



HAL
open science

Contribution expérimentale et théorique pour la modélisation de la combustion dans les feux de forêt

Virginie Tihay

► **To cite this version:**

Virginie Tihay. Contribution expérimentale et théorique pour la modélisation de la combustion dans les feux de forêt. Physique [physics]. Université de Corse, 2007. Français. NNT : . tel-00376628

HAL Id: tel-00376628

<https://theses.hal.science/tel-00376628>

Submitted on 18 Apr 2009

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.

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ DE CORSE

U. F. R. SCIENCES ET TECHNIQUES

le 23 novembre 2007

PAR

VIRGINIE TIHAY

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE

DOCTEUR EN ÉNERGÉTIQUE

Contribution expérimentale et théorique pour la modélisation de la combustion dans les feux de forêt

devant le jury composé de

MM. J.-P. GARO	Maître de Conférences à l'Université de Poitiers (co-Directeur)
P.-A. SANTONI	Professeur à l'Université de Corse (Directeur)
A. SIMEONI	Maître de Conférences à l'Université de Corse (co-Directeur)
J.-L. TORERO	Professeur à l'Université d'Edimbourg (Rapporteur)
J.-P. VANTELON	Directeur de Recherche au CNRS (LCD-UPR 9028) de Poitiers
D. VEYNANTE	Directeur de Recherche au CNRS (EM2C-UPR 288) de Chatenay-Malabry (Rapporteur)

*A ma Mère et à mon Frère,
A la mémoire de mon Père.*

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire des Sciences pour l'Environnement - Unité Mixte de Recherche associée au CNRS n°6134. Je tiens à remercier Monsieur Jacques-Henri Balbi, Professeur à l'Université de Corse et Directeur de l'UMR pour m'avoir accueillie au sein de ce laboratoire.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Paul-Antoine Santoni, Professeur à l'Université de Corse et directeur scientifique de ma thèse, pour son soutien permanent, ses conseils, sa grande disponibilité et sa patience.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur Albert Simeoni, Maître de Conférences à l'Université de Corse et co-directeur scientifique de ma thèse, pour son aide précieuse, ses encouragements et pour la confiance dont il a fait preuve à mon égard tout au long de ma thèse.

Je tiens à remercier Monsieur Jean-Pierre Vantelon, Directeur de Recherche au CNRS UPR 9028, pour m'avoir accueillie au sein de son équipe. Je le remercie également pour les discussions très fructueuses que nous avons eues.

Je remercie vivement Monsieur Jean-Pierre Garo, Maître de Conférences à l'IUT de Poitiers et co-directeur scientifique de ma thèse, pour son encadrement, ses recommandations et ses avis judicieux.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Messieurs Denis Veynante et José Torrero pour l'attention qu'ils témoignent pour ce travail en acceptant d'en être les rapporteurs.

Je remercie également Madame Lucile Rossi-Tison, Maître de Conférences à l'IUT de Corse, pour m'avoir aidée dans le traitement des images.

Remerciements

Que Monsieur Thierry Marcelli, Maître de Conférences à l'IUT de Corse, trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour l'intérêt qu'il a porté à cette étude et pour les conseils qu'il m'a prodigués lors de mon monitorat.

Que Messieurs Frédéric Morandini, Ingénieur de Recherche au CNRS UMR 6134 et Jean-Louis Rossi, Maître de Conférences à l'IUT de Corse, trouvent ici l'expression de ma gratitude pour leur disponibilité, leur conseils et leur bienveillance.

Je tiens à remercier Mesdames Lila Ferrat et Vanina Pasqualini, Maîtres de Conférences à l'Université de Corse, pour leur disponibilité, leur gentillesse et leur aide précieuse.

Que Monsieur Jean-Baptiste Filippi, Chargé de Recherche au CNRS UMR 6134 trouve ici l'expression de ma gratitude pour son soutien tout au long de cette étude.

Je remercie sincèrement Madame Véronique Bertin et Monsieur Daniel Falaise, Ingénieurs d'Études au CNRS UPR 9028, pour leur gentillesse et pour leur grande contribution à la réalisation de ce travail.

Je remercie également tous les membres de l'Équipe "Feux de forêt" pour leur soutien tout au long de ces trois années.

Enfin, j'exprime toute ma reconnaissance et mon amitié à Magali Cannac, Valérie Leroy, Toussaint Barboni et Julien Paolini qui m'ont entourée durant ma thèse.

Table des matières

Liste des figures	10
Liste des tableaux	17
Nomenclature	20
Introduction	24
1 État de l'Art : Combustion des végétaux	27
1.1 Composition des végétaux	27
1.2 La combustion des végétaux	30
1.2.1 Dégradation du combustible végétal	31
1.2.2 Combustion en phase gazeuse	34
1.2.3 Combustion hétérogène et formation des cendres	43
1.3 Voies expérimentales de recherches	43
1.3.1 Analyse thermogravimétrique des végétaux	44
1.3.2 Analyse enthalpique différentielle	44
1.3.3 Analyse des gaz de dégradation	44
1.3.4 Analyses des fumées	45
1.3.5 Études de la combustion en laboratoire	46
1.3.6 Études de terrain	47
1.4 Modélisation des feux	48
1.4.1 Les modèles statistiques	48
1.4.2 Modèles empiriques	50
1.4.3 Modèles physiques	51
1.5 Conclusion	54
2 Présentation des broyats de végétaux et des protocoles expérimentaux	55
2.1 Les broyats étudiés	56

Table des matières

2.1.1	Préparation des échantillons	56
2.1.2	Analyse élémentaire	57
2.1.3	Teneurs en sodium, calcium et magnésium des végétaux	57
2.1.4	Pouvoir calorifique inférieur et supérieur	59
2.1.5	Analyse morphologique des broyats	60
2.1.6	Masse volumique et porosité des broyats	63
2.2	Protocoles expérimentaux	67
2.2.1	Étude des flammes laminaires	67
2.2.2	Capacité calorifique à pression constante	74
2.2.3	Conductivité thermique	76
2.2.4	Gaz de dégradation émis par les végétaux	77
2.3	Conclusion	80
3	Résultats expérimentaux obtenus pour six combustibles méditerranéens	81
3.1	Observations globales de la combustion des broyats	82
3.2	Description de la phase solide	83
3.2.1	Propriétés thermiques des broyats	83
3.2.2	Température au sein des broyats	87
3.2.3	Perte de masse des combustibles	91
3.3	Description de la phase gazeuse	94
3.3.1	Composition des gaz de dégradation des six combustibles	94
3.3.2	Géométrie des flammes	102
3.3.3	Profil de température dans les flammes	103
3.3.4	Flux radiatif émis par les flammes	108
3.4	Couplage entre la phase solide et la phase gazeuse	115
3.4.1	Hauteur de flamme	115
3.4.2	Profil de température	118
3.5	Conclusion	122
4	Modèle numérique	124
4.1	Description générale	125
4.1.1	Équation d'état thermique	125
4.1.2	Équation de conservation de la masse	125
4.1.3	Équation de conservation de la quantité de mouvement	126
4.1.4	Équation de conservation des espèces chimiques	126

Table des matières

4.1.5	Équation de conservation de l'énergie	127
4.1.6	Équation de transfert radiatif	128
4.2	Modèle de combustion	129
4.3	Résolution numérique	132
4.4	Paramètres de calcul	134
4.4.1	Domaine de calcul	134
4.4.2	Conditions aux limites	135
4.4.3	Conditions initiales	137
4.4.4	Établissement du calcul	138
5	Résultats numériques et discussions	139
5.1	Comportement des mécanismes squelettiques	139
5.1.1	Composition des gaz émis par le brûleur	140
5.1.2	Comparaison des mécanismes squelettiques	142
5.1.3	Choix du mécanisme squelettique de référence	151
5.1.4	Influence de la composition des gaz de dégradation	152
5.2	Comportement des mécanismes globaux	159
5.2.1	Description de l'étude	159
5.2.2	Comparaison des mécanismes globaux et choix du mécanisme de référence	160
5.3	Un mécanisme global pour la combustion des végétaux	163
5.3.1	Présentation des résultats numériques	163
5.3.2	Comparaison des résultats numériques et expérimentaux	167
5.4	Conclusion	171
	Conclusions et Perspectives	173
	Bibliographie	178
	Annexes	192
A	Description des plantes étudiées	192
A.1	Description des étages de végétation de la Corse	192
A.2	Description des végétaux	193
A.2.1	Pin maritime (<i>Pinus pinaster subsp. hamiltonii</i>)	193
A.2.2	Pin laricio (<i>Pinus nigra subsp. laricio var. corsicana</i>)	193
A.2.3	Pin d'Alep (<i>Pinus halepensis Mill.</i>)	193

Table des matières

A.2.4	Ciste de Montpellier (<i>Cistus monspeliensis</i>)	194
A.2.5	Arbousier (<i>Arbutus unedo</i>)	194
A.2.6	Bruyère arborescente (<i>Erica arborea</i>)	194
B	Analyse morphologique des broyats	195
C	Rapport surface-volume des végétaux non broyés	198
C.1	Calcul de la surface des particules	198
C.2	Mesure du volume des particules	200
C.3	Rapport surface-volume des particules non broyées	200
D	Vues microscopiques	202
E	Mise en place de la détermination de la capacité calorifique à pression constante	204
E.1	Détermination de la capacité calorifique à pression constante à partir du flux thermique	204
E.2	Étude de reproductibilité des mesures de capacité calorifique à pression constante	205
E.3	Étude de la précision des mesures de capacité calorifique à pression constante	206
F	Chromatographie en phase gazeuse	208
F.1	Principe	208
F.2	Mécanismes	209
F.3	Réglages des chromatographes en phase gazeuse	211
F.3.1	Caractéristiques des colonnes chromatographiques	211
F.3.2	Configuration utilisée pour le Périchrom 2100	212
F.3.3	Configuration utilisée pour le Girdel 30	213
G	Hygromètre	215
G.1	Notions de base	215
G.2	Description générale	216
G.3	Détermination de la quantité d'eau	217
H	Températures dans les broyats	218
H.1	Température de surface	218
H.2	Température au sein des broyats	221

Table des matières

I	Polynômes représentant $-\dot{m}$	223
J	Composition des gaz de dégradation des six combustibles	224
J.1	Compositions des gaz de dégradation sans prendre en compte l'eau	224
J.2	Fraction massique d'eau	226
J.3	Composition massique globale	227
J.4	Compositions molaires des gaz de dégradation	227
K	Profils de température dans les flammes	229
K.1	Températures le long de l'axe vertical	229
K.2	Profil radial de température	232
L	Flux radiatifs	236
L.1	Densité de flux radiatif	236
L.2	Calcul des facteurs de vue	238
M	Mécanismes squelettiques	241
M.1	Mécanisme de Leroy	241
M.2	Mécanisme de Peters	243
M.3	Mécanisme de Smooke	244
M.4	Mécanisme de Zhou	245
N	Méthodes de résolution numériques	246
N.1	Définition des volumes de contrôle pour la discrétisation des équations de Navier-Stokes	246
N.2	Méthodes de discrétisation spatiale	247
N.2.1	Schéma amont (<i>upwind</i>)	248
N.2.2	Schéma aux différences centrées	248
N.3	Méthode de discrétisation temporelle	249
N.4	Couplage vitesse-pression - Algorithme SIMPLE	250
N.4.1	Equation de correction de vitesse	251
N.4.2	Equation de correction de pression	252
N.4.3	Algorithme SIMPLE	253
N.5	Sous et sur-relaxation	253
O	Tests pour l'élaboration du domaine de calcul	255
P	Calcul des propriétés de l'air humide	256

Liste des Figures

1.1	Structure de la cellulose.	28
1.2	Structure de l'hémicellulose.	28
1.3	Structure de la lignine.	29
1.4	Diagramme de la combustion d'un végétal.	31
1.5	Schématisation de la dégradation d'un combustible végétal (d'après Cox (1995)).	31
1.6	Processus de formation et d'évolution des suies dans une flamme. . .	37
1.7	Mètre CSIRO pour la propagation du feu en pairie.	49
2.1	Photographies des différents broyats.	56
2.2	Image en 2D des particules de <i>Pinus pinaster</i>	61
2.3	Schématisation des particules des broyats.	62
2.4	a. Schéma d'une feuille - b. Schéma d'une coupe transversale du limbe.	65
2.5	Schéma du dispositif expérimental pour la détermination des aspects thermiques des flammes.	67
2.6	Schéma du positionnement de la rampe radiale de thermocouples. . .	68
2.7	Schéma du dispositif expérimental pour la détermination du flux radiatif émis par la flamme.	69
2.8	a. Exemple d'image obtenue à partir de la caméra 1. Le carré dessiné en vert délimite la zone de sélection des pixels présentée en b. - b. Répartition des niveaux de gris des composantes rouge, vert et bleu pour la zone rectangulaire verte.	72
2.9	Image en noir et blanc obtenue à l'aide du programme de traitement d'images. Les pixels blancs correspondent à la flamme.	72
2.10	a. Exemple d'image obtenue à partir de la caméra 2. - b. Extraction de la zone de flamme à partir des vues de la caméra 2.	73
2.11	Programme de chauffage de la DSC 131 pour la détermination du C_p entre 40 et 220°C.	75
2.12	Schématisation de la détermination de la chaleur spécifique par méthode incrémentale.	75

Liste des figures

2.13 Photographie du porte-échantillon et de la sonde utilisés pour les mesures de conductivités thermiques.	76
2.14 Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la détermination des gaz de pyrolyse (1. thermocouple, 2. régulation de température, 3. fixation, 4. injection d'azote, 5. four électrique, 6. nacelle, 7. aspiration des gaz, 8.a-c valves, 9. ballons de prélèvement).	77
3.1 Forme de la flamme - a. pendant la phase d'allumage. - b. pendant la phase de régression pour <i>Pinus halepensis</i>	82
3.2 Phase solide après l'extinction de la flamme - a. vue en coupe. - b. vue de dessus pour <i>Pinus pinaster</i>	83
3.3 Températures de surface du broyat de <i>Pinus laricio</i>	87
3.4 Position de la flamme de <i>Pinus laricio</i> à 60 s.	88
3.5 Températures moyennes mesurées dans les broyats à 0,5 cm du centre pour - a. <i>Pinus pinaster</i> - b. <i>Pinus halepensis</i> - c. <i>Pinus laricio</i> - d. <i>Erica arborea</i> - e. <i>Cistus monspeliensis</i> - f. <i>Arbutus unedo</i>	89
3.6 Températures moyennes dans le broyat au passage de la zone de réaction à température maximale au niveau du thermocouple placé à 0,5 cm du centre.	90
3.7 Pertes de masse moyennes des six végétaux au cours du temps.	91
3.8 Courbes des vitesses de dégradation après la phase d'allumage pour les six végétaux.	93
3.9 Températures moyennes - a. à 5 mm du fond de la nacelle - b. à la surface des broyats pour les six échantillons.	95
3.10 Répartition en gaz combustibles, en dioxyde de carbone et en eau des gaz de dégradation des six végétaux.	97
3.11 Mécanisme de pyrolyse de la cellulose (Fagbemi et coll., 2001).	98
3.12 Dépôt de goudron à l'intérieur du réacteur en quartz.	98
3.13 Hauteurs visibles moyennes des flammes pour les six combustibles.	102
3.14 Rayons visibles moyens des bases des flammes des six combustibles.	103
3.15 Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes de <i>Pinus halepensis</i>	104
3.16 Spectre de la température d' <i>Erica arborea</i> à 2 cm de haut - a. entre 0 et 60 s. - b. entre 60 et 170 s.	105
3.17 Températures moyennes le long de l'axe vertical pour la flamme de <i>Pinus halepensis</i> en fonction de la hauteur et pour différents instants.	106

Liste des figures

3.18	Températures des gaz au niveau de la hauteur visible de flamme en fonction de la hauteur visible pour les six combustibles.	107
3.19	Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes d' <i>Erica arborea</i>	108
3.20	Températures radiales moyennes à 1 cm de haut à 60, 110 et 160 s pour les flammes d' <i>Erica arborea</i>	108
3.21	Densités de flux radiatif moyennes émises par la flamme de <i>Pinus halepensis</i> . - a. au cours du temps à 3, 4,5 et 11 cm du centre et à 2,5 cm de haut. - b. en fonction de la distance du capteur et à différents instants.	109
3.22	Fractions radiatives au cours du temps pour <i>Pinus pinaster</i> , <i>Pinus halepensis</i> , <i>Pinus laricio</i> et <i>Erica arborea</i> avec le modèle du point source.	111
3.23	Fractions radiatives au cours du temps pour <i>Pinus pinaster</i> , <i>Pinus halepensis</i> , <i>Pinus laricio</i> et <i>Erica arborea</i> avec le modèle de la flamme solide.	112
3.24	Couleur des flammes 60 s après l'allumage a) <i>Pinus pinaster</i> b) <i>Pinus halepensis</i> c) <i>Pinus laricio</i> d) <i>Erica arborea</i> e) <i>Cistus monspeliensis</i> f) <i>Arbutus unedo</i>	114
3.25	Hauteurs visibles de la flamme en fonction du débit massique des gaz de dégradation pour les six combustibles.	116
3.26	Rayons de la base de la flamme en fonction du débit massique des gaz de dégradation pour les six combustibles.	117
3.27	Comparaison de la hauteur de flamme - a. de <i>Pinus pinaster</i> et d' <i>Erica arborea</i> autour d'un débit de $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ kg.s}^{-1}$. - b. de <i>Pinus laricio</i> et d' <i>Arbutus unedo</i> autour d'un débit de $3 \cdot 10^{-6} \text{ kg.s}^{-1}$	118
3.28	Températures moyennes le long de l'axe de la flamme à 1 cm de haut en fonction du débit massique de gaz.	119
3.29	Températures moyennes le long de l'axe de la flamme à 1 cm de haut en fonction du débit massique de gaz adimentonné.	120
3.30	Comparaison de la température moyenne le long de l'axe de la flamme - a. de <i>Pinus pinaster</i> et d' <i>Erica arborea</i> pour un débit de $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ kg.s}^{-1}$. - b. de <i>Pinus laricio</i> et d' <i>Arbutus unedo</i> pour un débit de $3 \cdot 10^{-6} \text{ kg.s}^{-1}$	121
4.1	Vue d'ensemble de la méthode numérique séparée	132

Liste des figures

4.2	Schéma représentant le domaine de calcul et le maillage.	135
4.3	Schéma représentant les conditions aux limites des simulations.	136
4.4	Distribution de température avant (a) et après (b) l'allumage des gaz à l'aide d'un demi-cercle de 1,5 cm de rayon à 950°C.	138
5.1	Températures en prenant ou non en compte les C ₂ - a. le long de l'axe de la flamme - b. à 1 cm de haut.	141
5.2	Distribution de température pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.	143
5.3	Densités de flux radiatif à 3 cm de l'axe de la flamme en fonction de la hauteur simulées pour les trois mécanismes squelettiques.	145
5.4	Fractions massiques de CO ₂ pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.	146
5.5	Fractions massiques d'H ₂ O pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.	147
5.6	Fractions massiques de CH ₄ pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.	148
5.7	Fractions massiques de CO pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.	149
5.8	Fractions massiques de CO et de CH ₄ le long de l'axe vertical simulées par les trois mécanismes squelettiques.	150
5.9	Comparaison des températures numériques et expérimentales pour les trois mécanismes squelettiques - a. le long de l'axe de la flamme - b. à 1 cm de haut.	151
5.10	Températures obtenues avec la composition - a. PP - b. PA - c. PL - d. EA.	154
5.11	Fractions massiques de CH ₄ avec la composition - a. PP - b. PA - c. PL - d. EA.	156
5.12	Fractions massiques de CH ₄ le long de l'axe vertical de la flamme.	157
5.13	Fractions massiques de CO avec la composition - a. PP - b. PA - c. PL - d. EA.	158
5.14	Températures le long de l'axe vertical simulées par les mécanismes globaux et par le mécanisme squelettique de référence.	160
5.15	Distribution de température obtenue avec le mécanisme - a. global 1 avec la composition C3 - b. global 3 avec la composition C4 - c. squelettique de référence avec la composition C4.	162

Liste des figures

5.16 Isovaleurs de températures à 80 s pour les flammes de - a. <i>Pinus laricio</i> . - b. <i>Pinus halepensis</i> . - c. <i>Pinus pinaster</i> . - d. <i>Erica arborea</i>	164
5.17 Taux de réaction du - a. méthane. - b. monoxyde de carbone - à 80 s après l'allumage.	165
5.18 Champ de vitesse au voisinage du brûleur pour <i>Erica arborea</i> , 80 s après l'allumage.	166
5.19 Vitesse ascensionnelle des gaz le long de la flamme d' <i>Erica arborea</i> , 80 s après l'allumage.	167
5.20 Comparaison des températures expérimentales et simulées - 1. le long de l'axe vertical - 2. radialement à 1 cm pour - a. <i>Pinus laricio</i> - b. <i>Pinus halepensis</i> c. <i>Pinus pinaster</i> - d. <i>Erica arborea</i>	168
5.21 Comparaison des densités de flux radiatif expérimentales et simulées à 3 cm de l'axe de la flamme à 80 s pour - a. <i>Pinus laricio</i> - b. <i>Pinus halepensis</i> - c. <i>Pinus pinaster</i> - d. <i>Erica arborea</i>	169
5.22 Comparaison des densités de flux radiatif à 3 cm de l'axe de la flamme à 80 s après correction des températures pour <i>Pinus laricio</i>	171
A.1 Schéma des étages de végétation de la Corse en fonction de l'altitude (Gamisans et Marzocchi, 1996).	192
B.1 Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour <i>Pinus pinaster</i>	195
B.2 Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour <i>Pinus laricio</i>	195
B.3 Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour <i>Pinus halepensis</i>	196
B.4 Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour <i>Erica arborea</i>	196
B.5 Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour <i>Cistus monspeliensis</i>	196
B.6 Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour <i>Arbutus unedo</i>	197
C.1 Exemple de détection de la surface d'une feuille (<i>Arbutus unedo</i>).	199
D.1 Photographies d'une aiguille de pin avant (a) et après le broyage (b).	202

Liste des figures

D.2	Photographies de feuilles d' <i>Erica arborea</i> avant (a) et après le broyage (b).	202
D.3	Photographies de feuilles de <i>Cistus monspeliensis</i> avant (a) et après le broyage (b).	203
D.4	Photographies de feuilles d' <i>Arbutus unedo</i> avant (a) et après le broyage (b).	203
F.1	Schéma de principe pour la chromatographie en phase gazeuse.	209
F.2	Mécanisme de séparation des constituants par la chromatographie en phase gazeuse.	210
F.3	Schéma de fonctionnement du détecteur à ionisation de flamme.	210
F.4	Schéma de fonctionnement du détecteur à conductibilité thermique.	211
F.5	Montage des vannes et des colonnes pour le Périchrom 2100	212
G.1	Schéma de principe d'un hygromètre à condensation.	216
H.1	Températures de surface du broyat de <i>Pinus pinaster</i>	218
H.2	Températures de surface du broyat de <i>Pinus halepensis</i>	219
H.3	Températures de surface du broyat de <i>Erica arborea</i>	219
H.4	Températures de surface du broyat de <i>Cistus monspeliensis</i>	220
H.5	Températures de surface du broyat de <i>Arbutus unedo</i>	220
H.6	Températures moyennes mesurées dans les broyats au niveau du centre pour - a. <i>Pinus pinaster</i> - b. <i>Pinus halepensis</i> - c. <i>Pinus laricio</i> - d. <i>Erica arborea</i> - d. <i>Cistus monspeliensis</i> - e. <i>Arbutus unedo</i>	221
H.7	Températures moyennes mesurées dans les broyats à 1 cm du centre pour - a. <i>Pinus pinaster</i> - b. <i>Pinus halepensis</i> - c. <i>Pinus laricio</i> - d. <i>Erica arborea</i> - d. <i>Cistus monspeliensis</i> - e. <i>Arbutus unedo</i>	222
K.1	Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes de <i>Pinus pinaster</i>	229
K.2	Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes de <i>Pinus laricio</i>	230
K.3	Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes d' <i>Erica arborea</i>	230
K.4	Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes de <i>Cistus monspeliensis</i>	231

Liste des figures

K.5	Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes d' <i>Arbutus unedo</i>	231
K.6	Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de <i>Pinus pinaster</i>	232
K.7	Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de <i>Pinus laricio</i>	233
K.8	Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de <i>Pinus halepensis</i>	233
K.9	Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de <i>Cistus monspeliensis</i>	234
K.10	Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de <i>Arbutus unedo</i>	234
L.1	Densités moyennes de flux radiatif émis par les flammes des six combustibles (mesurés à 2,5 cm de haut et à 3 cm du centre des flammes). 236	
L.2	Densités moyennes de flux radiatif émis par les flammes des six combustibles (mesurés à 2,5 cm de haut et à 4,5 cm du centre des flammes). 237	
L.3	Densités moyennes de flux radiatif émis par les flammes des six combustibles (mesurés à 2,5 cm de haut et à 11 cm du centre des flammes). 237	
L.4	Schéma de la flamme.	238
L.5	Schéma pour le calcul du facteur de vue entre la flamme et le fluxmètre tourné vers la flamme.	239
M.1	Mécanisme de Leroy (2007).	242
M.2	Mécanisme de Peters (1993).	243
M.3	Mécanisme de Smooke et Giovangigli (1991).	244
M.4	Mécanisme de Zhou et Mahalingam (2001).	245
N.1	Schéma représentant le maillage de dimension 1.	246
N.2	Distances associées à l'interface e.	247
O.1	Tests réalisés pour l'élaboration du domaine de calcul.	255

