbf{P_t}$ le vecteur correspondant à la position du point dans le triangle, $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ les vecteurs positions des points du triangle tiré aléatoirement. r_1 et r_2 sont deux variables tirées uniformément entre 0 et 1.

Les étapes sont répétées jusqu'à estimer correctement l'intégrale. Les figures 3.13 et 3.14 montrent l'écart relatif sur l'estimation de la densité de flux pour différentes tailles de mailles et hauteurs selon une seule direction du prisme hexagonal. On constate que l'erreur est inférieure à 10 % pour les côtés d'hexagones inférieurs à 10 cm et que dans le cas d'une maille de 2,5 cm l'erreur n'atteint pas 5 %. On constate que pour différentes hauteurs l'erreur maximale est de 3 %. En conclusion, décrire le transfert radiatif par un cylindre équivalent dans le cas d'une maille de 2,5 cm n'influence pas l'estimation de la densité de flux radiative. Cependant, la mise en place d'un formalisme hexagonal est plus compliqué à gérer. En effet, il faut prendre en compte le fait que la densité du flux radiatif pour un prisme hexagonal varie suivant la direction considérée contrairement au cas du cylindre. Il est donc plus intéressant d'utiliser un formalisme cylindrique pour réduire les coûts numériques.

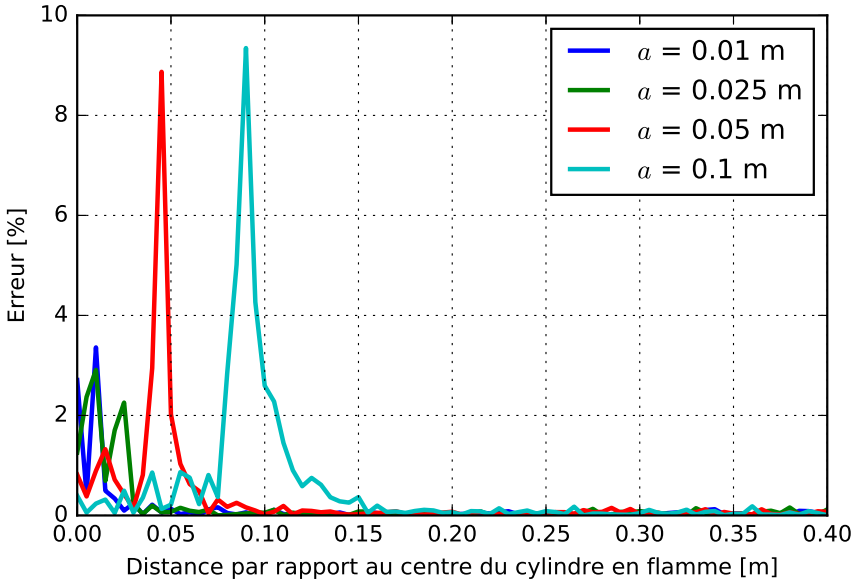


FIGURE 3.13 – Erreur relative entre un cylindre et un hexagone sur la densité de flux radiatif pour différentes mailles

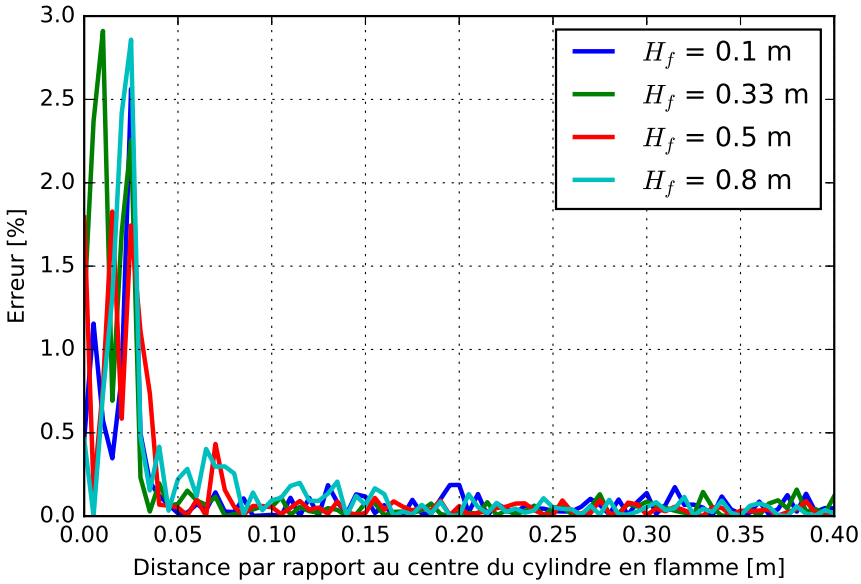


FIGURE 3.14 – Erreur relative entre un cylindre et un hexagone sur la densité de flux radiatif pour différentes hauteurs

3.2.4.6 Implémentation du modèle

Avant d'effectuer des tests de propagation, le facteur de forme entre le cylindre et une surface est calculé pour différentes hauteurs de flamme et différentes distances par rapport au centre du cylindre. Ces données sont ensuite sauvegardées et par la suite chargées par le programme de simulation. La répartition du flux d'une cellule en feu vers ses voisines est donc connue avant chaque test de propagation. Il n'est pas nécessaire de faire des calculs de Monte-Carlo au cours d'une simulation. De manière générale, et après analyse préliminaire des données, les résultats présentés dans ce qui suit ont été obtenus avec une taille de maille $a = 0{,}025$ m et une hauteur de flamme de $H_f = 0{,}3$ m.

L'utilisation d'un modèle surfacique n'est pas judicieuse dans notre cas car les tailles de cellules ne sont pas suffisamment importantes pour considérer le milieu comme optiquement épais. Pour des feux de plus grandes tailles, il est correct de considérer le milieu comme optiquement épais et d'utiliser l'approche surfacique (par exemple le modèle de Billaud [92]). Par contre l'utilisation d'un modèle surfacique oblige à prendre en compte les effets d'écrantage[3].

3.2.5 Mesure de la vitesse et de l'épaisseur

Les paramètres intéressants lors d'un test de propagation sont le ROS et l'épaisseur du front de flamme. Lors de la simulation de la propagation, le ROS est déterminé après 50 cm de propagation afin de ne pas prendre en compte la phase d'accélération du feu et de le comparer aux résultats expérimentaux (cf. chapitre 2). Il est calculé de la manière suivante :

$$ROS_{num} = \frac{Z_c(t_{fin}) - Z_c(t_{debut})}{t_{fin} - t_{debut}} \tag{3.39}$$

avec $Z_c(t)$ la position centrale du front avant au cours du temps, t_{fin} le temps où le front atteint l'extrémité du lit de combustible, t_{debut} le temps où le front dépasse la position $Z = 0{,}5$ m, Δt est le pas de temps fixé à 1 s.

L'épaisseur du front est estimée à partir de la moyenne des épaisseurs calculées à chaque pas de temps Δt :

$$e_{num} =< Z_c(t) - Z_{ac}(t) > \tag{3.40}$$

où $Z_{ac}(t)$ est la position centrale du front arrière au cours du temps. De la même manière que pour le ROS, l'épaisseur n'est calculée que pour $Z_c(t) > 0{,}5$ m.

3. Le rayonnement émis par une flamme peut être absorbé et diffusé par les flammes rencontrées lors de sa propagation. L'effet d'écrantage peut être très lourd à gérer numériquement.

3.2.6 Identification des paramètres du modèle

Le modèle développé dépend des paramètres E_c, E_d, κT_f^4. Ces paramètres ne sont pas connus et doivent être déterminés. Pour ce faire, nous identifions ces paramètres grâce aux résultats expérimentaux et à un algorithme d'identification par essaims particulaires (PSO).

3.2.6.1 Algorithme d'optimisation par essaims particulaires

Nous présentons ici l'algorithme d'optimisation par essaims particulaires. Cette méthode, inspirée du comportement social (mouvement des oiseaux), a été créée par Kennedy et Eberhart [163] en 1995 et permet de résoudre des problèmes d'optimisation. Cette technique a été développée et approfondie par Clerc en particulier [164].

Initialisation Soit un problème contenant un nombre d de paramètres à déterminer. On définit un espace de recherche compris dans l'hypercube $[x_{min}, x_{max}]^d$, où x_{min} et x_{max} sont les bornes inférieure et supérieure de chacun des paramètres.

La première étape consiste à initialiser un réseau ou système de particules. Pour chacune des particules, on tire un ensemble de paramètres selon une loi de distribution uniforme. Une vitesse est associée à chacune des particules afin de varier l'ensemble des paramètres au cours du temps. La vitesse est tirée aléatoirement à la création du réseau, de manière uniforme dans l'intervalle $[(x_{min} - x_{max})/2, (x_{max} - x_{min})/2]$.

Chaque particule peut communiquer avec K autres particules (que l'on nomme informatrices). Cette technique permet de créer des liens d'informations entre les particules.

La position et la vitesse de la particule à l'itération suivante dépendent :

- de sa position et de sa vitesse ;
- de la meilleure position et vitesse du groupe d'informatrices (la particule est incluse) ;

Évolution de l'essaim A l'itération suivante, la nouvelle vitesse de déplacement et la nouvelle position sont données par :

$$\begin{cases} v_d & \leftarrow c_1 v_d + c_{max} V(p_d - x_d) + c_{max} V(g_d - x_d) \\ x_d & \leftarrow x_d + v_d \end{cases} \tag{3.41}$$

v_d est la vitesse de la particule, x_d est la position de la particule, p_d est la meilleure position trouvée par la particule, g_d est la meilleure position trouvée par le groupe de particules, V est une variable uniforme entre $[0, 1]$ et c_{max} est une constante (des valeurs optimales sont fournies par Clerc [164]).

A chaque itération, une fonction, appelée fonction coût, évalue la performance de chaque individu et leur attribue un score. C'est le résultat qui détermine les variables g_d et p_d. Le meilleur jeu de paramètres correspond à la particule qui minimise au mieux cette fonction. Cette fonction dépend du problème à optimiser. C'est le modélisateur qui doit déterminer comment cette fonction coût attribue un score aux particules.

3.2.6.2 Définition de la fonction coût

Pour chaque simulation, on calcule la vitesse de propagation et l'épaisseur du front de flamme. Ici, la fonction coût est définie à partir des expériences réalisées concernant l'effet de la largeur sur la propagation (cf. chapitre 2). Elle est évaluée à partir de la différence entre résultats expérimentaux et numériques :

$$F_{cout} = \sum_{i=1}^{N_{exp}} \frac{\mid ROS_{exp} - ROS_{num} \mid}{ROS_{\infty}} + \frac{\mid e_{exp} - e_{num} \mid}{e_{\infty}} \tag{3.42}$$

ROS_{exp} et e_{exp} correspondent respectivement à la vitesse de propagation moyenne et à l'épaisseur moyenne pour chaque largeur. ROS_{∞} et e_{∞} correspondent respectivement à la vitesse de propagation moyenne et à l'épaisseur moyenne pour une largeur de 3,5 m.

3.2.6.3 Identification des paramètres

Notre réseau se constitue de N_p particules où chaque particule possède K informatrices. Dans cette partie, une particule i est définie par le système :

$$x_i = \begin{pmatrix} E_c \\ \kappa T_f^4 \end{pmatrix} \tag{3.43}$$

Le paramètre E_d, qui correspond à la quantité d'énergie nécessaire pour atteindre la température d'inflammation, est en effet fixé à partir des propriétés thermiques du combustible. Il vaut $E_d = 478$ J pour une température d'inflammation de 523 K [165]. Les autres paramètres utilisés pour l'identification sont indiqués dans le tableau 3.1 et les propriétés du réseau sont données par le tableau 3.2 où d_c est la distance de coupure et d_a la distance d'allumage (les cellules sont définies comme étant en feu sur une certaine épaisseur afin de simuler l'allumage). La hauteur de flamme a été fixée à 0,3 m. Cette valeur est caractéristique des hauteurs mesurées expérimentalement (cf. chapitre 2).

Quatre tests d'identification ont été effectués avec les mêmes paramètres, pour un nombre N_t d'itérations.

N_p	K	$E_c[J]$	κT_f^4 [K^4.m^{-1}]
40	4	380 - 3800	10^{10} - 8,35 10^{12}

Table 3.1 – Paramètres de l'algorithme d'optimisation pour le modèle Petit Monde radiatif

H_f [m]	a [m]	d_c [m]	d_a [m]
0.3	0.025	0.75	0.1

Table 3.2 – Paramètres du réseau de Petit Monde radiatif

3.2.6.4 Calibration du modèle

Les résultats de l'identification sont donnés dans le tableau 3.3. La figure 3.15 représente l'évolution de la fonction coût, F_{cout}, au cours des itérations pour les 4 tests. On constate que les valeurs des fonctions coûts, et les paramètres identifiés sont très proches.

n°test	F_{cout}	N_t	$E_c[J]$	κT_f^4 [K^4.m^{-1}]
#1	0,894	500	3087	2,68.10^{12}
#2	0,892	500	3087	2,64.10^{12}
#3	0,890	500	3087	2,69.10^{12}
#4	0,890	500	3087	2,69.10^{12}

Table 3.3 – Résultats des identifications pour le modèle Petit Monde radiatif

Une fois les paramètres identifiés, nous pouvons comparer les vitesses et les épaisseurs aux résultats expérimentaux. Les résultats sont donnés sur les figures 3.16a et 3.16b. On constate que le modèle est capable de reproduire la dynamique de la vitesse de propagation avec la largeur du lit de combustible avec un écart pour la plus petite largeur de 0,25 m. Quant à l'épaisseur, on remarque qu'elle augmente jusqu'à la largeur de 2,5 m pour atteindre une valeur constante de 0,35 m, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux.

Il faut souligner que ces simulations sont réalisées avec les résultats de l'identification #3 (identification avec la plus petite fonction coût). Le paramètre κT_f^4 est de 2,98.10^{12} K^4.m^{-1}. Ce paramètre est plus élevé que celui obtenu par Boulet et coll. [20] pour des feux de végétation où le coefficient d'absorption est d'environ 0,15 m^{-1} et la température de 1200 K avec une épaisseur de front de flammes de 0,5 m. Cela équivaut à une valeur de κT_f^4 égale à 3,11.10^{11} K^4.m^{-1}.

L'évolution d'un front de flamme est représentée pour une largeur de 2 m (cf. figure 3.17). Nous observons que le modèle est capable de reproduire la forme parabolique du front de flamme au cours du temps.

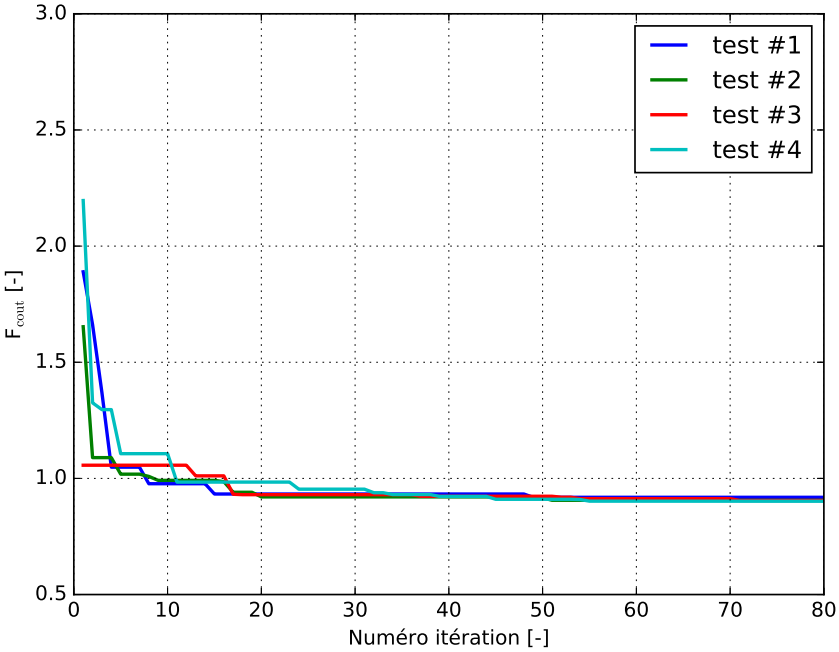


FIGURE 3.15 – Valeurs de la fonction coût du modèle Petit Monde radiatif pour les quatre tests

3.2.7 Modèle radiatif révisé : identification des états de transition

Nous avons constaté que notre modèle, basé sur un bilan physique et en fixant un certain nombre de paramètres d'après la littérature (notamment E_d), ne permettait pas d'identifier correctement la puissance radiative du front de flamme. Nous proposons ici de modifier le modèle en essayant maintenant d'identifier les deux paramètres E_c et E_d représentant les seuils de transition entre les différents états d'une cellule. Ils n'ont plus d'unité car on s'affranchit de toute physique. Le facteur de forme est maintenant normalisé et il n'est alors plus nécessaire d'identifier la puissance radiative. Par conséquent les transitions ne dépendent plus que des valeurs seuils.

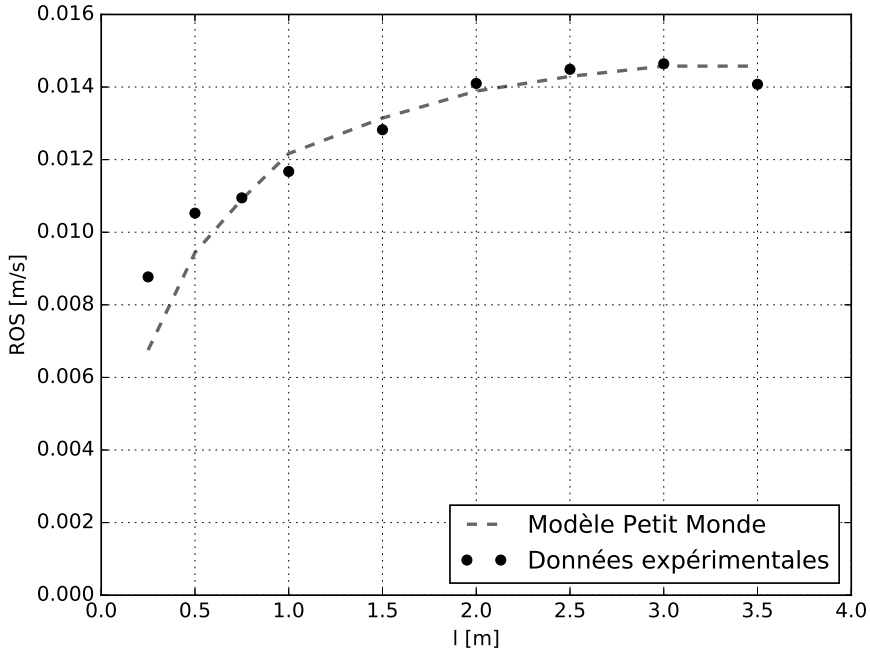
L'énergie d'une cellule est maitenant définie par le bilan suivant :

$$E_j^{t+\Delta t} = E_j^t + \sum^{N_f Cellule j} \zeta_{Flamme_k - Cellule_j} \tag{3.44}$$

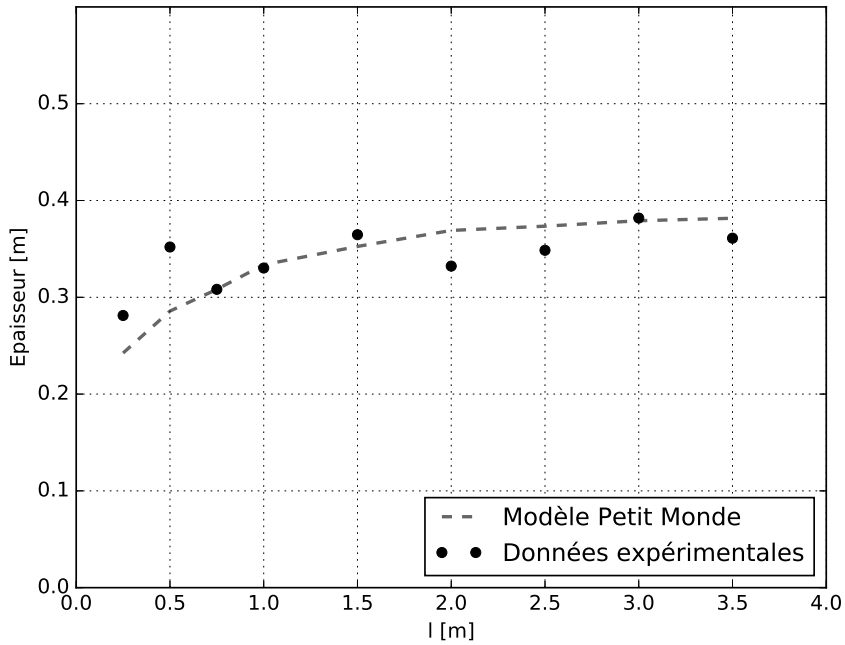
avec ζ_{ij} correspondant au facteur de forme F_{ij} normalisé défini de la manière suivante :

$$\zeta_{ij} = \frac{F_{ij}}{F_n} \tag{3.45}$$

où F_n :

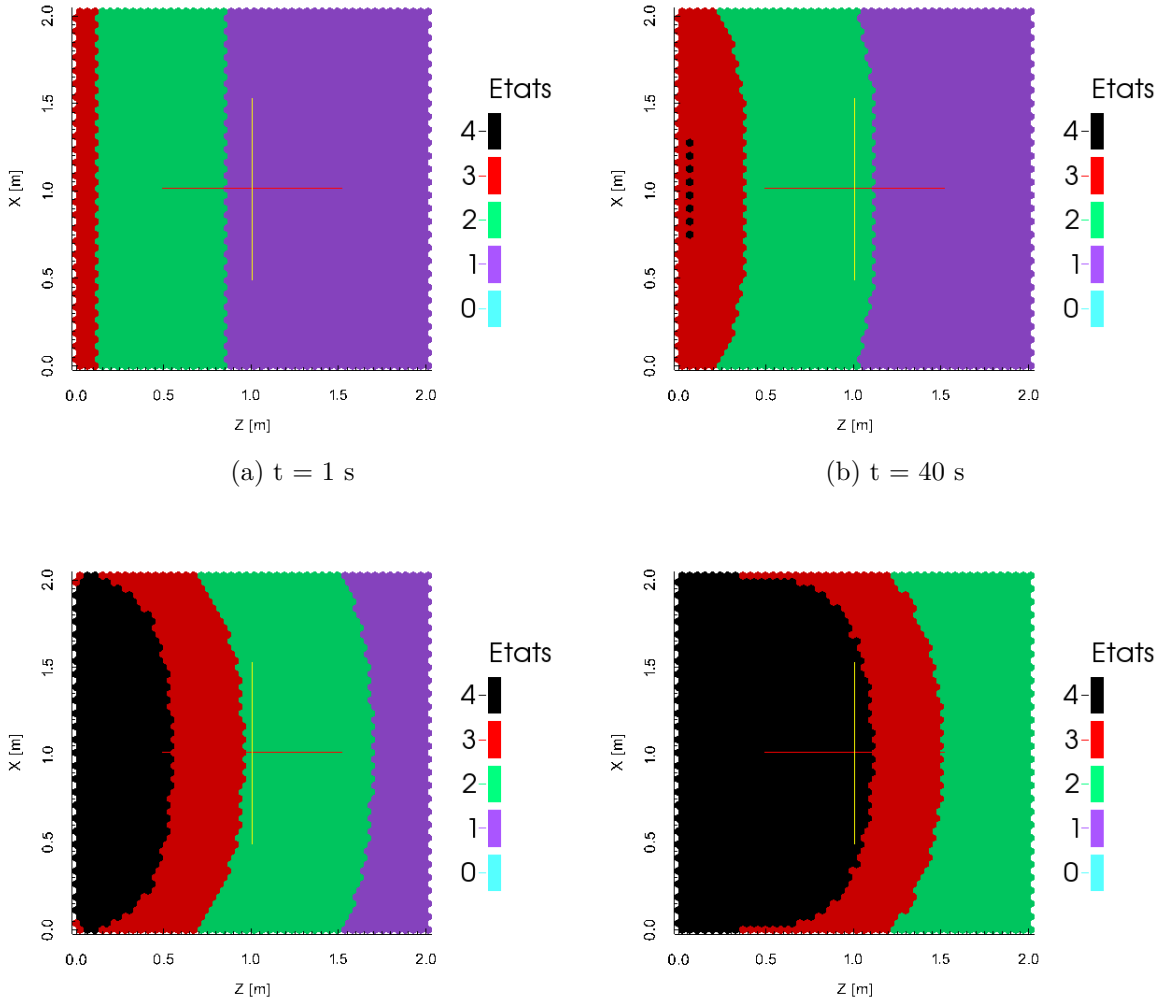


(a) Vitesse de propagation en fonction de la largeur du lit



(b) Épaisseur en fonction de la largeur du lit

FIGURE 3.16 – Comparaison entre les données expérimentales et le modèle Petit Monde Radiatif



(a) t = 1 s

(b) t = 40 s

(c) t = 80 s

(d) t = 120 s

FIGURE 3.17 – Positions du front pour une propagation sur un domaine de 2 m × 2 m pour le modèle Petit Monde radiatif

$$F_n = \lim_{r \to +\infty} F_{ij} = \lim_{r \to +\infty} \frac{1}{V_f} 2\pi \int_0^r \int_{V_f} \frac{r \cos \Theta_c}{4\pi r^2} \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}V = \frac{1}{2} \tag{3.46}$$

De manière similaire au modèle précédent, nous avons effectué quatre tests d'identification en utilisant les paramètres du tableau 3.4. Les résultats sont reportés dans le tableau 3.5. Nous constatons que la fonction coût est plus faible que celle obtenue avec le modèle précédent.