Liste des Tableaux

1.1	Étude de la composition de <i>Pinus pinaster</i> , d' <i>Arbutus unedo</i> , d' <i>Erica arborea</i> et de <i>Cistus monspeliensis</i> (Leroy et coll., 2006)	30
1.2	Analyses des gaz de pyrolyse trouvées dans la littérature (1: Peacocke et coll. (1997), 2: Klose et coll. (2000), 3: Fagbemi et coll. (2001), 4: Shah et coll. (1989) et 5: Grishin (1997))	45
2.1	Analyse élémentaire des végétaux étudiés.	57
2.2	Teneurs massiques en calcium, sodium et magnésium des végétaux étudiés.	58
2.3	Pouvoirs calorifiques supérieurs et inférieurs pour les six combustibles.	59
2.4	Pouvoirs calorifiques supérieurs obtenus à partir du modèle de Dulong.	60
2.5	Dimensions équivalentes des particules avec la modélisation rectangulaire.	61
2.6	Rapports surface-volume des végétaux et des particules des broyats.	63
2.7	Masses volumiques vraies pour les six végétaux.	63
2.8	Masses volumiques squelettiques moyennes des six végétaux.	64
2.9	Masses volumiques apparentes moyennes des six végétaux.	66
2.10	Porosités des broyats de combustibles.	67
3.1	Capacités calorifiques à pression constante des six espèces entre 80 et 200°C	83
3.2	Capacités calorifiques moyennes à pression constante des six espèces entre 80 et 200°C	84
3.3	Conductivités thermiques des six combustibles à 100°C.	85
3.4	Conductivités thermiques des six combustibles à 200°C.	86
3.5	Diffusivités thermiques des six combustibles.	86
3.6	Pertes de masse globales des six végétaux.	92
3.7	Fractions massiques des gaz de dégradation entre 280 et 430°C.	96
3.8	Enthalpie de réaction des gaz provenant de la dégradation de chaque végétal entre 280 et 430°C.	100

Liste des tableaux

3.9	Coefficients stoechiométriques et pouvoirs calorifiques des gaz provenant de la dégradation de chaque végétal entre 280 et 430°C.	101
3.10	Fractions radiatives moyennes pour les flammes de <i>Pinus pinaster</i> , <i>Pinus halepensis</i> , <i>Pinus laricio</i> et <i>Erica arborea</i> avec le modèle du point source.	110
3.11	Fractions radiatives moyennes pour les flammes de <i>Pinus pinaster</i> , <i>Pinus halepensis</i> , <i>Pinus laricio</i> et <i>Erica arborea</i> avec le modèle de la flamme solide.	113
3.12	Coefficients directeur et de corrélation des droites de régression donnant les hauteurs de flamme en fonction des débits massiques des gaz.	116
3.13	Débits massiques correspondant à la température maximale le long de l'axe de la flamme et à 1 cm de haut.	119
4.1	Températures d'entrée des gaz de dégradation.	137
4.2	Propriétés de l'air humide introduit dans le domaine.	138
5.1	Conditions initiales du brûleur pour la détermination de la composition des gaz injectés dans le domaine.	140
5.2	Conditions initiales du brûleur pour la comparaison des mécanismes squelettiques.	142
5.3	Conditions initiales appliquées au brûleur pour l'étude de l'influence de la composition des gaz de dégradation.	153
5.4	Compositions des gaz émis par le brûleur pour le test des mécanismes réactionnels globaux.	159
5.5	Conditions initiales appliquées au brûleur pour les simulations des flammes.	163
C.1	Surfaces moyennes des végétaux non broyés.	199
C.2	Volumes moyens des particules non broyées.	200
C.3	Rapports surface-volume des particules non broyées.	200
E.1	Capacités calorifiques et écart type obtenus expérimentalement.	206
E.2	Comparaison des capacités calorifiques expérimentales et théoriques.	207
F.1	Caractéristiques des colonnes utilisées	211
F.2	Programme utilisé pour les analyses réalisées avec le Périchrom 2100	213
F.3	Configuration et réglage du chromatographe Girdel 30	214

Liste des tableaux

I.1	$-m$ moyens des six combustibles pour la phase de régression	223
J.1	Fractions volumiques des gaz de dégradation entre 280 et 430°C sans prendre en compte l'eau.	224
J.2	Masses moyennes d'eau présentes dans le ballon de prélèvement entre 280 et 430°C, pour chaque végétal.	226
J.3	Pertes de masse moyennes des broyats entre 280 et 430°C, pour chaque végétal.	226
J.4	Fractions massiques moyennes d'eau entre 280 et 430°C pour chaque végétal.	226
J.5	Fractions massiques des gaz de dégradation entre 280 et 430°C.	227
J.6	Fractions molaires des gaz de dégradation entre 280 et 430°C.	228
P.1	Valeurs numériques intervenant dans le calcul des propriétés de l'air humide.	257

Nomenclature

A	facteur pré-exponentiel
a	diffusivité thermique
A_i, A_j	symboles chimiques
C	pourcentage massique en carbone
C_1 et C_6	fonction caractérisant la production de suie
C_j	concentration molaire de l'espèce j
C_p	capacité calorifique massique à pression constante
D_m	coefficient de diffusion
d	distance
D	diamètre
E_a	énergie d'activation
e	épaisseur
e_t	énergie totale
\vec{f}_i	forces extérieures par unité de masse
F_{12}	facteur de vue
f_s	coefficient stoechiométrique massique
f_v	fraction volumique de suie
g	accélération de la pesanteur
H	pourcentage massique en hydrogène
H_f	hauteur de la flamme
h	enthalpie massique
h^0	enthalpie standard de formation à 1 bar et à 298 K
h_0	enthalpie massique nécessaire à l'ignition
HA	humidité absolue
HF	flux thermique
HR	humidité relative
I	luminance
k_r	constante cinétique de la loi d'Arrhénius de la réaction r
l	largeur
L	longueur
m	masse
\dot{m}	débit massique
\dot{m}''	vitesse de vaporisation par unité de surface

Nomenclature

N	nombre adimensionnel
n	densité en nombre de particules de suie
n_i	nombre de mole de l'espèce i
O	pourcentage massique en oxygène
p	pression
p_i	pression partielle
PCI	pouvoir calorifique inférieur
PCS	pouvoir calorifique supérieur
Q	énergie surfacique nette
Q_v	débit volumique de combustible
q_r	flux surfacique de chaleur dû au rayonnement
Q^*	nombre adimensionnel
\dot{Q}	puissance produite
\dot{Q}_F''	flux de chaleur fourni par la flamme
\dot{Q}_P'	pertes de chaleur
\dot{Q}_T	puissance libérée pour une combustion totale
\dot{q}''	flux radiatif
\dot{q}_0''	flux radiatif incident
\dot{q}_I''	flux incident
q_r''	flux radiatif unitaire
R	constante des gaz parfaits
$\hat{R}_{i,r}$	taux molaire de production/consommation de l'espèce i dans la réaction r ,
R_f	rayon de la flamme
r	réflectivité
r	coordonnée cylindrique
r_m	rapport de mélange
\vec{r}	vecteur position
S	pourcentage massique en soufre
S	surface
\vec{s}	vecteur direction
T	température
T_d	température de rosée
t	temps
u	vitesse
\vec{u}	vecteur vitesse
V	volume
V_{mol}	volume molaire
v	coordonnée du vecteur vitesse
x	coordonnée cartésienne
x_p	coordonnée du front de pyrolyse
%W	pourcentage massique d'humidité
W	masse molaire

Nomenclature

w	taux volumique de production
w	coordonnée du vecteur vitesse
X	fraction molaire
Y	fraction massique
Z	fraction volumique
z	coordonnée cylindrique

Symboles grecs

α	coefficient d'absorption
α_b	porosité
β	constante d'absorption
β_f	demi-angle au sommet de la flamme
β_r	exposant de la température dans la loi d'Arrhénius
χ	coefficient d'efficacité de la combustion
χ_{rad}	fraction radiative
χ_{cv}	fraction convective
ΔH	chaleur produite
ΔH_T	chaleur de combustion des espèces volatiles
ΔH_v	chaleur latente de vaporisation
Δh	enthalpie de réaction
Δh_a	pouvoir calorifique par masse d'air
ϵ	émissivité
η'_j	ordre d'avancement de la réaction des réactifs,
η_j	ordre d'avancement de la réaction des produits
λ	conductivité thermique
μ	viscosité dynamique
ν_s	coefficient stoechiométrique molaire
ν'	coefficient stoechiométrique des réactifs
ν''	coefficient stoechiométrique des produits
Ω_D	paramètre de Lennard-Jones
Ω_μ	paramètre de Lennard-Jones
ω_{fv}	terme source de fraction volumique de suie
ω_n	terme source de densité de particules de suie
Φ	flux
Φ_{ij}	fonction de pondération
ρ	masse volumique
σ	constante de Stefan Boltzmann

Nomenclature

σ_b	rapport surface-volume
σ_{ij}	paramètre de Lennard-Jones
σ_μ	paramètre de Lennard-Jones
τ	tenseur des contraintes visqueuses
θ	coordonnée cylindrique
v_t	vitesse de thermophorèse des particules de suie

Indices

app	apparent
cv	convection
ech	échantillon
exp	expérimental
m	mélange
moy	moyen
r	réaction
rad	rayonnement
ref	référence
sat	saturante
sim	simulé
sq	squelettique
T	total

Introduction

Chaque année, des milliers d'hectares de végétation partent en fumée dans les régions méditerranéennes. Ce phénomène, devenu malheureusement courant, entraîne des catastrophes écologiques, économiques et humaines. Sur les trente cinq dernières années, en moyenne, 24 675 hectares brûlent dans le sud de la France chaque année (banque de données Prométhée (2007)). Pour essayer d'endiguer les feux de forêt, l'État et les Collectivités Territoriales ont mis en place différents moyens de prévention, de prévision et de lutte. Grâce à cette politique et à des conditions météorologiques favorables, le nombre de départs de feux a diminué depuis le début des années 90. Toutefois, à cause du réchauffement climatique, une recrudescence des feux est à craindre dans les prochaines années, d'autant que l'abandon des terres cultivées et l'urbanisation des zones exposées au feu ont tendance à augmenter les risques sur le terrain.

Depuis une soixantaine d'années, des équipes de recherche chargées d'étudier la propagation des feux de forêts ont vu le jour aux États-Unis, au Canada, en Australie et en Europe. En France, le LEMTA de Nancy, l'INRA d'Avignon, l'IUSTI de Marseille et l'Université de Corse constituent les principales équipes de recherche dans ce domaine. Ces laboratoires étudient de manière numérique et expérimentale le comportement du feu afin d'augmenter la connaissance de ce phénomène et d'aider les opérationnels de terrain.

Lors d'un incendie, les sapeurs pompiers sont souvent confrontés à des conditions extrêmes (chaleur intense, visibilité réduite, topographie escarpée...). Le commandant des opérations de secours doit alors faire des choix cruciaux en ce qui concerne le positionnement des personnels, des véhicules d'intervention et des moyens aériens afin d'assurer la protection des biens, des personnes et de l'environnement. En dehors des saisons à risque, les forestiers s'occupent principalement de l'aménagement et de l'entretien de l'espace rural et forestier. Dans ces deux cas, des outils de simulation pourraient être une aide précieuse pour les opérationnels. Pendant les feux, il pourrait en effet être utilisé pour définir les sites d'intervention. Hors saison, le simu-

lateur permettrait par exemple de tester le positionnement et le dimensionnement des coupures de combustible avant leur mise en œuvre. Ainsi, suivant son utilisation, le simulateur ne doit pas remplir le même cahier des charges. Dans le premier cas, il doit être capable de prédire très rapidement le comportement d'un front de flamme alors que dans le second cas, il doit au contraire être suffisamment détaillé pour être le plus précis possible. La présente étude s'inscrit principalement dans le développement du second axe.

Les mécanismes mis en jeu lors des feux de forêt sont complexes. Ils font intervenir des phénomènes chimiques, thermiques, aérodynamiques et demandent la mise en œuvre d'outils mathématiques (calculs numériques). Pour mieux comprendre le comportement des feux, de nombreuses études ont été menées dans ce domaine. Bien que l'influence de certains paramètres tels que le rayonnement, les conditions météorologiques ou le rapport surface-volume des végétaux ait été identifiée, de nombreuses interrogations subsistent encore notamment au niveau du rôle des propriétés physico-chimiques et des gaz de dégradation dans la combustion des végétaux. Notre étude a été motivée par cette constatation. L'objectif général de ce travail est de décrire la réaction au feu de différentes espèces végétales en vue de proposer un modèle simple et robuste de combustion en phase gazeuse pouvant être incorporé dans des modèles détaillés de propagation de feux de forêt. Les végétaux sont broyés ce qui permet de réduire l'influence de leur géométrie sur le comportement du feu et de se focaliser sur les autres propriétés du combustible. La combustion de ces broyats engendre des flammes de diffusion laminaires instationnaires et axisymétriques. Les flammes de ce type présente un triple avantage : elles sont plus reproductibles que les flammes turbulentes, elles permettent de mettre en évidence les aspects cinétiques de la combustion souvent masqués par la turbulence et enfin, elles font le lien entre la combustion laminaire stationnaire et la combustion turbulente apparaissant dans les feux de forêt.

Le chapitre premier permet de définir le cadre de la présente étude. Tout d'abord, nous présentons les principes de la combustion des végétaux. Nous faisons ensuite une revue bibliographique des principaux travaux effectués expérimentalement et numériquement dans le domaine des feux de forêt.

Le deuxième chapitre est consacré à la description des combustibles et des diffé-

Introduction

rents protocoles expérimentaux originaux utilisés pour notre étude.

Dans le troisième chapitre, sont présentés les résultats expérimentaux. Ce chapitre est scindé en trois sections. Tout d'abord, nous décrivons le comportement au feu de la phase solide. Dans un deuxième temps, nous examinons le comportement de la phase gazeuse. Enfin, nous traitons le délicat problème du couplage entre la flamme et le combustible. Nous mettons ainsi en évidence le rôle des différents facteurs physico-chimiques dans le comportement au feu des végétaux.

Le quatrième chapitre est consacré à la présentation du modèle numérique, des équations de conservation, des hypothèses, des mécanismes de combustion et des paramètres de calcul. Le but étant de définir un modèle d'oxydation, les simulations ne portent que sur la phase gazeuse. La phase solide est assimilée à un brûleur.

Le dernier chapitre a pour objectif d'élaborer un modèle simple d'oxydation des gaz de dégradation. Pour ce faire, nous procédons en trois étapes. Dans un premier temps, nous examinons le comportement de quatre mécanismes squelettiques de combustion. Ce travail permet par ailleurs de déterminer les conditions d'entrée du brûleur et de comprendre l'influence des gaz de dégradation sur les flammes de végétaux. Dans un deuxième temps, nous étudions le comportement de plusieurs mécanismes réactionnels globaux dans le but de proposer un modèle donnant des résultats proches de ceux des mécanismes squelettiques. Enfin, nous comparons les résultats numériques obtenus avec ce mécanisme global aux données expérimentales.

Enfin, la conclusion présente un bilan sur le travail expérimental effectué ainsi que sur l'élaboration du modèle d'oxydation des gaz de dégradation et propose de nouvelles voies de recherches numériques et expérimentales.

Chapitre 1

État de l'Art : Combustion des végétaux

Ce chapitre a pour but de présenter les travaux expérimentaux et numériques réalisés dans le cadre de l'étude de la combustion des végétaux. Après une présentation générale des différents phénomènes mis en jeu lors de la combustion, les principales voies de recherche empruntées dans ce domaine sont présentées.

1.1 Composition des végétaux

Sur le plan de la chimie élémentaire, un végétal est constitué de matière organique composée de carbone, d'oxygène, d'hydrogène et d'azote. Ces éléments se combinent pour former principalement des biopolymères à savoir la cellulose, l'hémicellulose et la lignine :

- la cellulose (figure 1.1) est un polysaccharide de structure de glucose de formule $(C_6H_{10}O_5)_n$ (n compris entre 200 et 14000). La cellulose est composée de très nombreuses unités de D-Anhydroglucopyranose (AGU). Les AGU possèdent trois fonctions hydroxyles et sont reliées entre elles par des liaisons linéaires bêta 1-4. Le motif de répétition est le dimère cellobiose en formation tête-bêche. Ces polysaccharides ont la capacité de s'associer par des liaisons hydrogène pour former des microfibrilles. Cet arrangement donne à la paroi végétale son aspect fibreux;

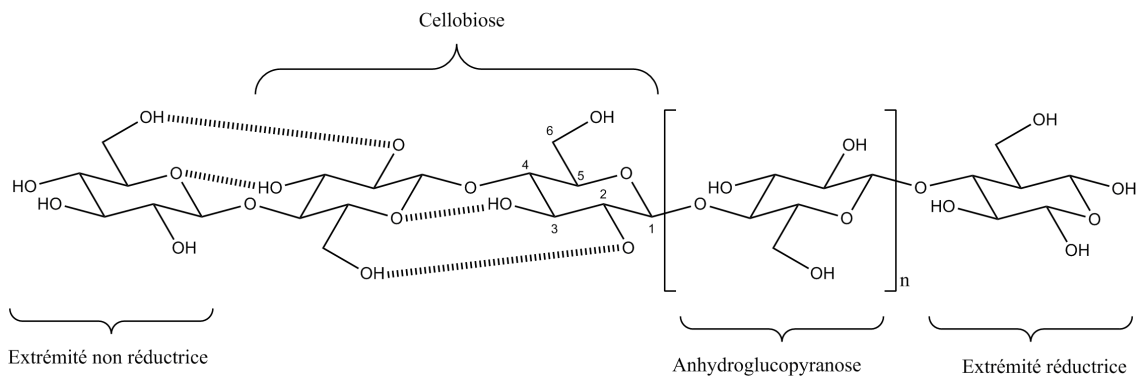


FIG. 1.1 – Structure de la cellulose.

- l’hémicellulose (figure 1.2) est un polyside plus complexe que la cellulose. En plus du monomère $C_6H_{10}O_5$, l’hémicellulose est formée de différents polymères de formule $C_5H_8O_4$ tels que le xylose, l’arabinose ou le mannose. Contrairement à la cellulose, l’hémicellulose se compose de chaînes plus courtes. Sa structure est plus aléatoire ce qui diminue sa rigidité;

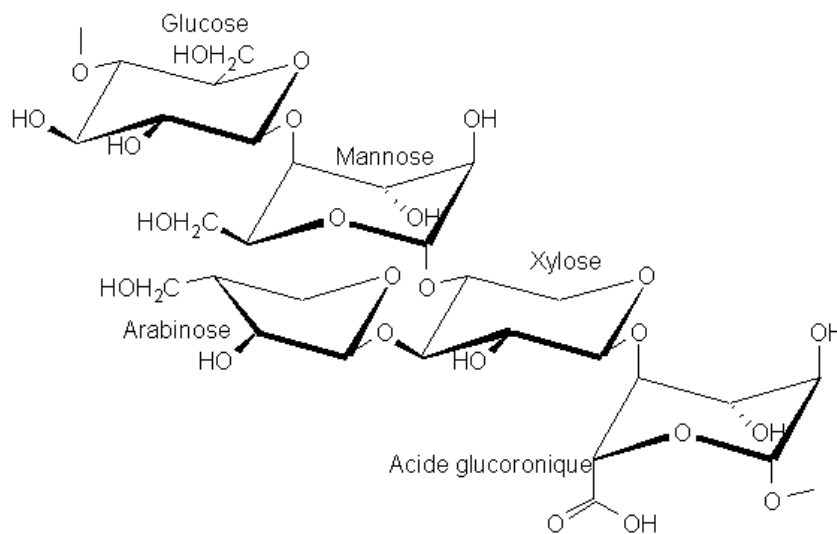
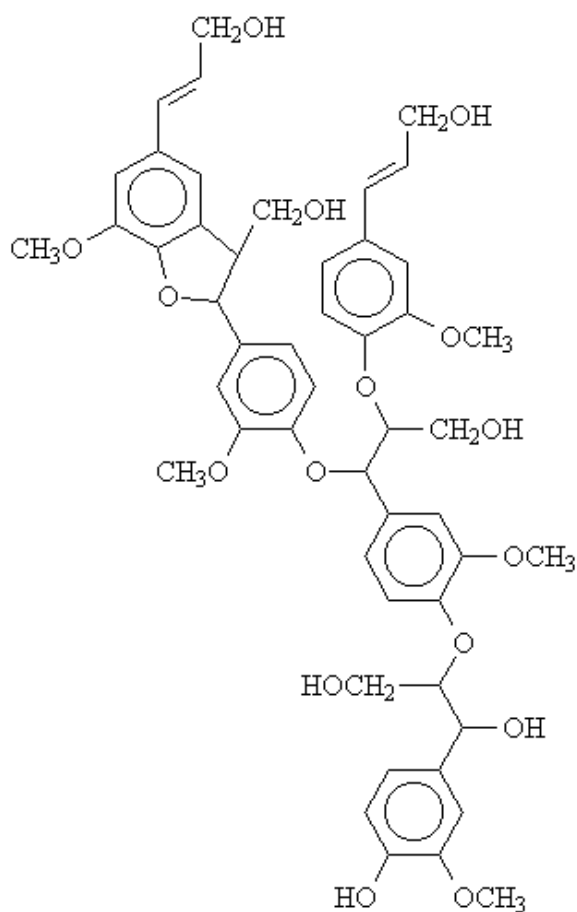


FIG. 1.2 – Structure de l’hémicellulose.

- la lignine (figure 1.3) est un polymère tridimensionnel dont les unités sont trois alcools phénylpropénoïques. Leurs structures tridimensionnelles sont très variées et changent en fonction des espèces végétales. La lignine se dépose dans les espaces intercellulaires, ce qui confère au végétal sa solidité.

FIG. 1.3 – *Structure de la lignine.*

Outre ces biopolymères, les végétaux contiennent d'autres substances organiques appelées extractibles. Parmi celles-ci, on peut citer les tannins, les résines, les cires et les colorants. En plus de la fraction organique, on trouve une partie minérale inerte (soufre, phosphore, potassium, magnésium, calcium, sodium...) qui donne naissance aux cendres lors de la combustion des plantes.

De nombreuses études ont été réalisées sur les biopolymères du bois. Suivant les espèces considérées, le bois se compose en moyenne de 40 à 60 % d'holocellulose (hémicelluloses et cellulose), de 25 à 40 % de lignine, de 4 à 15 % d'extractibles et de 0,5 à 5 % de minéraux (Arquès, 2004). La composition en biopolymères des autres combustibles forestiers est mal connue. Leroy et coll. (2006) ont étudié la

composition en biopolymères, en extractibles et en minéraux des aiguilles de *Pinus pinaster* et des feuilles et rameaux d'*Arbutus unedo*, d'*Erica arborea* et de *Cistus monspeliensis* (tableau 1.1).

Composition (en %)	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Arbutus unedo</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>
Cellulose	40,3	38,5	40,7	36,4
Hémicellulose	5,2	5,2	13,6	12,7
Lignine	38,9	41,6	38,7	37,4
Extractibles	11,9	13,1	7,8	9,2
Minéraux	3,7	1,6	0,8	4,3

TAB. 1.1 – *Étude de la composition de Pinus pinaster, d'Arbutus unedo, d'Erica arborea et de Cistus monspeliensis (Leroy et coll., 2006)*

1.2 La combustion des végétaux

La combustion peut être caractérisée comme une (ou des) réaction(s) irréversible(s) fortement exothermique(s) entre un combustible et un comburant selon le schéma global :



Cependant, cette équation ne suffit pas à expliquer tous les phénomènes mis en jeu lors d'une combustion. De nombreux domaines interviennent dans leur compréhension tels que la thermodynamique, la cinétique chimique, la mécanique des fluides, les transferts thermiques ou bien le comportement des matériaux.

La combustion d'un végétal peut être considérée comme la succession de plusieurs étapes (figure 1.4). Tout d'abord, le combustible se dégrade. Le solide va libérer des composés organiques volatils, de la vapeur d'eau, des gaz combustibles et non combustibles ainsi que des goudrons. Ensuite, les gaz émis rentrent en contact avec l'air ambiant, c'est la combustion homogène en phase gazeuse. Enfin, le résidu carbonneux issu de la dégradation du combustible végétal est oxydé, c'est la combustion hétérogène gaz-solide. Ces différentes étapes ont tendance à se chevaucher lorsque la montée en température du combustible devient importante.

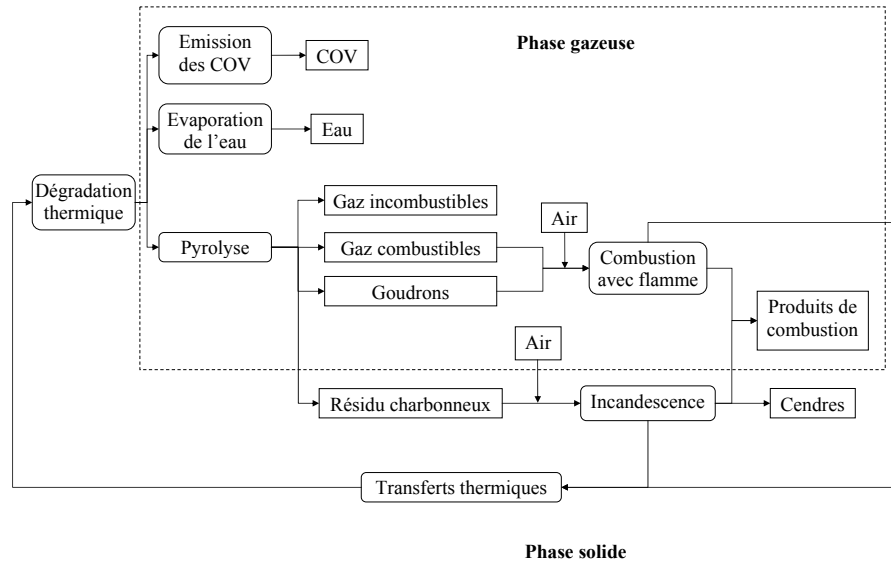


FIG. 1.4 – Diagramme de la combustion d'un végétal.

1.2.1 Dégradation du combustible végétal

Un schéma de la dégradation du combustible végétal est présenté par la figure 1.5.

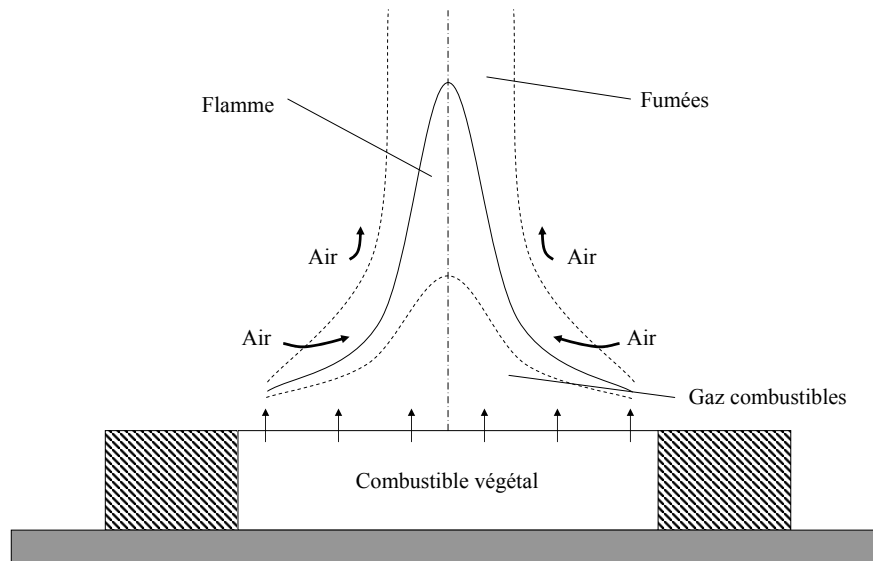


FIG. 1.5 – Schématisation de la dégradation d'un combustible végétal (d'après Cox (1995)).