N_p	K	$E_c[-]$	E_d [-]
40	4	1 - 20000	1 - 20000

Table 3.4 – Paramètres de l'algorithme d'optimisation pour le modèle à transfert radiatif normalisé

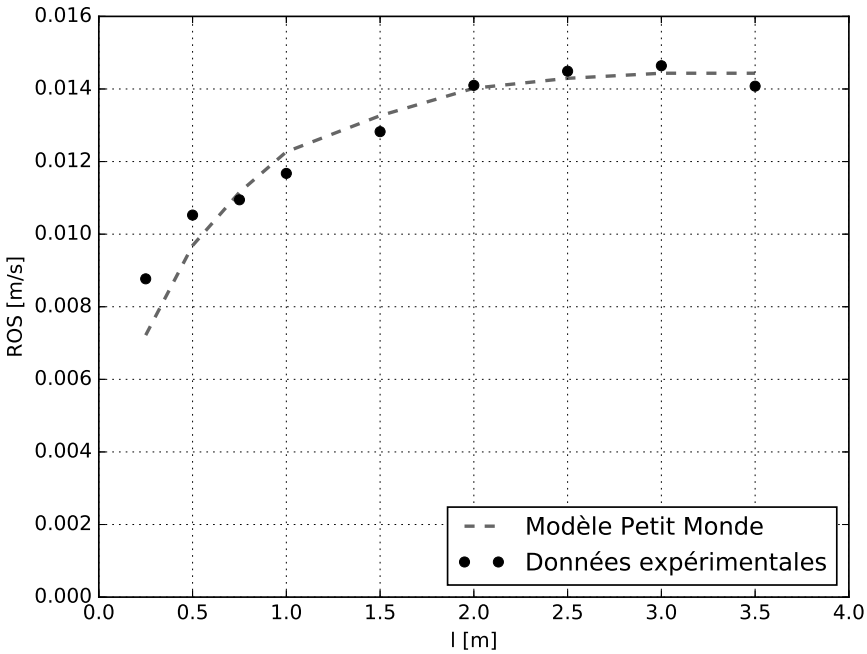
n°test	F_{cout}	N_t	E_d	E_c
#1	0,839	500	2132.33	9583.27
#2	0,840	500	2132.33	9582.37
#3	0,838	500	2129.31	9422.05
#4	0,840	500	2132.33	9582.55

Table 3.5 – Résultats des identifications pour le modèle Petit Monde radiatif

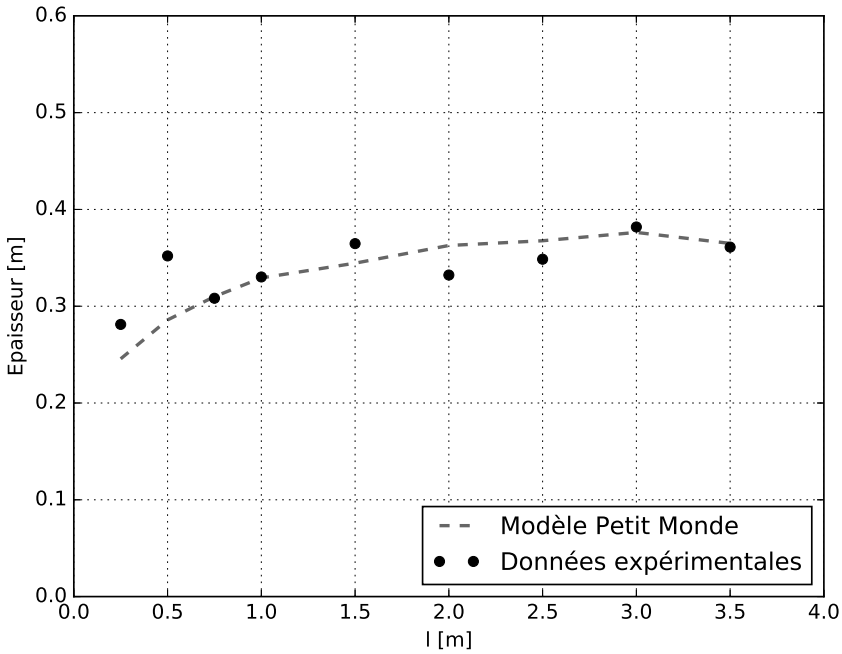
Les figures 3.18a et 3.18b montrent la comparaison entre les ROS et les épaisseurs obtenus avec le modèle (en prenant les valeurs identifiées par le test n° 3) et les expériences. On constate que le modèle reproduit très bien le comportement du ROS et de l'épaisseur du front pour les différentes largeurs. Cela montre que ce genre de modèle est tout à fait capable de modéliser les expériences effectuées sur la plateforme. Par contre, malgré sa simplification il suppose quand même que le transfert de chaleur ne se fait que par rayonnement, ce qui n'est pas vrai en particulier hors de la configuration horizontale sans vent.

3.2.8 Conclusion

Dans ce modèle on a supposé que seul le transfert radiatif domine. Cependant nous constatons qu'il faut une puissance radiative importante pour pouvoir compenser les pertes radiatives de chaque cellule. Par contre, en s'affranchissant de la puissance radiative et en estimant librement les paramètres seuils, on constate que ce genre de modèle est capable de reproduire correctement les expériences réalisées sur la plateforme. Cependant, cette approche suppose que le rayonnement est le seul mode de tranfert. Or dans la réalité, d'autres phénomènes physiques, comme le rayonnement des braises ou le préchauffage par des transferts convectifs (par exemple lié au contact des flammes avec le combustible ou aux effets du vent), peuvent intervenir dans le bilan thermique et faciliter l'inflammation du combustible. Or actuellement leurs effets ne sont pas correctement compris ou modélisés et font encore l'objet de nombreux débats dans la communauté des feux de végétation. Dans la suite on cherche donc une alternative en revenant à la base des modèles type automate cellulaire et en identifiant les transitions sans l'aide de modèles physiques pour les transferts.



(a) Vitesse de propagation en fonction de la largeur du lit



(b) Épaisseur en fonction de la largeur du lit

FIGURE 3.18 – Comparaison entre les données expérimentales et le modèle Petit Monde Radiatif révisé

3.3 Modèle basé sur une fonction de distribution identifiée

Parallèlement, un deuxième modèle de Petit Monde a donc été développé. L'objectif de celui-ci est de ne faire aucune hypothèse concernant le type de la distribution d'énergie. Une fonction de distribution est identifiée pour modéliser simultanément tous les transferts de chaleur et faire évoluer l'état des cellules. Ce modèle de Petit Monde devient un modèle mathématique où aucune modélisation physique n'intervient. Nous décrirons comment cette fonction est créée et identifiée.

3.3.1 Fonction de distribution

Une cellule en feu va émettre une certaine quantité adimensionnelle (représentation d'un flux émis) vers les cellules voisines. Cette quantité est définie par une fonction de distribution dépendant de la distance. Cette approche nous permet d'englober tous les processus à l'origine de la propagation.

Cependant, la fonction de distribution n'est pas connue et doit être identifiée. Une méthode a été développée pour permettre l'identification de cette fonction.

3.3.1.1 Définition de la fonction de distribution

Une fonction peut se construire à partir de la somme de différentes fonctions chapeaux, η_k, associées à des coefficients α_k. L'indice k correspond à la fonction chapeau associée à la position x_k. La définition de la fonction de distribution est alors donnée par l'équation 3.47.

$$G(x) = \sum_{k=0}^{N_c-1} \alpha_k \eta_k(x) \tag{3.47}$$

avec α_k des coefficients compris entre 0 et 1 et N_c le nombre de fonctions chapeau.

Dans notre modèle, nous supposons que la contribution est maximale au centre de la cellule en feu et nulle à la distance de coupure d_c. Cela se traduit par les conditions suivantes :

- au point $x = 0$, $\alpha_0 = 1$ afin que $G(0) = 1$;
- au point $x = d_c$, $\alpha_0 = 0$ pour que $G(d_c) = 0$.

On suppose également que la fonction est décroissante pour x croissant. Cette condition est essentielle pour assurer la convergence de l'identification. Il est en effet très difficile de réussir à déterminer une fonction de forme quelconque.

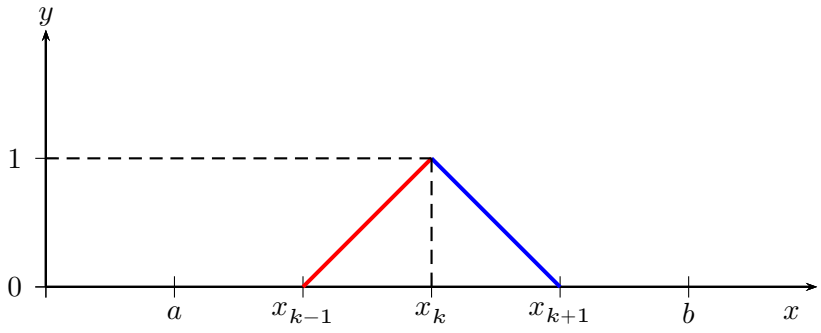


FIGURE 3.19 – Définition de la fonction chapeau

3.3.1.2 Définition de la fonction chapeau

Avant de discuter du calcul de la fonction de distribution, nous présentons ici les caractéristiques d'une fonction chapeau, η_k. Une fonction chapeau est maximale au point d'abscisse x_k où vaut 1. L'indice k désigne le numéro de la fonction. La morphologie de cette fonction est donnée par le système d'équations (3.48) et est représentée sur la figure 3.19.

$$\eta_k(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x = x_k \\ 0 & \text{si } x < a \text{ ou } b < x \\ \frac{x - x_k + m}{m} & \text{si } x_{k-1} < x < x_k \\ \frac{-x + x_k + m}{m} & \text{si } x_k < x < x_{k+1} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{3.48}$$

où m est la distance entre 2 points x_k et x_{k+1}.

3.3.1.3 Normalisation de la fonction de distribution

Chaque fonction de distribution est normalisée afin que la contribution totale envoyée par une cellule soit la même. La normalisation consiste à faire le rapport de la fonction $G(x)$ sur la contribution totale reçue par le cercle de rayon d_c. Cette contribution totale, I_{tot}, est définie par l'intégrale suivante :

$$I_{tot} = \int_0^{d_c} G(x) 2\pi x \, \mathrm{d}x \tag{3.49}$$

Ce qui revient à écrire :

$$I_{tot} = \sum_{k=1}^{N_c-1} \alpha_k \int_{x_{k+1}}^{x_{k-1}} \eta_k(x) 2\pi x \, \mathrm{d}x \tag{3.50}$$

L'objectif est de calculer chaque intégrale $\int_{x_{k+1}}^{x_{k-1}} \eta_k(x) 2\pi x \, \mathrm{d}x$. On définit le résultat de ces intégrales :

(1) Intégrale pour $\eta_k(x)$

$$\int_{x_{k+1}}^{x_{k-1}} \eta_k(x) 2\pi x dx = \frac{2\pi}{m} \left(\frac{(x_k + m)^3 - 2x_k^3 + (x_k - m)^3}{6} \right) \tag{3.51}$$

(2) Intégrale pour $\eta_0(x) = \frac{x - x_0 + m}{m}$

$$\int_{x_0}^{x_0+m} \eta_k(x) 2\pi x dx = \frac{2\pi}{m} \left(\frac{(x_0 + m)^3}{6} - \frac{x_0^3}{6} + \frac{m x_0^2}{6} \right) \tag{3.52}$$

Normalisation de la fonction de distribution Une fois l'intégrale I_{tot} connue, on normalise la fonction de distribution $G(x)$.

$$H_n(x) = \frac{G(x)}{I_{tot}} \tag{3.53}$$

C'est cette fonction qui sera utilisée pour calculer les contributions entre les cellules en feux et les cellules voisines.

3.3.2 Lois de transitions

Les lois de transition sont similaires à celles du premier modèle, sauf que la contribution n'est plus physique. Les deux paramètres E_d et E_c deviennent alors des grandeurs sans dimension que l'on notera τ_d et τ_c. L'état d'une cellule j est déterminé par la quantité cumulée τ_j^t à un instant t :

$$\tau_j^{t+\Delta t} = \tau_j^t + \Delta \tau_j^t \tag{3.54}$$

$\Delta \tau_j^t$ est alors calculé à partir de la fonction de distribution normalisée $H_n(x)$. De la même manière que dans le modèle précédent, on distingue deux types de contributions :

• Une cellule qui ne brûle pas reçoit une contribution de la part des cellules voisines en feu :

$$\Delta\tau_j^t = \sum_{k=1}^{N_{f\,Cellule\,j}} H_{n_{Flamme_k - Cellule_j}} \tag{3.55}$$

• Une cellule qui brûle reçoit une contribution des cellules voisines en feu et de la flamme à laquelle elle offre un support :

$$\Delta\tau_j^t = \left(H_{n_{Flamme_j - Cellule_j}} + \sum_{k=1}^{N_{f\,Cellule\,j}} H_{n_{Flamme_k - Cellule_j}} \right) \tag{3.56}$$

3.3.3 Identification de la fonction de distribution

La fonction de distribution $G(x)$ n'est pas connue, il est donc nécessaire de l'identifier. Nous utilisons un algorithme d'optimisation par essaims particulaires. Les paramètres à identifier sont les N_f coefficients α_k, et les paramètres seuils τ_c et τ_d. L'efficacité de l'identification dépend du nombre de fonctions chapeaux : un grand nombre de fonctions permet un raffinement mais ralentit considérablement la convergence de l'optimisation. On rappelle que la fonction cherchée est forcement décroissante.

Ainsi, chaque particule i du réseau de particules est définie par le système :

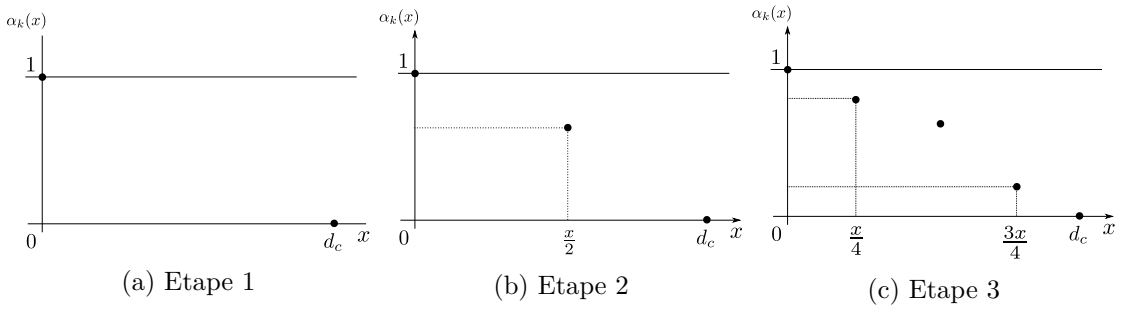
$$x_i = \begin{pmatrix} \tau_c \\ \tau_d \\ \alpha_0 \\ \alpha_1 \\ \dots \\ \alpha_{N_c - 1} \end{pmatrix} \tag{3.57}$$

3.3.3.1 Initialisation du réseau

La première étape de l'initialisation consiste à former une fonction de distribution $G(x)$ pour chaque particule du réseau. L'objectif est de créer une fonction aléatoire décroissante.

Pour créer une fonction on procède aux étapes suivantes :

- On impose $\alpha_0 = 1$ et $\alpha_N = 0$ (figure 3.20a) ;
- On tire $\alpha_{N/2}$ (figure 3.20b) ;
- On tire ensuite $\alpha_{N/4}$ avec $\alpha_{N/2} < \alpha_{N/4} < \alpha_0$ (figure 3.20c).



(a) Etape 1 (b) Etape 2 (c) Etape 3

FIGURE 3.20 – Tirage d'une fonction de distribution

Cette méthode nous évite d'avoir une fonction dépendante du nombre de fonctions chapeaux. En effet choisir les coefficients α dans l'ordre force une décroissance trop brusque de la fonction.

Les paramètres τ_c et τ_d sont tirés uniformément dans un intervalle prédéfini par le modélisateur.

3.3.4 Caractéristiques de l'identification

Les paramètres utilisés pour l'algorithme d'identification sont donnés dans le tableau 3.6. Il faut souligner que la convergence de ce problème d'identification est plus longue que pour le premier modèle car le nombre de paramètres est maintenant de 19.

N_p	N_t	K	N_c	τ_c [-]	τ_d [-]	α_k [-]
40	1000	4	17	1 - 20	1 - 15	0 - 1

TABLE 3.6 – Paramètres de l'algorithme d'optimisation pour le modèle Petit Monde à fonction de distribution

3.3.5 Paramètres identifiés

3.3.5.1 Caractéristique

Dans les deux cas, l'identification est effectuée avec les paramètres donnés dans le tableau 3.7. Pour chaque test, 4 identifications sont effectuées.

a [m]	d_c [m]	d_a [m]
0.025	0.75	0.1

TABLE 3.7 – Paramètres du réseau de Petit Monde à fonction de distribution

3.3.5.2 Résultats

Les résultats de l'identification sont donnés dans le tableau 3.8 et sur la figure 3.21. On constate que les paramètres convergent vers le même ordre de grandeur (avec un écart maximal de 0,53 pour τ_d et 0,46 pour τ_c). Les fonctions de distributions identifiées sont représentées sur la figure 3.22. On note une dispersion de la fonction identifiée au centre de la cellule mais l'on constate une même tendance sur le profil des fonctions.

Run	F_{cout}	τ_c	τ_d	α_0	α_1	α_2
#1	0,705	16,40	5,31	1	0,932	0,804
#2	0,715	16,11	5,56	1	0,932	0,918
#3	0,702	15,95	5,52	1	0,979	0,955
#4	0,705	16,48	5,10	1	0,868	0,827
α_3	α_4	α_5	α_6	α_7	α_8	α_9
0,676	0,481	0,373	0,121	0,117	0,109	0,0791
0,780	0,279	0,270	0,247	0,238	0,231	0,0875
0,921	0,445	0,379	0,323	0,234	0,208	0,119
0,463	0,296	0,221	0,185	0,116	0,100	0,0908
α_{10}	α_{11}	α_{12}	α_{13}	α_{14}	α_{15}	α_{16}
0,0698	0,0533	0,0410	0,0373	0,0160	0,00264	0
0,0732	0,0607	0,0446	0,0125	0,00916	0,00128	0
0,0682	0,0542	0,0425	0,0350	0,0261	0,0113	0
0,0773	0,0375	0,0114	0,00523	0,00214	0,000514	0

TABLE 3.8 – Résultats de l'identification pour le modèle Petit Monde à fonction de distribution

3.3.6 Comparaison avec les données expérimentales

Les figures 3.23a et 3.23b représentent les résultats des simulations effectuées avec la fonction identifiée précédemment. On observe que le modèle reproduit correctement l'évolution du ROS avec la largeur du lit de combustible, avec un écart maximum inférieur à 0,1 cm.s^{-1} par rapport aux valeurs expérimentales moyennes. Quant à l'épaisseur du front de flamme, l'épaisseur est quasi-constante avec l'augmentation de la largeur. Le modèle montre le même comportement vis à vis de l'épaisseur que les observations expérimentales moyennes.

On montre effectivement qu'un tel modèle, sans hypothèse sur les processus physiques, est capable de reproduire le comportement du ROS et de l'épaisseur avec la largeur du lit de combustible.