Quand la surface d'un végétal est exposée à un flux d'énergie, sa température augmente. Entre 50°C et 200°C, le végétal émet des composés organiques volatils (COV) (White et Diitenberger, 2001) et l'eau contenue dans le combustible s'évapore. Lorsque la température du végétal atteint la température de pyrolyse (T_p), un phénomène de dégradation thermique apparaît libérant des goudrons et des gaz (combustibles et non combustibles). La composition du mélange varie avec la nature du combustible, les conditions de température ambiante, l'intensité de l'entraînement de l'air, les dimensions du solide... Au-dessus de 450°C, les émissions de gaz diminuent. Le résidu charbonneux est formé (LeVan, 1989).

La modélisation fine du processus de pyrolyse s'avère très délicate en raison des phénomènes physico-chimiques mis en jeu. De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude de la dégradation thermique du PMMA (Polyméthacrylate de méthyle) vers les années 60-70 (Rabinovitch, 1965; Lengelle, 1970). A partir des années 80, ces modèles ont été appliqués à d'autres matériaux solides. La température au sein des solides lors de la pyrolyse est généralement modélisée par deux approches.

- La première fait l'hypothèse que le solide se gazéifie sur un front de pyrolyse où la température atteint la température de pyrolyse T_p . Dans ce cas, **la perte de masse s'effectue uniquement à la surface du matériau**. La surface du solide et donc le front de pyrolyse voient leurs positions évoluer dans le temps. Quintiere et Iqbal (1994) écrivent alors la conservation de l'énergie dans le solide, en prenant un système de coordonnées dont le front de pyrolyse constitue l'origine des abscisses :

$$\rho \cdot C_p \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial x_p}{\partial t} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (1.1)$$

avec :

C_p : capacité calorifique massique à pression constante.

A l'aide des équations de conservation de la masse et de l'énergie appliquées à un solide en combustion, soumis à un flux radiatif externe et considéré comme un corps gris¹, la condition à l'interface solide-gaz peut s'écrire (Quintiere et Iqbal, 1994) :

$$\dot{m}'' = \rho \cdot \frac{dx_p}{dt} \quad (1.2)$$

1. Un corps gris est un corps dont le pouvoir absorbant est indépendant de la longueur du rayonnement qu'il reçoit

$$\dot{m}'' \cdot \Delta H_v = \left(-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{\text{gaz}, x=0} - \left(-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{\text{solide}, x=0} + \alpha \cdot \dot{Q}_F'' - \epsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (1.3)$$

avec :

x_p : coordonnée du front de pyrolyse,

ρ : masse volumique du solide,

\dot{m}'' : vitesse de vaporisation par unité de surface,

ΔH_v : chaleur latente de vaporisation du combustible considéré,

λ : conductivité thermique du matériau,

α : absorptivité du matériau,

\dot{Q}_F'' : flux incident provenant d'une source externe (telle qu'une flamme),

$\epsilon \cdot \sigma \cdot T^4$: flux perdu par rayonnement en surface.

Dans ce cas précis, les échanges par convection sont négligés par rapport aux échanges radiatifs.

Kashiwagi (1974) utilise la même modélisation que précédemment mais considère en plus que le solide absorbe en profondeur une partie du rayonnement externe en respectant la loi de Beer. Ceci revient à introduire un terme source dans l'équation de conservation de l'énergie du solide. L'équation 1.1 s'écrit alors :

$$\rho \cdot C_p \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial x_p}{\partial t} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial \dot{q}''}{\partial x} \quad (1.4)$$

où

$$\frac{\partial \dot{q}''}{\partial x} = \beta \cdot \dot{q}_0'' \cdot (1 - r) \cdot \exp(\beta \cdot x) \quad (1.5)$$

avec :

\dot{q}'' : flux radiatif,

\dot{q}_0'' : flux radiatif incident,

β : constante d'absorption,

r : réflectivité.

- La seconde démarche consiste à admettre que la **perte de masse s'effectue de façon volumique** au sein du matériau (Houser, 1966). Comme dans l'approche précédente, la surface du solide voit sa position varier au cours du temps. En faisant l'hypothèse que les gaz produits sont expulsés à une vitesse suffisamment grande vers l'extérieur pour que l'on puisse négliger leur diffusion dans le matériau, l'équation de conservation de l'énergie, pour chaque élément

de volume du matériau, peut s'écrire de la façon suivante (Laraqui et Bransier, 1988) :

$$\rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + \rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial x_p}{\partial t} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + \dot{m}''' \cdot \Delta H_v = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (1.6)$$

La vitesse de vaporisation par unité de volume \dot{m}''' se met généralement sous la forme d'une loi d'Arrhénius du type :

$$\dot{m}''' = A \cdot \exp \left(-\frac{E_a}{R \cdot T} \right) \quad (1.7)$$

avec :

A : facteur pré-exponentiel,

E_a : énergie d'activation,

R : constante des gaz parfaits.

Les coefficients A et E_a peuvent être déterminés à partir d'analyses thermogravimétriques (ATG).

Ces deux types d'approche ont le mérite d'être assez simples. Toutefois, il faut noter que la plupart des biopolymères ne se comportent pas d'une façon aussi simple. En effet, sous l'effet de la chaleur, le solide peut se craqueler ou se carboniser, rendant plus difficile sa mise en équation.

1.2.2 Combustion en phase gazeuse

1.2.2.1 Aspects généraux

Sous l'effet de la chaleur, les goudrons issus de la dégradation du combustible se "craquent" et libèrent des gaz combustibles. Ces gaz, avec ceux issus de la décomposition du végétal, diffusent et sont convectés, créant ainsi un mélange inflammable au voisinage de la surface du solide. Si la température du mélange augmente, la combustion entre les vapeurs combustibles et l'air ambiant peut avoir lieu. Il en résulte une flamme de diffusion qui se développe au-dessus de la surface. La stabilisation de la flamme au-dessus du combustible se traduit par un échange permanent entre ces deux entités : une partie de l'énergie produite par la flamme est transmise, par rayonnement et par convection, vers la surface du combustible et entretient ainsi la gazéification de ce dernier. Si les conditions d'environnement, notamment de température et d'entraînement d'air, restent constantes, il s'établit un état quasi-stationnaire caractérisé par la vitesse de combustion par unité de surface \dot{m}'' qui

s'exprime alors d'une manière très générale par (Drysdale, 1996) :

$$\dot{m}'' = \frac{\dot{Q}_F'' - \dot{Q}_P'}{\Delta H_v} \quad (1.8)$$

avec :

\dot{Q}_F'' : flux de chaleur fourni par la flamme à la surface. Celui-ci est lié à la puissance dégagée par le foyer et aux mécanismes de transfert de chaleur impliqués,

\dot{Q}_P' : pertes de chaleur exprimées comme un flux à travers la surface du combustible,

ΔH_v : chaleur latente de vaporisation du combustible considéré.

La puissance libérée lors de la combustion peut s'exprimer par (Te-warson, 2002) :

$$\dot{Q} = \dot{m}'' . S . \chi . \Delta H_T = \dot{m} . \chi . \Delta H_T = \chi . \dot{Q}_T \quad (1.9)$$

avec :

\dot{m}'' : vitesse de combustion par unité de surface,

χ : coefficient d'efficacité de la combustion traduisant le caractère plus ou moins complet de la réaction, fonction de la nature du combustible et de la taille du foyer,

S : aire de la surface du combustible,

ΔH_T : chaleur de combustion des espèces volatiles.

\dot{Q}_T : puissance libérée dans le cas d'une combustion totale égale à $\dot{Q}_T = \dot{m} . \Delta H_T$.

Une partie de l'énergie produite par la flamme est transmise par rayonnement et l'autre par convection. On a alors :

$$\chi . \Delta H_T = \Delta H = \Delta H_{rad} + \Delta H_{cv} \quad (1.10)$$

avec :

ΔH : chaleur produite,

ΔH_{rad} : chaleur transmise par rayonnement,

ΔH_{cv} : chaleur transmise par convection.

En divisant l'équation 1.10 par ΔH_T , on obtient :

$$\chi = \frac{\Delta H}{\Delta H_T} = \frac{\Delta H_{rad}}{\Delta H_T} + \frac{\Delta H_{cv}}{\Delta H_T} \quad (1.11)$$

On définit alors deux rapports, la fraction radiative χ_{rad} et la fraction convective χ_{cv} :

$$\chi_r = \frac{\Delta H_{rad}}{\Delta H_T} = \frac{\dot{Q}_{rad}}{\dot{Q}_T} \quad (1.12)$$

$$\chi_{cv} = \frac{\Delta H_{cv}}{\Delta H_T} = \frac{\dot{Q}_{cv}}{\dot{Q}_T} \quad (1.13)$$

avec :

\dot{Q}_{rad} : puissance dissipée par rayonnement,

\dot{Q}_{cv} : puissance dissipée par convection.

Dans le cas de feux libres, il est possible d'évaluer rapidement les flux rayonnés vers l'environnement. Pour cela, la flamme est considérée :

- soit comme une surface à pouvoir d'émission uniforme (modèle de la flamme solide) (Felske et Tien, 1973; Markstein, 1976; Shokri et Beyler, 1989; Dupuy et coll., 1998),
- soit comme une source ponctuelle (modèle du point source) rayonnant une fraction de la puissance libérée par le foyer (Modak, 1977; McCaffrey et Harkleroad, 1988; Evans et coll., 1994). L'hypothèse d'isotropie sphérique pour l'émission radiative conduit à une expression simple de la puissance radiative totale :

$$\dot{Q}_{rad} = 4.\pi.d^2.q_r'' \quad (1.14)$$

avec q_r'' , la densité de flux radiatif à la distance d de l'axe de la flamme.

D'après Bouhafid et coll. (1988), l'hypothèse d'isotropie sphérique est satisfaite dès lors que la distance à l'axe de la flamme est supérieure à trois fois le diamètre du foyer.

Pour un calcul plus précis des flux, notamment au voisinage de la flamme, il est nécessaire de prendre en compte l'Équation de Transfert Radiatif.

1.2.2.2 Formation et évolution des particules dans les flammes

De nombreuses études ont été menées sur la compréhension des phénomènes complexes mis en jeu lors de la formation des particules de suie dans les flammes (Prado et Lahaye, 1981; Glassman, 1988; Howard, 1990; Dobbins et Subramaniasivam, 1994; Kennedy, 1997; Xu et coll., 1998). Cinq grands phénomènes ont été mis en évidence : la nucléation, la croissance de surface, la coagulation, l'agglomération et l'oxydation (figure 1.6).

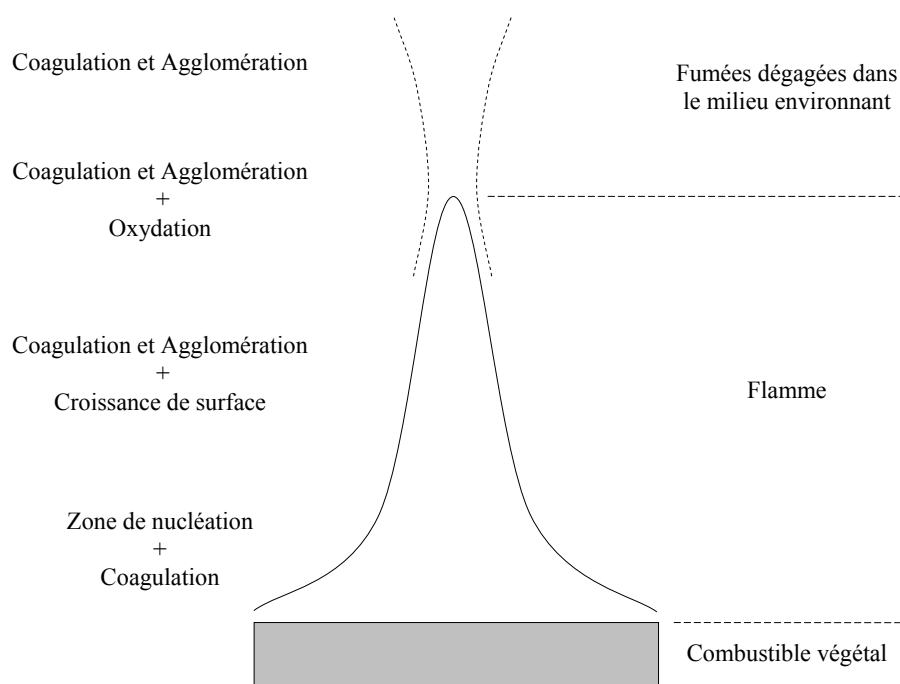


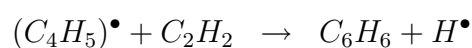
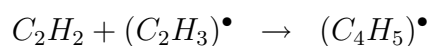
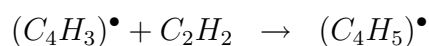
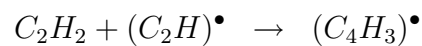
FIG. 1.6 – *Processus de formation et d'évolution des suies dans une flamme.*

La nucléation correspond à la genèse des particules primaires (les nucléi) et se produit dans la zone de flamme. A l'origine de ces nucléi, on trouve différentes molécules telles que le butadiène, le benzène, l'acétylène, les groupements polyacétyléniques, les hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP) ainsi que les formes ioniques ou radicalaires de ces composés.

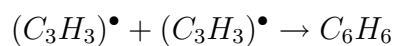
Les premiers modèles de formation de nucléi suggéraient que ces molécules pré-curseurs étaient à caractère acétyléniques et passaient par un processus de cyclisation (Haynes et Wagner, 1981). Mais ce mécanisme par radicaux libres est vite apparu trop lent pour être compatible avec les observations expérimentales. A présent, il semble que la formation des nucléi passe par des étapes où se forment des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP). Dans un premier temps, on observe l'apparition de benzène. Celui-ci peut se former par l'intermédiaire de plusieurs réactions. Parmi les plus simples, on peut citer (McEnally et coll., 2006; Wang et Frenklach,

1997) :

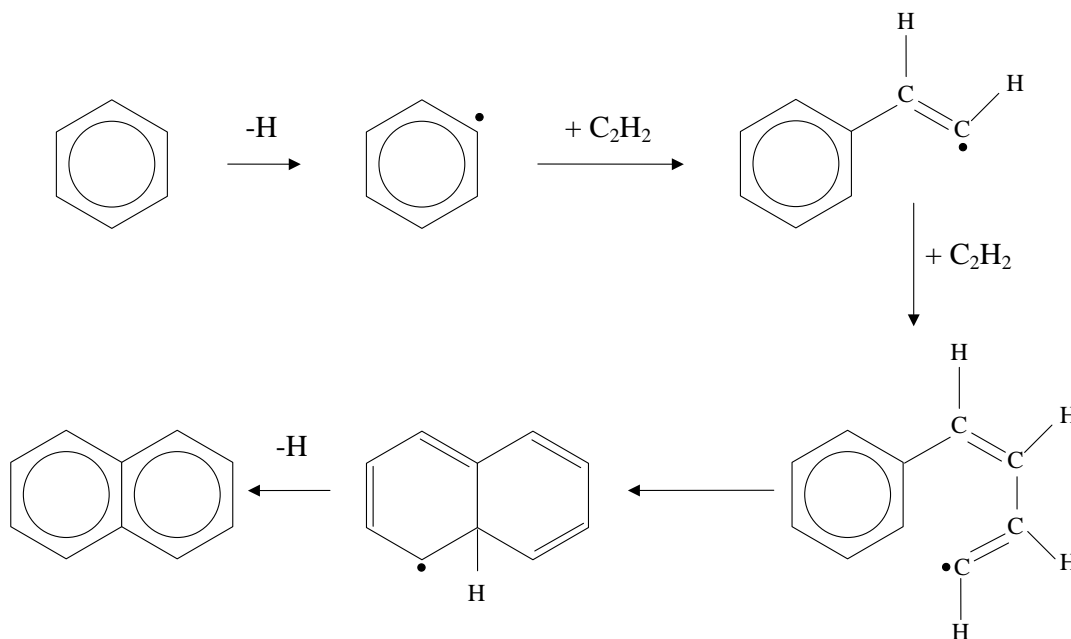
– l'addition d'acétylène sur des cycles radicalaires à 4 atomes de carbone :



– ou la recombinaison des radicaux $(C_3H_3)^\bullet$:



Ensuite, les HAP sont formés par une suite de réactions d'élimination d'un atome d'hydrogène, suivies de l'addition d'acétylène. Pour illustrer cette étape, nous présentons ci-après un des schémas rencontré pour la formation du naphthalène à partir de benzène (Richter et Howard, 2000) :



Le passage des HAP aux premiers nucléi est, à l'heure actuelle, toujours mal compris. Les hydrocarbures aromatiques polycycliques, une fois formés, vont avoir tendance à accroître leur structure par un développement multidirectionnel.

La nucléation produit une grande quantité de particules de diamètre de l'ordre du nanomètre qui vont "grossir" au cours des phénomènes de **croissance de surface**. Au cours de cette étape, des espèces gazeuses vont réagir à la surface des nucléi et vont s'y incorporer. Les espèces cycliques fortement hydrogénées (HAP, acétylène, polyacétylènes et benzène) sont particulièrement réactives. Ce processus hétérogène se déroule jusqu'à ce que les particules atteignent une forme quasi sphérique, de diamètre proche de 10 nm. Cette phase représente la principale phase de production massique de particules de suie. Celle-ci est précédée de phénomènes de restructuration des particules sans production particulière de masse tels que les phénomènes issus de collisions inter-particulaires.

Lorsque les particules ont un faible diamètre (de l'ordre de 10 nm) et que la croissance de surface est encore rapide, deux particules entrant en collision peuvent fusionner. Du fait de la forte concentration et du fort mouvement brownien dus à la température dans la flamme, les particules entrent en collision et leur structure interne encore mobile peut se réorganiser. On assiste alors à un phénomène de **coalescence**. Pour des particules de diamètre plus important (supérieur à 10 nm), la structure interne est plus difficile à réorganiser et les particules vont se coller sans fusionner ; c'est le **phénomène d'agglomération**. C'est au cours de ce phénomène que la morphologie complexe des particules de suie apparaît et que la distribution granulométrique des particules s'établit. Au cours de ces deux phénomènes de collision, la masse totale n'évolue pas tandis que le nombre de particules diminue.

Dans les zones peu réactives de la flamme, l'oxygène est de plus en plus présent et les particules se trouvant dans ces zones peuvent alors être oxydées. **Cette oxydation** correspond à une combustion partielle des agrégats. Deux espèces majoritaires peuvent oxyder les particules de suie, l'oxygène et le radical OH, induisant ainsi deux phénomènes d'oxydation différents. L'oxygène qui présente une efficacité de collision faible peut pénétrer à l'intérieur des particules et effectuer une oxydation interne pouvant entraîner la cassure de la particule. Le radical OH présente une efficacité de collision plus élevée et diffuse peu dans la particule. L'oxydation par le radical

OH se produit en surface et tend non pas à casser les agrégats mais à réduire leur masse.

Dans les codes numériques, les modèles de formation des particules de suie sont basés sur une représentation simplifiée des processus de nucléation, de croissance de surface et de coagulation (Syed et coll., 1990; Moss et coll., 1995; Said et coll., 1997). Le comportement des particules de suie est décrit grâce à deux paramètres : la densité en nombre de particules (ou nombre de particules de suie par unité de volume) notée n et la fraction volumique de suie notée f_v . Ainsi, la prise en compte des particules de suie s'effectue par l'intermédiaire de deux équations de conservation : l'une correspondant à la conservation de la densité de particules de suie et l'autre à celle de la fraction volumique de suie (Kaplan et Kailasanath, 2001) :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n \cdot \vec{u}) = -\vec{\nabla} \cdot (n \cdot v_t) + \omega_n \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial f_v}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (f_v \cdot \vec{u}) = -\vec{\nabla} \cdot (f_v \cdot v_t) + \omega_{f_v} \quad (1.16)$$

avec :

\vec{u} : vecteur vitesse de l'écoulement,

v_t : vitesse de thermophorèse des particules de suie,

ω_n : terme source de densité de particules de suie,

ω_{f_v} : terme source de fraction volumique de suie.

Les expressions des termes sources varient suivant les études (Brookes et Moss, 1999; Kaplan et Kailasanath, 2001; Moss et Aksit, 2007) mais se présentent généralement sous la forme suivante :

$$\omega_n = \frac{dn}{dt} = C_1 - C_2 - C_3 \quad (1.17)$$

$$\omega_{f_v} = \frac{df_v}{dt} = C_4 + C_5 - C_6 \quad (1.18)$$

avec :

C_1 et C_4 : fonctions correspondant au processus de nucléation,

C_2 et C_5 : fonctions représentant la croissance de surface des particules,

C_3 et C_6 : fonction décrivant l'oxydation des particules de suie.

Les différentes fonctions sont généralement déduites d'expériences réalisées sur des flammes d'éthylène-air ou de méthane-air.

Il est à noter que dans le cas de particules de suie sphériques monodisperses, la densité en nombre de suie et la fraction volumique de suie sont reliées par la relation suivante :

$$f_v = n \cdot \frac{\pi \cdot D^3}{6} \quad (1.19)$$

avec D : diamètre des particules.

Une seule équation de conservation suffit alors à la description du comportement des suies.

1.2.2.3 Structure des flammes

Théoriquement, la structure de la flamme peut être déduite des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, des espèces et de l'énergie. En fait, la formulation est complexe et il est difficile d'obtenir des solutions analytiques. Cependant, une analyse dimensionnelle simple, couplée avec des résultats expérimentaux (Heskestad, 1972), ont mis en évidence un lien entre la hauteur de flamme, la puissance dégagée et le diamètre des foyers circulaires.

De nombreuses corrélations ont ainsi été exprimées pour la hauteur de flamme en fonction de ces paramètres pour des feux turbulents. Parmi elles, on peut citer :

- la formulation proposée par Heskestad (1983) :

$$\frac{H_f}{D} = -1,02 + 15,6 \cdot N^{\frac{1}{5}} \quad (1.20)$$

avec :

H_f : hauteur de la flamme,

D : diamètre de la base de la flamme,

N : nombre adimensionnel dérivé du nombre de Froude modifié :

$$N = \left[\frac{C_p \cdot T_0}{g \cdot \rho_0^2 \cdot (\Delta H_T \cdot f_s)^3} \right] \frac{\dot{Q}_T^2}{D^5} \quad (1.21)$$

avec :

C_p : capacité calorifique massique à pression constante de l'air ambiant,

T_0 : température de l'air ambiant,

ρ_0 : masse volumique de l'air ambiant,

ΔH_T : chaleur de combustion des espèces volatiles,

f_s : le coefficient stoechiométrique massique des gaz volatils dans l'air,

\dot{Q}_T : puissance libérée dans le cas d'une combustion totale égale à

$$\dot{Q}_T = \dot{m} \cdot \Delta H_T.$$

g : accélération de pesanteur.

Pour la plupart des combustibles (Drysdale, 1996), $\Delta H_T \cdot f_s \approx 3000 \text{ kJ.kg}^{-1}$.

L'équation 1.20 est alors généralement réécrite sous la forme :

$$H_f = -1,02 \cdot D + 0,23 \cdot \dot{Q}_T^{0,4} \quad (1.22)$$

– la relation établie par Zukoski et coll. (1984) :

$$\begin{aligned} Q^* < 1,0 & \quad H_f = 3,3 \cdot Q^{*\frac{2}{3}} \cdot D \\ Q^* > 1,0 & \quad H_f = 3,3 \cdot Q^{*\frac{2}{5}} \cdot D \end{aligned} \quad (1.23)$$

avec Q^* , nombre adimensionnel défini par :

$$Q^* = \frac{\dot{Q}_T}{\rho_0 \cdot T_0 \cdot C_p \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot D^{\frac{5}{2}}} \quad (1.24)$$

Dans le cas des flammes de diffusion laminaires, la hauteur de flamme est directement proportionnelle au débit volumique de combustible et dépend du coefficient de diffusion du gaz. Comme pour le cas turbulent, il existe plusieurs corrélations donnant la hauteur de flamme :

– Jost (1939) propose la relation suivante:

$$H_f = \frac{Q_v}{2 \cdot \pi \cdot D_m} \quad (1.25)$$

avec :

Q_v : débit volumique de combustible,

D_m : coefficient de diffusion.

– Borghi et Destriau (1995) donnent une formule pour la hauteur de flamme dans le cas d'un jet laminaire rond avec un écoulement d'air parallèle de même débit :

$$H_f = \frac{Q_v}{\pi \cdot D_m \cdot \ln \left(\frac{0,23 + \nu_s}{\nu_s} \right)} \quad (1.26)$$

avec :

ν_s : coefficient stoechiométrique molaire des gaz combustibles.

1.2.3 Combustion hétérogène et formation des cendres

La dernière étape dans la combustion du végétal est l'oxydation du résidu charbonneux hautement poreux (de l'ordre de 90 % pour le bois). Lorsque l'émission de gaz est terminée, l'oxygène diffuse dans le résidu charbonneux à travers sa surface. La vitesse de combustion du résidu charbonneux dépend alors de la concentration en oxygène, de la température des gaz, du nombre de Reynolds local, de la taille et de la porosité du résidu charbonneux du résidu. Les chaînes carbonées réagissent avec l'oxygène à la surface pour former principalement du monoxyde de carbone, une petite quantité de dioxyde de carbone pouvant toutefois apparaître (Kaushal et coll., 2007).



Les chaînes carbonées réagissent aussi avec du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau par l'intermédiaire des réactions de réduction suivantes :



Les réactions 1.29 et 1.30 sont généralement beaucoup plus lentes que les réactions d'oxydation 1.27 et 1.28 (Borman et Ragland, 1998).