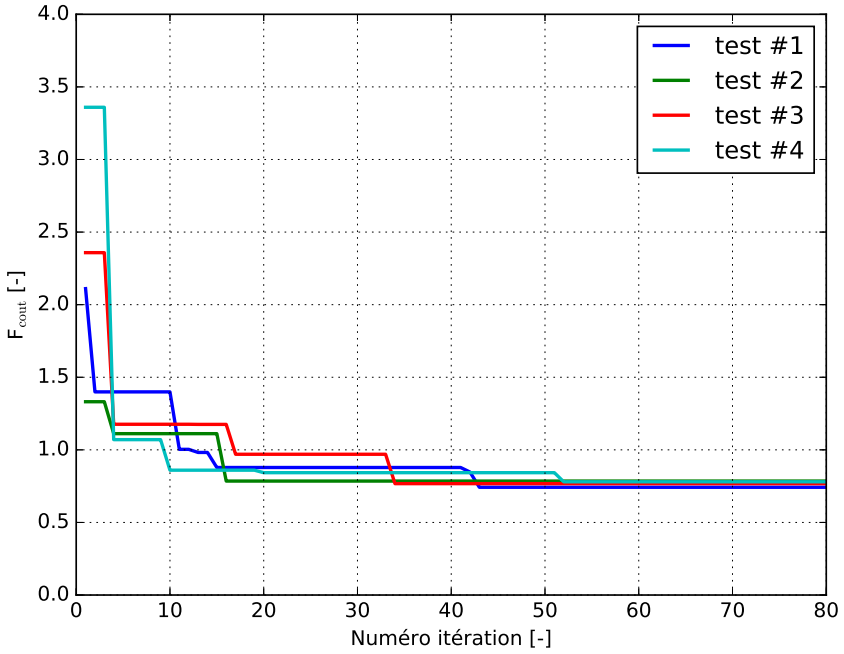


FIGURE 3.21 – Valeur de la fonction coût du modèle Petit Monde à fonction de distribution pour les quatre tests

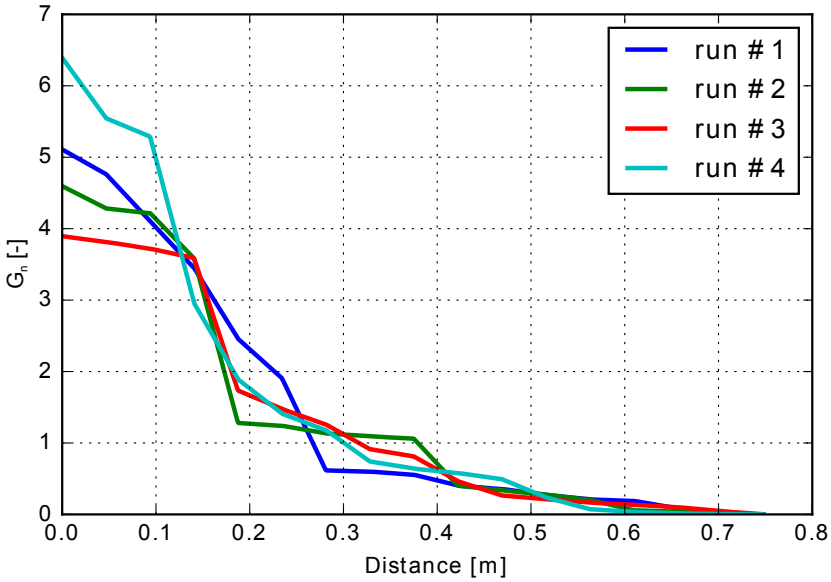
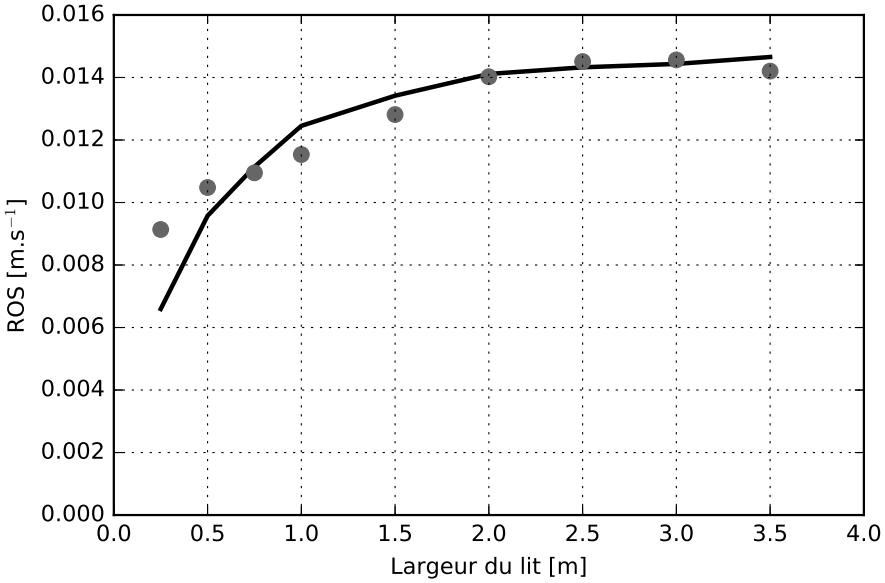
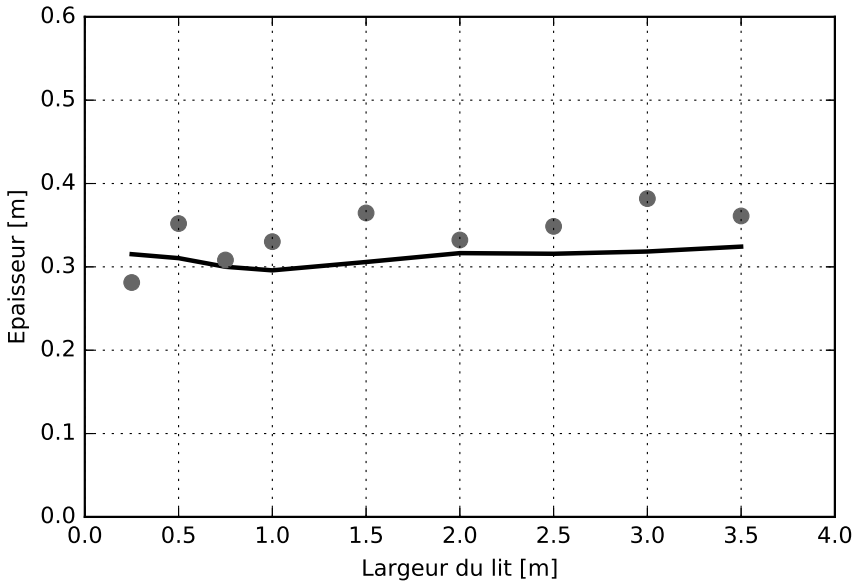


FIGURE 3.22 – Fonction de distribution identifiée pour les quatre tests



(a) Vitesse de propagation en fonction de la largeur du lit



(b) Épaisseur en fonction de la largeur du lit

FIGURE 3.23 – Comparaison entre les données expérimentales et le modèle basé sur une fonction de distribution identifiée

3.3.7 Positions des fronts de flamme

Nous montrons ici un exemple de propagation obtenu avec la fonction de la distribution identifiée (pour le test #3). Différents instants de la propagation sont montrés sur la figure 3.24.

On remarque que le front de flamme, initialement plat à l'allumage, se courbe au cours de la propagation jusqu'à atteindre un état stationnaire. Nous constatons donc que le modèle est capable de reproduire cet effet alors qu'aucune loi physique n'a été introduite.

Il est à noter que la phase d'allumage du front est plus longue que dans la réalité. On constate un décalage d'environ une dizaine de secondes. Cet effet n'a pas d'influence sur la vitesse de propagation car les vitesses et épaisseurs ont été identifiées lorsque le front a déjà parcouru 50 cm.

3.3.8 Comparaison avec le modèle Petit Monde radiatif

Afin d'avoir une idée de la différence de répartition du flux par rapport au modèle radiatif, nous comparons la fonction de distribution normalisée H_n à la répartition de la densité de flux normalisée définie de la manière suivante :

$$\Phi_{adim} = \frac{F_{i-j} 4\kappa\sigma T_f^4 V_f}{2\kappa\sigma T_f^4 V_f} \tag{3.58}$$

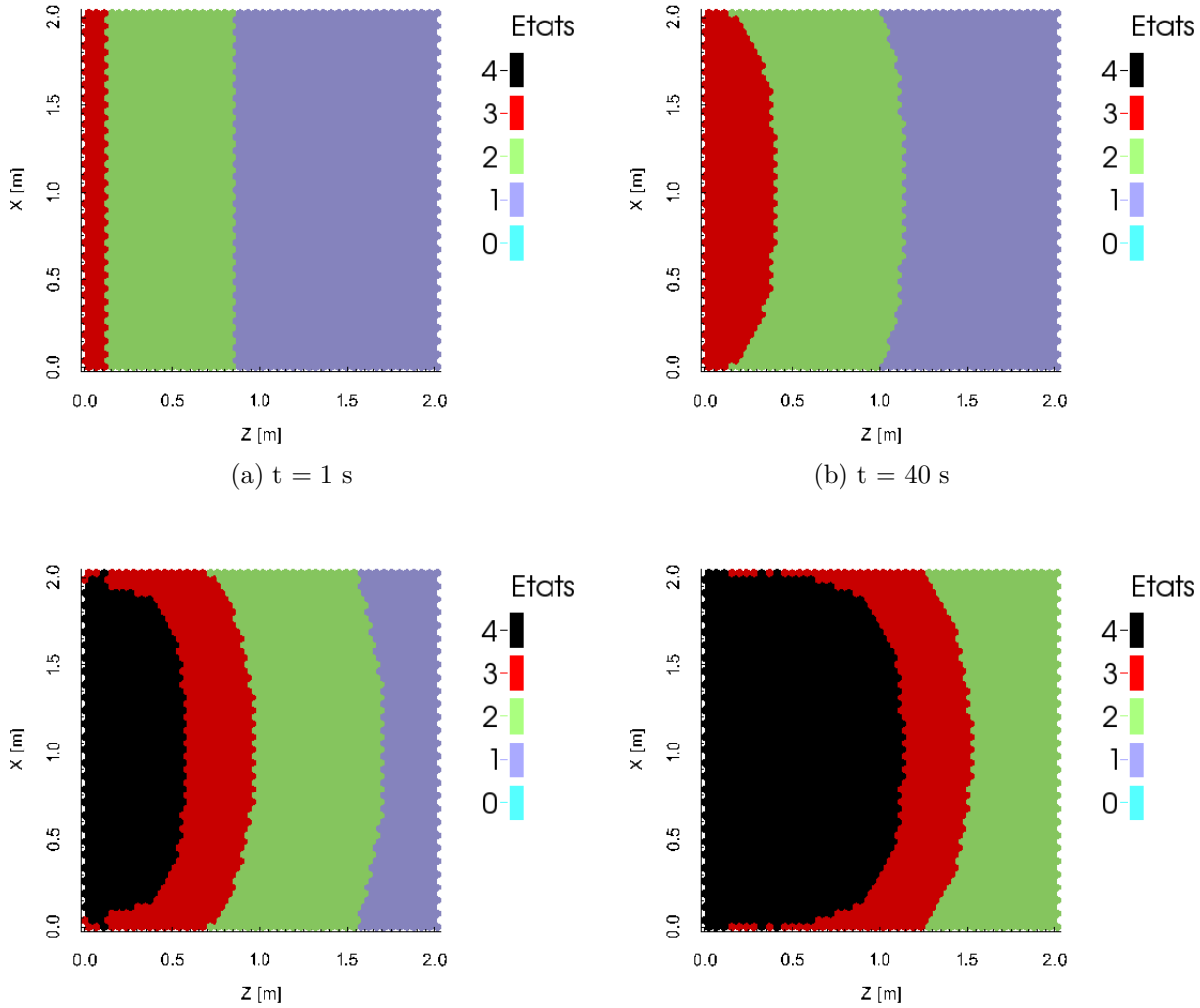
avec $2\kappa\sigma T_f^4 V_f$, représentant la partie du flux émis par le cylindre et reçue par toute la surface inférieure.

La figure 3.25 compare la fonction de distribution identifiée à deux autres fonctions radiatives normalisées pour deux hauteurs différentes. On observe que la fonction identifiée est plus faible entre 0 et 0.1 m que les fonctions radiatives. Au delà, la fonction de distribution est plus élevée, et ce jusqu'à une distance de 50 cm. Contrairement à ce qu'indique un modèle basé sur le seul transfert par rayonnement, les résultats montrent qu'il est nécessaire que le combustible reçoive une plus grande quantité de flux à longue distance pour estimer au mieux le ROS et l'épaisseur.

L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne permet pas de connaître les transferts à l'origine de cette répartition du flux même si on soupçonne un effet convectif. Il y a en fait couplage de différentes contributions et cette fonction est en fait la résultante de ces différents flux.

3.4 Conclusion et perspectives

Ce chapitre a permis de décrire les méthodes de simulation de type Petit Monde mises en place sur un réseau hexagonal. Deux modèles de Petit Monde ont été étudiés. Le premier est un



(a) t = 1 s (b) t = 40 s

(c) t = 80 s (d) t = 120 s

FIGURE 3.24 – Positions du front avant pour une propagation sur un domaine de 2 m × 2 m

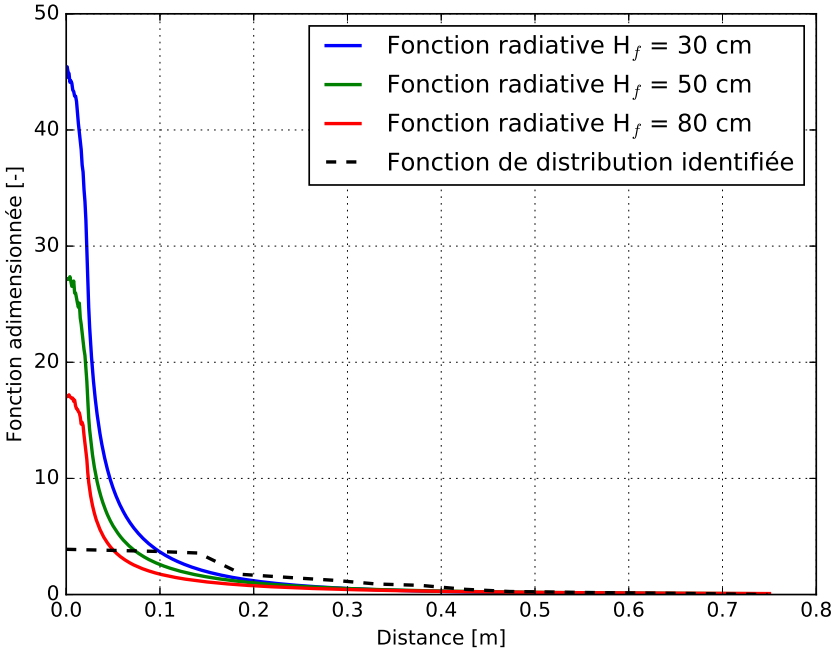


FIGURE 3.25 – Comparaison des fonctions radiatives normalisées et de la fonction de distribution identifiée

modèle physique basé sur le transfert radiatif. L'état des cellules dépend d'un bilan thermique radiatif. Les résultats montrent que les puissances radiatives nécessaires pour reproduire les résultats expérimentaux sont plus élevées que celles mesurées en réalité. Le modèle a alors été simplifié en normalisant le facteur de forme et en laissant les paramètres seuils libres afin de s'affranchir des propriétés radiatives. On constate que ce genre de modèle permet de bien reproduire les résultats expérimentaux. Cependant, il suppose que le rayonnement est le seul mode de transfert de chaleur et montre la difficulté à introduire des modèles physiques pour gérer les transitions entre états.

Dans un deuxième temps, un modèle Petit Monde purement mathématique a été étudié. Ce modèle consiste à utiliser une fonction de distribution pour calculer les contributions reçues sur les cellules voisines. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de s'affranchir de la modélisation des transferts de chaleur. Une bonne concordance des vitesses et épaisseurs a été observée avec les données expérimentales obtenues en fonction de la largeur du lit. Actuellement, ce modèle ne prend pas en compte l'effet de la pente ou du vent. La fonction de distribution identifiée pourra être modifiée afin de prendre en compte ces différents effets.

Chapitre 4

Validation

Sommaire

4.1 Propagation autour d'une zone de coupure de combustible 152
4.1.1 Dispositif expérimental 152
4.1.2 Étude numérique 152
4.2 Propagation dans une géométrie complexe 160
4.2.1 Dispositif 160
4.2.2 Résultats du modèle 160
4.2.3 Comparaison 165
4.3 Conclusion 166

Dans ce chapitre nous comparons les résultats du modèle Petit Monde à fonction de distribution établi dans le chapitre précédent avec plusieurs expériences réalisées sur la plateforme PROMETHEI.

La première section décrit des expériences réalisées dans le cas de l'étude des interactions feux de végétations et habitations. Plusieurs expériences ont été effectuées pour mesurer la propagation et les flux radiatifs reçus par une petite structure au centre d'une zone en feu. Avec la méthode de Monte-Carlo et les positions du front flamme obtenues avec le modèle, nous avons évalué les flux radiatifs reçus par la structure. Ces flux sont ensuite comparés aux mesures expérimentales.

Dans un deuxième temps nous avons étudié la propagation dans le cas d'une répartition hétérogène des zones combustibles présentant un rétrecissement ou un élargissement de la surface végétale. L'objectif est de voir si le modèle de propagation est capable de reproduire la dynamique en géométrie complexe.

4.1 Propagation autour d'une zone de coupure de combustible

Plusieurs expériences ont été menées sur la plateforme PROMETHEI pour mesurer et suivre la propagation dans le cas d'une structure entourée de végétation. Cette étude a plusieurs objectifs :

- Comparer les positions du front de flamme reconstruites par caméras avec celles obtenues avec le modèle Petit Monde à fonction de distribution ;
- Comparer les densités de flux estimées avec la méthode de Monte-Carlo avec les valeurs expérimentales.

4.1.1 Dispositif expérimental

La propagation s'effectue sur un lit de combustible de taille 3,7 m × 3 m (cf figures 4.1 à 4.3). De la frisure de bois est répartie sur l'ensemble de la surface, pour une charge de 0,5 kg.m^{-2}, sauf dans une zone délimitée par un cercle de rayon de 0,5 m ou 0,7 m. L'allumage s'effectue en ligne par l'utilisation d'alcool. Une structure d'environ 30 cm de hauteur (cf. figure 4.2) est posée au centre du cercle. Sur cette structure 5 capteurs radiatifs Captec sont fixés sur les différentes faces afin de mesurer le flux radiatif impactant la structure. Les positions des capteurs sur la structure sont indiquées sur la figure 4.2.

En parallèle, la propagation est filmée par deux caméras : une caméra pour filmer le front arrière et une autre pour le front avant. L'objectif est de reconstruire le front avant et arrière au cours du temps avec la méthode développée dans le chapitre 2.

4.1.2 Étude numérique

Le modèle de Petit Monde à fonction de distribution, précédemment calibré, est utilisé pour simuler la position des fronts au cours du temps. Nous simulons les propagations pour les deux types d'expériences : pour un rayon de coupure de combustible de 50 cm et 70 cm. Un exemple de propagation obtenu avec le modèle est donné sur la figure 4.4 pour un rayon de 50 cm. Les temps indiqués dans les légendes correspondent aux temps donnés par le propagateur. Celui-ci n'est pas conçu pour modéliser la phase d'allumage. Les identifications ont été réalisées à partir de la distance parcourure de 50 cm. C'est cette distance que l'on prend comme point de départ ici avec le temps de passage du front avant noté t_{ref}. A $t = t_{ref}$, le front est plat au centre et légèrement incurvé sur les cotés, il n'a pas encore rencontré l'obstacle. Après $t = t_{ref} +$ 50 s, le front rencontre l'obstacle et se divise en deux. Ces deux nouveaux fronts deviennent plus incurvés. Après $t = t_{ref} + 180$ s, l'obstacle est passé et les deux feux se rejoignent pour former une zone de flamme unique.

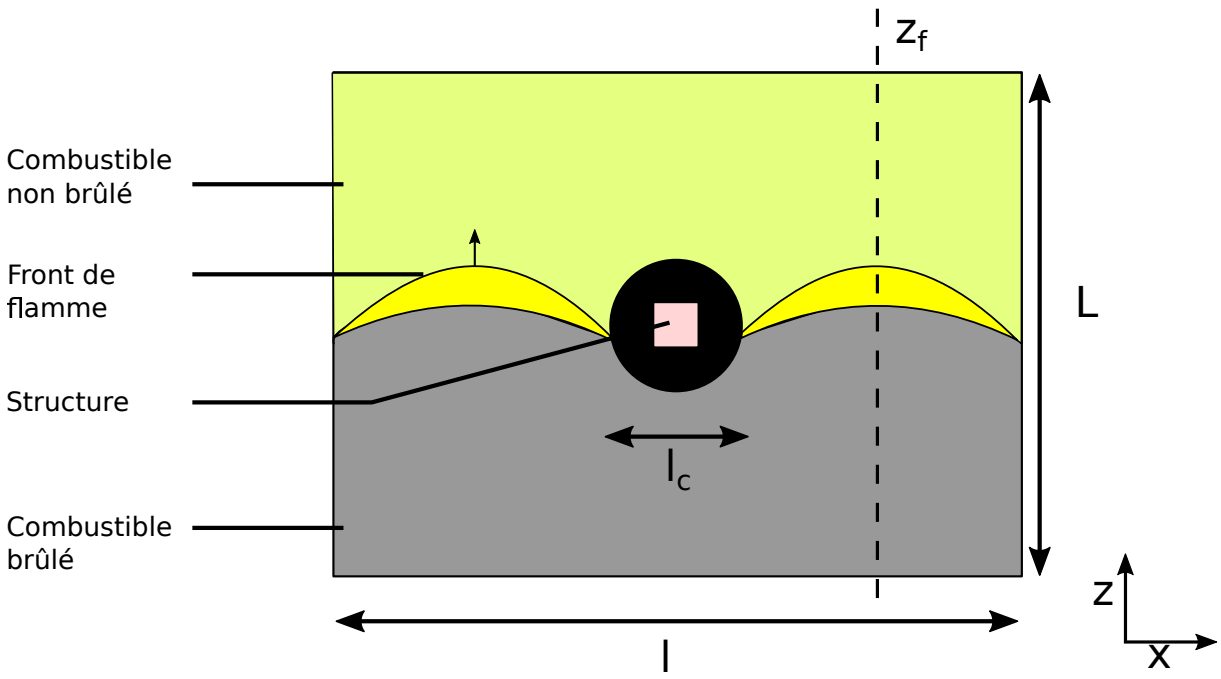


FIGURE 4.1 – Dispositif expérimental

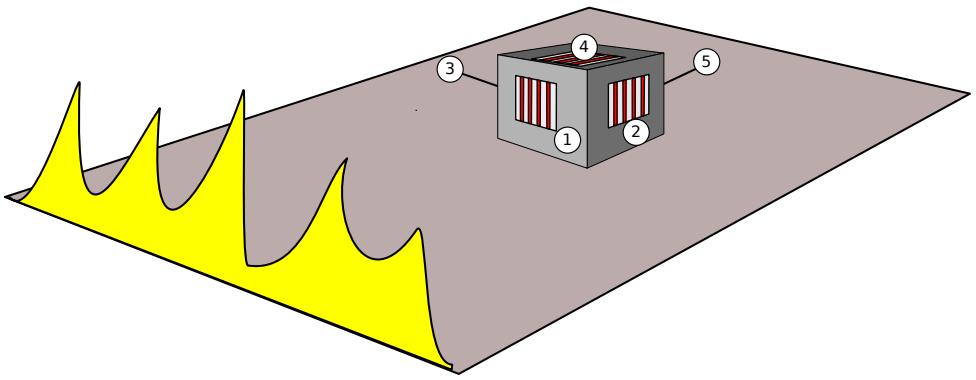


FIGURE 4.2 – Boîte instrumentée avec 5 capteurs radiatifs

(a) Dispositif expérimental

(b) Exemple d'un test de propagation

FIGURE 4.3 – Photos du dispositif expérimental pour une longueur de coupure de 0,5 m

4.1.2.1 Reconstruction du front

A partir de la méthode développée dans le chapitre 2, nous reconstruisons la position du front de flamme au cours du temps. Nous réutilisons le traitement d'images mais sans la méthode de contour actif. En effet, la séparation du front en deux parties ne permet pas l'utilisation de cet algorithme. Ainsi, seule la méthode multi-Otsu est appliquée aux images. Les positions du front de flamme avant sont ensuite comparées à celles obtenues par le modèle Petit Monde (cf figure 4.5). La comparaison s'effectue après t_{ref}, correspondant au temps nécessaire pour atteindre la position Z = 50 cm.

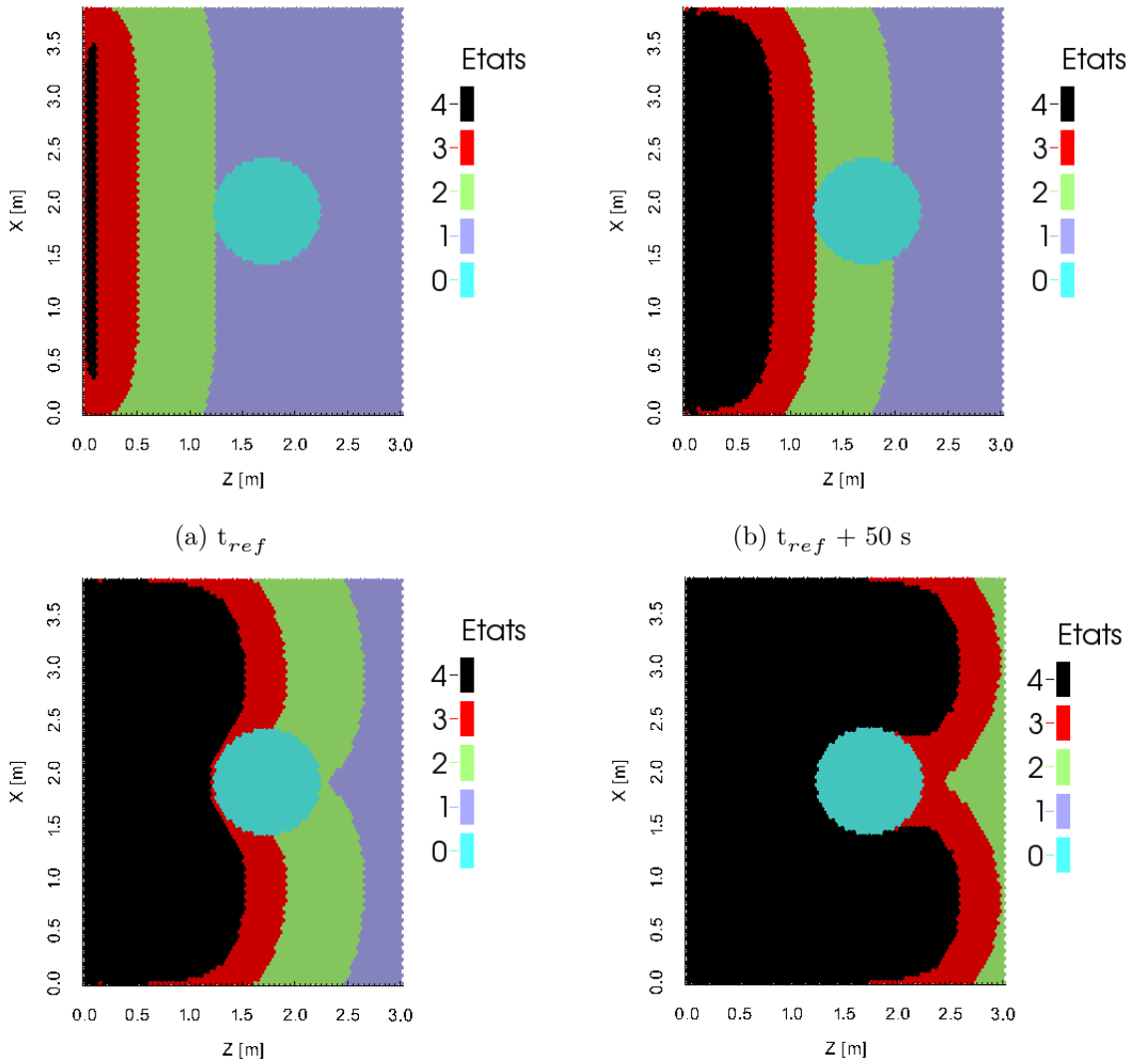
On observe un bon accord entre les positions des deux fronts pour les différents temps. La forme centrale du front de flamme est bien décrite par le modèle. Cependant nous constatons une différence aux niveaux des bords du lit. Le front est plus incurvé dans les expériences que dans le cas du modèle. Nous supposons que cette différence peut s'expliquer par des mouvements convectifs d'air entraînés. Le combustible est alors refroidi et les flammes sont penchées vers l'intérieur du front.

On constate également que l'épaisseur du front de flamme obtenu avec le modèle est plus importante que dans la réalité. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la calibration du modèle prend en compte les épaisseurs mesurées expérimentalement et que ces mesures sont influencées par la présence des braises.

4.1.2.2 Position centrale du front

La figure 4.6 montre la position du front Z_f en fonction du temps obtenu avec le modèle Petit Monde à fonction de distribution. Z_f correspond à la position du front en X = 3,1 m pour le rayon de 50 cm et X = 3,2 m pour le rayon de 70 cm.

On remarque que les fronts se propagent linéairement avec le temps. Afin d'obtenir une



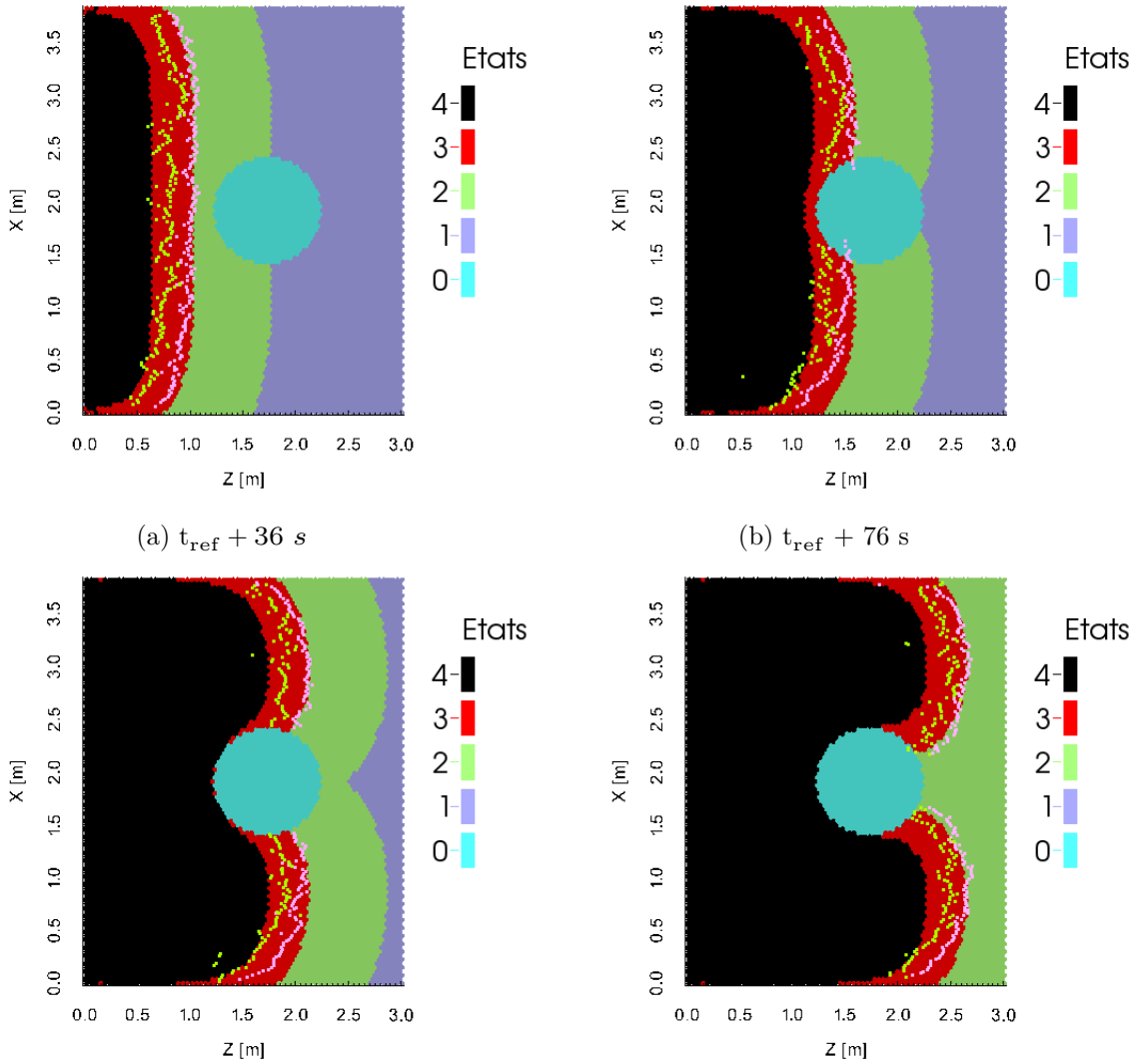
(a) t_{ref}

(b) t_{ref} + 50 s

(c) t_{ref} + 100 s

(d) t_{ref} + 180 s

FIGURE 4.4 – Propagation pour une largeur de coupure de 50 cm : ne peut pas brûler (état 0), combustible non dégradé (état 1), Combustible en train de se dégrader (état 2), combustible en feu (état 3), combustible brûlé (état 4)



(a) $t_{ref} + 36\ s$

(b) t_{ref} + 76 s

(c) t_{ref} + 116 s

(d) t_{ref} + 156 s

FIGURE 4.5 – Comparaison des positions du front avant avec les données expérimentales : front avant (points roses) front arrière (points verts)

Rayon [m]	ROS_{num}
0,5	0,0137
0,7	0,0134

TABLE 4.1 – Vitesses de progagation obtenues avec le modèle Petit Monde pour les deux rayons

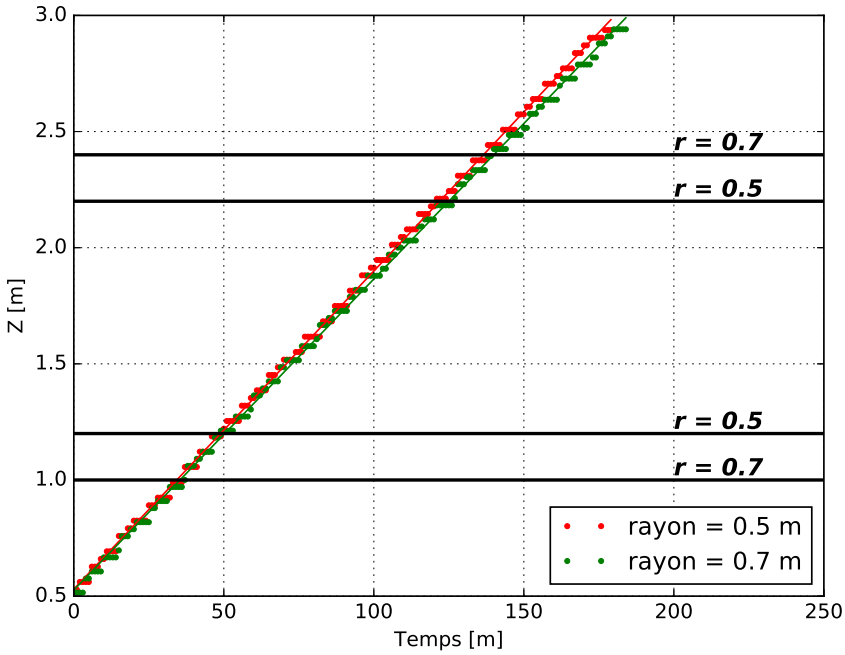


FIGURE 4.6 – Position en $X = 3{,}1$ m (rayon de 50 cm) et $X = 3{,}2$ m (rayon de 70 cm)

vitesse de propagation moyenne, une régression linéaire a été effectuée pour chaque test. Les résultats des ROS numériques sont reportés dans la table 4.1.

On constate que dans le cas du modèle Petit Monde, le ROS varie peu en fonction du rayon du cercle de coupure du combustible (l'écart est inférieur à 0,03 cm.s^{-1}).

4.1.2.3 Estimation de la densité de flux radiatif

Résultats expérimentaux Quatre expériences ont été réalisées pour mesurer le flux radiatif reçu par la structure (2 expériences pour un rayon de 50 cm et deux expériences pour 70 cm). Les densités de flux radiatifs obtenues sont indiquées sur la figure 4.7. L'écart entre les valeurs de densité de flux peut atteindre jusqu'à 50 %, dans le cas du rayon de 50 m. Les densités peuvent atteindre des valeurs de 13 kW.m^{-2} pour le capteur 1 et d'environ 9 kW.m^{-2} pour les capteurs latéraux (2 et 3). Pour les expériences à 70 cm, on constate une bonne répétabilité notamment pour le capteur n°1. La densité de flux maximale atteint 9,5 kW.m^{-2} pour le capteur de face et 6 kW.m^{-2} pour les capteurs latéraux.

Pour la suite, nous utiliserons les moyennes des densités pour les expériences à 70 cm et les densités de flux maximales pour le rayon de 50 cm.

Résultats numériques Les différentes expériences sont simulées par le modèle Petit Monde à fonction de distribution. Les positions des cellules hexagonales en feux (correspondant à l'état 3) sont ensuite extraites. Ces données sont utilisées par un modèle de Monte-Carlo afin de modéliser le transfert radiatif entre les différents capteurs de la structure et le front de flamme. L'objectif est de mesurer la densité de flux radiatif reçue par un capteur. Chaque capteur reçoit pour chaque position du front de flamme (à un temps t donné) la densité du flux radiatif définie par l'équation 4.1

$$\phi_{rad} = \sum_{N_f} 4F_{front-c}\kappa\sigma T_f^4 V_f \tag{4.1}$$

avec ϕ_{rad} la densité de flux radiatif, N_f le nombre de cellules en feux, $F_{front-c}$ le facteur de forme entre le front de propagation et le capteur, T_f la température de la flamme et V_f le volume d'une flamme.

On rappelle que dans le cas d'un modèle volumique pour un milieu optiquement mince le facteur de forme s'écrit :

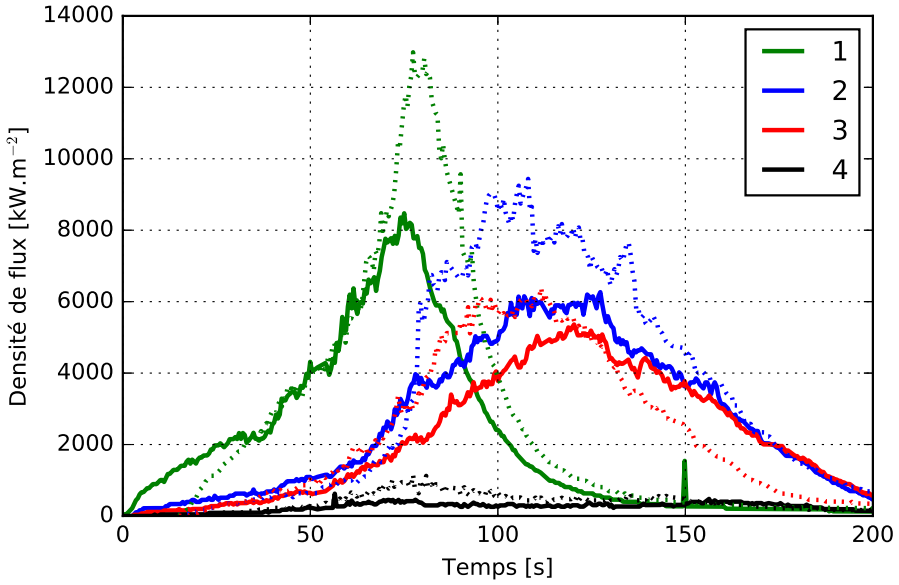
$$F_{front-capteur} = \frac{1}{V_f}\int_{V_f} \frac{\cos\Theta_f}{4\pi d^2}\,\mathrm{d}V_f \tag{4.2}$$

Le calcul de la densité de flux radiatif pour chaque position du front s'effectue selon l'algorithme suivant :

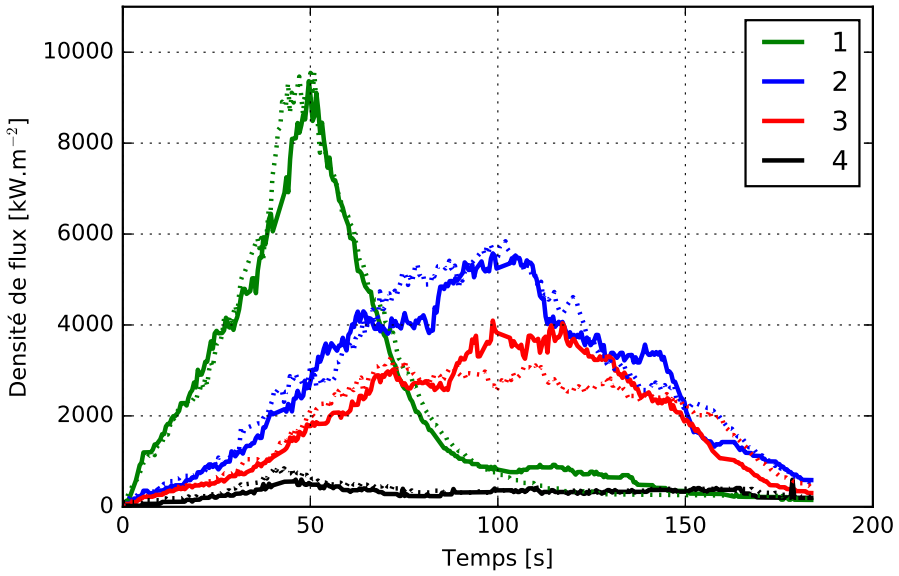
(1) Tirage de 10000 points aléatoires dans le volume du front de flamme V_{front} ($V_{front} = \sum_{N_f} V_f$) ;
(2) Estimation de l'intégrale 4.2 par méthode de Monte-Carlo (pour plus d'informations voir le chapitre 3) ;
(3) La densité de flux radiatif est alors donnée par l'équation 4.1 ;
(4) On répète les étapes (1), (2) et (3) pour chaque capteur de la structure.

Les densités de flux ont été calculées pour deux valeurs du coefficient d'absorption ($\kappa = 0{,}3\ \mathrm{m}^{-1}$ et $\kappa = 0{,}4\ \mathrm{m}^{-1}$). La température de flamme est fixée à $T_f = 1300$ K. Ces données sont cohérentes avec les mesures faites par Boulet et coll. [20]. Le coefficient d'absorption mesuré est compris entre 0,15 et 0,53 m^{-1} pour des feux d'épaisseurs allant de 0,5 à 4,0 m et les températures de flamme vont de 1200 K à 1600 K. Nous rappelons que dans notre modèle de transfert radiatif, seul le produit κT_f^4 importe. La hauteur de flamme pour chaque cellule en feu est de 0,3 m (cf. chapitre 2).

La figure 4.9 montre la comparaison des densités de flux numériques et expérimentales pour les deux valeurs du coefficient d'absorption. On constate qu'il y a un bon accord pour l'estimation



(a) Rayon de 50 cm



(b) Rayon de 70 cm

FIGURE 4.7 – Densité de flux mesurée pour les différents capteurs (ligne continue) test 1 (ligne en pointillées) test 2

du flux maximal pour les deux types d'expériences pour un coefficient d'absorption de $\kappa = 0{,}4\ \mathrm{m}^{-1}$. L'écart maximal est inférieur à 1 $\mathrm{kW.m}^{-2}$ pour le capteur n°1. Pour les capteurs n°2 et n°3, on constate que l'estimation de la densité de flux se situe entre les deux valeurs des capteurs. Par contre nous remarquons que la densité de flux baisse plus rapidement que celle estimée par le modèle. Cette différence peut s'expliquer par le fait que le modèle surprédit certainement l'épaisseur du front de flamme, qu'il ne prend pas en compte certains effets convectifs qui peuvent intervenir près des bords ou que la hauteur de flamme n'est pas constante sur toute l'épaisseur du front.

4.2 Propagation dans une géométrie complexe

Nous nous sommes également intéressés à la propagation d'un incendie dans une configuration de type rétrécissement et élargissement de la zone de combustible. Nous nommons ce type de configuration «H».

4.2.1 Dispositif

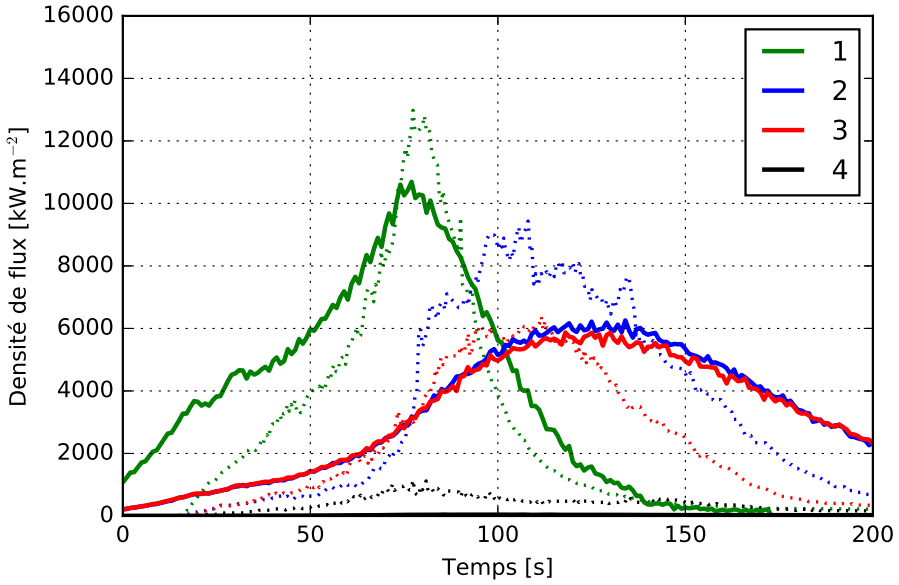
De la frisure de bois est répartie sur une surface de 2,5 m × 2 m, avec une charge de 0,5 $\mathrm{kg.m}^{-2}$, sauf en deux zones de 0,75 m × 0,5 m (cf. figure 4.10). L'allumage s'effectue en ligne. Au démarrage, le feu se propage sur une largeur de 2,5 m jusqu'à atteindre la zone de rétrécissement de largeur 50 cm, disposée à 1 m du départ du feu. Le feu avance dans cette zone sur une longueur de 50 cm jusqu'à rencontrer un élargissement. Des photos de la propagation à différents temps (avant et après la zone de rétrécissement) sont données sur la figure 4.11.

4.2.2 Résultats du modèle

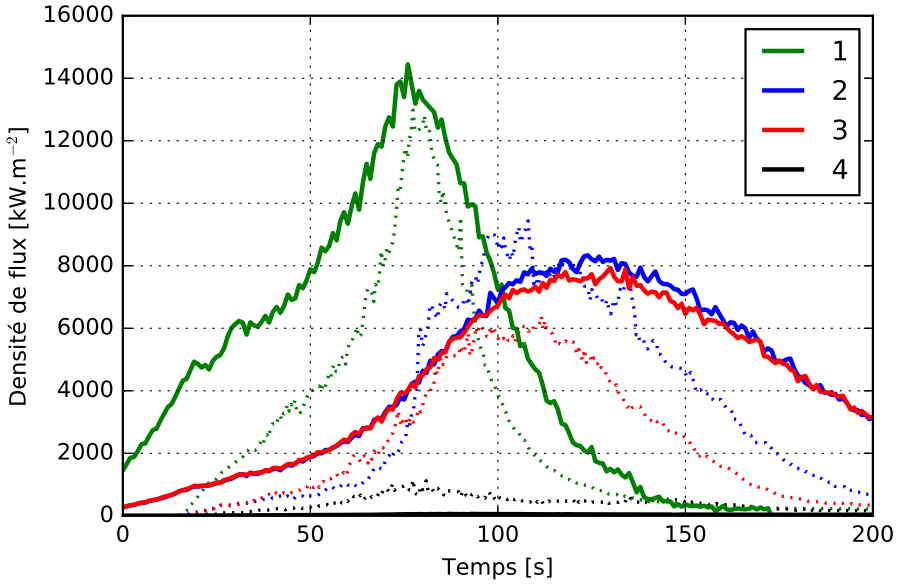
Nous présentons dans cette partie le résultat de la propagation dans la configuration «H» avec le modèle Petit Monde. Différentes positions du front sont reportées sur la figure 4.12.

On observe que le front, légèrement parabolique avant le rétrécissement, change de forme géométrique après l'élargissement. La propagation se développe en arc de cercle, similaire à une propagation avec un allumage ponctuel. La position du front avant au cours du temps est représentée sur la figure 4.15. Les lignes horizontales définissent la zone de rétrécissement. Pour chaque zone, la vitesse de propagation est estimée par une régression linéaire (cf. figure 4.15), en laissant pour transition une distance de 20 cm. La vitesse de propagation varie en fonction de la zone où se situe le front de flamme (cf. tableau 4.2). Avant le rétrécissement, le ROS correspond aux valeurs obtenues pour les expériences présentées dans le chapitre 2 (cf. figure 2.29a). Ensuite, le front ralentit pour atteindre rapidement une vitesse correspondant à celle d'une propagation pour une largeur de 50 cm. Lors de l'élargissement, le front accélère pour atteindre une vitesse plus faible que celle avant l'élargissement.