Durant la combustion, les minéraux qui sont dispersés sous forme d'ions et de particules submicroniques dans le combustible sont oxydés et forment les cendres. Leur composition varie suivant les végétaux et la température de combustion (Etiégni et Campbell, 1991). Toutefois, pour les combustibles forestiers, les principaux oxydes sont : SiO_2 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 , CaO , MgO , Na_2O et K_2O (Koukouzas et coll., 2007; Liodakis et coll., 2005). Une fois formées, les cendres se déposent à la surface du résidu charbonneux. Cette fine couche peut avoir des effets importants sur la capacité calorifique, les transferts radiatifs et les réactions surfaciques.

1.3 Voies expérimentales de recherches

Les travaux expérimentaux sur la combustion des végétaux peuvent être classés suivant deux axes : les études menées en laboratoire et les études de terrain. Toutefois, dans le cas des mesures réalisées en laboratoire, les conditions expérimentales

sont plus ou moins éloignées de celles d'un feu à grande échelle. Les grandeurs obtenues sont alors à prendre avec précaution car elles sont généralement très fortement tributaires du protocole utilisé (Williams et Besler, 1996; Leroy et coll., 2006).

1.3.1 Analyse thermogravimétrique des végétaux

L'analyse thermogravimétrique permet de mesurer la variation de masse d'un échantillon soumis à un cycle thermique. Les premières études thermogravimétriques sur les combustibles forestiers ont été réalisées par Philpot (1970). Depuis, cette méthode est utilisée pour l'étude de la dynamique de combustion (Ghetti et coll., 1996; Grossiord et Moro, 1998) et pour la caractérisation de l'inflammabilité des végétaux (Dimitrakopoulos, 2001; Liodakis et Kakardakis, 2006). Un des principaux indicateurs de la dynamique de combustion est la perte de masse du combustible. Ainsi, Safi et coll. (2004) et Bilbao et coll. (1997) montrent que la plus importante perte de masse se situe entre 280 et 450°C. En-dessous et au-dessus de cette plage de température, l'émission de gaz est inférieure à 10 % de la masse initiale. Les études thermogravimétriques sont utiles pour déterminer les paramètres cinétiques de la dégradation thermique des végétaux.

1.3.2 Analyse enthalpique différentielle

L'analyse enthalpique différentielle des végétaux permet de mettre en évidence les caractéristiques énergétiques des réactions se déroulant lors de leur dégradation thermique. Cette technique permet de déterminer la variation du flux thermique émis ou reçu par un échantillon lorsqu'il est soumis à un chauffage d'évolution programmée, sous atmosphère contrôlée. Les courbes obtenues présentent une double exotherme mettant en évidence l'oxydation des gaz de dégradation et celle des résidus carbonneux en cendres (Cancellieri et coll., 2005 a). Bien que les courbes de différents végétaux montrent des allures globales similaires, des divergences sont à noter que ce soit au niveau du début des réactions, de la température des pics (correspondant au maximum d'enthalpie des deux oxydations) ou de l'enthalpie dégagée.

1.3.3 Analyse des gaz de dégradation

Les analyses des gaz de pyrolyse ont principalement été réalisées sur le bois à l'aide de pyrolyseur couplé à des chromatographes en phase gazeuse. Parmi les études

réalisées, on distingue :

- la pyrolyse rapide ou "flash pyrolysis" avec des vitesses de chauffage supérieures à $1000^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$. Cette pyrolyse favorise la formation de goudrons (Horne et Williams, 1996; Meier et Faix, 1999);
- la pyrolyse dite lente avec des vitesses de chauffage inférieures. Les différentes études montrent que les gaz émis lors de la dégradation du bois sont principalement composés de dioxyde de carbone, de monoxyde de carbone et d'hydrocarbures de faibles masses molaires. On trouve aussi une petite quantité de dihydrogène et, dans certaines analyses du dioxygène et du diazote. Le tableau 1.2 donne des exemples de compositions de gaz émis lors de la pyrolyse du bois.

Analyses		1	2	3	4		5
Espèces		Pin	Hêtre	Bois	Chêne	Assao	Pin
Température de pyrolyse ($^{\circ}\text{C}$)		449	927	400	270	380	400
Gaz (% massique)	CO	33,7	33,8	27,5	22,6	33,7	28,3
	CO ₂	51,9	57,5	65,5	64,4	50,2	63,5
	CH ₄	1,6	6,8	4,3	3,5	6,9	6,8
	C ₂ H _x	0,5	-	2,7	1,1	2,7	1,3
	C ₃ H ₈	0,3	-	-	-	-	-
	H ₂	-	1,9	0,1	0,4	0,7	0,1
	O ₂	-	-	-	0,1	0,0	-
	H ₂ O	11,9			7,6	5,5	-
	N ₂	-	-	-	0,4	0,3	-

TAB. 1.2 – Analyses des gaz de pyrolyse trouvées dans la littérature (1 : Peacocke et coll. (1997), 2 : Klose et coll. (2000), 3 : Fagbemi et coll. (2001), 4 : Shah et coll. (1989) et 5 : Grishin (1997))

1.3.4 Analyses des fumées

Dans les feux de forêt, les réactions de combustion sont incomplètes ce qui se traduit par la libération d'un grand nombre de substances. On appelle fumée, l'ensemble constitué des gaz de combustion et des suies. La composition des fumées est étudiée en laboratoire (McDonald et coll., 2000; Fine, 2001; Schauer et coll., 2001) et à l'échelle du terrain (Barboni, 2005; Miranda et coll., 2005; Statheropoulos et Karma, 2007). Les produits composant les fumées changent de manière importante suivant le type de végétation ou de matériaux rencontrés (plastiques, fertilisant, pesticides, détritiques...) et suivant les conditions météorologiques. Le mode de prélèvement (détecteurs électrochimique et infrarouge, tube absorbant, sac de

prélèvement, échantillonneurs actif et passif...) a aussi une influence sur les données recueillies. Malgré ces variations, on retrouve dans l'ensemble des fumées étudiées, du dioxyde de carbone, du monoxyde de carbone, de l'ammoniac, des oxydes d'azote, des composés benzéniques, terpéniques, phénoliques ainsi que des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP). Parmi les composés trouvés dans les fumées, certains sont toxiques ou nocifs pour l'Homme tels que le monoxyde de carbone, les BTEX (Benzène, Toluène, Éthylbenzène, Xylènes) ou les HAP.

1.3.5 Études de la combustion en laboratoire

En laboratoire, le contrôle des conditions expérimentales est plus facile qu'à l'échelle du terrain ce qui permet une étude plus fine des phénomènes mis en jeu dans les feux. Les études réalisées dans ce domaine ont pour but de déterminer trois catégories de données :

- les conditions ambiantes (température de l'air, pression atmosphérique, humidité relative de l'air, vitesse et direction de l'écoulement en convection forcée),
- les propriétés du combustible (température, humidité, rapport surface-volume, pouvoir calorifique supérieur, perte de masse),
- les caractéristiques du front de feu et des flammes (températures, flux radiatifs, vitesse de propagation et géométrie).

Ces informations permettent d'appréhender le comportement des feux de végétaux. Par ailleurs, ces mesures procurent des données simples pour les modèles et sous modèles numériques utilisés dans les codes de calcul. Suivant les grandeurs observées, deux types d'expériences peuvent être réalisés : les feux statiques et les études de propagation. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons détailler chacun de ces aspects.

1.3.5.1 Feux statiques

Les premières études statiques réalisées sur des combustibles végétaux ont été conduites par Dupuy et coll. (2003). Deux types de végétaux à savoir des aiguilles de *Pinus pinaster* et des copeaux de bois ont été placés dans un panier circulaire afin d'obtenir des flammes turbulentes. Durant les différentes expériences, la température, la hauteur visible des flammes, leur émittance moyenne, la perte de masse des combustibles ainsi que la vitesse ascensionnelle des gaz dans le panache ont été mesurées. Trois zones ont été mises en évidence au sein des flammes turbulentes : la flamme persistante avec une température maximale de l'ordre de 1000°C,

la flamme intermittente et le panache. Le même type de dispositif expérimental a ensuite été utilisé par Saâdaoui et coll. (2007). En plus de la distribution de température, de la perte de masse et du flux émis par les flammes, la vitesse des gaz au sein de la flamme a été mesurée par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et par Anémométrie Laser à effet Doppler (ADL).

1.3.5.2 Propagation en laboratoire

Les premières études de laboratoire sur la propagation des feux ont eu lieu dans les années soixante (Rothermel et Anderson, 1966). Le but de ces travaux était de déterminer la vitesse de propagation du front de flamme, sa forme ainsi que la géométrie des flammes (hauteur, profondeur et inclinaison). Certains auteurs ont aussi étudié la distribution de température et la vitesse des gaz dans le panache (Marcelli et coll., 2004). De nombreux travaux ont été menés afin de déterminer l'influence de la pente du sol (Viegas, 1998; Dupuy, 1995), de la vitesse et de la direction du vent (Anderson, 1983; Mendes-Lopes et coll., 2003; Wolff et coll., 1991) et des propriétés du combustible (Catchpole et coll., 1998) sur les vitesses de propagation. Pour ce faire, deux dispositifs expérimentaux sont généralement utilisés : les plaques et les tunnels (ouverts ou fermés). Le combustible est généralement constitué de paille ou d'une litière d'aiguilles de pin.

1.3.6 Études de terrain

Bien que les expériences en laboratoire permettent d'obtenir un grand nombre de données, il est nécessaire d'effectuer des expériences à l'échelle du terrain afin d'étudier le comportement du feu à grande échelle, de tester les systèmes de détection en conditions réelles et de valider les modèles de feu existants. De nombreuses études ont été réalisées à l'échelle du terrain par la communauté scientifique. Parmi celles-ci, on peut citer Cheney et coll. (1993); Cheney et Gould (1995); Marsden-Smedley et Catchpole (1995); Carrega (2002); Loureiro et coll. (2002) et Viegas et coll. (2002). Ces travaux se sont principalement focalisés sur la géométrie des flammes, sur leur temps de résidence, sur la forme du front de flamme, sur sa vitesse de propagation et sur l'intensité de Byram² du front de feu (Byram, 1959). Toutefois, toutes ces données ne sont pleinement exploitables qu'en connaissant les quantités thermodynamiques, les conditions météorologiques, la topographie et le couvert végétal associés

2. D'après l'équation de Byram, l'intensité du front de feu est égale au produit de la vitesse de propagation du feu par la masse brûlée et par la chaleur de combustion.

(Alexander et coll., 1998; Santoni et coll., 2006a; Silvani et Morandini, 2006).

1.4 Modélisation des feux

Les revues existantes sur la modélisation des feux de forêt classent les différentes approches suivant trois catégories (Weber, 1991), à savoir les modèles statistiques, les modèles empiriques et enfin les modèles physiques. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons détailler chacune de ces démarches.

1.4.1 Les modèles statistiques

Les modèles statistiques se basent sur une description statistique de la propagation de feux donnés dans des conditions fixées. Pour ce faire, les caractéristiques des feux sont corrélées avec les variables décrivant l'environnement (propriétés des combustibles, conditions météorologiques, pente du sol) pour un grand nombre de feux expérimentaux, de brûlages dirigés et de feux de terrain bien documentés. L'avantage de ces modèles est double : ils ne sont pas soumis à des problèmes de changement d'échelle et ils permettent la prise en compte de nombreux facteurs tels que le vent, l'humidité et l'hétérogénéité des combustibles. Toutefois, **les modèles statistiques ne peuvent être utilisés que dans la plage de données pour lesquelles ils ont été développés**. Ceci limite donc leurs domaines d'application. Dans la communauté scientifique, deux pays se sont particulièrement intéressés au développement de ces modèles : l'Australie et le Canada.

La recherche réalisée en Australie a pour but de déterminer les relations utiles pour les opérationnels (dangerosité du feu³, vitesse de propagation, prédiction du comportement des brûlages dirigés...). Les données doivent être facilement utilisables et ne doivent nécessiter que des entrées accessibles. La diversité des climats et de la végétation sur le continent australien a conduit à la construction de différents modèles régionaux. La première génération de guides s'est basée sur des feux expérimentaux avec un allumage ponctuel pour un combustible spécifique et des conditions météorologiques faibles. Des mesures sur des feux de terrain ont aussi été effectuées afin d'obtenir des prédictions plus précises dans le cas de conditions plus sévères. Ces recherches ont conduit à la création de différents guides généralement

3. Le terme dangerosité quantifie la difficulté d'extinction d'un feu en fonction des conditions climatiques et des caractéristiques du combustible.

sous la forme de mètres circulaires (McArthur, 1966) ou de tableaux et de graphiques tels que les *Forest Fire Behaviour Tables* (Sneeuwjagt et Peet, 1988). La seconde génération de modèles est apparue dans les années quatre-vingt-dix et s'est basée sur des analyses statistiques sophistiquées. Ces modèles ont par ailleurs réexaminé les hypothèses existantes et ont augmenté les échelles des expériences et la plage des conditions météorologiques. Un nouveau mètre appelé CSIRO⁴ a ainsi été créé en 1997 (figure 1.7) et des modèles empiriques ont été développés pour différents types de végétation et de climats (Burrows et coll., 1991; McCaw, 1991; Cheney et coll., 1993; Marsden-Smedley et Catchpole, 1995).

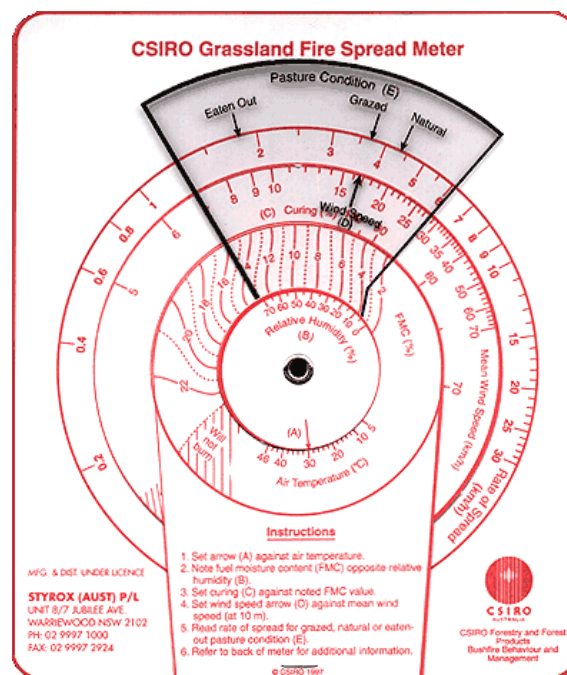


FIG. 1.7 – Mètre CSIRO pour la propagation du feu en prairie.

Au Canada, le *Canadian Forest Fire Behaviour Prediction System* (FBP) a été conçu dans les années vingt tout en évoluant jusque dans les années quatre-vingt-dix. La Méthode Canadienne d'Évaluation des Danger d'Incendie de Forêt (MCEDIF ou CFFDRS sigle français et anglais) repose sur une base théorique (physique de l'humidité, théorie de la propagation de l'énergie...) ainsi que sur des données empiriques compilées à partir de 409 feux expérimentaux et de 86 brûlages dirigés et vastes incendies de forêt. La MCEDIF estime le comportement du feu en fonction de différents indices calculés à partir de quatre sous-modèles : la Méthode Canadienne

4. Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation.

de l'Indice Forêt Météo (IFM) basée sur les conditions météorologiques (température de l'air, humidité relative, vitesse du vent et précipitations) (Wagner, 1987; Stocks et coll., 1989), la Méthode Canadienne du Comportement des Incendies de Forêt (PCI) exprimant les caractéristiques du comportement du feu (vitesse de propagation, intensité du feu) en tenant compte des conditions météorologiques et de la topographie, la Méthode Canadienne de Prédiction de la Fréquence des incendies (PFI) actuellement en développement et enfin la Méthode de l'Humidité Accessoire (HA) incluant des codes d'humidité spécifiques à des combustibles non représentés par l'IFM (Lawson et Dalrymple, 1996).

1.4.2 Modèles empiriques

Les modèles empiriques sont basés sur une équation globale de la conservation de l'énergie (Frandsen, 1971) et sur l'hypothèse que l'énergie transportée vers le combustible imbrûlé est proportionnelle à l'énergie dégagée par la combustion du combustible. En règle générale, l'équation d'énergie est sous la forme :

$$Q = \rho \cdot h_0 \cdot u \quad (1.31)$$

avec:

Q : énergie surfacique nette transportée à travers la surface d'ignition,

ρ : masse volumique du combustible,

h_0 : enthalpie massique nécessaire à l'ignition du combustible,

u : vitesse de propagation de l'incendie.

L'énergie Q n'est pas déterminée physiquement mais à l'aide de nombreuses expériences réalisées dans différentes configurations (charge de combustible, humidité, pente, vitesse et direction du vent...).

Un des modèles les plus connus est celui de Rothermel (1972). Celui-ci a conduit un grand nombre d'expériences pour obtenir les valeurs de Q pour différents combustibles et conditions météorologiques. Cependant, le nombre important de variables nécessaires pour décrire une configuration donnée et les erreurs dues à la mesure ou à la méconnaissance du terrain peuvent entraîner des prédictions inexactes. De nombreux outils de prédiction de propagation des feux à l'échelle du terrain intègrent ce modèle, les plus connus étant BEHAVE (Andrews, 1986) et FARSITE (Finney,

1998). Toutefois, comme l'approche de Rothermel est monodimensionnelle et stationnaire, ces modèles doivent avoir recours à des algorithmes d'extrapolation et de contamination.

Plus récemment, d'autres modèles ont été développés dans le but de modéliser les embrasements généralisés éclair (Viegas et Pita, 2002) et de représenter l'évolution du front de flamme en fonction des caractéristiques du vent et de la pente du sol (Viegas, 2002).

1.4.3 Modèles physiques

Les modèles physiques différencient les modes de transfert de chaleur et tentent de prédire la propagation en utilisant des moyens physiques et mathématiques fondamentaux. Au sein de ce type de modèle, il est possible de distinguer deux catégories : les modèles semi-physiques et les modèles détaillés.

1.4.3.1 Modèles semi-physiques

Les modèles semi-physiques posent un bilan thermique pour un végétal supposé homogène aux propriétés connues. Contrairement aux modèles empiriques, ces modèles différencient les transferts thermiques (la conduction, la convection et le rayonnement) dans l'équation d'énergie. Toutefois, l'élaboration du bilan thermique présuppose la détermination des transferts radiatifs dominants entre le front de flamme et le combustible imbrûlés. Dans le cas du modèle d'Albini (1985), le moteur de la propagation est, par exemple, le rayonnement. Toutefois, le problème reste de savoir quel est le transfert thermique réellement dominant, notamment entre le rayonnement et la convection (DeMestre et coll., 1989).

La plupart des modèles semi-physiques visent à être intégrés dans des outils d'aide à la décision. Dans cette optique, différents modèles ont été développés (Weber, 1991; Balbi et coll., 1999) allant jusqu'à tenir compte de la pente et des conditions météorologiques (Morandini et coll., 2005). Certains modèles semi-physiques sont par ailleurs couplés à des modèles atmosphériques (Ferragut et coll., 1996; Lymberopoulos et coll., 1998).

Récemment, un nouveau modèle donnant les principales caractéristiques d'un front de feu en trois dimensions a vu le jour (Balbi et coll., 2005). Certaines rela-

tions empiriques sont combinées avec les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Ce procédé, associé à plusieurs hypothèses permet d'obtenir un modèle simple quasi-analytique donnant la vitesse de propagation, la température de la couche de combustible et la géométrie du front de flamme.

Bien que ce type de modèle nécessite la connaissance de moins de paramètres que les modèles semi-empiriques, certaines variables doivent encore être entrées dans ces codes. Ceci constitue le principal point faible de cette approche.

1.4.3.2 Modèles détaillés

Les modèles détaillés se basent sur les équations de conservation pour des écoulements réactifs. Contrairement aux autres types d'approche, ces modèles ne nécessitent que la connaissance des caractéristiques initiales du milieu. Dans la littérature, on distingue différents modèles :

- **les modèles multiphasiques.** Le combustible est considéré, soit comme un milieu multiphasique (Grishin, 1997; Larini et coll., 1998; Porterie et coll., 2000; Morvan et Dupuy, 2001), soit comme un milieu fractal (Séro-Guillaume et Margerit, 2002). Dans le premier cas, le milieu combustible est composé d'une phase gazeuse et de plusieurs phases solides (correspondant aux feuilles, branches et rameaux), chaque phase solide étant constituée de particules combustibles de même forme et de mêmes propriétés physico-chimiques. Dans le second cas, la phase végétale est décrite mathématiquement suivant la théorie fractale. Le passage de l'échelle de la particule à l'échelle de l'environnement est réalisé en faisant la moyenne des équations de conservation établies en chaque point du gaz et en chaque point du solide sur une somme de volumes autour de ces points. Ces opérations conduisent à l'apparition de nouveaux termes dans les équations de conservation qui sont dus aux interactions entre les phases. Les modèles multiphasiques ont été appliqués à des feux de litières et de maquis avec succès mais engendrent des temps de calcul importants.
- **les modèles atmosphériques.** Ces modèles mettent en œuvre les équations de transport dans un milieu réactif et radiatif. Parmi les simulateurs utilisant ce type de modèles, on peut citer FIRETEC (Linn et coll., 2002) qui permet de modéliser le comportement des feux de forêt en trois dimensions. Afin de simuler la propagation de feux à grandes échelles, plusieurs hypothèses de calcul

notamment sur les réactions de combustion ont dû être adoptées. On peut citer par exemple la globalisation des réactions de combustion présentes dans la zone de combustion dans un seul paramètre appelé le taux de réaction universel ou l'approche de type PDF (*Probability Density Function*) pour l'évaluation de certains termes. Ce code est couplé à un modèle de conditions atmosphériques (HIGHGRAD) pour prendre en compte la variation de vent lors des modifications de topographie. Toutefois, le temps de calcul reste très long malgré l'utilisation de calculateurs parallèles.

- **les modèles de simulation des grandes échelles (*Large Eddy Simulation*)**. Cette approche s'attache à résoudre les grandes échelles des structures turbulentes et à modéliser l'effet des plus petites grâce à des sous modèles statistiques appelés modèles de sous-maille. Le code de simulation le plus connu utilisant ce type de modèle est le code FDS (*Fire Dynamics Simulator*) développé par le NIST. Ce logiciel a été étendu aux feux de forêt sous le nom de WFDS (Mell et coll., 2005).
- **les modèles avec analyses asymptotiques**. Cette approche a été développée par Margerit et Séro-Guillaume (2002). Elle se base sur la dérivation d'un modèle diphasique tridimensionnel. A partir d'une analyse asymptotique, plusieurs modèles bidimensionnels de propagation basés sur un système d'équations aux dérivées partielles sont déduits. Ce modèle a été testé sur différents feux à l'échelle du laboratoire et du terrain.
- **les modèles réduits ou simplifiés**. Cette approche a pour but de réduire les modèles multiphasiques par l'intermédiaire d'une suite d'hypothèses et de simplifications (Dupuy et Larini, 1996; Giroud, 1997; Simeoni et coll., 2001, 2003). Cette suite d'opération permet de diminuer le temps de calcul sans compromettre la précision des résultats.

De façon générale, la combustion des gaz issus de la pyrolyse des végétaux est méconnue. Toutefois, pour tenir compte de la cinétique chimique dans la modélisation des feux de forêt, il est nécessaire de faire intervenir des sous modèles de combustion. Trois types de démarche apparaissent au sein des modèles physiques :

- la combustion du matériau cellulosique est modélisée par l'intermédiaire de taux globaux et de paramètres thermodynamiques (Clark et coll., 1996; Zhou et Pereira, 2000);

- les gaz de dégradation sont assimilés à du monoxyde de carbone brûlant dans l'air (Grishin, 1997; Morvan et Dupuy, 2001) et ce, quels que soient les végétaux considérés;
- les réactions de combustion sont modélisées à l'aide de mécanismes réduits à quelques étapes (Zhou et Mahalingam, 2001). Ces mécanismes sont déduits de mécanismes détaillés contenant une centaine de réactions et une cinquantaine d'espèces chimiques. La réduction de ces modèles se base sur l'élimination des espèces chimiques minoritaires et non-significatives, sur l'exclusion des réactions non déterminantes ou dont la vitesse est négligeable et sur l'hypothèse de l'état quasi-stationnaire de concentration pour un certain nombre d'espèces chimiques.

1.5 Conclusion

Cet état de l'art met en évidence la diversité des processus mis en jeu lors de la combustion de végétaux. On a pu en effet voir que la combustion d'un végétal fait intervenir de nombreux domaines tels que la thermodynamique, la cinétique chimique, la mécanique des fluides, les transferts thermiques ou bien le comportement des matériaux.

L'étude des feux de forêt constitue une science relativement récente. Les voies de recherches empruntées dans ce domaine sont multiples. On peut citer par exemple les analyses thermogravimétriques, enthalpiques ou de gaz, la caractérisation des flammes suivant les combustibles et les conditions environnantes ou les études numériques basées sur des modèles statistiques, empiriques ou physiques. Bien qu'il existe de nombreuses études sur ce domaine, il paraît clair que les phénomènes mis en jeu dans la combustion de végétaux sont encore mal connus. La combustion en phase gazeuse fait d'ailleurs partie des domaines les moins étudiées. L'étude des feux de forêt nécessite donc encore une attention particulière de la part de la communauté scientifique.

Chapitre 2

Présentation des broyats de végétaux et des protocoles expérimentaux

La prédisposition de la végétation aux incendies est souvent corrélée à sa teneur en eau, elle-même déterminée par les conditions météorologiques. Toutefois, il a été démontré que l'inflammabilité¹ est aussi étroitement liée à la composition chimique de la végétation (composés organiques volatils, teneur en biopolymères...). Ainsi, différentes études (Colin et coll., 2001; Liodakis et Kakardakis, 2006) ont permis de classer les végétaux suivant trois groupes :

- les espèces très inflammables telles qu'*Erica arborea* (bruyère arborescente), *Pinus halepensis* (Pin d'Alep) ou *Quercus ilex* (chêne vert);
- les espèces moyennement inflammables comme *Arbutus unedo* (arbousier), *Pinus pinaster* (pin maritime) et *Cistus albidus* (ciste blanc);
- les espèces peu inflammables à l'instar d'*Olea europea* (olivier).

Notre étude se concentre sur six espèces représentatives de la végétation méditerranéenne à savoir : *Pinus laricio* (pin laricciu), *Pinus pinaster* (pin maritime), *Pinus halepensis* (pin d'Alep), *Erica arborea* (bruyère arborescente), *Cistus monspeliensis* (ciste de Montpellier) et *Arbutus unedo* (arbousier). Un descriptif de ces plantes est fourni en annexe A. Ce chapitre est destiné à présenter ces combustibles végétaux ainsi que les protocoles utilisés pour l'étude de leur comportement au feu.

1. L'inflammabilité qualifie la facilité du matériel végétal à s'enflammer sous l'action d'un apport de chaleur. Elle caractérise la quantité d'énergie nécessaire à la dessiccation du végétal et à la pyrolyse.

2.1 Les broyats étudiés

2.1.1 Préparation des échantillons

Dans cette étude, nous ne nous sommes intéressés qu'aux aiguilles, aux feuilles et aux rameaux des végétaux. Ces petites particules sont en effet responsables de la propagation des feux. Les six végétaux ont été cueillis en hiver car cette période correspond à un moment de stress hydrique pour les plantes. Chaque échantillon a été prélevé sur plusieurs plantes du même site. Afin de conserver les végétaux, les échantillons ont été placés au congélateur immédiatement après la cueillette.

Avant chaque expérience, les végétaux sont séchés 24 h dans une étuve à 60°C ce qui permet de les déshydrater sans en dénaturer la composition (Leoni, 2002). La combustion des végétaux étant très dépendante de leur rapport surface-volume, nous avons décidé de broyer puis de tamiser les végétaux afin de réduire l'influence de leur géométrie. Une étude préliminaire a permis de déterminer la taille de particules permettant d'obtenir des broyats identiques et d'assurer leur combustion. Nous avons opté pour des particules de tailles comprises entre 0,6 et 0,8 mm. La figure 2.1 présente les différents échantillons après broyage et tamisage.



FIG. 2.1 – Photographies des différents broyats.

2.1.2 Analyse élémentaire

L'analyse élémentaire des six végétaux, réalisée par le Service Central d'Analyse du CNRS², est présentée dans le tableau 3.12. Ces valeurs sont données en pourcentage massique.

	C (en %)	H (en %)	O (en %)	Cendres (en %)
<i>Pinus pinaster</i>	50,64	6,76	41,53	1,07
<i>Pinus halepensis</i>	48,64	6,84	39,36	5,16
<i>Pinus laricio</i>	50,11	6,84	42,5	0,55
<i>Erica arborea</i>	52,43	6,98	35,92	4,67
<i>Cistus monspeliensis</i>	46,58	6,22	37,68	9,52
<i>Arbutus unedo</i>	48,24	6,15	40,33	5,28

TAB. 2.1 – Analyse élémentaire des végétaux étudiés.

L'analyse élémentaire des six végétaux montre peu de différences au niveau de la composition en C, H et O. Les plus importantes variations apparaissent au niveau des minéraux (cendres). Ces minéraux peuvent, lors de la combustion, jouer un rôle de catalyseur notamment lors de la dégradation de la cellulose (Várhegyi et coll., 1997). Une forte quantité de minéraux dans les plantes diminue le dégagement gazeux, augmente la masse de résidu carbonneux et diminue la température de pyrolyse (Philpot, 1970).

2.1.3 Teneurs en sodium, calcium et magnésium des végétaux

L'analyse des teneurs en sodium, calcium et magnésium a été réalisée par la société NEOTIM³, par ICP-AES (*Inductively Coupled Plasma - Atomic Emission Spectrometry*). Cette méthode consiste à ioniser l'échantillon en l'injectant dans un plasma d'argon. On utilise ensuite le fait que les atomes ionisés, lorsqu'ils quittent le plasma, se recombinent avec un électron, en émettant un photon dont l'énergie (la longueur d'onde) est caractéristique d'un élément. Cette technique permet l'analyse de la quasi totalité des éléments avec une précision de 2 %.

2. Service Central d'Analyse du CNRS, Chemin du Canal, Échangeur de Solaize, BP 22, 69390 Vernaison

3. NEOTIM, Pépinière ALBISIA, MDI - ZA Albitech, 54 rue Gustave Eiffel, 81000 ALBI

Lors de cette étude, les broyats de végétaux subissent tout d'abord une minéralisation avant leur analyse par ICP-AES. Pour ce faire,

- une centaine de milligrammes de broyats est calcinée à 550°C;
- l'échantillon est ensuite attaqué avec 2,5 ml d'eau oxygénée à 30 %. Cette étape est suivie d'une évaporation totale;
- puis, l'échantillon est attaqué avec 2,5 ml d'eau oxygénée à 30 % et avec 2,5 ml d'acide nitrique à 65 %. Cette étape est suivie d'une évaporation totale.
- enfin, l'échantillon est dissout dans 2,5 ml d'acide nitrique à 65 % et le volume est ramené à 25 ml avec de l'eau déminéralisée.

La solution obtenue est ensuite injectée dans l'ICP-AES. La détermination de la teneur en calcium est réalisée en effectuant la moyenne des résultats observés aux deux longueurs d'onde caractéristiques de cet élément. Les teneurs massiques de calcium, sodium et magnésium des différents broyats sont données dans le tableau ci-dessous.

Teneur massique (%)						
Éléments	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
Ca	0,625	0,920	0,367	0,737	0,731	0,190
Na	0,119	0,140	0,084	0,089	0,082	0,089
Mg	0,146	0,103	0,091	0,078	0,070	0,048
Total	0,890	1,163	0,542	0,904	0,883	0,327

TAB. 2.2 – Teneurs massiques en calcium, sodium et magnésium des végétaux étudiés.

Le broyat comportant la teneur la plus importante de calcium, sodium et magnésium est *Pinus halepensis*. Trois végétaux ont ensuite des teneurs proches à savoir *Erica arborea*, *Pinus pinaster* et *Cistus monspeliensis*. On trouve ensuite *Pinus laricio*. Enfin, *Arbutus unedo* est le broyat comportant le moins de minéraux (environ 3 fois moins que *Pinus halepensis*).

Dans la littérature, la technique de l'ICP-AES est utilisée pour l'analyse des minéraux contenus dans les cendres de différents bois (Pereira et coll., 2004; Górecka et coll., 2006; Kutchko et Kim, 2006). Il est difficile de comparer nos résultats aux valeurs obtenues dans ces études car il existe une grande dispersion des résultats notamment due aux espèces étudiées et à la composition des sols (Demeyer et coll., 2001).

2.1.4 Pouvoir calorifique inférieur et supérieur

Le pouvoir calorifique d'un corps est la quantité totale de chaleur dégagée par la combustion complète de l'unité de masse de ce corps. Il est dit "supérieur" lorsque la combustion est effectuée à volume constant et que l'eau formée au cours de la combustion est condensée. Il est dit "inférieur" lorsque la combustion est effectuée à pression constante (la plupart du temps à la pression atmosphérique) et qu'ainsi l'eau se vaporise librement (Doat et coll., 1981).

Les pouvoirs calorifiques inférieurs et supérieurs ont été mesurés par la société NEOTIM (Albi 81) selon la norme XP CEN/TS 14918.

Dans un premier temps, l'appareillage est étalonné avec une pastille d'acide benzoïque pour déterminer la capacité calorifique du calorimètre. Ensuite, le broyat est placé en présence d'oxygène à haute pression dans la bombe calorimétrique. La combustion de l'échantillon est déclenchée électriquement. Un suivi de la température d'eau est effectué toutes les trente secondes avant et après la combustion jusqu'à l'obtention d'un régime linéaire de refroidissement. Le PCS est directement déterminée à partir de cette courbe de température. Le PCI est ensuite calculé à partir du PCS et de la composition élémentaire des broyats. Les pouvoirs calorifiques supérieurs et inférieurs donnés dans le tableau 2.3 correspondent à la moyenne de trois essais. La précision des mesures est de $\pm 2\%$.

	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
PCS (kJ.kg ⁻¹)	19172	19879	20749	21397	19834	20222
PCI (kJ.kg ⁻¹)	17720	18274	19299	19963	18411	18805

TAB. 2.3 – *Pouvoirs calorifiques supérieurs et inférieurs pour les six combustibles.*

Pinus pinaster a le pouvoir calorifique le plus faible. On trouve ensuite *Pinus halepensis*, *Cistus monspeliensis* et *Arbutus unedo* avec un pouvoir calorifique légèrement plus important. Enfin, *Pinus laricio* et *Erica arborea* ont les pouvoirs calorifiques les plus importants.

Dans la littérature, il existe des modèles donnant le pouvoir calorifique supérieur de matériaux à partir de leur analyse élémentaire. D'après le modèle de Dulong

(Kathiravale et coll., 2003), le PCS s'exprime grâce à la relation suivante :

$$\text{PCS}(kJ.kg^{-1}) = 4,1868. \left[81.C + 342,4 \left(H - \frac{O}{8} \right) + 22,5.S \right] \quad (2.1)$$

où C, H, O et S sont les pourcentages massiques des éléments correspondants.

En utilisant l'analyse élémentaire du tableau 3.12, on obtient les pouvoirs calorifiques supérieurs donnés dans le tableau ci-dessous.

PCS par le modèle de Dulong (kJ.kg ⁻¹)					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
19423	19249	19184	21351	17962	17950

TAB. 2.4 – *Pouvoirs calorifiques supérieurs obtenus à partir du modèle de Dulong.*

Les valeurs calculées par le modèle de Dulong sont dans le même ordre de grandeur que celles obtenues par bombe calorimétrique. L'erreur réalisée sur les PCS varie néanmoins suivant les espèces. Pour *Erica arborea*, l'erreur commise est de 0,2 % alors que pour *Arbutus unedo*, celle-ci est de 11,2 %. Pour les six broyats, l'erreur moyenne commise sur les mesures est de 5,5 %. Ainsi, ce modèle de calcul de PCS permet d'avoir un premier ordre de grandeur. Toutefois, pour une étude plus fine, il semble nécessaire de réaliser les mesures à la bombe calorimétrique.

Dans la littérature, les pouvoirs calorifiques supérieurs donnés pour les végétaux étudiés sont d'environ 21 000, 22 000, 23 000, 19 000 et 21 500 kJ.kg⁻¹ respectivement pour *Pinus pinaster*, *Pinus halepensis*, *Erica arborea*, *Cistus monspeliensis* et pour *Arbutus unedo* (Hernando et coll., 2004; Cohen et coll., 2003). Ainsi, excepté pour *Cistus monspeliensis*, les valeurs que nous avons obtenues à l'aide de la bombe calorimétrique sont légèrement inférieures à celles trouvées dans les autres études.

2.1.5 Analyse morphologique des broyats

L'étude granulométrique a été réalisée par analyse d'images. Cette technique combine un scanner à haute résolution (4000 dpi) avec un système automatique d'analyse d'images. La projection en deux dimensions des particules de *Pinus pinaster* est présentée par la figure 2.2.



FIG. 2.2 – Image en 2D des particules de *Pinus pinaster*.

La forme des particules en deux dimensions se rapproche de celle d'un rectangle. On désigne par longueur (notée L), la dimension la plus grande du rectangle équivalent et par largeur (notée l), la dimension la plus petite. Les largeurs et les longueurs moyennes pondérées par la fraction volumique de particules ont été calculées pour chaque broyat. Les valeurs obtenues sont regroupées dans le tableau 2.5. L'analyse granulométrique complète des particules est donnée en annexe B.

	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
longueur (μm)	2284	3585	2112	2667	1355	1252
largeur (μm)	712	724	732	666	699	695

TAB. 2.5 – Dimensions équivalentes des particules avec la modélisation rectangulaire.

Les largeurs moyennes pondérées montrent une concentration importante de particules autour de $700 \mu\text{m}$. Ce résultat est en accord avec la méthode de tamisage réalisée sur les broyats (particules de taille comprises entre 600 et $800 \mu\text{m}$).

Pour la longueur des particules, on distingue trois groupes. *Pinus halepensis* a la longueur de particules la plus importante. On trouve ensuite un groupe constitué de *Pinus laricio*, *Pinus pinaster* et *Erica arborea*. Les longueurs les plus faibles sont observées pour le troisième groupe composé de *Cistus monspeliensis* et d'*Arbutus unedo*. La longueur des particules des broyats varie donc de manière plus importante. Ce phénomène est dû au principe même du tamisage. En effet, pour qu'une particule passe à travers un tamis, il suffit qu'une de ces dimensions soit inférieure

à la maille. Ainsi, dans notre cas, la sélection se fait au niveau de la largeur et non de la longueur d'où la dispersion des valeurs sur ce paramètre.

L'analyse granulométrique permet de calculer le rapport surface-volume des particules des six broyats. Pour cela, nous les supposons de forme cylindrique (figure 2.3).

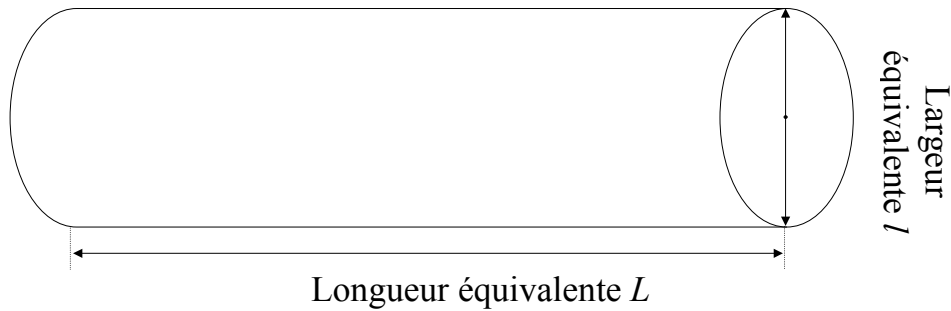


FIG. 2.3 – Schématisation des particules des broyats.

La surface développée des particules est donnée par :

$$S = 2\pi \cdot \frac{l^2}{4} + \pi \cdot l \cdot L = \frac{\pi \cdot l^2}{2} + \pi \cdot l \cdot L \quad (2.2)$$

Le volume des particules est obtenu par la relation suivante :

$$V = \pi \cdot \frac{l^2}{4} \cdot L \quad (2.3)$$

Le rapport surface-volume σ_b correspond au rapport entre la surface des particules et leur volume, soit :

$$\sigma_b = \frac{S}{V} \quad (2.4)$$

Il vient donc :

$$\sigma_b = \frac{\frac{\pi \cdot l^2}{2} + \pi \cdot l \cdot L}{\pi \cdot \frac{l^2}{4} \cdot L} = \frac{2}{L} + \frac{4}{l} \quad (2.5)$$

A titre de comparaison, les rapports surface-volume moyens des particules des broyats ainsi que ceux des végétaux non broyés sont donnés dans le tableau 2.6. Le détail des calculs des rapports surface-volume des végétaux non broyés est donné en annexe C.

Rapport surface-volume σ_b (m^{-1})						
	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
Broyats	6494	6083	6411	6755	7198	7353
Végétaux	4604	8290	3555	4269	4381	7489

TAB. 2.6 – *Rapports surface-volume des végétaux et des particules des broyats.*

Les rapports surface-volume des broyats se situent entre 6000 et 7350 m^{-1} alors que ceux des végétaux non broyés sont compris entre 3500 et 8290 m^{-1} . Les broyats peuvent être classés suivant deux groupes. Le premier est constitué des trois pins et d'*Erica arborea*. Ces broyats ont un rapport surface-volume de l'ordre de 6400 m^{-1} . Le deuxième groupe possède un rapport surface-volume plus élevé (de l'ordre de 7250 m^{-1}) et se compose de *Cistus monspeliensis* et d'*Arbutus unedo*. D'après Dupuy (1995), les végétaux ayant le plus grand rapport surface-volume ont tendance à mieux brûler. Dans notre étude, on peut supposer a priori que les broyats de *Cistus monspeliensis* et d'*Arbutus unedo* brûleront mieux que les autres broyats. Ainsi, comme souhaité, le broyage a eu tendance à unifier les rapports surface-volume. **A l'intérieur des différents groupes, il est donc possible de négliger l'influence de la géométrie des broyats dans leur combustion.**

2.1.6 Masse volumique et porosité des broyats

2.1.6.1 Masse volumique vraie

La masse volumique vraie des six broyats a été obtenue à l'aide d'un pycnomètre à hélium. Cet appareil est conçu spécifiquement pour mesurer la masse volumique vraie des solides et se base sur le principe d'Archimède et sur la loi de Boyle. Le gaz utilisé est de l'hélium ce qui permet au gaz de pénétrer dans les moindres pores du solide. Les valeurs obtenues sont regroupées dans le tableau 2.7.

Masses volumiques ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
1405	1373	1353	1372	1445	1436

TAB. 2.7 – *Masses volumiques vraies pour les six végétaux.*

Les masses volumiques vraies sont du même ordre de grandeur pour les six combustibles.

2.1.6.2 Masse volumique squelettique

La masse volumique squelettique⁴ des broyats a été déterminée à l'aide d'une éprouvette graduée de 10 ml et d'une balance MXX-612 (Denver Instrument[®]) dont la précision est de 0,01 g. La détermination des masses volumiques squelettiques est réalisée en trois temps :

- nous plaçons une masse de broyat m_{broyat} dans l'éprouvette graduée;
- nous ajoutons ensuite 3 ml d'éthanol absolu;
- enfin, nous relevons le volume total (noté V_{total}) correspondant à l'ensemble broyat-éthanol.

La masse volumique squelettique des broyats est alors donnée par la relation :

$$\rho_{sq} = \frac{m_{broyat}}{V_{total} - V_{ethanol}} \quad (2.6)$$

Pour chaque broyat, trois essais sont réalisés. L'erreur relative obtenue sur les mesures est de 3,9 %.

Les masses volumiques squelettiques moyennes sont présentées dans le tableau 2.8.

Masses volumiques squelettiques moyennes ρ_{sq} (kg.m ⁻³)						
	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
Moyenne	927	834	873	831	904	937
Ecart type	3	21	6	8	20	9

TAB. 2.8 – Masses volumiques squelettiques moyennes des six végétaux.

Les masses volumiques squelettiques sont comprises entre 831 kg.m⁻³ pour *Erica arborea* et 937 kg.m⁻³ pour *Arbutus unedo*. Dans la littérature, les masses volumiques des feuilles ou aiguilles entières sont inférieures aux valeurs trouvées pour les broyats. La masse volumique des aiguilles de *Pinus pinaster* est par exemple égale à 675 kg.m⁻³ d'après Dupuy et coll. (1998). Pour expliquer ces différences, il faut revenir à la structure des feuilles et des aiguilles. Les feuilles et les aiguilles sont constituées d'un limbe. Dans le cas des feuilles, celui-ci est parcouru de nervure qui

4. la masse volumique squelettique est obtenue en excluant du volume les pores du matériau et les espaces vides entre les particules du broyat.

est rattaché à la tige par un pétiole (figure 2.4.a). Le limbe se compose (figure 2.4.b):

- d'un épiderme protecteur qui recouvre sa surface supérieure et inférieure. Celui-ci est constitué de cellules parfois recouvertes d'une cuticule. Sur l'épiderme inférieur, on trouve des stomates qui permettent les échanges gazeux entre la plante et l'air ambiant.
- de mésophylle ou parenchyme foliaire assurant la photosynthèse. Celui-ci comporte deux couches :
 - sous l'épiderme supérieur se situe le parenchyme palissadique qui se compose de cellules allongées serrées entre elles et placées perpendiculairement à la surface du limbe.
 - entre le parenchyme palissadique et l'épiderme inférieur, se trouve le parenchyme lacuneux. Dans cette zone, les cellules sont plus grandes et il existe un réseau de lacune qui assure les échanges gazeux avec les stomates.

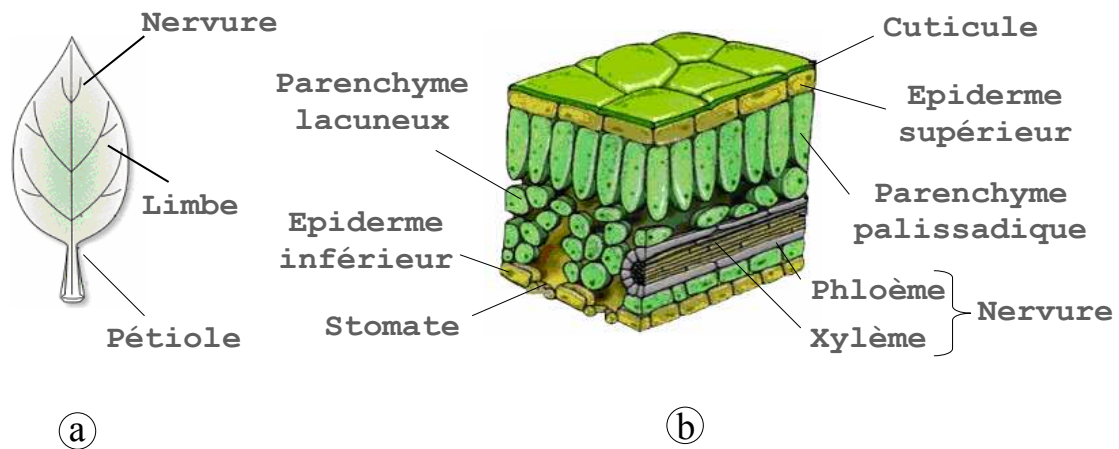


FIG. 2.4 – a. Schéma d'une feuille - b. Schéma d'une coupe transversale du limbe.

Les nervures comportent les tissus conducteurs de la sève brute (le xylème) et de la sève élaborée (le phloème). Le xylème se compose de cellules mortes imprégnées de lignine. Le phloème est constitué de cellules vivantes, appelées tubes criblés. Les cloisons transversales de ces cellules sont perforées pour permettre le passage de la sève.

Dans le cas des feuilles ou des aiguilles entières, les pores situés au niveau des stomates constituent les seules zones d'échanges gazeux entre la plante et l'extérieur. Par contre, lors du broyage, le limbe et les nervures sont coupés transversalement et longitudinalement, laissant apparaître d'importantes ouvertures, tant au niveau des parenchymes que des vaisseaux conducteurs (annexe D). Ainsi, pour une même masse de végétal, le broyat a un volume inférieur ce qui se traduit par une masse volumique plus grande.

2.1.6.3 Masse volumique apparente

Pour mesurer la masse volumique apparente des broyats, nous pesons, à l'aide d'une balance Mettler dont la précision est d'un milligramme, la masse de végétaux contenue dans un récipient de 7,11 cm³. Dix essais sont réalisés pour chaque végétal. Les masses volumiques apparentes moyennes sont présentées dans le tableau 2.9.

Masses volumiques apparentes moyennes ρ_{app} (kg.m ⁻³)						
	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
Moyenne	365	329	380	376	298	417
Ecart type	12	7	7	10	7	6

TAB. 2.9 – Masses volumiques apparentes moyennes des six végétaux.

Les masses volumiques apparentes varient fortement au sein des espèces présentées. *Pinus pinaster*, *Pinus laricio* et *Erica arborea* ont des masses volumiques apparentes comparables (de l'ordre de 370 kg.m⁻³). Les masses volumiques apparentes de *Pinus halepensis* et de *Cistus monspeliensis* sont inférieures à celles des autres végétaux (de l'ordre de 315 kg.m⁻³). La masse volumique apparente la plus importante est obtenue pour *Arbutus unedo*. L'écart type sur ces valeurs est inférieur à 3,5 %.

2.1.6.4 Porosité

La porosité des broyats correspond au rapport entre le volume d'air présent dans les broyats et le volume du broyat. La porosité α_b est donc donnée par la relation :

$$\alpha_b = 1 - \frac{\rho_{app}}{\rho_{sq}} \quad (2.7)$$

A l'aide des valeurs des tableaux 2.8 et 2.9, nous obtenons les porosités des six broyats présentées dans le tableau 2.10.

Porosité α_b des broyats de combustibles					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
0,61	0,61	0,56	0,55	0,67	0,55

TAB. 2.10 – Porosités des broyats de combustibles.

La porosité des six broyats est comprise entre 0,55 (pour *Arbutus unedo* et *Erica arborea*) et 0,67 (pour *Cistus monspeliensis*). Dans le cas des expériences de propagation, la porosité d'une litière d'aiguilles de pin est de l'ordre de 0,97 (Dupuy, 1995). Les broyats étudiés sont donc plus compacts.

2.2 Protocoles expérimentaux

2.2.1 Étude des flammes laminaires

2.2.1.1 Dispositif expérimental

L'étude des flammes laminaires axisymétriques variant au cours du temps a été réalisée à partir du dispositif présenté par la figure 2.5 (Santoni et coll., 2006b).

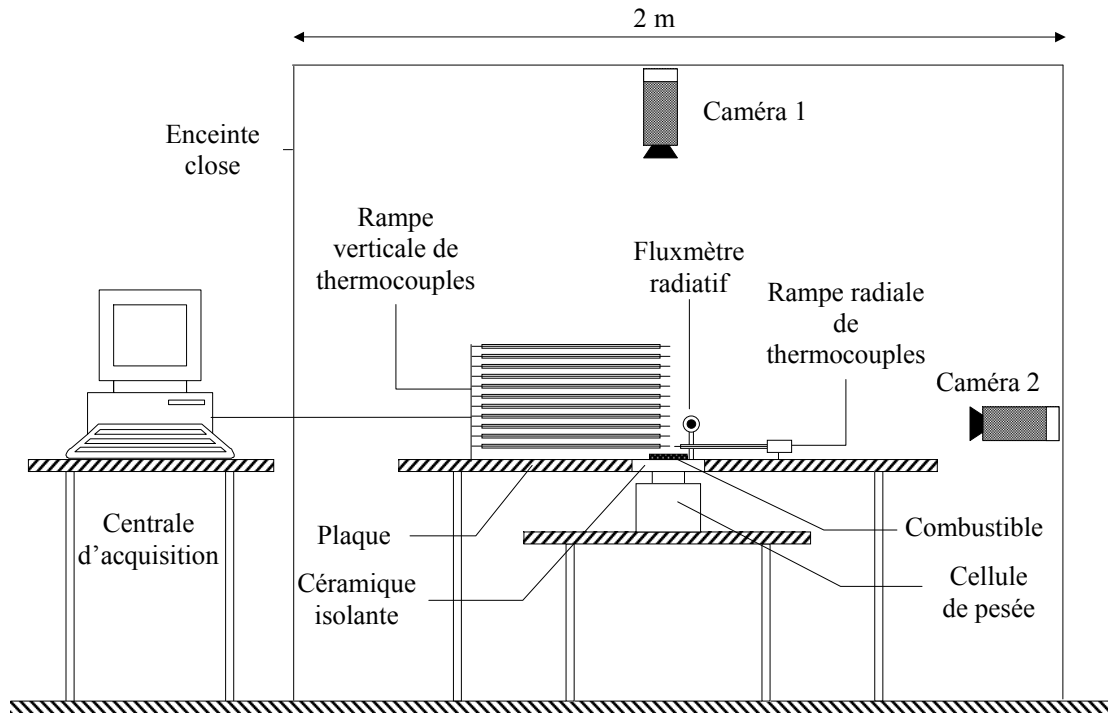


FIG. 2.5 – Schéma du dispositif expérimental pour la détermination des aspects thermiques des flammes.