On constate que le modèle est capable d'avoir une dynamique de propagation dépendante

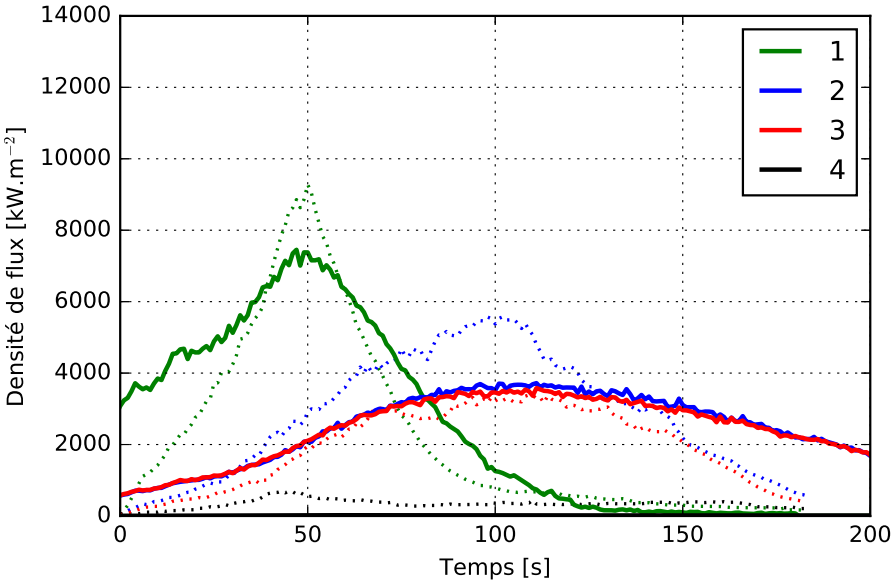


(a) $\kappa = 0{,}3\ \mathrm{m}^{-1}$

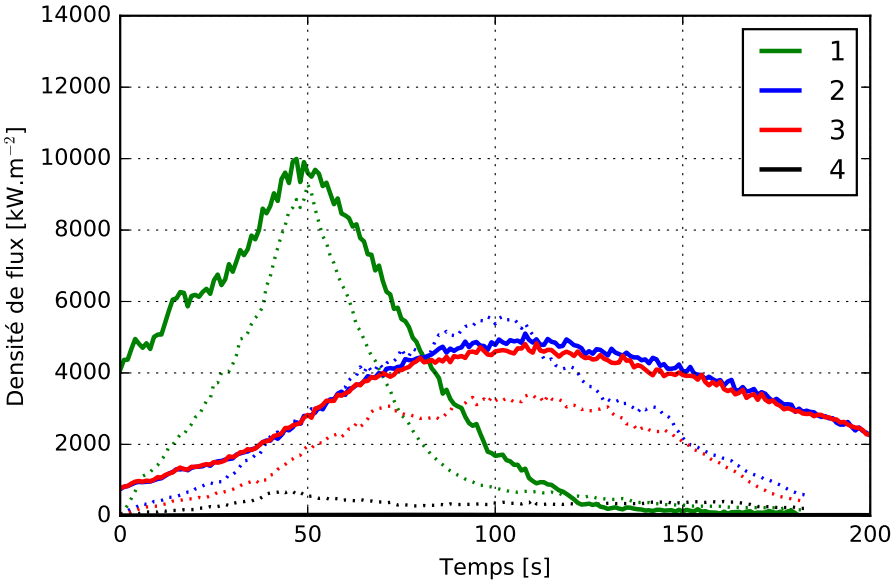


(b) $\kappa = 0{,}4\ \mathrm{m}^{-1}$

FIGURE 4.8 – Comparaison des densités flux numériques et expérimentales pour un rayon de 50 cm : données numériques (lignes continues) données expérimentales (lignes en pointillées)



(a) $\kappa = 0{,}3\ \mathrm{m}^{-1}$



(b) $\kappa = 0{,}4\ \mathrm{m}^{-1}$

FIGURE 4.9 – Comparaison des densités flux numériques et expérimentales pour un rayon de 70 cm : données numériques (lignes continues) données expérimentales (lignes en pointillées)

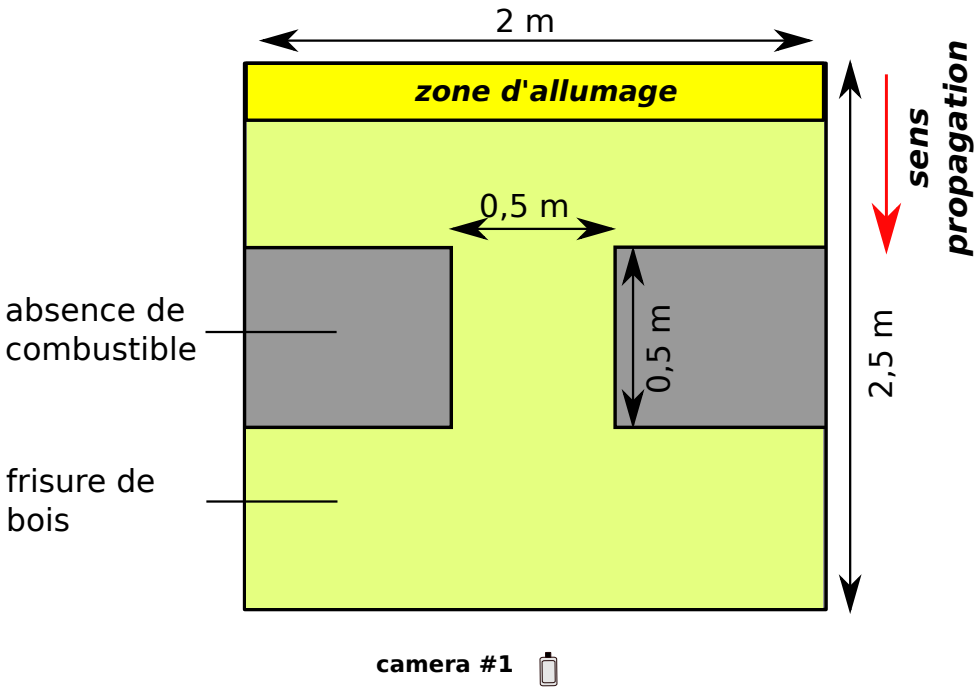
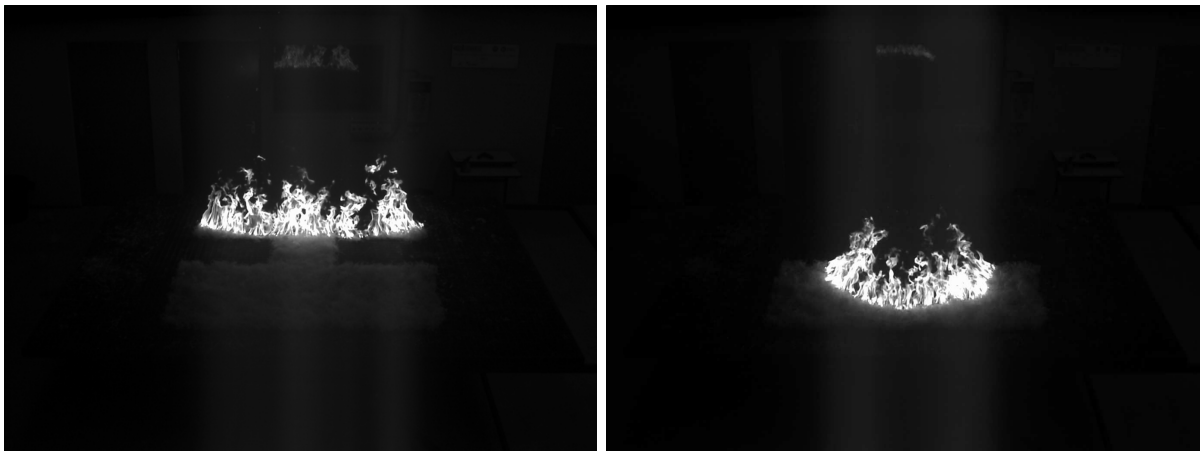
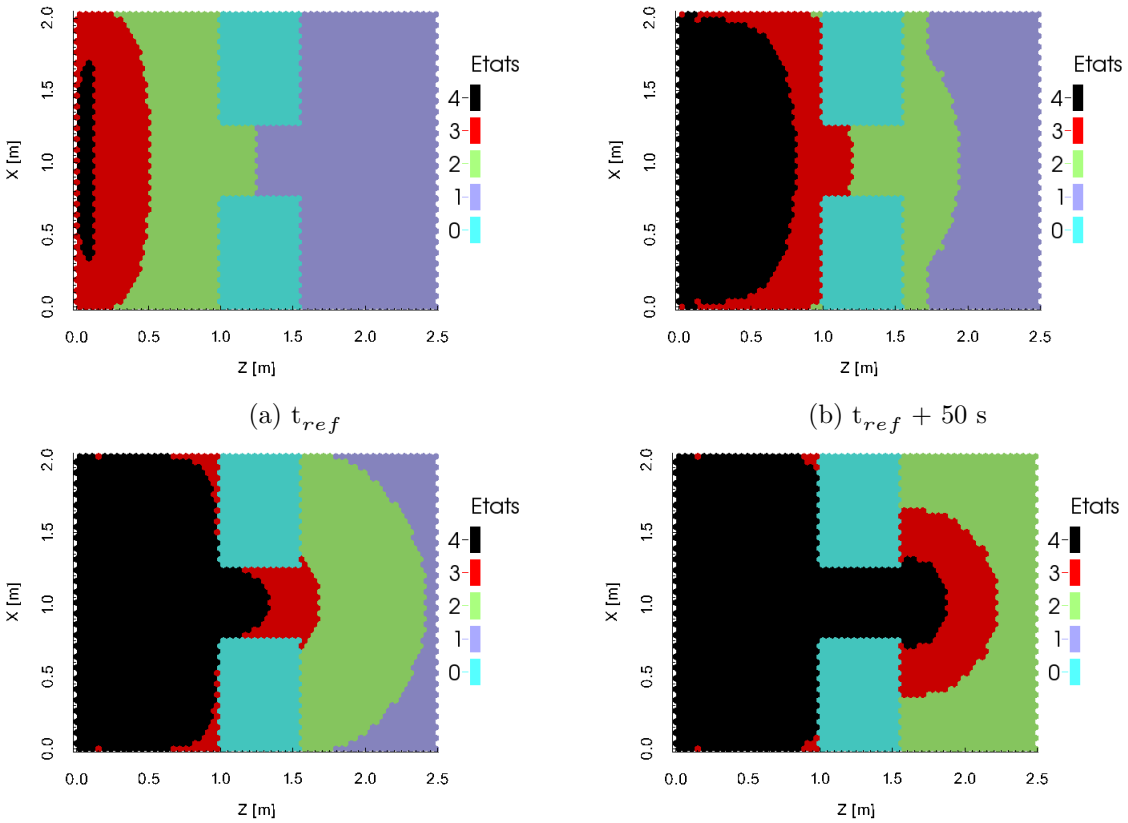


FIGURE 4.10 – Dispositif expérimental pour la configuration H



(a) Avant rétrécissement (b) Après élargissement

FIGURE 4.11 – Exemple de propagation à différents temps pour la configuration «H»



(a) t_{ref}

(b) t_{ref} + 50 s

(c) t_{ref} + 100 s

(d) t_{ref} + 150 s

FIGURE 4.12 – Propagation dans une configuration «H» : ne peut pas brûler (état 0), combustible non dégradé (état 1), Combustible en train de se dégrader (état 2), combustible en feu (état 3), combustible brûlé (état 4)

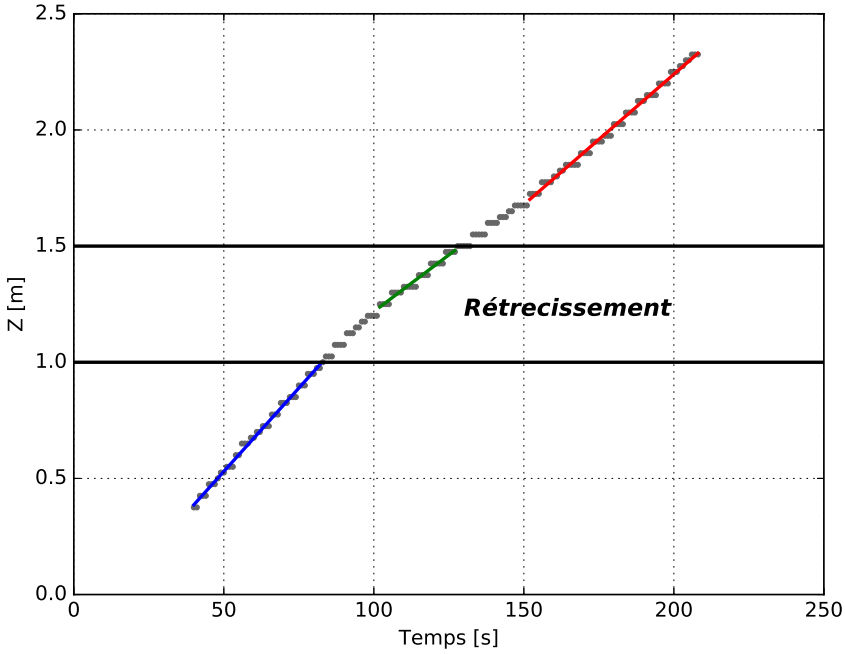


FIGURE 4.13 – Position centrale du front avant obtenue avec le modèle Petit Monde pour la configuration «H»

de la largeur du lit.

Zone	ROS [cm.s^{-1}]
Avant rétrécissement	1,44
Zone de rétrécissement	0,974
Élargissement	1,12

TABLE 4.2 – ROS pour les différentes zones dans la configuration «H»

4.2.3 Comparaison

Nous comparons les positions du front de flamme, reconstruites avec les caméras, à celles estimées par le modèle de propagation. Les comparaisons entre les deux fronts sont reportées sur la figure 4.14. Comme pour les expériences présentées dans la première section de ce chapitre, nous définissons un temps de référence correspondant à la position des fronts en Z = 50 cm. On observe une bonne concordance entre les positions, avant et pendant le rétrécissement. Lors de l'élargissement, les résultats expérimentaux montrent des positions plus avancées que celles obtenues numériquement. On peut supposer que cette différence s'explique par un phénomène d'accélération (augmentation des transferts par convection) lors de l'élargissement qui n'est pas pris en compte dans le modèle de propagation puisque non observé sur les expériences de calibration. Si l'on compare la position centrale avec les données expérimentales, on remarque

qu'il y a un bon accord jusqu'à la fin de la zone rétrécissement, où le front de flamme prédit, se déplace plus lentement que la réalité.

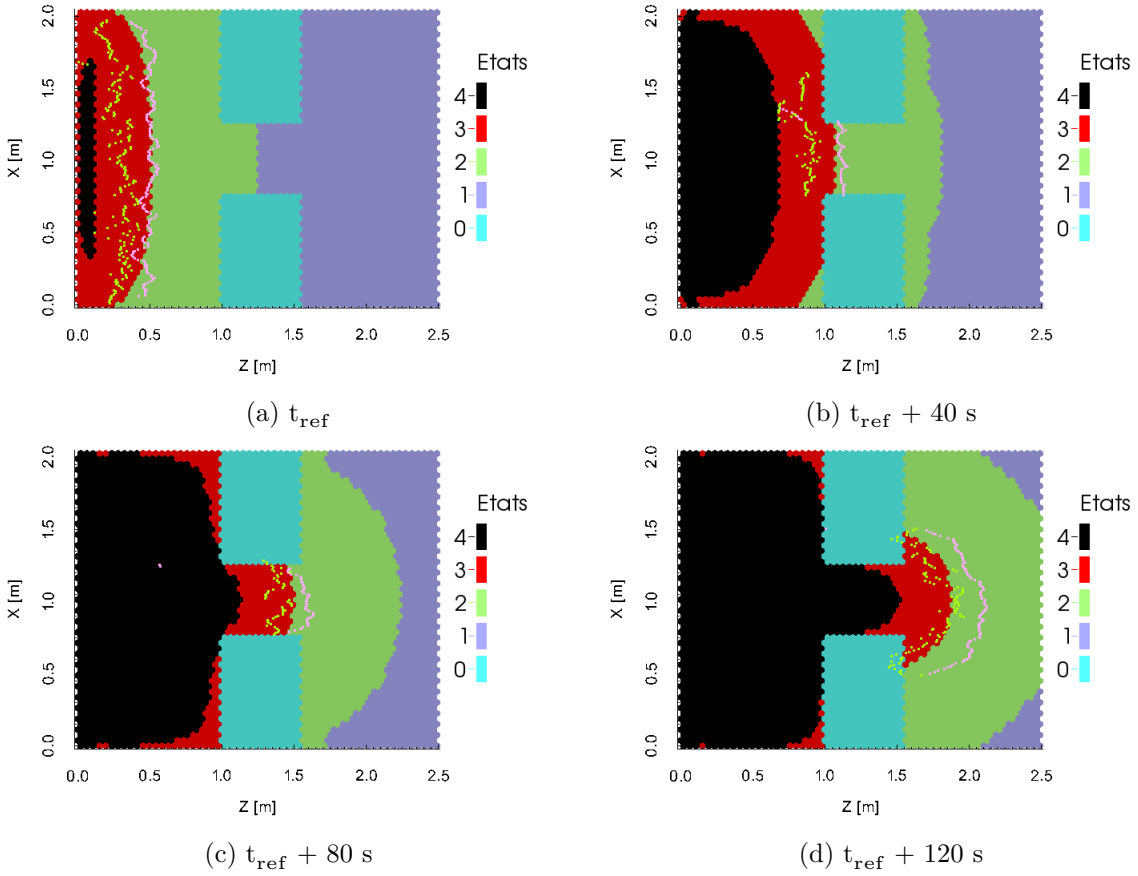
On constate que le front arrière mesuré expérimentalement est toujours en avant de celui estimé par le modèle. L'épaisseur du front de flamme prédite est donc plus importante qu'en réalité.

4.3 Conclusion

Plusieurs types d'expériences, réalisées sur la plateforme PROMETHEI, nous ont permis d'étudier la propagation de feux de végétation dans des configurations particulières et d'évaluer la densité de flux radiatif. Ces expériences concernent notamment des tests de propagation où certaines zones du lit ne contiennent pas de combustible. Elles permettent de tester la robustesse du modèle de propagation.

Les positions du front avant prédites par le modèle de Petit Monde ont été comparées aux fronts reconstruits par caméras visibles. On constate une bonne concordance des positions du front avant avec quelques écarts au niveau des limites du lit de combustible et des élargissements. Par contre, l'épaisseur prédite par le modèle est généralement plus importante qu'en réalité. Cet écart pourrait s'expliquer par le fait que la calibration du modèle dépend des mesures expérimentales influencées par la présence de braises. Il faudrait par conséquent améliorer la méthode d'estimation de l'épaisseur du front de flamme.

Des mesures de densités de flux radiatif ont également été réalisées pour l'expérience de propagation avec une zone de coupure. Ces densités de flux radiatifs ont ensuite été comparées à celles estimées par une méthode de Monte-Carlo. Celle-ci utilise les positions du front de flamme déterminées par le modèle de Petit Monde à fonction de distribution identifiée pour calculer les densités de flux radiatif reçues par une structure. Nous avons constaté qu'il était possible d'estimer correctement la densité de flux radiatif maximal. Cependant, il a été observé des écarts par rapport à l'évolution de la densité au cours du temps. Cet écart pourrait également s'expliquer par une mauvaise prédiction de la géométrie du front de flamme.



(a) t_{ref}

(b) t_{ref} + 40 s

(c) t_{ref} + 80 s

(d) t_{ref} + 120 s

FIGURE 4.14 – Comparaison des positions du front avant avec les données expérimentales : front avant (points roses) front arrière (points verts)

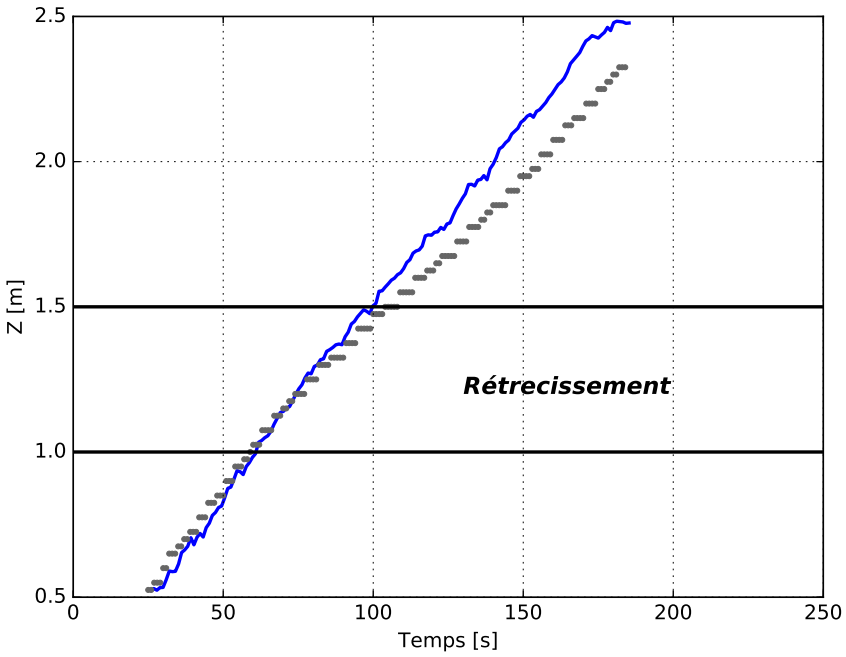


FIGURE 4.15 – Position centrale du front avant dans le cas du test en configuration «H» : modèle (points), expérience (ligne)

Conclusion

Conclusion sur le travail de thèse

Après avoir établi un état de l'art de la modélisation et des études expérimentales menées depuis les années 1940, nous avons pu constater qu'il existait de nombreux modèles allant de la modélisation physique la plus complète possible aux modèles empiriques souvent utilisés sur le terrain. Pour compléter ces modèles et comprendre les phénomènes de propagation, des expériences sont généralement réalisées à l'échelle réelle ou en laboratoire. De nombreux dispositifs existent et ont déjà permis la calibration de nombreux modèles de propagation, comme par exemple le modèle de Rothermel. Cependant, ces données se limitent souvent à quelques variables (le ROS le plus souvent) et sans information sur les positions du front au cours du temps.

C'est dans ce contexte que le LEMTA a mis en place la halle PROMETHEI. Cette plateforme expérimentale a pour objectif de comprendre les phénomènes de propagation et de fournir des données à destination des modèles de feux de végétation pour les valider ou les calibrer.

Nous avons décrit dans cette thèse, la métrologie par caméras visibles développée pour la plateforme. Ce dispositif consiste à utiliser plusieurs caméras pour filmer la propagation d'un incendie. A la suite de cette acquisition, un traitement d'image est appliqué. Il se base sur les méthodes de segmentation d'Otsu et de contour actif, pour isoler la zone de flamme et déterminer le contour de flamme. Ce contour est alors transposé d'un plan image vers un plan réel à l'aide d'un algorithme de transformation directe linéaire (DLT). Ainsi par cette méthode, le front de flamme (avant et arrière) est reconstruit au cours du temps. Ces positions nous permettent de déduire plusieurs informations sur la propagation :

- la vitesse de propagation (le ROS) ;
- la géométrie du front avant et arrière ;
- la longueur du front de flamme ;
- l'épaisseur du front de flamme ;
- la puissance du feu.

Une deuxième méthode utilisant une approche similaire mais sans transformation directe linéaire a également été créée afin d'estimer les profils de hauteur du front de flamme, les hauteurs moyennes et maximales.

En tout, 105 expériences sont présentées dans ce rapport. Elles comprennent :

- 45 expériences sur l'effet de la largeur ;
- 40 expériences sur l'effet de la charge ;
- 4 expériences sur l'hétérogénéité ;
- 4 expériences de validation de la méthode ;
- 3 expériences de l'effet de la surface de propagation ;
- 4 expériences sur l'effet de la pente ;
- 1 expérience sur l'effet d'un rétrécissement ;
- 4 expériences sur l'effet d'une coupure.

85 de ces expériences ont été utilisées pour créer une base de données expérimentale. Celle-ci est actuellement disponible en libre accès sur le site du laboratoire LEMTA. Elle contient les caractéristiques de chaque expérience (température, humidité relative, teneur en eau du combustible et les dimensions) et les positions du front avant et arrière au cours du temps. Son objectif est de fournir gratuitement des données de propagation pour valider ou calibrer les modèles de propagation.