L'ensemble du dispositif se situe dans une enceinte close afin d'éviter les mouvements d'air. Le montage est composé d'une plaque d'un mètre carré percée en son centre. Une céramique isolante en silicate de 10 cm sur 10 cm est placée à cet endroit afin de supporter le combustible. L'ensemble céramique-combustible est disposé sur une cellule de pesée pour obtenir la perte de masse en fonction du temps. La taille du dispositif a été choisie afin d'avoir des conditions latérales d'écoulement de type couche limite au niveau de la céramique. Deux rampes de thermocouples sont utilisées :

- une première de 11 thermocouples est positionnée au-dessus du broyat le long de l'axe vertical de la flamme. Le premier thermocouple est placé 1 cm au-dessus du support et les autres sont espacés de 1 cm. Cette rampe permet d'obtenir la distribution verticale de température le long de l'axe de la flamme;
- une seconde de 7 thermocouples est disposée radialement dans la flamme. Les thermocouples sont positionnés symétriquement et sont espacés de 5 mm. Cette rampe peut être déplacée verticalement, ce qui permet d'obtenir la distribution radiale de température à différentes hauteurs et au sein du broyat (figure 2.6).

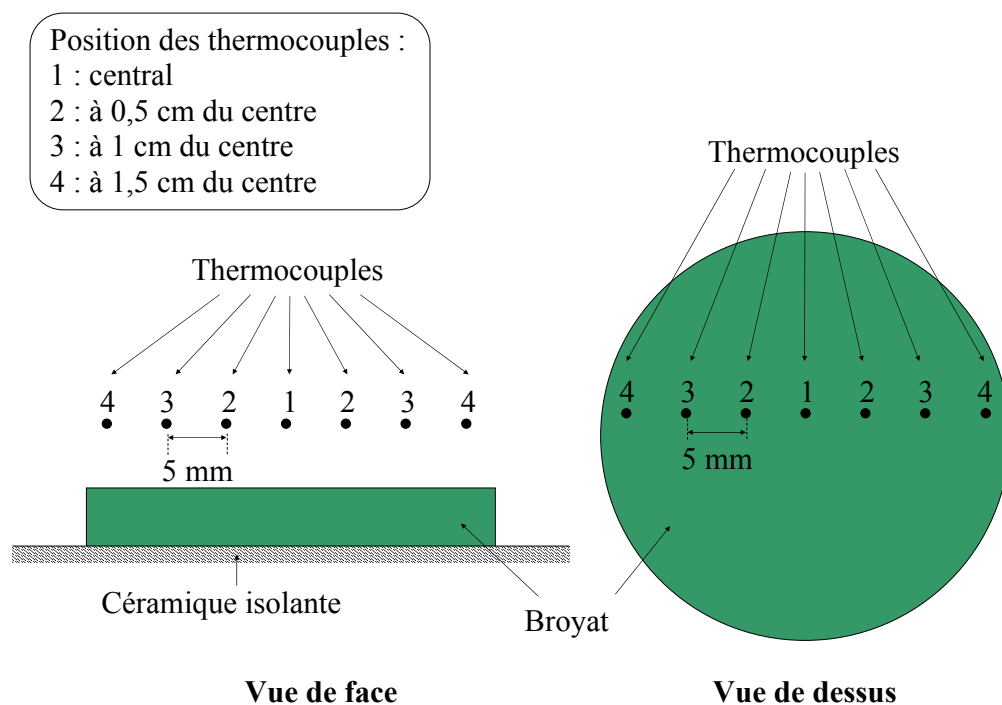


FIG. 2.6 – Schéma du positionnement de la rampe radiale de thermocouples.

Les thermocouples sont placés dans des gaines en acier inoxydable, ce qui ga-

rantit leur horizontalité. Les perles des thermocouples sont nettoyées après chaque essai. La température radiale à 0,5 cm est calculée en faisant la moyenne des valeurs obtenues par les thermocouples 2, celle à 1 cm en faisant la moyenne des thermocouples 3 et enfin celle à 1,5 cm en faisant la moyenne des thermocouples 4.

Les mesures de flux radiatif sont réalisées face à la flamme à une hauteur de 2,5 cm de haut (figure 2.7). Le fluxmètre est placé soit à 3 cm, soit à 4,5 cm soit à 11 cm de l'axe de la flamme. Cette distance est notée d sur la figure 2.7.

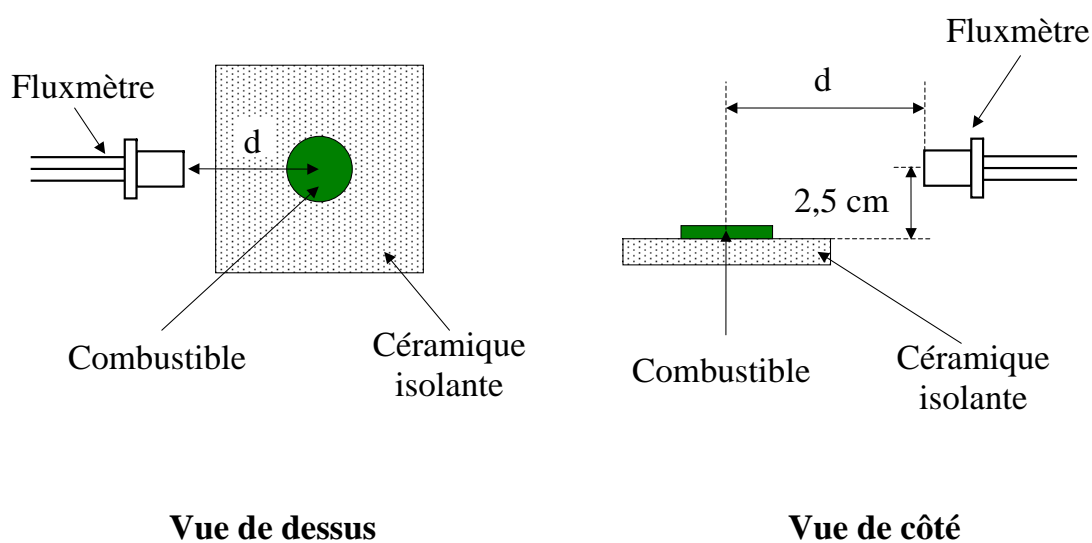


FIG. 2.7 – Schéma du dispositif expérimental pour la détermination du flux radiatif émis par la flamme.

La visualisation des flammes est réalisée avec deux caméras numériques SONY Digital Handycam DCR PC 103 E. Celles-ci sont installées à l'intérieur de l'enceinte :

- la première caméra est placée sur le côté pour observer le comportement des flammes, leurs hauteurs et les effets hydrodynamiques. La distance entre la caméra 1 et le combustible est de 95 cm. La hauteur entre la caméra et la table est de 10 cm;
- la seconde caméra est positionnée au-dessus de la flamme, ce qui permet d'enregistrer la régression du diamètre de la base de la flamme en fonction du temps. La distance entre la caméra 2 et le combustible est de 1,10 m.

Les caméras réalisent des films couleur au format vidéo PAL (576 lignes par image,

720 points par ligne, fréquence d'images : 25 images.s⁻¹) et sont déclenchées simultanément quelques secondes avant le début de chaque expérience.

2.2.1.2 Instrumentation

Pour les expériences, nous avons utilisé des thermocouples de type K, Chromel Alumel (Omega) à jonction exposée (H KMTSS - IMO25E - 300). Les fils sont inclus dans une gaine en acier inoxydable 304 contenant un isolant en céramique (MgO) de 0,25 mm de diamètre et de 300 mm de long. Au niveau de la jonction chaude exposée, les fils ont un diamètre de 50 μm . Les jonctions exposées sont quasiment sphériques et leur diamètre varie entre 100 et 225 μm . Le diamètre des thermocouples a été choisi afin d'assurer un bon compromis entre la robustesse et la rapidité de mesure. La taille des fils limite par ailleurs le fléchissement des jonctions dû à la dilatation.

La perte de masse est suivie au cours du temps à l'aide d'une cellule de pesée SCAIME (type AG1). Son temps de réponse est court (0,2 s) comparé aux techniques conventionnelles telles que les balances de précision (temps de réponse supérieurs à 3 s). La cellule de pesée est couplée à un conditionneur de type CMJ-CE.

Le capteur utilisé pour les mesures de flux est un MEDTHERM 64P-02-24T muni d'un refroidissement à circulation d'eau et comportant une surface sensible de 0,5 cm². Le fluxmètre est équipé d'une fenêtre en saphir avec un angle de vue de 150°. L'étendue utile du spectre de la flamme est comprise entre 0,5 et 5 μm , ce qui est inclus dans la bande passante de la fenêtre en saphir (0,15-5 μm). La gamme de sensibilité du capteur est de 0-0,2 W.cm⁻² et son temps de réponse est de l'ordre de la seconde.

Les thermocouples, le fluxmètre et la cellule de pesée sont connectés à une centrale d'acquisition Hewlett Packard (E9811B). Celle-ci intègre un processeur qui convertit la tension d'entrée de chaque canal analogique et donne ainsi les mesures de température, de flux radiatif et de masse. La constante de temps des thermocouples étant de l'ordre de 50 ms (Santoni et coll., 2002), la fréquence d'échantillonnage est égale à 100 Hz. Pour les autres mesures, ceci entraîne un sur-échantillonnage. L'incertitude de mesure pour la température est de 0,5°C, celle sur la masse est de 2,5 % et celle sur le fluxmètre de 3 %.

2.2.1.3 Traitement des images

Le suivi de l'évolution temporelle de la hauteur et du diamètre visibles des flammes est réalisé pendant la phase laminaire de la combustion des broyats. Celui-ci est obtenu grâce à un programme développé sous *MATLAB*[®] utilisant la boîte à outils de traitement d'images (Gonzalez et coll., 2004). Son principe repose sur la segmentation des images couleurs et l'extraction des attributs des zones étiquetées comme étant des régions de flamme.

Les facteurs de mise à l'échelle horizontaux et verticaux pixels-centimètres sont obtenus en filmant deux règles (une horizontale et une verticale) positionnées au niveau du broyat avec les paramètres intrinsèques (zoom et focale) choisis pour la prise d'images. Le programme sous *MATLAB*[®] réalise, dans une première phase, l'extraction des images des films vidéo à la fréquence d'une image toutes les deux secondes. Durant la phase considérée, la flamme est laminaire et non pulsative. La fréquence d'extraction assure donc un suivi fiable de l'évolution temporelle de la hauteur et du diamètre de flamme tout en allégeant les calculs (en ne traitant qu'une image sur cinquante). Une deuxième phase est ensuite réalisée et correspond à une procédure de segmentation par seuillage des images extraites (Horaud et Monga, 1995). A chaque image, correspondent trois matrices de dimensions égales à la résolution en pixels de l'image. Ces matrices donnent respectivement la répartition des couleurs Rouge, Vert et Bleu avec des valeurs comprises entre 0 et 255. La figure 2.8.a présente une image obtenue avec la caméra 1. La figure 2.8.b montre la répartition des niveaux de gris des composantes Rouge, Vert et Bleu pour la zone rectangulaire tracée en couleur verte.

La procédure de segmentation est basée sur les étapes suivantes :

- l'espace des luminances est partitionné en utilisant les niveaux de gris des composantes Rouge, Vert, Bleu de l'image;
- on définit une zone étalon appartenant à la flamme sur laquelle la moyenne et l'écart type des niveaux gris sont calculés;
- la zone de flamme correspond alors aux pixels ayant des niveaux de gris à plus ou moins 10 % des valeurs de la zone étalon.

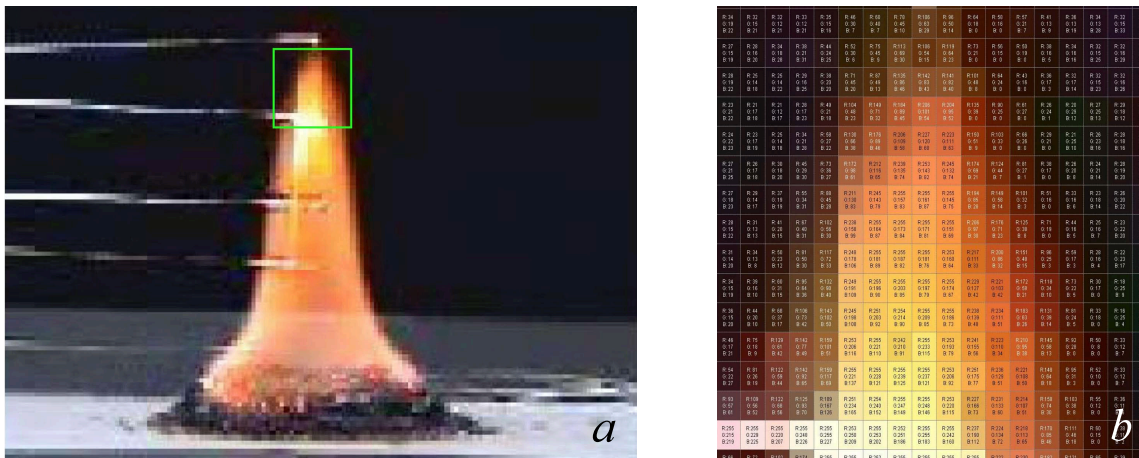


FIG. 2.8 – a. Exemple d’image obtenue à partir de la caméra 1. Le carré dessiné en vert délimite la zone de sélection des pixels présentée en b. - b. Répartition des niveaux de gris des composantes rouge, vert et bleu pour la zone rectangulaire verte.

Une fois la zone d’image sélectionnée, les informations de couleur sont substituées par des informations binaires: la couleur blanc pour les pixels correspondant à la flamme, le noir pour les autres pixels de l’image. Après cette phase, l’image obtenue est celle présentée dans la figure 2.9. Des opérations combinées de dilatation et d’érosion d’image permettent de supprimer des éventuels pixels blancs ou noirs isolés et de lisser le contour de flamme.

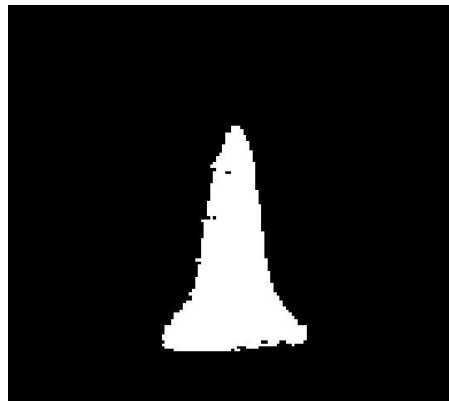


FIG. 2.9 – Image en noir et blanc obtenue à l’aide du programme de traitement d’images. Les pixels blancs correspondent à la flamme.

La hauteur visible de flamme est déterminée en calculant la différence entre les coordonnées verticales du point le plus haut et du point le plus bas de la zone blanche. Le diamètre de base de la flamme est calculé à partir des images issues de

la caméra 2 (figure 2.10.a). Une procédure identique à celle décrite précédemment permet d'isoler la zone de flamme. La figure 2.10.b présente l'image en noir et blanc obtenue à l'aide du programme de traitement d'images.

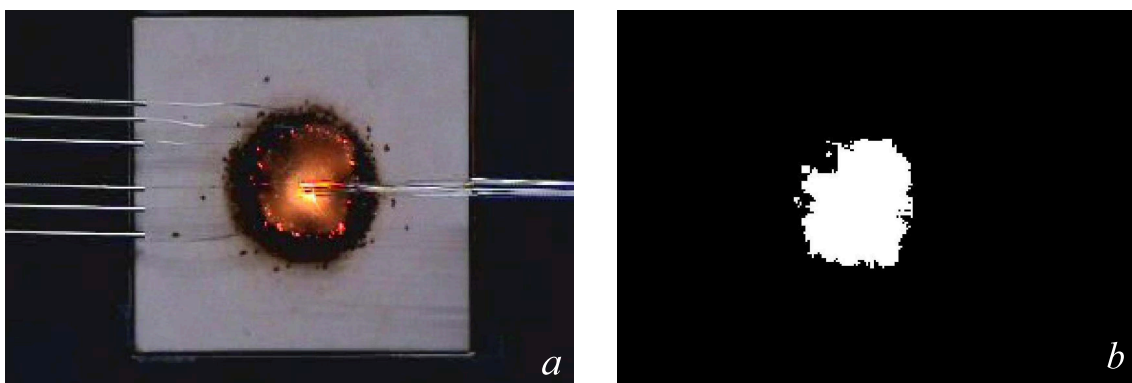


FIG. 2.10 – a. Exemple d'image obtenue à partir de la caméra 2. - b. Extraction de la zone de flamme à partir des vues de la caméra 2.

La largeur de la base de la flamme est déterminée en calculant le diamètre moyen de la zone blanche. La différence entre les coordonnées horizontales du pixel blanc le plus à droite et celui le plus à gauche dans l'image donne une première mesure du diamètre de la zone blanche. La différence entre les coordonnées verticales du pixel blanc le plus haut et celui le plus bas dans l'image donne une deuxième mesure de diamètre. Le diamètre de la base de la flamme est obtenu en calculant la moyenne de ces deux valeurs.

2.2.1.4 Protocole expérimental

Avant chaque expérience, les broyats de combustible (préalablement séchés) sont placés 30 min à l'étuve. L'humidité résiduelle dans les broyats est ainsi inférieure à 2 %. On dispose ensuite 1,5 g de broyat sur la céramique isolante. Le broyat se présente sous la forme d'un cylindre de 3,5 cm de diamètre et d'une hauteur comprise entre 3 et 5 mm, suivant la masse volumique apparente des végétaux. Une petite quantité d'éthanol (0,7 ml soit 0,573 g) est versée uniformément sur l'ensemble de la surface du broyat. Les rampes de thermocouples sont ensuite positionnées, les caméras sont mises en marche et l'acquisition commence. L'alcool est enflammé avec un briquet afin d'assurer un allumage rapide et homogène. La température ambiante est de 22°C et l'humidité relative est de l'ordre de 44 %. Pour chaque broyat, au moins trois essais sont réalisés.

2.2.2 Capacité calorifique à pression constante

2.2.2.1 Méthode de mesure

La capacité calorifique à pression constante a été déterminée par Analyse Calorimétrique Différentielle. L'appareil utilisé est une DSC 131 SETARAM. Les mesures de masse sont réalisées à l'aide d'une balance Mettler dont la précision est d'un milligramme. Nous avons choisi d'utiliser une méthode de détermination incrémentale car elle permet une meilleure précision que la méthode continue. La méthode incrémentale consiste à réaliser trois essais dans des conditions expérimentales identiques :

- le premier essai est effectué avec deux creusets vides sans échantillon (dit essai à blanc),
- le second est réalisé avec une masse m_{ech} d'échantillon dans le creuset de mesure. Lorsque le creuset est rempli, la masse d'échantillon est environ égale à 50 mg.
- pour le troisième, on place dans le creuset de mesure une masse m_{ref} de matériau dont la capacité calorifique notée $C_{p_{ref}}$ est connue. Pour que les mesures soient précises, le produit $m_{ref} \cdot C_{p_{ref}}$ de la référence doit être le plus proche possible de celui de l'échantillon. Pour notre étude, nous avons utilisé 241 mg de zinc dont la capacité calorifique est donnée par l'expression suivante : $C_{p_{ref}} = 362,5 + 5,25 \cdot 10^{-2} \cdot T + 1,16 \cdot 10^{-4} \cdot T^2$ en $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$.

Les mesures sont effectuées sous air dans des creusets en aluminium entre 40 et 240°C. Le programme de chauffage est présenté par la figure 2.11.

La courbe de température obtenue à l'aide de cette méthode se présente sous la forme d'une succession de créneaux. Si on note HF_{blanc} , HF_{ech} et HF_{ref} les flux thermiques mesurés respectivement pour l'essai blanc, pour l'échantillon et pour le matériau de référence (voir figure 2.12), la valeur moyenne de la capacité calorifique de l'échantillon entre les températures T_i et T_{i+1} est donnée par l'équation 2.8.

$$C_{p_{moy}}(T_i \rightarrow T_{i+1}) = C_{p_{moy_{ref}}} \cdot \frac{m_{ref}}{m_{ech}} \cdot \frac{\int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{ech} \cdot dT - \int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{blanc} \cdot dT}{\int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{ref} \cdot dT - \int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{blanc} \cdot dT} \quad (2.8)$$

Le détail des calculs permettant d'obtenir cette équation est explicité en annexe E.1.

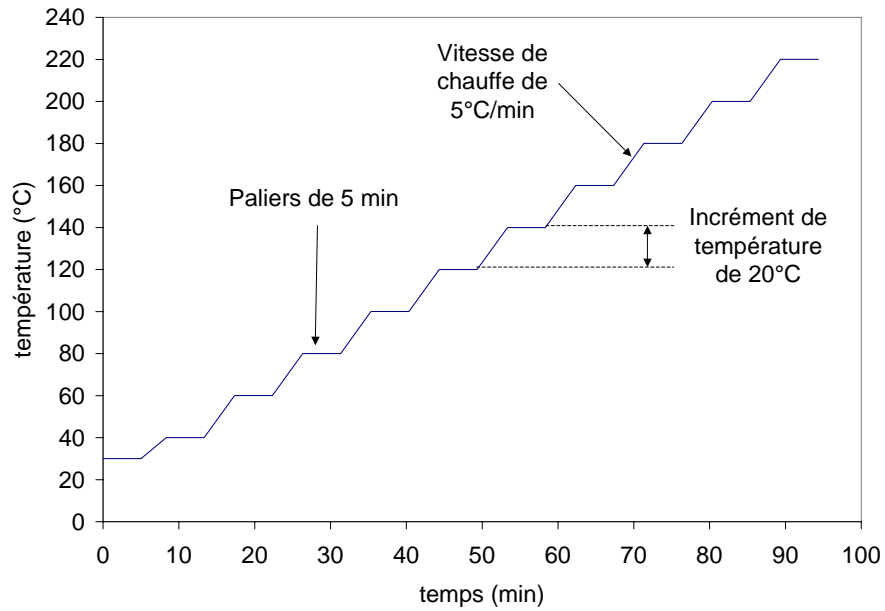


FIG. 2.11 – Programme de chauffage de la DSC 131 pour la détermination du C_p entre 40 et 220°C.

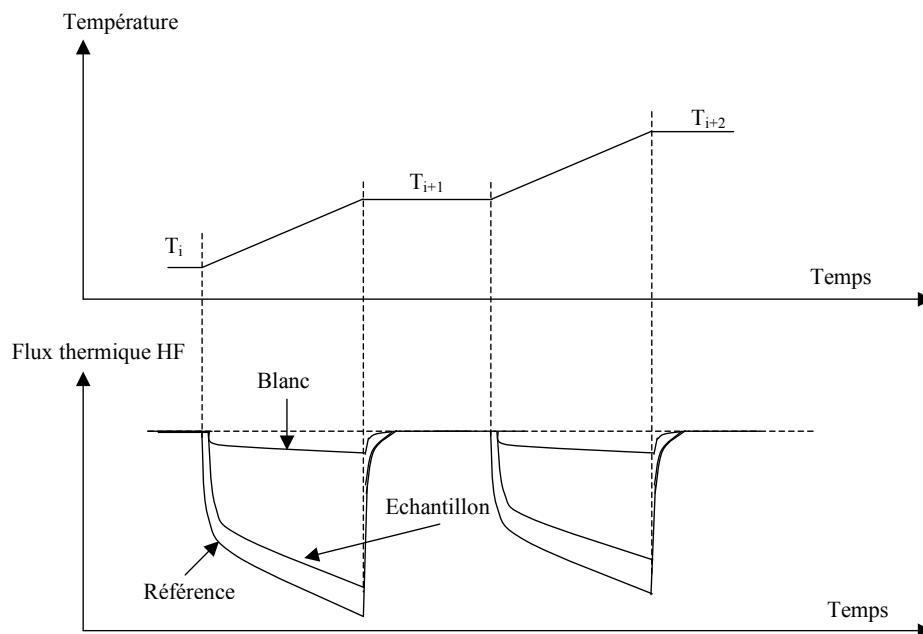


FIG. 2.12 – Schématisation de la détermination de la chaleur spécifique par méthode incrémentale.

2.2.2.2 Protocole expérimental

Dans un premier temps, nous réalisons l'essai à blanc, ainsi que le passage de l'étalon, qui serviront pour l'ensemble des études. Avant chaque mesure de chaleur spécifique à pression constante des végétaux, les broyats de combustible sont placés 30 min à l'étuve. L'humidité résiduelle dans les broyats est comprise entre 0,7 et 2 % suivant les végétaux. Le combustible est pesé puis placé dans un creuset en aluminium. Cinq mesures sont réalisées pour chaque végétal.

Une étude (annexe E.2) a été effectuée afin de s'assurer de la reproductibilité et de la précision des mesures.

2.2.3 Conductivité thermique

La conductivité thermique des échantillons a été déterminée par la société NEO-TIM (Albi 81). Les mesures sont obtenues par la méthode du Hot Disk (disque chaud) (Gustafsson, 1991; He, 2005). Les broyats sont placés dans un porte-échantillon (figure 2.13).



FIG. 2.13 – Photographie du porte-échantillon et de la sonde utilisés pour les mesures de conductivités thermiques.

Une sonde de 6,4 mm de diamètre constituée d'une double spirale de nickel sur un support en kapton est utilisée pour les mesures. Un échelon de puissance constant au cours du temps est appliqué avec la sonde. L'élévation de la température est déterminée à partir de la variation de résistance du nickel. La puissance et le temps de l'expérimentation sont choisis en fonction des propriétés attendues du matériau à caractériser. Dans notre cas, une puissance de 0,02 W est appliquée pendant 20 s.

L'ensemble porte-échantillon et sonde est mis dans une étuve régulée en température sous azote (débit contrôlé de quelques litres par heure). Les conductivités thermiques sont mesurées à 100 et 200°C. La reproductibilité de la méthode est vérifiée en effectuant cinq essais successifs espacés de 45 minutes. La précision des mesures est de $\pm 5\%$.

2.2.4 Gaz de dégradation émis par les végétaux

2.2.4.1 Dispositif expérimental

L'identification des gaz émis lors de la pyrolyse des végétaux a été réalisée à l'aide du dispositif expérimental présenté par la figure 2.14 ci-dessous.

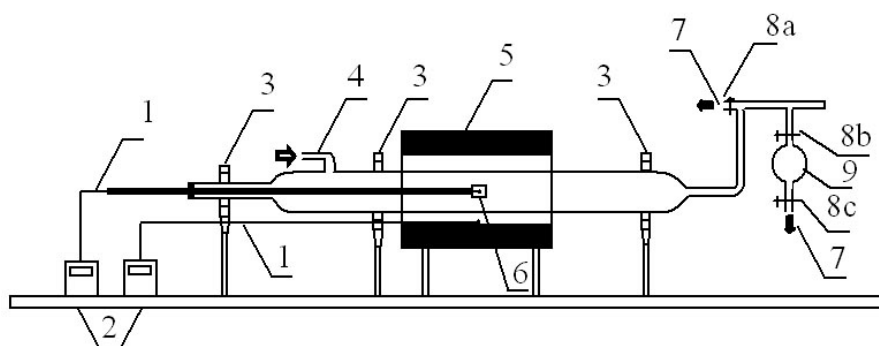


FIG. 2.14 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la détermination des gaz de pyrolyse (1. thermocouple, 2. régulation de température, 3. fixation, 4. injection d'azote, 5. four électrique, 6. nacelle, 7. aspiration des gaz, 8.a-c valves, 9. ballons de prélèvement).

Le dispositif est composé d'un four cylindrique de 43,5 cm de long et de diamètre interne égal à 6,5 cm. Le réacteur en quartz placé à l'intérieur a une longueur de 86 cm et un diamètre de 5 cm. Une nacelle coulissante de 3 cm de diamètre et de 2 cm de hauteur contenant l'échantillon est insérée dans le réacteur. Deux thermocouples sont utilisés pour enregistrer la température au cours du temps dans le four. Le premier est fixé sur la paroi interne du four permettant ainsi sa régulation. Le second est placé dans la nacelle, ce qui permet de suivre l'évolution de la température au sein de l'échantillon. Les gaz émis lors de la pyrolyse sont collectés dans des ballons en verre de 1 litre.

2.2.4.2 Instrumentation

Le four électrique est de type T5HT et peut atteindre 1250°C. La régulation de température du four est réalisée par un régulateur de marque Minicor. Les thermocouples utilisés sont des thermocouples K de 1 mm de diamètre. Les analyses chromatographiques en phases gazeuses (annexe F) sont réalisées à l'aide de deux appareils : le Girdel 30 et le Périchrom 2100.

Le Girdel 30 est équipé d'un Détecteur à Conductivité Thermique (TCD) associé à un tamis moléculaire 13X soumis à une isotherme de 40°C pendant 25 min. Le gaz vecteur utilisé est de l'argon avec un débit de 20 ml.min⁻¹. Cet appareil permet l'analyse du dihydrogène.

Le Perichrom 2100 est équipé de deux détecteurs : un Détecteur à Ionisation de Flamme (FID) et un Détecteur à Conductivité Thermique (TCD). Le FID est relié à une colonne en alumine activée pour l'analyse des hydrocarbures ayant un nombre de carbone inférieur à quatre. Le TCD est, quant à lui, associé à une colonne Porapak Q et à un tamis moléculaire 5 Å ce qui permet d'identifier le dioxygène, le monoxyde de carbone et le dioxyde de carbone. Ces trois colonnes sont soumises aux mêmes variations de température à savoir :

- une isotherme à 50°C pendant 18 min 30,
- suivie d'une montée en température à 8°C.min⁻¹ jusqu'à 110°C,
- et d'une isotherme à 110°C pendant 21 min.

Le gaz vecteur utilisé est de l'hélium avec un débit de 22 ml.min⁻¹ dans le TCD et de 30 ml.min⁻¹ dans le FID.

Les caractéristiques des colonnes ainsi que le détail des programmes utilisés sont également décrits en annexe F.3. La mesure de la fraction volumique d'eau est réalisée à l'aide d'un hygromètre à miroir Edgetech modèle 2001 série Dewprime. Cet appareil permet de déterminer avec précision la température du point de rosée puis de calculer la quantité d'eau présente dans les gaz de dégradation. La température du point de rosée est déterminée avec une précision de plus ou moins 0,2°C. Le fonctionnement de cet appareil est décrit en détail en annexe G.

2.2.4.3 Protocole expérimental

a) Protocole expérimental

Avant chaque expérience, les échantillons sont placés 30 min à l'étuve (à 60°C) pour éliminer l'humidité résiduelle. Des études de thermogravimétrie (Safi et coll., 2004; Cancellieri, 2005 b) ont montré que la plus forte dégradation des végétaux se produit entre 280 et 450°C. Nous avons donc retenu cette plage de température pour l'étude des gaz de dégradation émis par nos végétaux.

La nacelle, remplie de 4 g de broyat, reste à l'extérieur du four mais dans le réacteur jusqu'à ce que le four atteigne sa température de consigne (450°C). Simultanément, l'aspiration est mise en marche, les ballons de prélèvement sont ouverts et l'azote est injecté à 1 l.min⁻¹ afin d'obtenir une atmosphère inerte dans l'ensemble du dispositif expérimental. Lorsque la température du four est stabilisée, l'échantillon est introduit dans le four. L'injection d'azote est arrêtée, les ballons de prélèvement sont fermés et la vanne (8a de la figure 2.14) permettant l'éjection des gaz vers l'extérieur est ouverte. Lorsque le thermocouple placé à 5 mm du fond de la nacelle atteint 280°C, le prélèvement de gaz commence. La vanne 8a est fermée, les ballons de prélèvement sont ouverts et l'azote est injecté dans le réacteur afin de remplir les ballons avec les gaz de pyrolyse. L'expérience dure 2 min, ce qui permet à la température du broyat d'atteindre environ 430°C à 5 mm du fond de la nacelle. Les ballons de prélèvement sont ensuite fermés. Durant l'expérience, la température de l'échantillon est relevée toutes les 30 s. La température de surface de l'échantillon durant les prélèvements est obtenue en réalisant les mêmes expériences mais en plaçant le thermocouple à la surface du broyat. Ces relevés permettent de vérifier la plage de température d'émission des gaz. La perte de masse du broyat pendant la plage de prélèvement est déterminée en pesant le broyat à 280°C et en fin de prélèvement. Pour chaque végétal, au moins trois essais sont réalisées.

b) Analyse des gaz et hypothèse de calcul

Pour l'analyse des gaz de dégradation, les ballons de prélèvement sont directement reliés aux chromatographes en phase gazeuse. Comme l'analyse élémentaire des végétaux (cf. tableau 3.12) ne contient pas d'azote, le dia-

zote analysé par les chromatographes ne peut provenir que du gaz vecteur. Nous ne prenons donc pas en compte le diazote dans la composition des gaz de dégradation. Les gaz qui ne sont pas détectés par les chromatographes sont négligés. Avant chaque campagne de prélèvement, on analyse préalablement des gaz étalons à des concentrations connues. L'identification des gaz de dégradation est possible par comparaison des temps de rétention. Leur quantification est obtenue grâce à l'aire des pics des chromatogrammes.

Pour l'analyse de l'eau, les ballons de prélèvement sont attachés à l'hygromètre. Pour permettre la circulation des gaz de dégradation dans l'hygromètre, un débit de 1 l.min^{-1} d'azote est injecté dans ceux-ci.

2.3 Conclusion

Ce chapitre a permis de caractériser les propriétés chimiques et géométriques des échantillons végétaux utilisés pour notre étude. Par ailleurs, nous avons décrit les différentes méthodes de mesure que nous avons utilisées pour l'étude du comportement au feu des broyats.

En résumé,

- la distribution de température dans la flamme et dans les broyats est obtenue grâce à des rampes de thermocouples;
- le flux rayonné par la flamme est mesuré par l'intermédiaire d'un fluxmètre refroidi;
- la géométrie des flammes est déterminée à partir des films enregistrés par deux caméras visibles, la détermination de la hauteur et du rayon de la flamme étant obtenue par traitements d'images;
- la perte de masse des combustibles est mesurée grâce à une cellule de pesée placée sous le broyat;
- la capacité calorifique massique à pression constante des combustibles est déterminée par DSC;
- la conductivité thermique des broyats est obtenue par la méthode du Hot Disk;
- enfin, les gaz de dégradation sont identifiés par l'intermédiaire d'un four couplé à des chromatographes en phase gazeuse et à un hygromètre.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux obtenus pour six combustibles méditerranéens

Les feux de forêt se produisant dans les régions méditerranéennes mettent en jeu différents végétaux. Ce chapitre a pour but de comparer les flammes de six combustibles méditerranéens (*Pinus laricio* (pin laricio), *Pinus halepensis* (pin d'Alep), *Pinus pinaster* (pin maritime), *Erica arborea* (bruyère arborescente), *Cistus monspeliensis* (ciste de Montpellier) et *Arbutus unedo* (arbousier)) afin de déterminer les facteurs influençant leur comportement au feu. L'étude se déroule en plusieurs étapes :

- Dans un premier temps, nous présentons de manière globale la combustion des six broyats. Pour ce faire, nous décrivons les différentes phases des flammes et les résidus carbonneux après extinction.
- Dans la deuxième partie, nous étudions la phase solide et plus précisément les facteurs intervenant dans la vitesse de dégradation des broyats.
- Dans la troisième partie, nous détaillons le comportement de la phase gazeuse. Nous étudions pour cela la composition des gaz de dégradation, la géométrie visible des flammes, les profils de températures ainsi que les flux radiatifs émis par les flammes.
- Enfin, dans la dernière partie, nous traitons le problème du couplage entre le combustible et la flamme en nous concentrant sur la hauteur visible des flammes et sur la distribution de température.

3.1 Observations globales de la combustion des broyats

L'étude de la combustion des flammes est réalisée à l'aide du dispositif décrit dans le paragraphe 2.2.1. La combustion des six broyats suit les mêmes étapes. On observe dans un premier temps une phase d'allumage puis une phase de régression et enfin une phase d'extinction :

- La première phase dure environ 60 s. Durant cette première étape (figure 3.1.a), la flamme est influencée par l'alcool utilisé pour l'allumage. Celle-ci est pulsative et d'une hauteur d'environ 11 cm.
- Pendant la phase de régression (figure 3.1.b), l'alcool a complètement brûlé. Le combustible est uniquement constitué des gaz issus de la dégradation des broyats. La flamme est laminaire. Sa hauteur (comprise entre 1,5 et 4 cm) et son rayon diminuent progressivement.

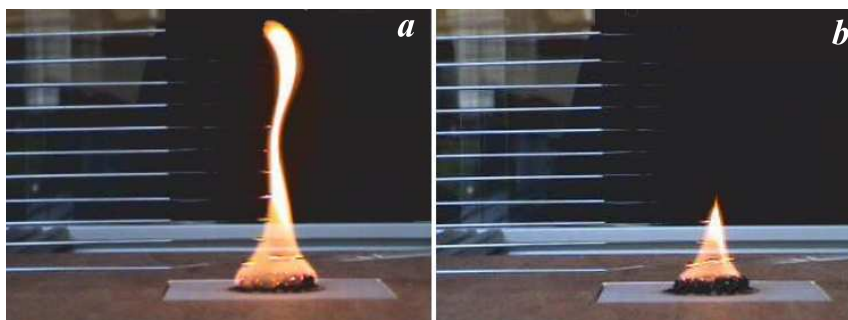


FIG. 3.1 – *Forme de la flamme - a. pendant la phase d'allumage. - b. pendant la phase de régression pour Pinus halepensis.*

- Après la phase de régression, la hauteur de la flamme est inférieure à 1,5 cm. La flamme s'éteint alors brusquement après quelques pulsations. La durée de combustion des broyats varie suivant les espèces : 180 s pour *Pinus laricio* et *Erica arborea*, 170 s pour *Pinus pinaster* et *Pinus halepensis*, 130 s pour *Arbutus unedo* et 110 s pour *Cistus monspeliensis*. A la fin de la combustion, on observe du résidu charbonneux à la surface du broyat et des particules imbrûlées dans son épaisseur (figure 3.2.a). Une petite quantité de cendres est présente à la surface des combustibles (figure 3.2.b). Contrairement aux autres espèces, le broyat d'*Erica arborea* est recouvert de goudron.

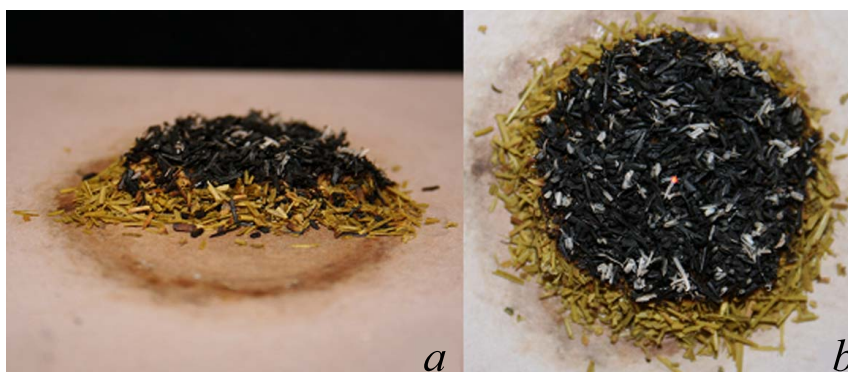


FIG. 3.2 – Phase solide après l’extinction de la flamme - a. vue en coupe. - b. vue de dessus pour *Pinus pinaster*.

3.2 Description de la phase solide

3.2.1 Propriétés thermiques des broyats

3.2.1.1 Capacités calorifiques à pression constante

Le dispositif présenté dans le paragraphe 2.2.2 permet de mesurer les capacités calorifiques à pression constante pour six plages de température comprises entre 80 et 200°C. A partir de ces données, nous avons calculé les moyennes (sur cinq mesures) des ces valeurs pour chacun des échantillons. Le tableau 3.1 regroupe les capacités calorifiques moyennes à pression constante obtenues.

C_p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)						
Température (°C)	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
80 à 100	2050	1865	1888	1939	1962	1912
100 à 120	2053	1871	1844	1912	1888	1912
120 à 140	1979	1837	1794	1800	1800	1848
140 à 160	2012	1797	1858	1794	1847	1901
160 à 180	2026	1898	1982	1827	1807	1925
180 à 200	1985	1692	1840	1864	1699	1874

TAB. 3.1 – Capacités calorifiques à pression constante des six espèces entre 80 et 200°C

A partir de ces données, nous avons calculé la capacité calorifique moyenne à pression constante ainsi que l’écart type pour l’ensemble de la plage de température étudiée (80 et 200°C). Les résultats sont donnés dans le tableau ci-dessous.

Moyenne entre 80 et 200°C (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)						
	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
C _p	2017	1827	1868	1856	1834	1895
Écart type	31	74	64	60	89	29

TAB. 3.2 – Capacités calorifiques moyennes à pression constante des six espèces entre 80 et 200°C

Entre 80 et 200°C, les capacités calorifiques varient faiblement autour de leur valeur moyenne puisque l'écart type reste inférieur à 5 %. Ces fluctuations peuvent provenir :

- de la vaporisation de l'eau due à la réhydratation des échantillons.
- de la libération de composés organiques volatils (COV) comme les molécules terpéniques (Owen et coll., 1997, 2001) émis par les plantes en-dessous de leur température de pyrolyse (Isidorov et coll., 2003).

Ces deux réactions sont endothermiques et modifient le flux thermique enregistré par l'appareil de mesure. Vu la faible dispersion des valeurs entre 80 et 200°C, les capacités calorifiques des broyats peuvent être considérées comme constantes entre ces températures. Cinq des six végétaux ont des capacités calorifiques comparables entre 1830 et 1900 J.kg⁻¹.K⁻¹. Seul *Pinus pinaster* a un C_p supérieur à 2000 J.kg⁻¹.K⁻¹. Dans la littérature (Girard et coll., 1996; Dupuy et Larini, 1996), les valeurs des capacités calorifiques à pression constante obtenues pour les aiguilles de *Pinus pinaster* et *Pinus halepensis* à 27°C sont comprises entre 1337 et 1400 J.kg⁻¹.K⁻¹. Nos résultats sont donc supérieurs aux valeurs obtenues à température ambiante. Ces différences soulignent l'influence de la plage de température lors des mesures.

Lors de la détermination des capacités calorifiques, les erreurs de mesure apparaissent principalement au niveau de l'incertitude de la masse des échantillons. Pour le calcul de la capacité calorifique (équation 2.8), la masse de l'échantillon doit rester constante au cours de la montée en température. Sur la plage de température considérée, le végétal libère des composés organiques volatils ce qui fait diminuer sa masse. D'après Cancellieri (2005 b), cette perte de masse est de l'ordre de 2,5 %. Comme l'humidité des broyats est comprise entre 0,7 et 2 % avant la mesure, d'après l'équation 2.8, la diminution de la masse de l'échantillon engendre une erreur maximale de 4,5 %.

3.2.1.2 Conductivités thermiques

L'ensemble des conductivités thermiques obtenues à l'aide de la technique du "hot disk" est regroupé dans les tableaux 3.3 et 3.4. L'écart type pour ces mesures est inférieur à $0,002 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Comme pour les capacités calorifiques, les conductivités thermiques obtenues pour les six combustibles sont proches. Ces valeurs sont comprises entre $0,107$ et $0,126 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Entre 100 et 200°C , l'augmentation de la conductivité thermique est comprise entre $2,5$ (pour l'*Arbutus unedo*) et $11,5 \%$ (pour *Pinus halepensis*). Cette dépendance à la température est aussi relevée par Ragland et Aerts (1991) et Suuberg et coll. (2001) pour la conductivité thermique du bois. A 100°C , les conductivités thermiques les plus importantes sont obtenues pour *Arbutus unedo*, *Erica arborea* et *Pinus laricio*. On trouve ensuite *Pinus pinaster* et *Pinus halepensis* et enfin *Cistus monspeliensis*. Pour les six combustibles, la conductivité thermique à 100°C semble dépendre de la porosité des broyats : les broyats avec les plus faibles porosités ont en effet les conductivités thermiques les plus grandes. Ce comportement a aussi été souligné par Suleiman et coll. (1999). Cette observation n'est toutefois plus valable à 200°C où les phénomènes de dégradation apparaissent. Dans la littérature, il existe un nombre important de données concernant la conductivité thermique du bois. Malheureusement, peu d'études ont été réalisées sur d'autres combustibles végétaux. On peut toutefois noter que les valeurs obtenues pour les broyats sont proches des conductivités thermiques du bois. Gupta et coll. (2003) donnent par exemple des valeurs de l'ordre de $0,1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Conductivité thermique à 100°C ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)						
Essai	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
1	0.113	0.114	0.115	0.114	0.108	0.119
2	0.113	0.113	0.115	0.115	0.107	0.118
3	0.112	0.113	0.114	0.115	0.108	0.118
4	0.112	0.113	0.115	0.114	0.108	0.118
5	0.109	0.113	0.114	0.115	0.106	0.117
Moyenne	0.112	0.113	0.115	0.115	0.107	0.118
Écart type	0.002	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001

TAB. 3.3 – Conductivités thermiques des six combustibles à 100°C .

Conductivité thermique à 200°C (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)						
Essai	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
1	0.119	0.127	0.118	0.120	0.117	0.121
2	0.119	0.126	0.117	0.120	0.116	0.121
3	0.119	0.126	0.119	0.118	0.115	0.122
4	0.118	0.125	0.117	0.120	0.114	0.121
5	0.120	0.126	0.117	0.119	0.113	0.120
Moyenne	0.119	0.126	0.118	0.120	0.115	0.121
Écart type	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002	0.001

TAB. 3.4 – Conductivités thermiques des six combustibles à 200° C.

3.2.1.3 Diffusivités thermiques

Grâce aux données mesurées dans les paragraphes précédents, il est possible de calculer les diffusivités thermiques a des broyats à l'aide de la relation suivante :

$$a = \frac{\lambda}{\rho_{app} \cdot C_p} \quad (3.1)$$

avec :

C_p : chaleur spécifique à pression constante (tableau 3.2),

ρ_{app} : masse volumique apparente des broyats (tableau 2.9),

λ : conductivité thermique (tableaux 3.3 et 3.4).

Les diffusivités thermiques obtenues sont données dans le tableau 3.5.

Diffusivité thermique a (10 ⁻⁷ m ² .s ⁻¹)						
Température (°C)	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
100	1,52	1,88	1,62	1,65	1,96	1,49
200	1,62	2,10	1,66	1,71	2,10	1,53

TAB. 3.5 – Diffusivités thermiques des six combustibles.

Pour les six broyats, les diffusivités thermiques sont comprises entre 1,49 et 2,10.10⁻⁷ m².s⁻¹. Ces valeurs sont du même ordre de grandeurs que celles trouvées dans la littérature pour le bois (Bouguerra et coll., 2001; Ngohe-Ekam et coll., 2006). Pour l'ensemble des températures, la diffusivité thermique de *Cistus monspeliensis* est supérieure à celle des autres broyats. On trouve ensuite dans l'ordre décroissant : *Pinus halepensis*, *Erica arborea*, *Pinus laricio*, *Pinus pinaster* et *Arbutus unedo*.

3.2.2 Température au sein des broyats

3.2.2.1 Température à la surface des broyats

Les températures de surface ont été obtenues à l'aide du dispositif présenté par la figure 2.6. La rampe radiale est mise en contact avec la surface des combustibles. La tendance générale des températures de surface des six broyats est identique. Dans un souci de clarté, nous ne présentons que les courbes obtenues pour *Pinus laricio*. Les graphiques des autres combustibles sont donnés en annexe H.1. La figure 3.3 présente les températures moyennes de surface au centre du broyat et à 0,5 cm, 1 cm et 1,5 cm du centre. L'ensemble des courbes excepté celle à 1,5 cm a été lissé en ne prenant qu'un point toutes les 4 s. Durant la phase d'allumage, la flamme est pulsative ce qui entraîne la fluctuation des thermogrammes. Au niveau de la surface, ces fluctuations peuvent être observées sur la courbe non lissée à 1,5 cm du centre et durent environ 40 s.

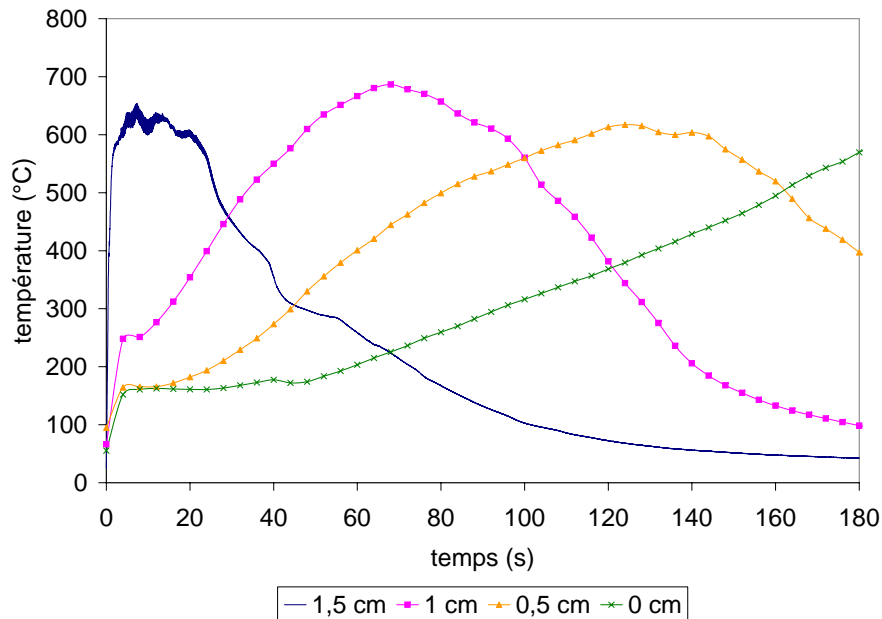


FIG. 3.3 – Températures de surface du broyat de *Pinus laricio*.

Vers 10 s, on observe un maximum de température à 1,5 cm du centre de la flamme (environ 650°C). La zone de réaction maximale se situe donc à cet endroit. Pendant ce temps, les autres thermocouples sont chauffés par le rayonnement de la flamme. La montée de température est alors quasi linéaire. Après 25 s, le rayon de la flamme diminue. Le thermocouple placé à 1,5 cm sort de la flamme

et sa température diminue jusqu'à atteindre la température ambiante. Vers 60 s, la zone de réaction maximale atteint le thermocouple situé à 1 cm puis ensuite la température diminue après le passage de la flamme (figure 3.4). Vers 120 s, on retrouve ensuite le même comportement au niveau du thermocouple placé à 0,5 cm. L'explication des phénomènes mis en jeu dans le cas de *Pinus laricio* reste valable pour les autres broyats. Seuls les temps où apparaissent les phénomènes diffèrent suivant les végétaux. La température de surface des broyats est donc étroitement liée à la régression de la base de la flamme.

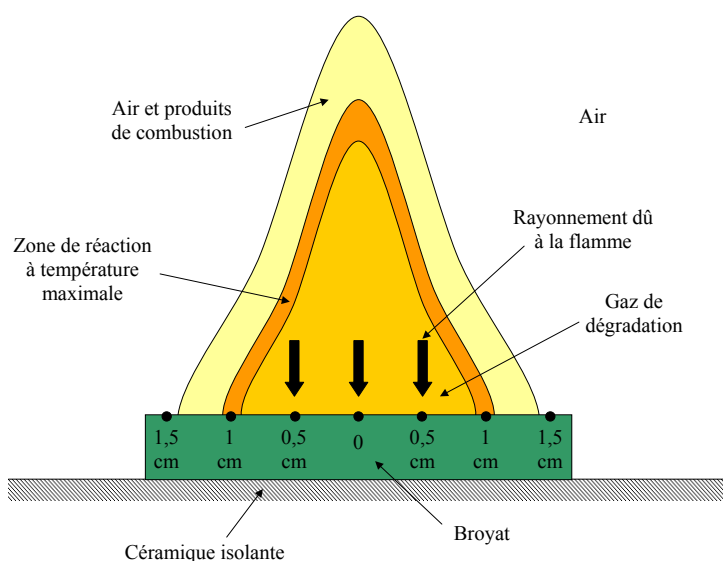


FIG. 3.4 – Position de la flamme de *Pinus laricio* à 60 s.