Ensuite nous avons discuté de la mise en place de deux modèles de type Petit Monde. Ces modèles sont basés sur un réseau hexagonal qui nécessite des méthodes particulières pour gérer les différentes cellules. L'avantage de ce type de réseau est d'éviter les biais généralement rencontrés dans les réseaux classiques (avec des cellules carrées). Un premier modèle Petit Monde basé sur le transfert radiatif a été développé. L'état d'une cellule dépend d'un bilan thermique radiatif. Une méthode de Monte-Carlo, avec l'hypothèse d'une émission volumique dans un milieu optiquement mince a été développée. Le but de cette méthode est de calculer le facteur de forme entre un cylindre équivalent (contenant le volume de la flamme d'une cellule hexagonale) et une surface élémentaire. Elle a été ensuite comparée à d'autres méthodes de Monte-Carlo et testées pour différentes caractéristiques de cellules hexagonales. L'évolution de ce type de modèle dépend de lois de transition caractérisées par des seuils d'énergie : la quantité d'énergie nécessaire pour l'inflammation et la quantité d'énergie pour consumer la quantité de combustible. Un algorithme par essaims particulaires a été utilisé pour identifier les paramètres non connus des modèles tels que l'énergie de combustion et la puissance du feu. L'identification utilise une fonction coût basée sur les valeurs du ROS et de l'épaisseur des expériences concernant l'effet de la largeur sur la propagation. Les résultats de ce modèle montrent qu'il est nécessaire d'avoir une puissance radiative élevée afin d'être en accord avec les résultats expérimentaux. Si l'on simplifie ce modèle en identifiant les deux paramètres seuils et en normalisant le facteur de forme, pour ne plus dépendre de la puissance radiative, on constate que ce modèle donne des résultats qui concordent très bien avec les résultats expérimentaux. Un deuxième modèle de type Petit Monde a ensuite été testé. Celui-ci n'est pas basé sur des modèles physiques mais sur le concept de fonction de distribution. Cette fonction caractérise la répartition du flux thermique des cellules en feux vers les cellules voisines. La méthode consiste à estimer cette fonction de distribution à l'aide de fonctions chapeaux. De manière similaire au premier modèle, une méthode d'identification a été utilisée pour estimer les différents coefficients de cette fonction et les seuils de transitions entre les états des cellules. La fonction de distribution identifiée permet d'obtenir un propagateur capable d'estimer correctement les vitesses de propagation et les largeurs en fonction de la largeur du lit. Cette fonction de distribution a été comparée à différentes fonctions de distributions radiatives. Elle montre une distribution du flux plus faible au niveau de la flamme que les fonctions radiatives, mais sa contribution est plus importante à plus grande distance.

Ce résultat indiquerait que d'autres modes de transferts de chaleur, convectifs en particulier, influencent de façon complexe la propagation en fonction de la distance à la flamme.

Par la suite, le modèle Petit Monde basé sur la fonction de distribution estimée a été comparé à plusieurs expériences. Le premier type d'expérience concerne une coupure de combustible dans un lit de végétation. Cette coupure correspond à une zone décrite par un disque sans végétation. Le front de flamme se sépare lors de la rencontre avec l'obstacle pour former deux feux. Les positions sont reconstruites par caméras et comparées aux résultats obtenus par le modèle. La comparaison montre une bonne concordance générale. Une différence sur la forme de la courbure a été notée notamment au niveau des bords du lit de combustible. Ensuite une expérience de type rétrécissement/élargissement de la zone de combustible a également été réalisée. Le front de flamme se propage dans un premier temps sur une largeur de 2 m, et au bout de 1 m celui-ci subit brusquement un rétrécissement, le front de flamme ralentit pour ensuite accélérer lors de l'élargissement. Les comparaisons des positions montrent un bon accord avant et pendant le rétrécissement. Un décalage est observé lors de l'élargissement. De plus, des écarts ont pu être observés au niveau de l'épaisseur du front de flamme. En effet, le modèle surprédit l'épaisseur du front. Ces écarts pourraient s'expliquer par une mauvaise estimation de l'épaisseur lors des mesures expérimentales du fait de la présence de braises.

Une méthode de Monte-Carlo a été développée pour estimer les flux reçus par une structure (lors des expériences de coupure de combustible). Elle utilise les positions des cellules hexagonales en feux pour évaluer le facteur de forme entre le front de flamme et les capteurs positionnés sur la structure. Cette méthode a montré qu'il était possible d'estimer les valeurs de flux maximales, mais qu'on observe certains écarts lors de la diminution des flux. Ils peuvent s'expliquer par une modélisation simpliste de la géométrie du front de flamme (cylindres de mêmes hauteurs) ou révèlent peut-être que certains phénomènes ne sont pas pris en compte.

Perspectives

De nombreuses expériences restent à réaliser sur la plateforme PROMETHEI. L'effet de la pente n'est qu'au stade de l'étude préliminaire et l'effet du vent n'a pas encore été étudié. Ces expériences viendront compléter la base de données déjà existante.

Des données par système PIV (Particle Image Velocimetry) permettront d'étudier les écoulements en avant du front de flamme et au niveau du panache de fumée. Les informations sur ces champs de vitesse apporteront plus de connaissances sur les transferts par convection impliqués lors de la propagation horizontale, en pente et avec vent.

Cette base de données, comprenant actuellement les positions du front de flamme avant et arrière, pourra être étendue à d'autres mesures comme :

- des flux radiatifs, totaux et spectraux ;
- des températures ;
- de l'imagerie.

Ces mesures permettront de mieux comprendre les phénomènes impliqués, ou encore de développer, calibrer et valider des modèles de flammes.

Au niveau du modèle Petit Monde avec transfert radiatif, une meilleure compréhension des transferts de chaleur impliqués lors de la propagation permettra d'améliorer le bilan thermique à la fois de cellules en train de brûler et des cellules proches du front. Quant au deuxième modèle, la fonction de distribution devra être modifiée afin de prendre en compte d'autres phénomènes physiques tels que l'effet de pente ou de vent. Parallèlement, l'estimation de l'épaisseur du front de flamme devra être améliorée afin de calibrer correctement le modèle.

Enfin, un des grands enjeux est l'étude du changement d'échelle. Les expériences réalisées ne représentent pas les feux observés à échelle réelle. Les modèles développés devront permettre de comprendre le rôle joué par chaque mécanisme de transfert de chaleur lors du changement d'échelle et de les appliquer sur des cas pratiques.

Annexe A

Mise en place du réseau à cellules hexagonales

Nous discutons dans cette annexe de la mise en place du réseau hexagonal utilisé pour les modèles de Petit Monde. Ce genre de réseaux nécessitent l'utilisation de méthodes spécifiques pour gérer efficacement les différentes cellules du réseau (création, recherche, déplacement ...). Les méthodes employées sont basées sur les travaux de Patel [166], lequel a développé des techniques innovantes pour gérer ce genre de réseau.

On rappelle ici la définition de base de la cellule hexagonale (cf. figure A.1). La cellule a pour côté a et pour apothème $h = \frac{\sqrt{3}}{2}a$.

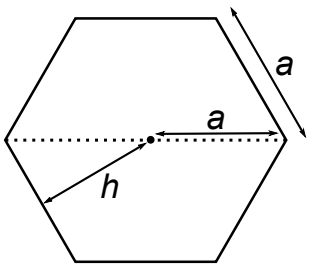


FIGURE A.1 – Définition d'un hexagone

A.0.1 Le système de réseau offset

Il existe différents types de réseaux hexagonaux. Dans notre application, le réseau créé est de type «even-q» vertical. Une représentation de ce type de réseau hexagonal est donnée sur la figure A.2. Chaque cellule est définie par deux indices (i, j) (cf. figure A.3), avec i le numéro de la ligne et j le numéro de la colonne. Ce type d'indexage, nommé «offset», facilite le stockage numérique sous la forme de tableaux. Cependant, les fonctionnalités obtenues par ce genre de système sont limitées lorsque l'on souhaite trouver des cellules voisines, calculer des distances ou effectuer des déplacements. Pour palier ce problème, il faut employer un deuxième type de

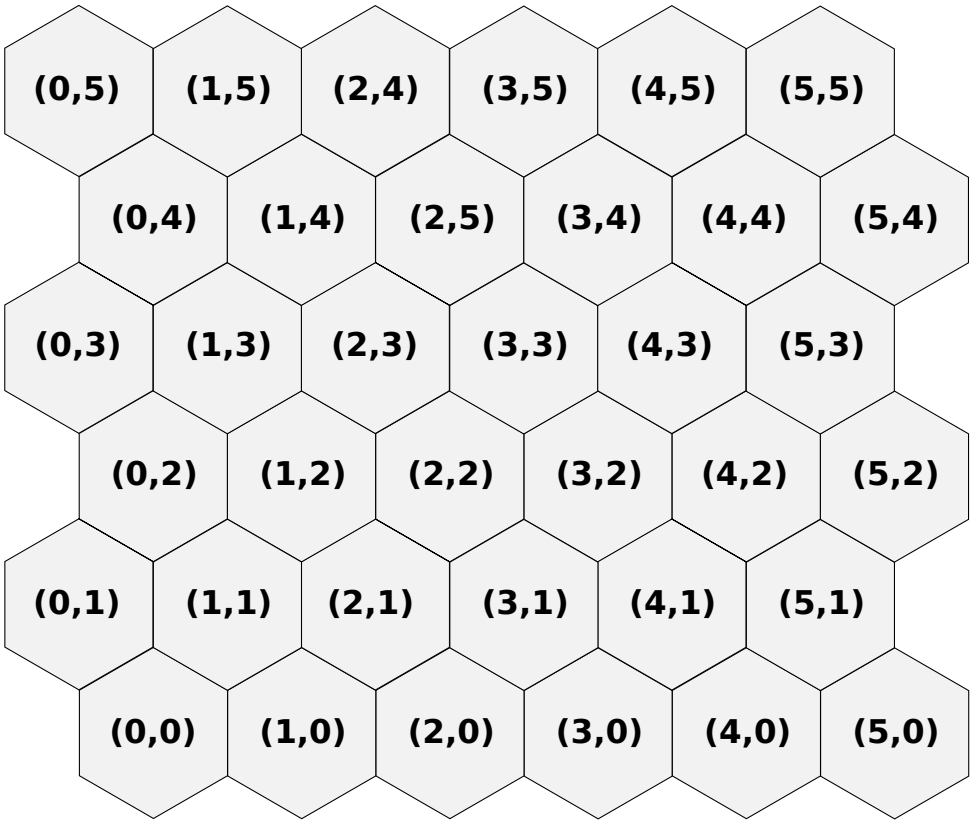


FIGURE A.2 – Réseau hexagonal de type «even-q» vertical

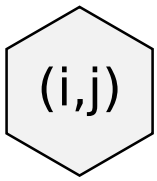
coordonnées : les coordonnées cubiques.

A.0.2 Le système cubique

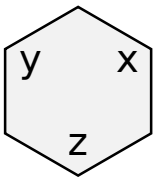
Imaginons un empilement de cubes. Chaque cube possède une position (x, y, z) définie dans l'espace. Une coupe est réalisée le long de la diagonale (cf. figure A.4a). On projette ensuite l'ensemble de ces cubes sur ce même plan diagonal. Le résultat donne un réseau hexagonal (cf. figure A.4b). Par conséquent, chaque hexagone peut être également défini par les coordonnées (x, y, z) (cf. figure A.3). L'utilisation des coordonnées hexagonales impose alors la contrainte suivante sur les coordonnées :

$$x + y + z = 0 \tag{A.1}$$

Cette condition traduit le fait que les cellules du réseau correspondent aux cubes du plan diagonal. Ce système de coordonnées permet le déplacement selon les 6 directions d'un hexagone dans le réseau, ce qui offre plus de possibilités comparé au système de coordonnées offset.



(a) Coordonnées offset



(b) Coordonnées cubiques

FIGURE A.3 – Les différents systèmes de coordonnées

A.0.3 Conversions des coordonnées

Lors de l'utilisation d'un réseau hexagonal, il est souvent nécessaire de passer d'un système de coordonnées à un autre. Trois systèmes sont utilisés lors d'une simulation : les coordonnées réelles, offset et cubiques. Nous présentons ici, les différentes fonctions pour passer d'un système à un autre.

A.0.3.1 Conversion cubique vers offset

Pour convertir les coordonnées cubiques en coordonnées offset, le système d'équations est :

$$i = x + (z + (z \bmod 2))/2 \tag{A.2}$$
$$j = y \tag{A.3}$$

avec mod, la fonction modulo qui correspond au calcul du reste de la division euclidienne, (i, j) les coordonnées offset de la cellule et (x, y, z) les coordonnées cubiques.

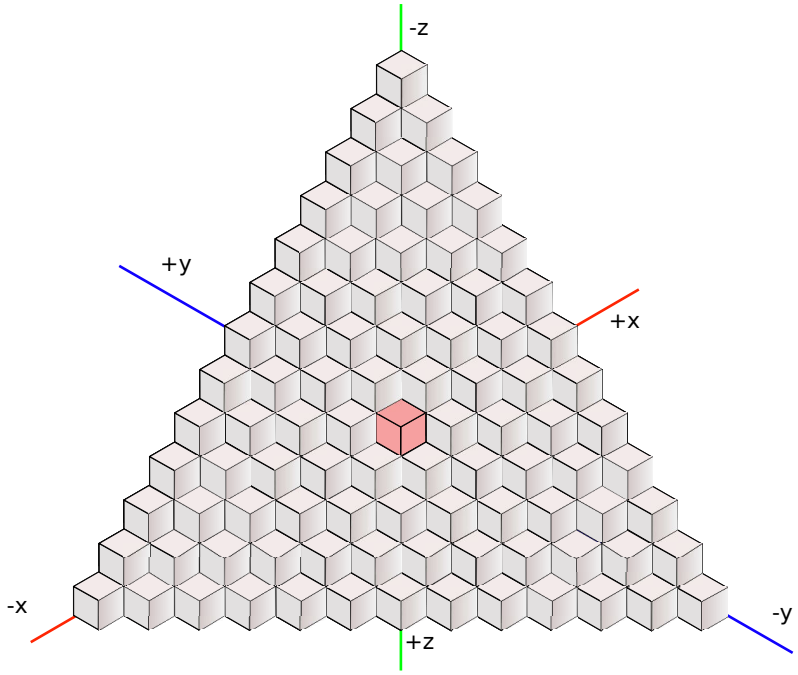
A.0.3.2 Conversion offset vers cubique

Pour convertir les coordonnées offset en cubiques, le système d'équations est :

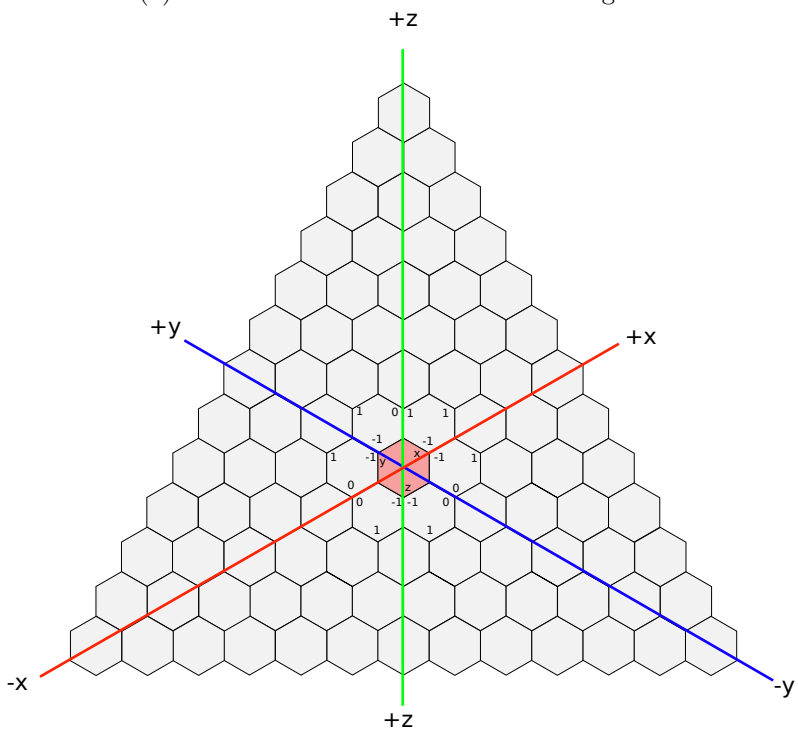
$$x = i - (j + (j \bmod 2))/2 \tag{A.4}$$
$$y = j \tag{A.5}$$
$$z = -x - y \tag{A.6}$$

A.0.3.3 Conversion offset vers réel

Afin de calculer des positions ou des distances, ou simplement chercher une cellule correspondant à un certain point de l'espace, il est indispensable de repasser dans le système réel (c'est



(a) Vue en 3 dimensions du réseau hexagonal



(b) Coordonnées cubiques du réseau hexagonal

FIGURE A.4 – Principe du système de coordonnées cubiques

à dire métrique).

- si j pair :

$$x = h + 2hi \tag{A.7}$$
$$y = \frac{3}{2}ai \tag{A.8}$$

- si j impair :

$$x = 2hi \tag{A.9}$$
$$y = \frac{3}{2}ai \tag{A.10}$$

A.0.4 Voisinage

Au cours de l'évolution du réseau, il est indispensable de connaître les coordonnées des cellules voisines. Dans le cas d'un modèle de Petit Monde ce voisinage ne se limite plus aux cellules en contact direct mais correspond aux cellules incluses dans le cercle de rayon d_c, que l'on nomme également distance de coupure (voir la figure A.8).

A.0.4.1 Vecteurs de translation

Pour se déplacer dans le système cubique, on définit des vecteurs de translation. A partir d'un hexagone, il y a possibilité de se déplacer vers 6 autres hexagones. Les vecteurs de translation sont :

$$\mathbf{t_1} = (-1, 0, 1) \quad \text{(A.11)}$$
$$\mathbf{t_2} = (1, -1, 0) \quad \text{(A.12)}$$
$$\mathbf{t_3} = (1, 0, -1) \quad \text{(A.13)}$$
$$\mathbf{t_4} = (0, 1, -1) \quad \text{(A.14)}$$
$$\mathbf{t_5} = (-1, 1, 0) \quad \text{(A.15)}$$
$$\mathbf{t_6} = (-1, 0, 1) \quad \text{(A.16)}$$
$$\mathbf{t_7} = (0, -1, 1) \quad \text{(A.17)}$$

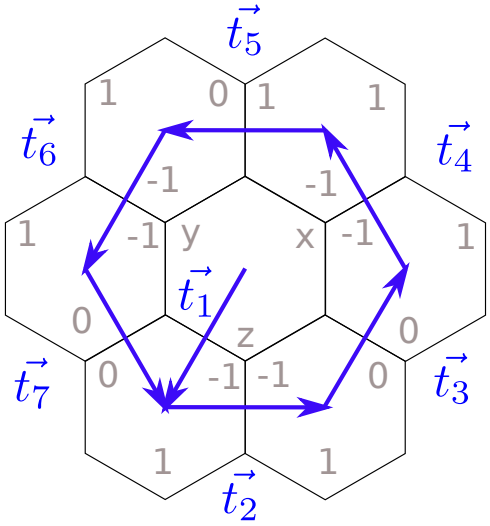


FIGURE A.5 – Vecteurs de translation

A.0.4.2 Coordonnées des cellules d'une couronne

La définition d'une couronne est donnée par la figure A.6. Initialement, on commence à la position de la cellule centrale C_0. Une première translation selon $\mathbf{t_1}$ est réalisée. Cette translation peut être effectuée n_c fois pour atteindre le numéro de couronne désiré (n_c). On se place alors en un premier point de la couronne et l'on parcourt le reste des cellules de la couronne à l'aide des différents vecteurs de translations. Chaque translation est effectuée n_c fois. Cette méthode est par la suite utilisée pour déterminer toutes les cellules voisines.

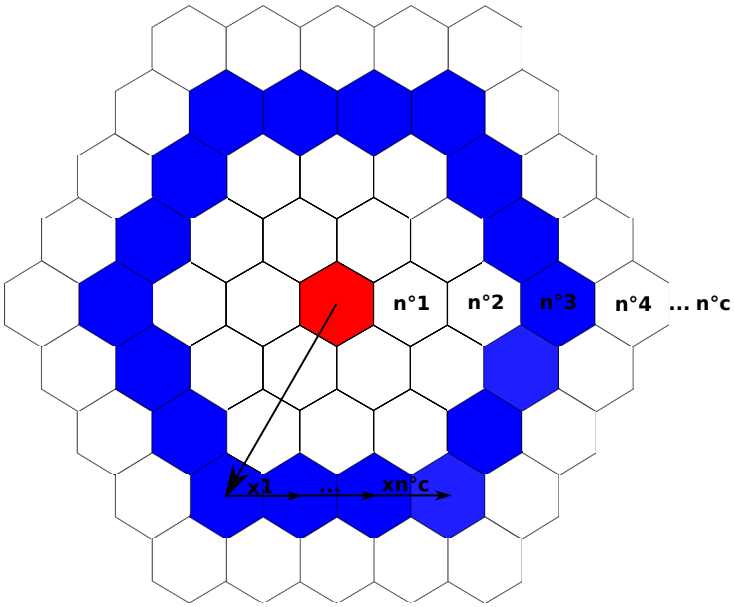


FIGURE A.6 – Définition d'une couronne

A.0.4.3 Calcul des distances

La distance entre la cellule centrale et une autre cellule de la couronne est donnée par la relation :

$$|| \mathbf{C_{id}} - \mathbf{C_0} ||= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}\sqrt{2}h \tag{A.18}$$

avec $\mathbf{C_{id}}$, les coordonnées d'une cellule i et $\mathbf{C_0}$ les coordonnées de la cellule centrale.

A.0.4.4 Coordonnées du voisinage

Le voisinage se compose des cellules de chacune des couronnes comprises entre 0 et la distance d_c. Lors de la modélisation des intéractions à longue distance entre les cellules, une distance d_c est utilisée pour ne calculer que les phénomènes dans la zone d'intérêt. Elle permet alors de limiter les coûts numériques.

Le numéro de couronne maximal correspondant, est défini par :

$$n_{max} = ceil(\frac{d_c}{6a}) \tag{A.19}$$

avec *ceil*, la fonction retournant le plus grand entier inférieur ou égal à la donnée d'entrée.

Pour déterminer toutes les cellules du voisinage on boucle sur le nombre de couronnes n_{max}. L'algorithme est présenté sur la figure A.7. En connaissant les voisins d'une cellule, on peut facilement ajouter les contributions pour chaque cellule sans avoir à faire de recherches complexes.

La recherche des cellules voisines est effectuée avant chaque simulation. Toutes les positions des cellules voisines sont calculées pour une cellule centrale de coordonnées $(0, 0, 0)$. Pour connaître les coordonnées voisines pour une autre cellule, il suffit d'effectuer une translation. Les coordonnées relatives et les distances par rapport à la cellule centrale sont ensuite enregistrées dans un tableau. Cette technique permet d'alléger les coûts numériques.

A.0.5 Performance

Les performances numériques dépendent de plusieurs paramètres :

- la taille des mailles hexagonales (paramètre a) ;
- la distance de coupure d_c ;
- les dimensions du domaine.

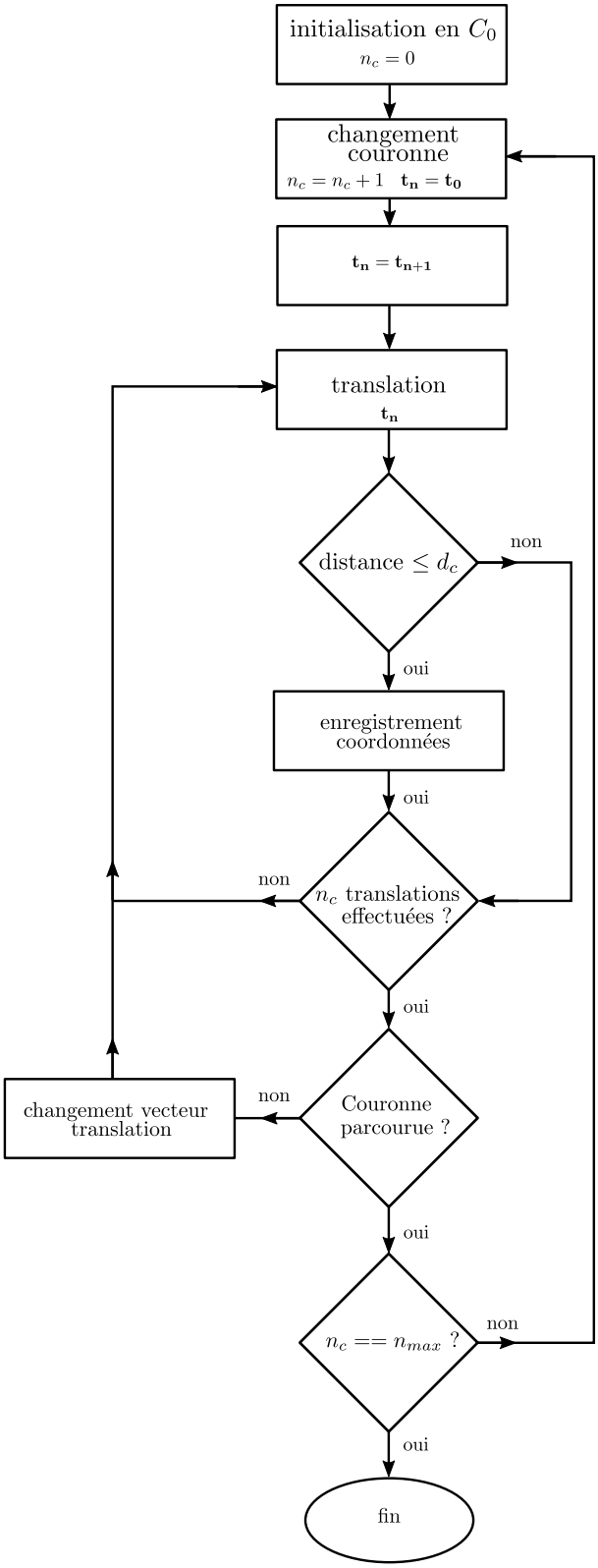


FIGURE A.7 – Détermination des coordonnées des cellules d'une couronne

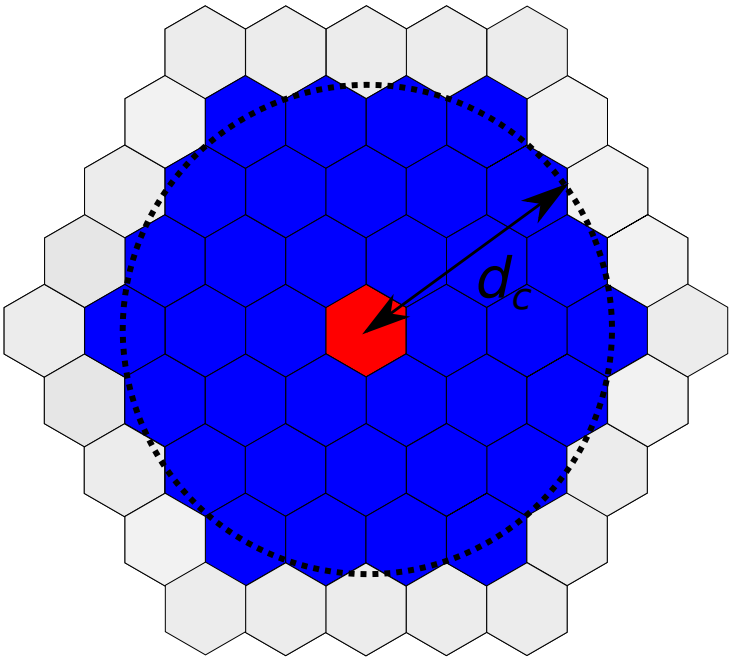


FIGURE A.8 – Voisinage d'une cellule en feu

La distance de coupure d_c sert à réduire le coût numérique. En effet, pour chaque cellule il faut ajouter une contribution pour chacune des cellules du voisinage. Une distance de coupure plus grande entraîne une augmentation du nombre de cellules à traiter.

Le nombre de cellules à traiter en fonction du nombre de couronne n_{max} est donné par :

$$N_{cellules} = 1 + 3n_{max}(n_{max} + 1) \tag{A.20}$$

A.0.5.1 Parallèlisation sur carte graphique

Depuis quelques années, les cartes graphiques sont de plus en plus utilisées pour le calcul numérique. NVIDA a développé une interface de programmation applicative (API) CUDA (Compute Unified Device Architecture). Elle permet d'effectuer des calculs sur ses cartes graphiques. Cette plateforme peut être utilisée par les langages de programmation classiques : C, C++ et Fortran. Des wrappers [4] existent également pour d'autres langages de programmation à haut niveau : Python, Perl, Matlab …

Cet intérêt pour le calcul sur GPU s'explique par le fait que ces systèmes ont un processeur graphique (GPU) conçu pour le traitement parallèle. Ce processeur est composé d'un grand nombre de cœurs et permet de traiter de multiples calculs en parallèles. Cette technologie offre la possibilité de traiter de grandes quantités de données : algorithmes de tri sur de larges tableaux, transformées de Fourier, CFD …

Les modèles développés dans ce chapitre, sont basés sur l'application CUDA avec l'utilisation

4. Ensemble de fonction permettant de faire l'interface entre deux objets

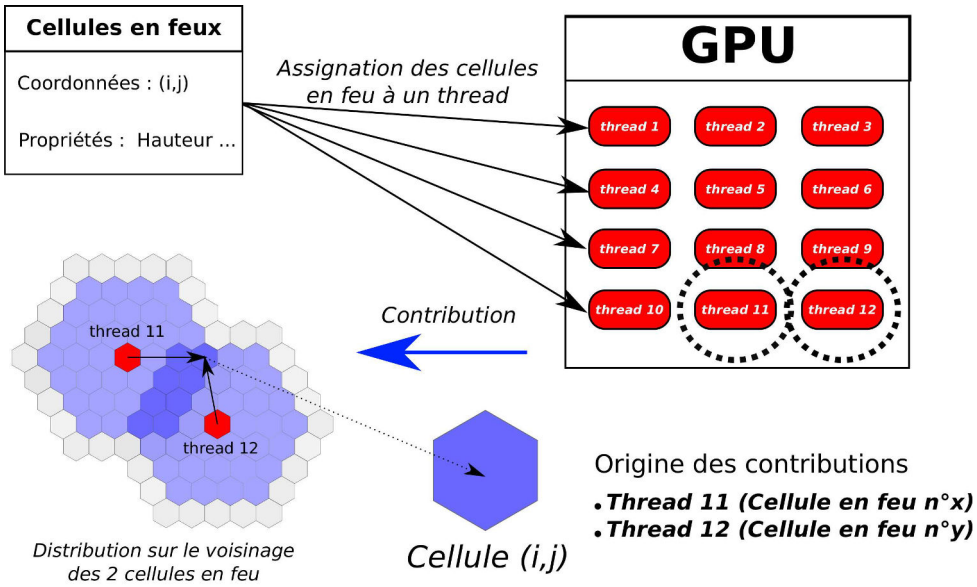


FIGURE A.9 – Gestion de la distribution des contributions sur le GPU

des librairies développées pour le langage C++. L'utilisation du GPU nous permet de traiter plus efficacement les nombreuses contributions des cellules du voisinage.

A.0.5.2 Implémentation

Les coordonnées des cellules en feu et leurs caractéristiques sont envoyées à une fonction CUDA. L'algorithme utilisé est présenté sur la figure A.9. Les calculs sont distribués en plusieurs threads [5] sur les différents cœurs composant le GPU (nombre de thread = 65536). Chaque thread du GPU va gérer la distribution des contributions d'une cellule en feu vers ses cellules voisines. Pour chaque cellule les contributions sont sommées grâce à l'utilisation des fonctions «Atomic» de CUDA. Elles permettent d'effectuer des sommes lors de la parallèlisation (utilisation d'un stack [6]).

5. Tâche parallélisée en informatique
6. Structure informatique permettant de gérer une file d'attente

Annexe B

Méthode de Monte Carlo réciproque

La méthode de Monte Carlo a été mise au point dans les années 40 durant la seconde guerre mondiale pour le développement de la bombe atomique. Initialement, elle permet le calcul efficace d'intégrales à grandes dimensions. Depuis quelques années cette méthode est utilisée en transfert radiatif pour calculer des facteurs de formes [56], [58], [92], [162].

Nous décrivons briévement la méthode générale du code de Monte-Carlo réciproque [58]. La différence avec le code Monte-Carlo classique est que les quanta sont directement émis depuis la surface réceptrice vers la surface ou le volume émetteur. Cette technique permet d'avoir une bonne convergence avec un nombre de quanta moins élevé que la méthode classique.

Dans un premier temps, on définit le vecteur de propagation du quantum émis depuis une surface élémentaire dans le repère local du capteur ($\vec{n_1}$, $\vec{n_2}$, $\vec{n_3}$) (cf. figure B.1)

$$\vec{d} = \begin{pmatrix} \sin\phi\cos\theta \\ \sin\phi\sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix} \tag{B.1}$$

avec la normale de notre capteur :

$$\begin{pmatrix} X_{n3} \\ Y_{n3} \\ Z_{n3} \end{pmatrix} \tag{B.2}$$

Le premier objectif consiste à déterminer les deux autres vecteurs du repère du capteur ($\vec{n_1}$, $\vec{n_2}$, $\vec{n_3}$) à partir de la définition de la normale. Le deuxième vecteur est défini à partir du produit scalaire :

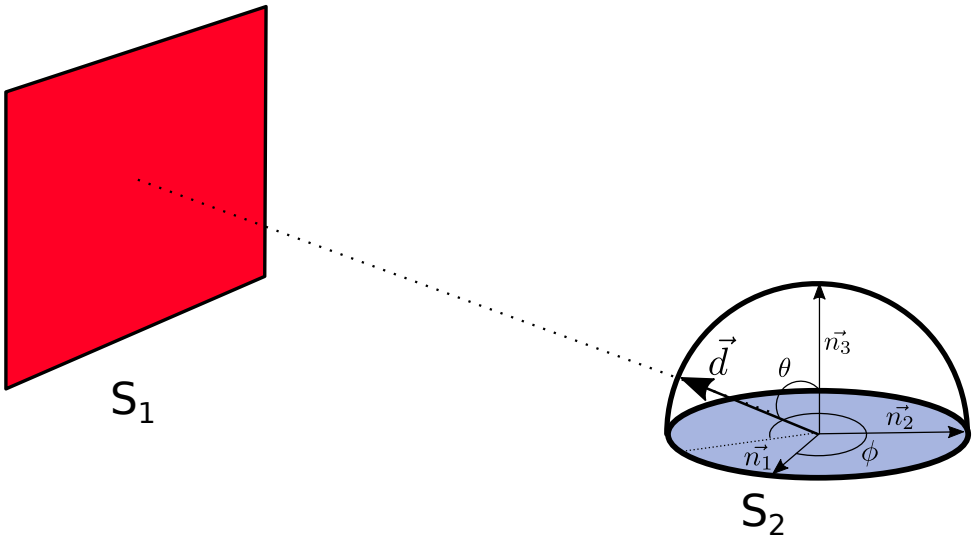


FIGURE B.1 – Emission d'un quantum depuis la surface élémentaire vers la surface émettrice

$$\begin{pmatrix} X_{n_3} & Y_{n_3} & Z_{n_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{n_1} \\ Y_{n_1} \\ Z_{n_1} \end{pmatrix} = 0 \tag{B.3}$$

Quant au troisième vecteur, il est déterminé par le produit vectoriel :

$$\begin{pmatrix} X_{n_2} \\ Y_{n_2} \\ Z_{n_2} \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} X_{n_3} \\ Y_{n_3} \\ Z_{n_3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{n_1} \\ Y_{n_1} \\ Z_{n_1} \end{pmatrix} \tag{B.4}$$

On peut définir le vecteur directeur de propagation $\vec{d}$ dans le repère global :

$$\vec{d} = \begin{pmatrix} X_{n_1} d_x + X_{n_2} d_y + X_{n_3} d_z \\ Y_{n_1} d_x + Y_{n_2} d_y + Y_{n_3} d_z \\ Z_{n_1} d_x + Z_{n_2} d_y + Z_{n_3} d_z \end{pmatrix} \tag{B.5}$$

Soit Φ_{12} le flux émis par la surface S_1 et reçu par la surface S_2 où S_2 correspond à la surface émettrice, on a alors les relations suivantes :

$$\Phi_{12} = \Phi_1 F_{12} = M_1 S_1 F_{12} \tag{B.6}$$

$$\Phi_{21} = \Phi_2 F_{21} = M_2 S_2 F_{21} \tag{B.7}$$

où Φ_i est le flux émis par la surface i, M est l'émittance de la surface i et F_{ij} le facteur de forme entre les surfaces i et j. Les indices 1 et 2 correspondent respectivement aux surfaces réceptrices et émettrices. Or les facteurs de forme sont définis par les relations suivantes :

$$F_{12} = \frac{1}{S_1} \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{\cos\Theta_1 \cos\Theta_2}{\pi d^2} dS_1 dS_2 \tag{B.8}$$

$$F_{21} = \frac{1}{S_2} \int_{S_2} \int_{S_1} \frac{\cos\Theta_2 \cos\Theta_1}{\pi d^2} dS_2 dS_1 \tag{B.9}$$

Du fait que $S_1 F_{12} = S_2 F_{21}$, en faisant le rapport des expressions B.6 et B.7, nous obtenons :

$$\frac{\Phi_{12}}{\Phi_{21}} = \frac{M_1}{M_2} \tag{B.10}$$

que l'on peut réécrire :

$$\Phi_{12} = \Phi_{21} \frac{M_1}{M_2} = \Phi_{21} \frac{\epsilon_1 T_1^4}{\epsilon_2 T_2^4} \tag{B.11}$$

Dans le cas d'un corps gris, l'énergie d'un quantum q_2 émis depuis la surface 2 est définie par :

$$q_2 = \frac{M_2}{N} = \frac{\epsilon_2 \sigma T_2^4}{N} \tag{B.12}$$

La densité de flux total reçue par la surface 2, correspond à la somme des énergies des quanta atteignant la surface :

$$\Phi_{21} = N_{intersection}\, q_2 \tag{B.13}$$

où $N_{intersection}$ correspond au nombre de quanta interceptant la surface 2.

En connaissant la densité de flux Φ_{21} calculée par le lancé de quanta et en utilisant la relation B.13, on calcule la densité de flux Φ_{21} et le facteur de forme :

$$F_{12} = \frac{\Phi_{12}}{M_1 S_1} \tag{B.14}$$

Cette méthode peut s'appliquer pour n'importe quel type de surface et peut être adaptée à des volumes dans le cas d'un milieu optiquement mince.

Bibliographie

[1] A. Sullivan, "Wildland surface fire spread modelling, 1990-2007. 1 : Physical and quasi-physical models", *International Journal of Wildland Fire*, tome 18, pages 349–368, 2009.

[2] S. J. Pyne, P. L. Andrews, R. D. Laven et al., *Introduction to wildland fire.* Ed. 2. John Wiley et Sons, 1996.

[3] K. P. Davis, G. M. Byram et W. R. Krumm, "Forest fire control and use", in, M.-H. B. Company, éditeur. 1959, chapitre 3.

[4] M. Rochoux, "Vers une meilleure prévision de la propagation d'incendies de forêt : Évaluation de modèles et assimilation de données", thèse de doctorat, Châtenay-Malabry, Ecole centrale de Paris, 2014.

[5] D. X. Viegas et L. P. Pita, "Fire spread in canyons", *International Journal of Wildland Fire*, tome 13, numéro 3, pages 253–274, 2004.

[6] C. Chandler, P. Cheney, P. Thomas, L. Trabaud, D. Williams et al., *Fire in forestry. volume 1. forest fire behavior and effects. volume 2. forest fire management and organization.* John Wiley & Sons, Inc., 1983.

[7] F. A. Williams, "Urban and wildland fire phenomenology", *Progress in Energy and Combustion Science*, tome 8, pages 317–354, 1982.

[8] A. Grishin, A. Dolgov, V. Zima, A. Isakov, V. Reino et R. S. Tsvyk, "Laboratory studies of the origin and spread of a surface forest fire", *Combustion, Explosion and Shock Waves*, tome 32, numéro 6, pages 601–607, 1996.

[9] D. Morvan, S. Méradji et G. Accary, "Physical modelling of fire spread in grasslands", *Fire Safety Journal*, tome 44, numéro 1, pages 50–61, 2009.

[10] M. A. Finney, J. D. Cohen, S. S. McAllister et W. M. Jolly, "On the need for a theory of wildland fire spread", *International Journal of Wildland Fire*, tome 22, pages 25–36, 2013.

[11] G. L. W. Perry, "Current approaches to modelling the spread of wildland fire : A review", *Progress in Physical Geography*, tome 22, pages 22–245, 1998.

[12] J. M. Lobert et J. Warnatz, "Emissions from the combustion process in vegetation", *Fire in the Environment*, tome 13, pages 15–37, 1993.

[13] D. Drysdale, *An introduction to fire dynamics.* John Wiley & Sons, 1999.

[14] D. Mohan, C. U. Pittman et P. H. Steele, "Pyrolysis of wood/biomass for bio-oil : A critical review", *Energy & fuels*, tome 20, numéro 3, pages 848–889, 2006.

[15] D. Morvan, "Physical phenomena and length scales governing the behaviour of wildfires : A case for physical modelling", *Fire technology*, tome 47, numéro 2, pages 437–460, 2011.

[16] F. A. Albini et al., *Thermochemical properties of flame gases from fine wildland fuels*. Intermountain Forest et Range Experiment Station, 1980.

[17] K. W. Ragland, D. J. Aerts et A. J. Baker, "Properties of wood for combustion analysis", *Bioresource technology*, tome 37, numéro 2, pages 161–168, 1991.

[18] P. J. DiNenno, *Sfpe handbook of fire protection engineering*. SFPE, 2008.

[19] V. Babrauskas, "Temperatures in flames and fires", *Fire Science and Technology Inc*, 2006.

[20] P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, A. Kaiss, Y. Billaud, B. Porterie, Y. Pizzo et C. Picard, "Experimental investigation of radiation emitted by optically thin to optically thick wildland flames", *Journal of combustion*, tome 2011, 2011.

[21] A. L. Sullivan, P. F. Ellis et I. K. Knight, "A review of radiant heat flux models used in bushfire applications", *International Journal of Wildland Fire*, tome 12, numéro 1, pages 101–110, 2003.

[22] B. Porterie, J. Consalvi, J. Loraud, F. Giroud et C. Picard, "Dynamics of wildland fires and their impact on structures", *Combustion and FLame*, tome 149, pages 314–328, 2007.

[23] D. X. Viegas, "Forest fire propagation", *Philosophical transactions-royal society of London series a mathematical physical and engineering sciences*, pages 2907–2928, 1998.

[24] J. Margerit et O. Séro-Guillaume, "Modelling forest fires. part ii : Reduction to two-dimensional models and simulation of propagation", *Heat and Mass Transfer*, tome 45, pages 1723–1737, 2002.

[25] R. C. Rothermel, "A mathematical model for predicting fire spread in wildland fuels", *USDA Forest Service*, 1972.

[26] P. A. Santoni, "Feux de végétation, part 1, comportement du feu", in *École sur la Science des incendies et ses applications*, GDR Feux, 2015.

[27] J. Dupuy, "Slope and fuel load effects on fire behavior : Laboratory experiments in pine needles fuel beds", *International Journal of Wildland Fire*, tome 5, numéro 3, pages 153–164, 1995.

[28] F. Morandini, X. Silvani, L. Rossi, P. A. Santoni, A. Simeoni, J. H. Balbi, J. L. Rossi et T. Marcelli, "Fire spread experiment across mediterranean shrub : Influence of wind on flame front properties", *Fire Safety Journal*, tome 41, numéro 3, pages 229–235, 2006.

[29] F. Morandini, X. Silvani, D. Honoré, G. Boutin, A. Susset et R. Vernet, "Slope effects on the fluid dynamics of a fire spreading across a fuel bed : Piv measurements and oh* chemiluminescence imaging", *Experiments in Fluids*, tome 55, numéro 8, pages 1–12, 2014.

[30] J. L. Dupuy et J. Maréchal, "Slope effect on laboratory fire spread : Contribution of radiation and convection to fuel bed preheating", *International Journal of Wildland Fire*, tome 20, numéro 2, pages 289–307, 2011.

[31] B. W. Butler, W. R. Anderson et E. A. Catchpole, "Influence of slope on fire spread rate", 2007.

[32] W. M. Pitts, "Wind effects on fires", *Progress in Energy and Combustion Science*, tome 17, numéro 2, pages 83–134, 1991.

[33] H. E. Anderson et R. Rothermel, "Influence of moisture and wind upon the characteristics of free-burning fires", in *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, tome 10, 1965, pages 1009–1019.

[34] R. C. Rothermel, H. E. Anderson et I. Forest, "Fire spread characteristics determined in laboratory", 1966.

[35] T. Beer, "The interaction of wind and fire", *Boundary-Layer Meteorology*, tome 54, numéro 3, pages 287–308, 1991.

[36] B. Porterie, "Feux de végétation, part 2, modélisation des feux de forêts et applications", in *École sur la Science des incendies et ses applications*, GDR Feux, 2015.

[37] C. Van Wagner, "On the value of temperature data in forest fire research", *International Journal of Wildland Fire*, 1970.

[38] B. M. Wotton, J. S. Gould, W. L. McCaw, N. P. Cheney et S. W. Taylor, "Flame temperature and residence time of fires in dry eucalypt forest", *International Journal of Wildland Fire*, tome 21, numéro 3, pages 270–281, 2012.

[39] B. Wotton, T. Martin et al., "Temperature variation in vertical flames from a surface fire", 1998.

[40] Y. Billaud, "Modélisation hybride stochastique-déterministe des incendies de forêts", thèse de doctorat, Université de Provence, 2011.

[41] W. B. Kindzierski, S. Guigard et N. Harper, *Heat radiation from flares*. The Branch, 2000.

[42] J. Quintiere, *Fundamentals of fire phenomena*. Wiley, 2006.

[43] M. E. Alexander et M. G. Cruz, "Interdependencies between flame length and fireline intensity in predicting crown fire initiation and crown scorch height", *International Journal of Wildland Fire*, tome 21, numéro 2, pages 95–113, 2012.

[44] P. H. Thomas, "The size of flames from natural fires", in *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, tome 9, 1963, pages 844–859.

[45] G. Heskestad, "Luminous heights of turbulent diffusion flames", *Fire safety journal*, tome 5, numéro 2, pages 103–108, 1983.

[46] B. McCaffrey, "Flame height", *DiNenno, PJ, SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. National Fire Protection Association, Quincy, MA*, 1995.

[47] F. R. Steward, "Prediction of the height of turbulent diffusion buoyant flames", *Combustion Science and Technology*, tome 2, numéro 4, pages 203–212, 1970.

[48] W. Anderson, E. Pastor, B. Butler, E. Catchpole, J. L. Dupuy, P. Fernandes, M. Guijarro, J. M. Mendes-Lopes et J. Ventura, "Evaluating models to estimate flame characteristics for free-burning fires using laboratory and field data", *Forest Ecology and Management*, tome 234, S77, 2006.

[49] Y. Hasemi et M. Nishihata, "Fuel shape effect on the deterministic properites of turbulent diffusion flames", *Fire safety science*, tome 2, pages 275–284, 1989.

[50] A. A. Putnam, "A model study of wind-blown free-burning fires", in *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, tome 10, 1965, pages 1039–1046.

[51] P. G. Baines, "Physical mechanisms for the propagation of surface fires", *Mathematical and Computer Modelling*, tome 13, pages 83–94, 1990.

[52] X. Silvani, F. Morandini et J. L. Dupuy, "Effects of slope on fire spread observed through video images and multiple-point thermal measurements", *Experimental Thermal and Fluid Science*, tome 41, pages 99–111, 2012.

[53] M. A. Finney, J. Forthofer, I. C. Grenfell, B. A. Adam, N. K. Akafuah et K. Saito, "Study of flame spread in engineered cardboard fuel beds : Part i : Correlations and observations of flame spread", in *Progress in Scale Modeling, Volume II*, Springer, 2015, pages 71–83.

[54] V. P. Solovjov et B. W. Webb, "An efficient method for modeling radiative transfer in multicomponent gas mixtures with soot", *Journal of heat transfer*, tome 123, numéro 3, pages 450–457, 2001.

[55] P. Boulet et A. Collin, "Le rayonnement dans les incendies", in *École sur la Science des incendies et ses applications*, GDR Feux, 2015.

[56] M. F. Modest, *Radiative heat transfer*. Academic press, 2013.

[57] J. Pouplin, "Identification des composants d'une flamme par spectromètrie", mémoire de master, Les Mines Nancy, 2015.

[58] A. Collin, "Transferts de chaleur couplés rayonnement-conduction-convection. application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative.", thèse de doctorat, Université Henri Poincaré-Nancy I, 2006.

[59] H. C. Hottel, G. C. Williams et F. R. Steward, "The modeling of firespread through a fuel bed", in *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, tome 10, 1965, pages 997–1007.

[60] J. Adou, A. Brou et B. Porterie, "Modeling wildland fire propagation using a semi-physical network model", *Case Studies in Fire Safety*, tome 4, pages 11–18, 2015.

[61] A. Collin et P. Boulet, "Evaluation of simple models of flame radiation in the frame of fire propagation", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, tome 59, pages 83–92, 2013.

[62] W. Mell, M. A. Jenkins, J. Gould et P. Cheney, "A physics-based approach to modelling grassland fires", *International Journal of Wildland Fire*, tome 16, numéro 1, pages 1–22, 2007.

[63] P. G. Baines, "Physical mechanisms for the propagation of surface fires", *Mathematical and Computer Modelling*, tome 13, numéro 12, pages 83–94, 1990.

[64] E. Koo, P. Pagni, S. Stephens, J. Huff, J. Woycheese et D. R. Weise, "A simple physical model for forest fire spread rate", *Fire Safety Science*, tome 8, pages 851–862, 2005.

[65] P. J. Pagni et T. G. Peterson, "Flame spread through porous fuels", in *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, tome 14, 1973, pages 1099–1107.

[66] M. Drissi, "Un modèle de propagation de feux de végétation à grande échelle", thèse de doctorat, Université de Provence-Aix-Marseille I, 2013.

[67] W. L. Fons, "Analysis of fire spread in light fuels", *Journal of Agricultural Research*, tome 72, pages 93–121, 1946.

[68] W. H. Frandsens, “Fire spread through porous fuels from the conservation of energy”, *Combustion and Flame*, tome 16, pages 9–16, 1971.

[69] P. L. Andrews, “Behaveplus fire modeling system : Past, present and futur”, in *Proceedings of 7th Symposium on Fire and Forest Meteorology.*

[70] A. Sullivan, “Wildland surface fire spread modelling, 1990-2007. 2 : Empirical and quasi-empirical models”, *International Journal of Wildland Fire*, tome 18, pages 369–386, 2009.

[71] A. Sullivan, “Wildland surface fire spread modelling, 1990-2007. 3 : Simulation and mathematical analogue models”, *International Journal of Wildland Fire*, tome 18, pages 387–403, 2009.

[72] T. Catchpole et N. de Mestre, “Physicial models for a spreading line fire”, *Australian Forestry*, tome 49, pages 102–111, 1986.

[73] R. O. Weber, “Modelling fire spread through fuel beds”, *Progress in Energy and Combustion Science*, tome 17, pages 67–82, 1991.

[74] E. Pastor, L. Zarate, E. Planas et J. Arnaldos, “Mathematical models and calculation systems for the study of wildland fire behaviour”, *Progress in Energy and Combustion Science*, tome 29, pages 139–153, 2003.

[75] N. P. Cheney, J. S. Gould et W. R. Catchpole, “The influence of fuel, weather and fire shape variables on fire-spread in grasslands”, *International Journal of Wildland Fire*, tome 3, numéro 1, pages 31–44, 1993.

[76] F. A. Albini, “A model for fire spread in wildland fuels by-radiation”, *Combustion Science and Technology*, tome 42, numéro 5-6, pages 229–258, 1985.

[77] M. A. Finney et al., “Farsite : Fire area simulator : Model development and evaluation”, 2004.

[78] P. L. Andrews, T. Leader et C. H. Chase, “The behave fire behavior prediction system”, *Simulation*, tome 58, numéro 1, pages 68–72, 1992.

[79] A. L. Sullivan, I. K. Knight, R. J. Hurley et C. Webber, “A contractionless, low-turbulence wind tunnel for the study of free-burning fires”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, tome 44, pages 264–274, 2013.

[80] D. H. Anderson, E. A. Catchpole, N. J. De Mestre et T. Parkes, “Modelling the spread of grass fires”, *The Journal of the Australian Mathematical Society. Series B. Applied Mathematics*, tome 23, numéro 04, pages 451–466, 1982.

[81] G. D. Richards et R. W. Bryce, “A computer algorithm for simulating the spread of wildland fire perimeters for heterogeneous fuel and meteorological conditions”, *International Journal of Wildland Fire*, tome 5, numéro 2, pages 73–79, 1995.

[82] M. A. Finney et P. L. Andrews, “Farsite—a program for fire growth simulation”, *Fire management notes*, tome 59, numéro 2, pages 13–15, 1999.

[83] R. G. Rehm, “The effects of winds from burning structures on ground-fire propagation at the wildland–urban interface”, *Combustion theory and modelling*, tome 12, numéro 3, pages 477–496, 2008.

[84] J.-B. Filippi, F. Morandini, J. H. Balbi et D. R. Hill, “Discrete event front-tracking simulation of a physical fire-spread model”, *Simulation*, tome 86, numéro 10, pages 629–646, 2010.

[85] J. B. Filippi, F. Bosseur et D. Grandi, "Forefire : Open-source code for wildland fire spread models", in *VII International Conference on Forest Fire Research*, Imprensa da Universidade de Coimbra, 2014, page 1920.

[86] J. H. Balbi, F. Morandini, X. Silvani, J. B. Filippi et F. Rinieri, "A physical model for wildland fires", *Combustion and Flame*, tome 156, numéro 12, pages 2217–2230, 2009.

[87] J. B. Filippi, *Forefire devs based forest fire spread simulator*, `http://forefire.univ-corse.fr/websim2/`, Accessed : 2016-07-06.

[88] G. Albinet, G. Searby et D. Stauffer, "Fire propagation in a 2-d random medium", *Journal de Physique*, tome 47, numéro 1, pages 1–7, 1986.

[89] X. Li et W. Magill, "Modelling fire spread under environmental influence using a cellular automaton approach", *Complexity International*, tome 8, pages 1–14, 2001.

[90] A. Sullivan et I. Knight, "A hybrid cellular automata/semi-physical model of gire growth", tome 12, pages 64–73, 2004.

[91] B. Porterie, N. Zekri, J.-P. Clerc et J.-C. Loraud, "Modeling forest fire spread and spotting process with small world networks", *Combustion and Flame*, tome 149, pages 63–78, 2007.

[92] Y. Billaud, "Modélisation hybride stochastique-déterministe des incendies de forêts", thèse de doctorat, Université de Provence-Aix-Marseille I, 2011.

[93] D. J. Watts et S. H. Strogatz, "Collective dynamics of 'small-world' networks", *Nature*, tome 393, pages 440–442, 1998.

[94] J. B. Fang et F. R. Steward, "Flame spread through randomly packed fuel particles", *Combustion and flame*, tome 13, numéro 4, pages 392–398, 1969.

[95] H. W. Emmons et T. Shen, "Fire spread in paper arrays", in *Symposium (international) on Combustion*, Elsevier, tome 13, 1971, pages 917–926.

[96] W. H. Frandsen, "Effective heating of fuel ahead of spreading fire", *U. S Department of Agriculture*, tome 131, numéro 1-6, pages 1–37, 1998.

[97] N. J. De Mestre, E. A. Catchpole, D. H. Anderson et R. C. Rothermel, "Uniform propagation of a planar fire front without wind", *Combustion Science and Technology*, tome 65, numéro 4-6, pages 231–244, 1989.

[98] J. R. Wilson et A. Raplh, "Observations of extinction and marginal burning states in free burning porous fuel beds", *Combustion Science and Technology*, tome 44, numéro 3-4, pages 179–193, 1985.

[99] R. S. McAlpine et G. Xanthopoulos, "Predicted vs observed fire spread rates in ponderosa pine fuel beds : A test of american and canadian systems", in *Proceedings of the 10th Conference on Fire and Forest Whitewood : Compte rendu du 10ieme Congress sur les incendies et la meterologie forestiere/editeurs DC Maiver, H. Auld, R. Whitewood*, Ottawa, Ont. Forestry Canada 1989., 1989.

[100] R. S. McAlpine, "Acceleration of point source fire to equilibrium spread", 1988.

[101] R. M. Nelson Jr et C. W. Adkins, "Flame characteristics of wind-driven surface fires", *Canadian Journal of Forest Research*, tome 16, numéro 6, pages 1293–1300, 1986.

[102] M. F. Wolff, G. F. Carrier et F. E. Fendell, "Wind-aided firespread across arrays of discrete fuel elements. ii. experiment", *Combustion Science and Technology*, tome 77, numéro 4-6, pages 261–289, 1991.

[103] E. A. Catchpole, W. R. Catchpole et R. C. Rothermel, "Fire behavior experiments in mixed fuel complexes", *International Journal of Wildland Fire*, tome 3, numéro 1, pages 45–57, 1993.

[104] D. R. Weise et G. S. Biging, "Effects of wind velocity and slope on flame properties", *Canadian Journal of Forest Research*, tome 26, numéro 10, pages 1849–1858, 1996.

[105] W. R. Catchpole, E. A. Catchpole, B. W. Butler, R. C. Rothermel, G. A. Morris et D. J. Latham, "Rate of spread of free-burning fires in woody fuels in a wind tunnel", *Combustion Science and Technology*, tome 131, numéro 1-6, pages 1–37, 1998.

[106] L. Naville, "Etude experimentale et modélisation de la propagation d'une flamme sur un combustible poreux : Applications aux feux de végétation", thèse de doctorat, Université de la méditerranée Aix-Marseille II, 1997.

[107] P. A. Santoni, F. Morandini et T. Barboni, "Steady and unsteady fireline intensity of spreading fires at laboratory scale", *Open Thermodynamics Journal*, tome 4, pages 212–219, 2010.

[108] F. Morandini, Y. Perez-Ramirez, V. Tihay, P. A. Santoni et T. Barboni, "Radiant, convective and heat release characterization of vegetation fire", *International Journal of Thermal Sciences*, tome 70, pages 83–91, 2013.

[109] J. J. Mulvaney, A. L. Sullivan, G. J. Cary et G. R. Bishop, "Repeatability of free-burning fire experiments using heterogeneous forest fuel beds in a combustion wind tunnel", *International Journal of Wildland Fire*, tome 25, numéro 4, pages 445–455, 2016.

[110] J. M. C. Mendes-Lopes, J. M. P. Ventura et J. M. P. Amaral, "Flame characteristics, temperature–time curves, and rate of spread in fires propagating in a bed of pinus pinaster needles", *International Journal of Wildland Fire*, tome 12, numéro 1, pages 67–84, 2003.

[111] Y. Pérez, E. Pastor, A. Àgueda et E. Planas, "Effect of wind and slope when scaling the forest fires rate of spread of laboratory experiments", *Fire technology*, tome 47, numéro 2, pages 475–489, 2011.

[112] J. C. S. André, J. C. Gonçalves, G. C. Vaz et D. X. Viegas, "Angular variation of fire rate of spread", *International journal of wildland fire*, tome 22, numéro 7, pages 970–979, 2013.

[113] E. Marino, M. Guijarro, J. Madrigal, C. Hernando, C. Diez, J. Heras, C. A. Brebbia, D. Viegas, V. Leone et al., "Assessing fire propagation empirical models in shrub fuel complexes using wind tunnel data.", in *First International Conference on Modelling, Monitoring and Management of Forest Fires (FIVA 2008), Toledo, Spain, 2008.*, WIT Press, 2008, pages 121–130.

[114] M. Boboulos et M. R. I. Purvis, "Wind and slope effects on ros during the fire propagation in east-mediterranean pine forest litter", *Fire Safety Journal*, tome 44, numéro 5, pages 764–769, 2009.

[115] M. Woolliscroft et M. Law, "A report on forest fire fieldwork", *Fire Research Notes 647*, 1967.

[116] M. Woolliscroft, "A report on forest fire fieldwork", *Fire Research Notes 693*, 1968.

[117] M. Woolliscroft, "A statistical analysis of some rates of spread of spread of forest fires", *Fire Research Notes 732*, 1968.

[118] M. Woolliscroft, "Notes on forest fire fieldwork", *Fire Research Notes 740*, 1968.

[119] M. Woolliscroft, "A report on forest fire fieldwork", *Fire Research Notes 744*, 1968.

[120] C. B. Clements, B. E. Potter et S. Zhong, "In situ measurements of water vapor, heat, and CO_2 fluxes within a prescribed grass fire", *International Journal of Wildland Fire*, tome 15, numéro 3, pages 299–306, 2006.

[121] C. B. Clements, S. Zhong, S. Goodrick, J. P. Li, X. Bian, W. E. Heilman, J. J. Charney, R. Perna, M. Jang, D. Lee et al., "Observing the dynamics of wildland grass fires : Fireflux-a field validation experiment", 2007.

[122] C. B. Clements, B. Davis, D. Seto, J. Contezac, A. Kochanski, J. Fillipi, N. Lareau, B. Barboni, B. Butler, S. Krueger et al., "Overview of the 2013 fireflux ii grass fire field experiment", 2014.

[123] D. Jimenez, J. Forthofer, J. Reardon et B. Butler, "Fire behavior sensor package remote trigger design", 2007.

[124] P. A. Santoni, A. Simeoni, J. L. Rossi, F. Bosseur, F. Morandini, X. Silvani, J. H. Balbi, D. Cancellieri et L. Rossi, "Instrumentation of wildland fire : Characterisation of a fire spreading through a mediterranean shrub", *Fire Safety Journal*, tome 41, numéro 3, pages 171–184, 2006.

[125] X. Silvani et F. Morandini, "Fire spread experiments in the field : Temperature and heat fluxes measurements", *Fire Safety Journal*, tome 44, numéro 2, pages 279–285, 2009.

[126] P. A. M. Fernandes, "Fire spread prediction in shrub fuels in portugal", *Forest ecology and management*, tome 144, numéro 1, pages 67–74, 2001.

[127] J. Antonio Vega, P. Fernandes, P. Cuiñas, M. T. Fontúrbel, J. R. Pérez et C. Loureiro, "Fire spread analysis of early summer field experiments in shrubland fuel types of northwestern iberia", *Forest Ecology and Management*, tome 234, S102, 2006.

[128] P. M. Fernandes et C. Loureiro, "Fine fuels consumption and CO_2 emissions from surface fire experiments in maritime pine stands in northern portugal", *Forest ecology and management*, tome 291, pages 344–356, 2013.

[129] A. G. McArthur, "The preparation and use of fire danger tables", in *Proceedings of the Fire Weather Conference*, Comm. Met.Bureau, 1958.

[130] A. G. McArthur, "Control burning in eucalypt forests", *Forestry and Timber Bureau, Leaflet 100*, 1962.

[131] A. G. McArthur, "Fire behaviour characteristics of the longford fire", *Forestry and Timber Bureau, Leaflet 100*, 1965.

[132] A. G. McArthur, "The application of a drought index system to australian fire control", *Paper presented to Country Fire Authority School Geelong*, 1966.

[133] P. M. Paul, "Field practices in forest fire danger rating", 1969.

[134] P. M. Fernandes, W. R. Catchpole et F. C. Rego, "Shrubland fire behaviour modelling with microplot data", *Canadian Journal of Forest Research*, tome 30, numéro 6, pages 889–899, 2000.

[135] C. M. Britton, B. L. Karr et F. A. Sneva, "A technique for measuring rate of fire spread", *Journal of Range Management*, tome 30, numéro 5, pages 395–397, 1977.

[136] K. Chetehouna, O. Séro-Guillaume, I. Sochet et A. Degiovanni, "On the experimental determination of flame front positions and of propagation parameters for a fire", *International Journal of Thermal Sciences*, tome 47, numéro 9, pages 1148–1157, 2008.

[137] J. L. Dupuy, J. Maréchal et D. Morvan, “Fires from a cylindrical forest fuel burner : Combustion dynamics and flame properties”, *Combustion and Flame*, tome 135, numéro 1-2, pages 65–76, 2003.

[138] V. Tihay, Y. Perez-Ramirez, T. Barboni, P. A. Santoni et F. Morandini, “Global characterization of spreading fires at laboratory scale”, in *Workshop Numercial Wildfire 2013*, 2013.

[139] J. Martinez-de-Dios, J. André, J. Gonçalves, B. Arrue, A. Ollero et D. Viegas, “Laboratory Fire Spread Analysis using Visual and Infrared Images”, tome 15, pages 175–186, 2006.

[140] S. Rudz et K. Chetehouna, “Metrological tool for the characterization of flame fronts based on the coupling of heat flux approach with image processing data”, *Fire Technology*, tome 47, pages 491–505, 2011.

[141] E. Pastor, A. Àgueda, J. Andrade-Cetto, M. Muñoz, Y. Pérez et E. Planas, “Computing the rate of spread of linear flame fronts by thermal image processing”, *Fire Safety Journal*, tome 41, pages 569–579, 2006.

[142] L. Rossi, T. Molinier, M. Akhloufi, A. Pieri et Y. Tison, “Advanced stereovision system for fire spreading study”, *Fire Safety Journal*, tome in press, pages 1–15, 2012.

[143] W. R. Catchpole, E. A. Catchpole, B. W. Butler, R. C. Rothermel, G. A. Morris et D. J. Latham, “Rate of spread of free-burning fires in woody fuels in a wind tunnel”, *Combustion Science and Technology*, tome 131, pages 1–37, 1998.

[144] R. C. Rothermel et G. C. Rinehart, “Field procedures for verification and adjustment of fire behavior predicitions”, *Agriculture*, page 25, 1983.

[145] R. C. Gonzalez et R. E. Woods, *Digital image processing*, 2002.

[146] A. C. Bovik, *The essential guide to image processing*. Academic Press, 2009.

[147] S. Rudz, K. Chetehouna, A. Hafiane, O. Sero-Guillaume et H. Laurent, “On the evaluation of segmentation methods for wildland fire”, in *Advanced Concepts for Intelligent Vision Systems*, série Lecture Notes in Computer Science, tome 5807, Springer Berlin Heidelberg, 2009, pages 12–23.

[148] E. Pastor, Àgueda, J. Andrade-Cetto, M. Myñoz, Y. Pèrez et E. Planas, *41*, numéro 8, pages 569–579, 2006.

[149] T. Toulouse, L. Rossi, T. Celik et M. Akhloufi, “Automatic fire pixel detection using image processing : A comparative analysis of rule-based and machine learning-based methods”, *Signal, Image and Video Processing*, tome 10, numéro 4, pages 647–654, 2016.

[150] N. Otsu, “A threshold selection method from gray-level histograms”, *Systems, Man and Cybernetics, IEEE Transactions on*, tome 9, pages 62–66, 1979.

[151] S. Coren, “Subjective contours and apparent depth.”, *Psychological Review*, tome 79, numéro 4, page 359, 1972.

[152] M. Kass, A. Witkin et D. Terzopoulos, “Snakes : Active contour models”, *International journal of computer vision*, tome 1, numéro 4, pages 321–331, 1988.

[153] V. Caselles, R. Kimmel et G. Sapiro, “Geodesic active contours”, *International journal of computer vision*, tome 22, numéro 1, pages 61–79, 1997.

[154] T. F. Chan et L. A. Vese, “Active contours without edges”, *Image processing, IEEE transactions on*, tome 10, numéro 2, pages 266–277, 2001.

[155] P. Getreuer, “Chan-vese segmentation”, *Image Processing On Line*, tome 2, pages 214–224, 2012.

[156] A. Àgueda, E. Pastor, Y. Pérez, D. X. Viegas et E. Planas, “Fire intensity reduction in straw fuel beds treated with a long-term retardant”, *Fire safety journal*, tome 46, numéro 1, pages 41–47, 2011.

[157] B. A. Adam, N. K. Akafuah, M. Finney, J. Forthofer et Saito, “A study of flame spread in engineered cardboard fuelbeds : Part ii : Scaling law approach”, Hirosaki, Japan, 2013.

[158] A. Marchand, A. Collin, Z. Acem et P. Boulet, *Promethei database*, `https://lemta.univ-lorraine.fr/feux_forets_en.html`, Accessed : 2016-03-30.

[159] A. Collin, D. Bernardin et O. Sero-Guillaume, “A physical-based cellular automaton model for forest-fire propagation”, *Combustion science and technology*, tome 183, numéro 4, pages 347–369, 2011.

[160] J. F. Sacadura, *Initiation aux transferts thermiques.* Tec et Doc - Lavoisier, 1993.

[161] A. Marchand, N. Trevisan, A. Collin et P. Boulet, “Experimental and numerical study of fire behaviour : Effects of the width on the rate of spread”, in *Advances in forest fire research : 7th International Conference on Forest Fire*, 2014.

[162] B. Porterie et D. Lemonnier, “Rayonnement dans un milieu semi-transparent”, in *Ecole sur la Science des incendies et ses applications*, 2008.

[163] J. Kennedy et R. Eberhart, “A new optimizer using particle swarm theory”, in *Proceedings of the sixth international symposium on micro machine and human science*, New York, NY, tome 1, 1995, pages 39–43.

[164] M. Clerc, *L’optimisation par essaims particulaires.* Hermes Science Publications, 2005.

[165] D. Frankman, B. W. Webb, B. W. Butler et D. J. Latham, “Fine fuel heating by radiant flux”, *Combustion Science and Technology*, tome 182, numéro 2, pages 215–230, 2010.

[166] A. Patel, *Hexagonal grids*, `http://www.redblobgames.com/grids/hexagons/`, Accessed : 2016-06-29.

Résumé Ce travail est consacré à l'étude expérimentale et numérique de la propagation des feux de végétation à l'échelle du laboratoire. Une méthode de suivi de front de flamme par caméras visibles a été développée pour reconstruire et mesurer les propriétés du front au cours du temps. Les données recueillies comprennent la vitesse de propagation (Rate Of Spread), l'épaisseur du front, les longueurs du contour du front, les profils de hauteur et la puissance du feu. Une campagne expérimentale de 105 expériences de propagation sur de la frisure de bois a été réalisée sur la plateforme PROMETHEI (Plateforme de Recherche Opérationnelle en Métrologie Thermique dédiée aux Essais Incendies) du laboratoire LEMTA. Elle contient notamment une étude de l'effet de la largeur et de la charge sur la dynamique de propagation (sur la vitesse et l'épaisseur). Une base de données (en libre accès sur internet) dédiée aux feux de végétation a été créée et fournit les positions du front de flamme (avant et arrière) pour 85 expériences. Un modèle de propagation Petit Monde à réseau de cellules hexagonales a été également développé en parallèle. Plusieurs approches sont proposées pour déterminer l'évolution de l'état des cellules : la première modélise le transfert radiatif alors que la deuxième se base sur une fonction de distribution identifiée. Un algorithme d'optimisation par essaims particulaires (PSO) est employé pour estimer les différents paramètres du modèle à l'aide des résultats expérimentaux. Le modèle Petit Monde est ensuite comparé à des expériences de propagation comprenant des coupures de combustible ou des rétrécissements/élargissements de la largeur du lit.

Mots-clés : feu de végétation, propagation, modélisation, expérimental, métrologie

Abstract This work is devoted to the experimental and numerical study of wildland fire spread at laboratory scale. A tracking fire front method using visible cameras was used in order to follow the fire front positions during the propagation and to evaluate some fire front properties. The data include the Rate Of Spread (ROS), the fire front width, the length of fire, the profile of flames and the Heat Release Rate. An experimental campaign of 105 fire spread tests with wood shaving as fuel was conducted on the PROMETHEI plateform (Plateforme de Recherche Opérationnelle en Métrologie Thermique dédiée aux Essais Incendies) of the laboratory LEMTA. This campaign was essentially focused on the effect of the fuel bed width and the fuel loading on the fire dynamics (particularly on the ROS and fire width). An open-source data base provides the positions of the front and backing fire as a function of time. A fire spread model based on the small world concept with a hexagonal cell network was developed. Two approaches were studied : the first one is based on a radiative transfer model for the definition of the cell states and the other one is based on an estimated distribution function. A particle swarm optimization (PSO) algorithm was used for the identification of the different parameters of the model using the experimental results. Then, the model was compared to other experiments included fuel breaks or narrowing/widening of the fuel bed width.

Keywords : vegetation fire, fire propagation, modeling, experimental, metrology