3.2.2.2 Température dans les broyats

Les températures dans les broyats ont été obtenues à l'aide du même dispositif que celui utilisé pour la mesure des températures de surface. Les thermocouples de la rampe radiale ont été placés dans les broyats tous les millimètres à partir de la céramique isolante. Grâce aux mesures obtenues par les thermocouples, nous avons pu établir les profils de température des six broyats au cours du temps. La figure 3.5 présente les températures moyennes obtenues à 0,5 cm du centre au sein du broyat. Les températures mesurées au centre et à 1,5 cm sont données en annexe H.2. Les particules des broyats sont chauffées par conduction à partir de la surface. L'onde de chaleur se propage dans l'échantillon vers la céramique. D'après les études de Cancellieri (2005 b), la perte de masse des combustibles devient supérieure à 2,5 % au-dessus de 200°C. On peut donc considérer que le combustible commence à se

dégrader à partir de cette température. Pour l'ensemble des broyats, la température du broyat est inférieure à 200°C en-dessous de 2 mm. Ceci explique la présence de particules imbrûlées au niveau de la céramique isolante (figure 3.2). Afin de comparer la propagation de la chaleur au sein des broyats, nous avons représenté la distribution de température au moment où la zone de réaction à température maximale atteint le thermocouple placé à 0,5 cm du centre (figure 3.6).

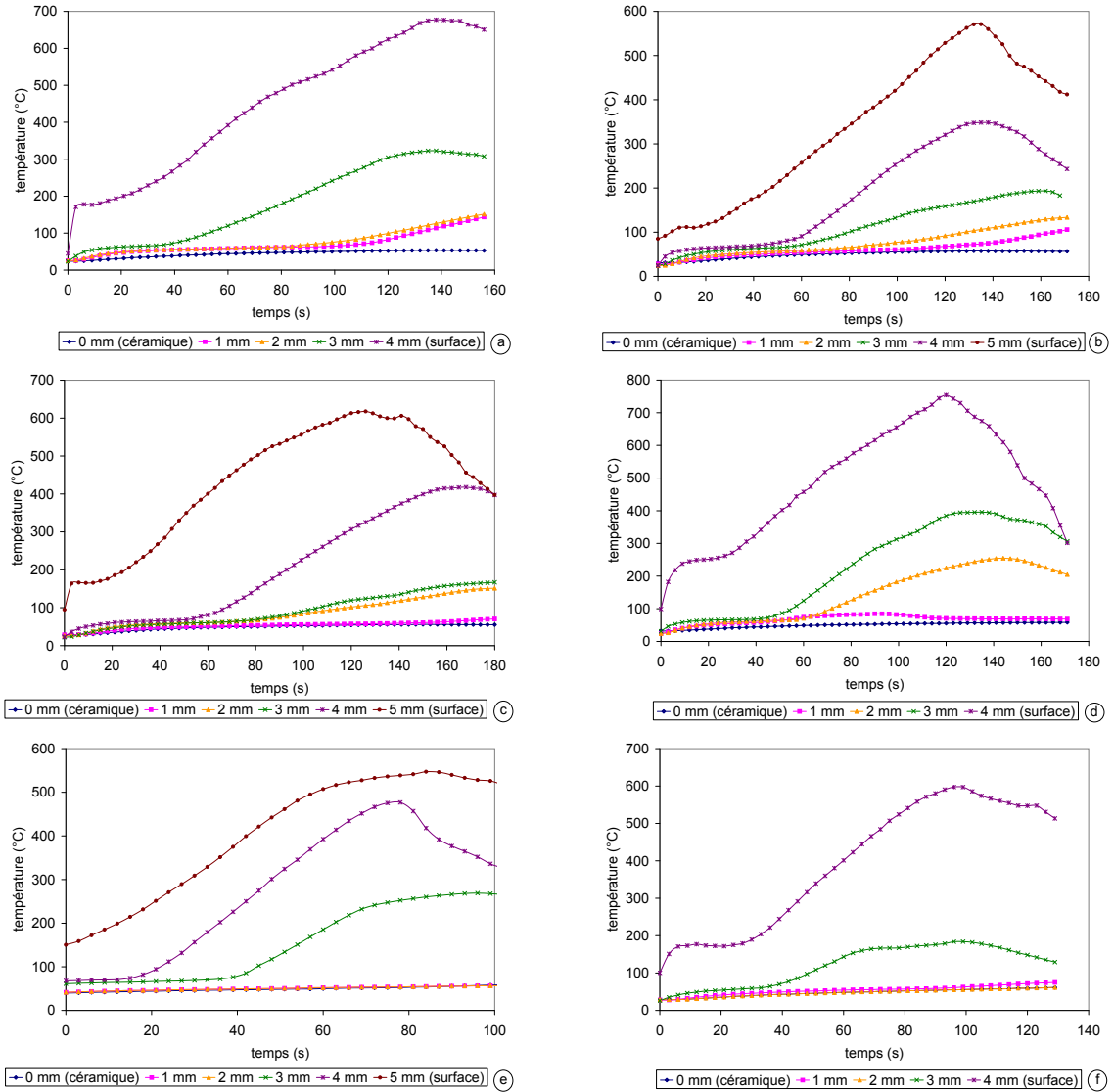


FIG. 3.5 – Températures moyennes mesurées dans les broyats à 0,5 cm du centre pour - a. Pinus pinaster - b. Pinus halepensis - c. Pinus laricio - d. Erica arborea - e. Cistus monspeliensis - f. Arbutus unedo.

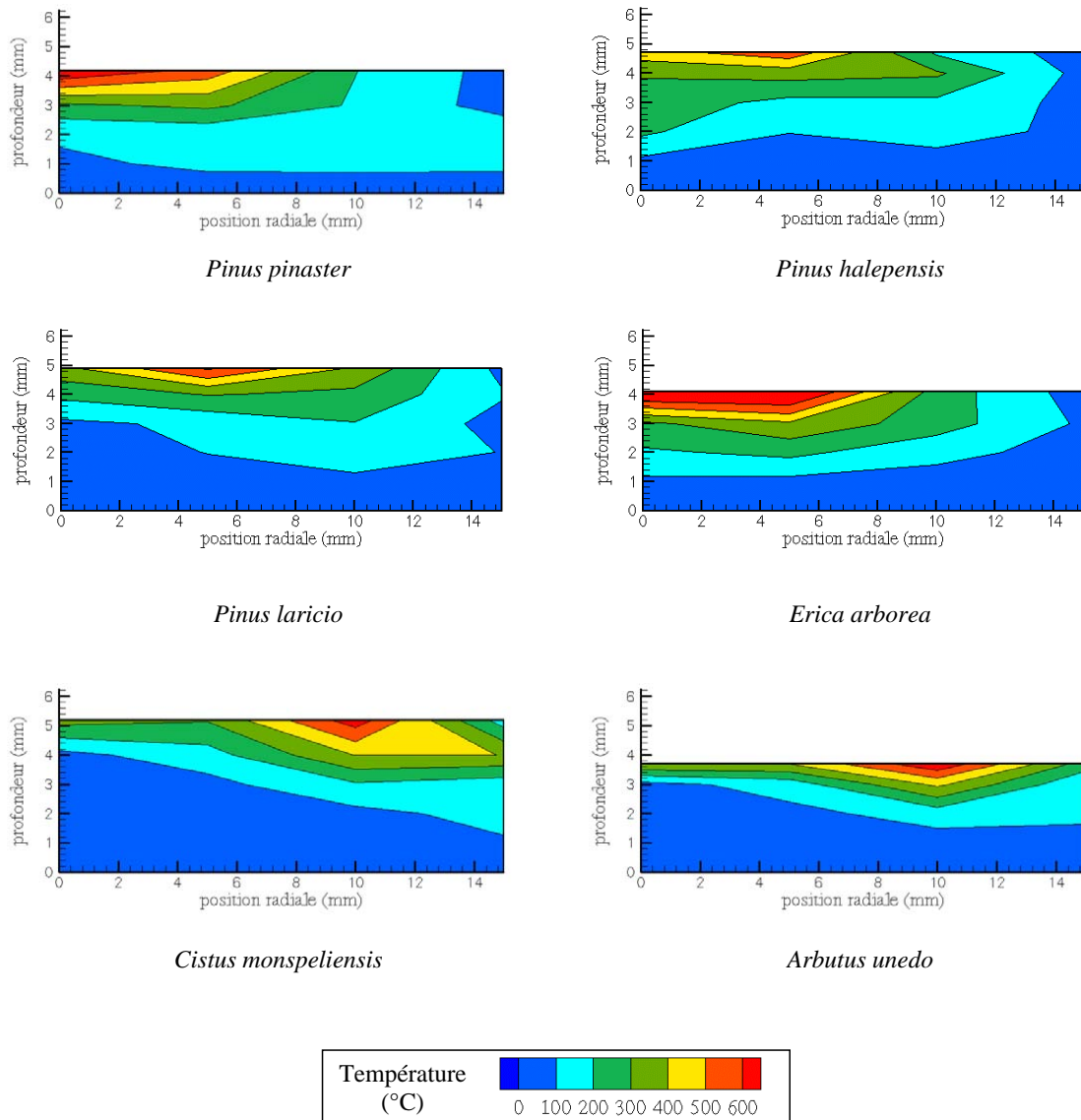


FIG. 3.6 – Températures moyennes dans le broyat au passage de la zone de réaction à température maximale au niveau du thermocouple placé à 0,5 cm du centre.

La dégradation thermique du broyat d'*Arbutus unedo* est principalement surfacique. Pour *Pinus pinaster* et *Pinus laricio*, la dégradation se produit sur un peu plus d'un millimètre de profondeur. Les broyats de *Pinus halepensis*, *Erica arborea* et *Cistus monspeliensis*, quant à eux, se dégradent sur environ 2 mm. La température du broyat de *Cistus monspeliensis* est toutefois supérieure à celle des autres combustibles. Ainsi, la diffusion de la chaleur est plus importante dans le broyat de *Cistus monspeliensis* suivi par *Pinus halepensis*, *Erica arborea* puis par

Pinus pinaster et *Pinus laricio* et enfin par *Arbutus unedo*. D'après les équations régissant la température de la phase solide (équations 1.1, 1.4 et 1.6), la montée en température des broyats dépend de la diffusivité thermique. Ce résultat théorique est confirmé expérimentalement puisque la diffusivité thermique de *Cistus monspeliensis* est supérieure à celle de *Pinus halepensis*, d'*Erica arborea*, de *Pinus pinaster*, de *Pinus laricio* et d'*Arbutus unedo* (tableau 3.5).

3.2.3 Perte de masse des combustibles

Grâce à la cellule de pesée placée sous le combustible (figure 2.5), nous avons pu suivre l'évolution de la perte de masse des six combustibles en fonction du temps. La figure 3.7 montre les courbes moyennes (réalisées sur cinq expériences) pour les différents combustibles. Ces courbes ont été approximées à l'aide d'un polynôme de degré quatre. Les pertes de masse globales des broyats sont données dans le tableau 3.6. Durant leur combustion, les broyats perdent entre 0,14 et 0,25 g, soit entre 10 et 18 % de la masse combustible (Simeoni et coll., 2006). La perte de masse la plus importante est observée pour *Erica arborea*, suivi par *Pinus halepensis*, *Pinus laricio*, *Cistus monspeliensis*, *Pinus pinaster* et *Arbutus unedo*.

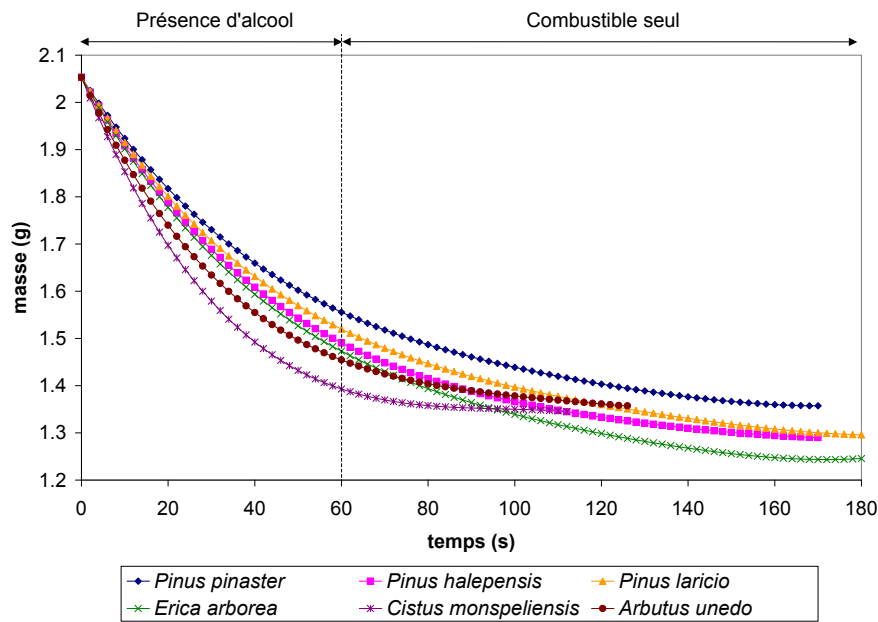


FIG. 3.7 – Pertes de masse moyennes des six végétaux au cours du temps.

	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
Perte de masse (g)	0,14	0,21	0,2	0,25	0,15	0,14
Perte de masse par rapport à la masse combustible ^a (%)	10	15	14	18	11	10

TAB. 3.6 – Pertes de masse globales des six végétaux.

^a la masse combustible correspond à la masse du broyat moins sa masse en minéraux (tableau 3.12)

Bien que les pertes de masse globales soient proches, l'évolution de la perte de masse au cours du temps change suivant les espèces. D'après la figure 3.7, la perte de masse de *Cistus monspeliensis* et d'*Arbutus unedo* s'arrête en effet au bout d'environ 120 s alors que celle des autres combustibles continue à diminuer jusqu'à 170 s. Ce comportement est dû au fait que le rapport surface-volume de *Cistus monspeliensis* et d'*Arbutus unedo* est plus important que celui des autres échantillons (tableau 2.6). Le flux rayonné par ces flammes est mieux absorbé par les broyats (Dupuy, 1995) et la dégradation est alors plus rapide. Ainsi, le broyage et le tamisage ont donc permis la formation de deux groupes de broyats. Le premier est composé des trois pins et d'*Erica arborea* alors que le second est constitué de *Cistus monspeliensis* et d'*Arbutus unedo*. Au sein d'une même catégorie de rapport surface-volume, la dynamique de dégradation est globalement analogue alors que pour des groupes distincts, le comportement au feu diffère. Ce résultat montre l'intérêt de broyer et de tamiser les combustibles végétaux pour observer l'influence des autres propriétés physiques.

Durant la phase d'allumage, la perte de masse enregistrée par la cellule de pesée correspond à la combustion de l'éthanol (utilisé pour l'allumage) et à la dégradation des broyats. Durant cette période, la perte de masse la plus importante est observée pour *Cistus monspeliensis*. On trouve ensuite *Arbutus unedo*, *Erica arborea*, *Pinus halepensis*, *Pinus laricio* et *Pinus pinaster*. Bien que le rapport surface-volume influence la combustion des broyats du premier groupe, il faut souligner l'intervention d'un autre facteur : le taux de minéraux contenu dans les combustibles. Pour *Pinus halepensis* et pour *Erica arborea*, le taux de minéraux est égal à 5,16 et 4,67 % (ta-

bleau 3.12). Comme nous l'avons vu (Philpot, 1970), la température de pyrolyse de *Pinus halepensis* est donc plus faible que celle d'*Erica arborea*. La dégradation du broyat de *Pinus halepensis* apparaît donc plus rapidement. Ce résultat est d'ailleurs confirmé par analyses thermogravimétriques et enthalpiques différentielles (Statheopoulos et coll., 1997; Leroy et coll., 2006). Ainsi, bien que le rapport surface-volume des particules de *Pinus halepensis* soit plus faible que celui d'*Erica arborea*, leurs pertes de masse sont proches, l'effet des minéraux compensant l'influence du rapport surface-volume.

A partir des relevés de pertes de masse, nous avons calculé les vitesses de combustion des broyats pendant la phase de régression en prenant la dérivée de la masse par rapport au temps. La figure 3.8 présente les courbes des vitesses de dégradation durant cette période, approximées par un polynôme du troisième degré.

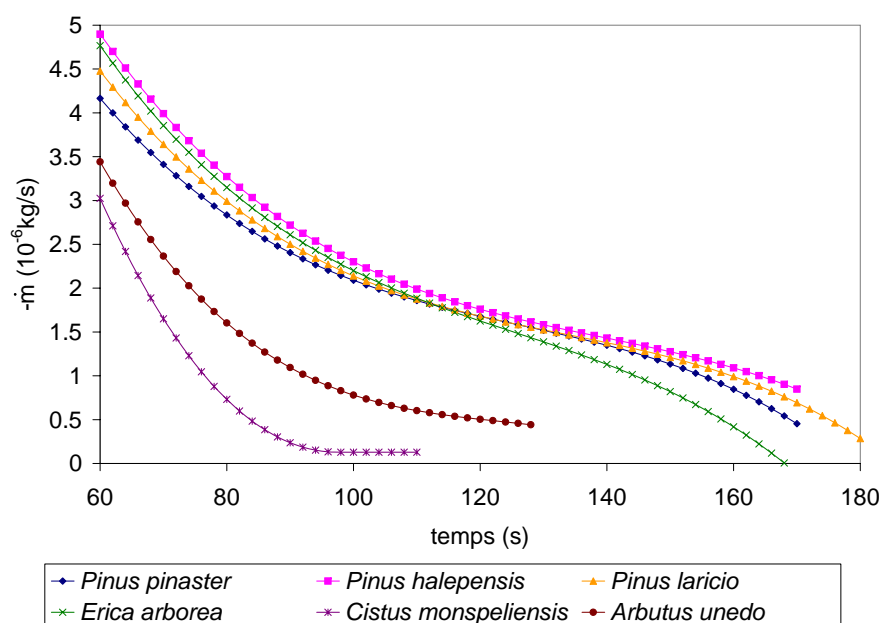


FIG. 3.8 – Courbes des vitesses de dégradation après la phase d'allumage pour les six végétaux.

Les vitesses de dégradation des broyats de *Cistus monspeliensis* et d'*Arbutus unedo* sont faibles car ces combustibles sont en fin de combustion. Le broyat avec la vitesse de combustion la plus importante est *Pinus halepensis*. On trouve ensuite *Erica arborea*, *Pinus laricio* et *Pinus pinaster*. Pour ces quatre combustibles, on observe un point d'inflexion au alentour de 120 s correspondant au début de la

phase d'extinction des flammes. Après cet instant, la vitesse de combustion d'*Erica arborea* chute rapidement pour s'annuler vers 170 s. En comparant les vitesses de combustion avec la distribution de température dans les broyats (figure 3.6), on remarque que plus la propagation de chaleur au sein du combustible est importante, plus la vitesse de combustion est conséquente. Toutefois, il faut noter qu'à 120 s, le goudron produit par le broyat d'*Erica arborea* n'est plus totalement transformé en gaz et se dépose alors à la surface du combustible. Bien que le broyat d'*Erica arborea* continue à se dégrader, la perte de masse devient faible et la vitesse de combustion s'annule. Ainsi, durant la phase de régression, la vitesse de combustion dépend de la température des broyats et de la production de goudron.

Dans la suite de l'étude, nous négligeons l'effet de la combustion hétérogène sur la perte de masse du végétal. Le débit massique des gaz de dégradation est alors égal à la vitesse de dégradation du broyat.

3.3 Description de la phase gazeuse

3.3.1 Composition des gaz de dégradation des six combustibles

3.3.1.1 Plage de température des prélèvements

Pour expliquer les différences observées au niveau des flammes, nous avons étudié les gaz émis par les broyats lors de leur dégradation. La composition des gaz de dégradation est obtenue à l'aide du dispositif présenté en 2.2.4. Les thermocouples placés dans les échantillons permettent de suivre la température du broyat lors du prélèvement des gaz. Les figures 3.9 présentent les températures à 5 mm du fond de la nacelle et à la surface du broyat. Dans le protocole expérimental, le début du prélèvement est défini par le thermocouple placé à 5 mm du fond de la nacelle. Lorsque le fond de la nacelle est à 280°C, la surface a une température supérieure (de l'ordre de 320°C). A la fin du prélèvement, la température est quasiment homogène dans l'ensemble des broyats et a une valeur de 430°C. **Ainsi, les gaz sont prélevés lorsque les broyats ont une température comprise entre 280°C et 430°C.**

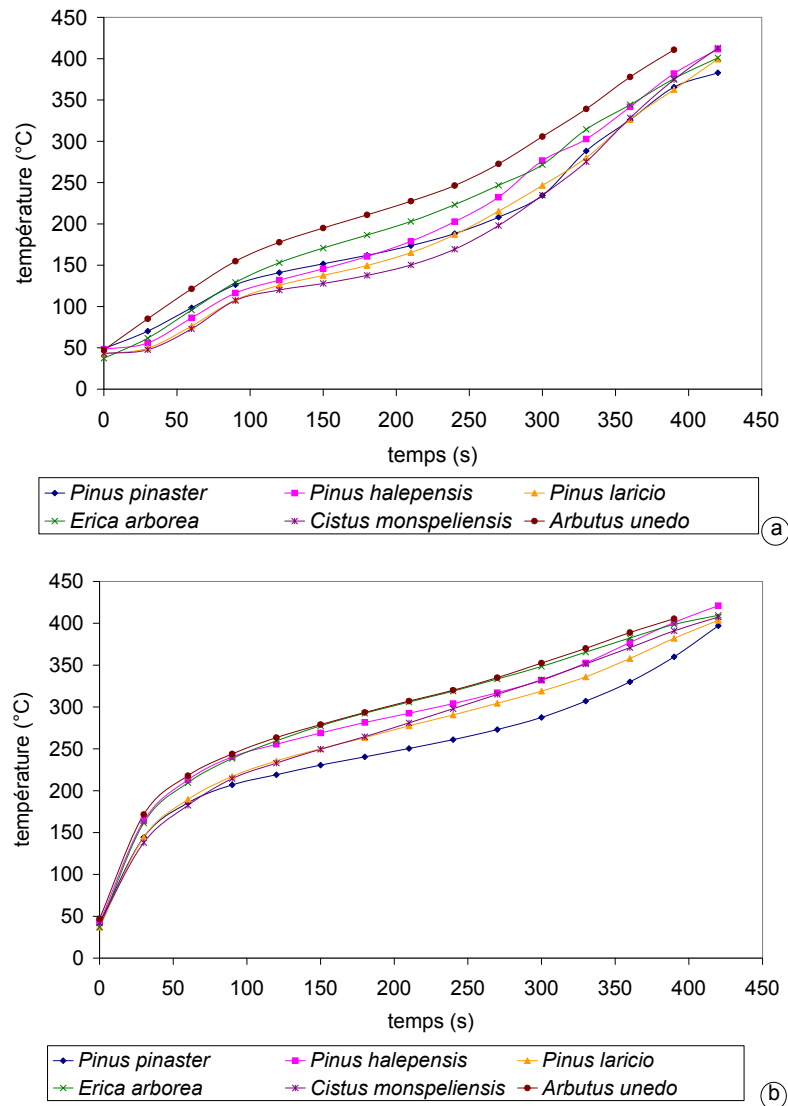


FIG. 3.9 – Températures moyennes - a. à 5 mm du fond de la nacelle - b. à la surface des broyats pour les six échantillons.

3.3.1.2 Composition massique des gaz de dégradation

Les gaz de dégradation ont été déterminés à partir de deux techniques d'analyse. La chromatographie en phase gazeuse permet de connaître les fractions volumiques des gaz détectés (tableau J.1 en annexe J) par le dispositif. Toutefois, comme il n'est donc pas possible d'obtenir la quantité d'eau par cette méthode, nous avons complété nos mesures par une analyse hygrométrique (tableau J.4 en annexe J). Les fractions massiques des gaz de dégradation sont données dans le tableau 3.7. Le détail des calculs ainsi que les fractions molaires correspondantes sont présentés en

annexe J.

Fractions massiques entre 280 et 430°C						
Espèces	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
CO	0,191	0,150	0,140	0,141	0,127	0,129
CO ₂	0,574	0,663	0,616	0,718	0,590	0,693
CH ₄	0,037	0,032	0,040	0,026	0,035	0,020
C ₂ H ₄	0,008	0,007	0,008	0,004	0,007	0,005
C ₂ H ₆	0,014	0,011	0,016	0,006	0,009	0,008
C ₃ H ₆	0,002	0,002	0,002	0,001	0,004	0,001
C ₃ H ₈	0,009	0,009	0,013	0,005	0,011	0,007
C ₄ H ₆	0,050	0,037	0,059	0,040	0,051	0,032
C ₄ H ₈	0,021	0,014	0,021	0,009	0,019	0,014
C ₄ H ₁₀	0,005	0,004	0,011	0,003	0,008	0,006
H ₂	0,000	0,000	0,001	0,000	0,000	0,000
H ₂ O	0,089	0,070	0,074	0,047	0,138	0,084
O ₂	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
C ₂ H ₂	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

TAB. 3.7 – Fractions massiques des gaz de dégradation entre 280 et 430°C.

Pour les six combustibles étudiés, les gaz de dégradation obtenus entre 280 et 430°C sont principalement constitués de CO₂, CO, H₂O, CH₄ et C₄H₆. Les autres hydrocarbures analysés sont présents en plus petites quantités. Ces résultats sont en accord avec la littérature (Grishin, 1997; Peacocke et coll., 1997; Fagbemi et coll., 2001; Shah et coll., 1989; Klose et coll., 2000). La figure 3.10 donne la répartition en gaz combustibles (monoxyde de carbone plus hydrocarbures), en dioxyde de carbone et en eau des gaz de dégradation des six végétaux. L'espèce ayant la plus grande quantité de gaz combustibles est *Pinus pinaster* avec 33,7 % des gaz. On trouve ensuite *Pinus laricio* (31 %), *Cistus monspeliensis* (27,2 %), *Pinus halepensis* (26,7 %), *Erica arborea* (23,5 %) et *Arbutus unedo* (22,3 %). Les fractions massiques d'eau peuvent être divisées en trois groupes. *Cistus monspeliensis* possède la plus importante quantité d'eau (13,8 %). Ensuite, nous pouvons regrouper les trois pins et *Arbutus unedo* avec une fraction massique d'eau de l'ordre de 8 %. Enfin, on trouve *Erica arborea* avec une fraction massique d'eau environ deux fois moins importante (4,7 %) que celle des autres végétaux.

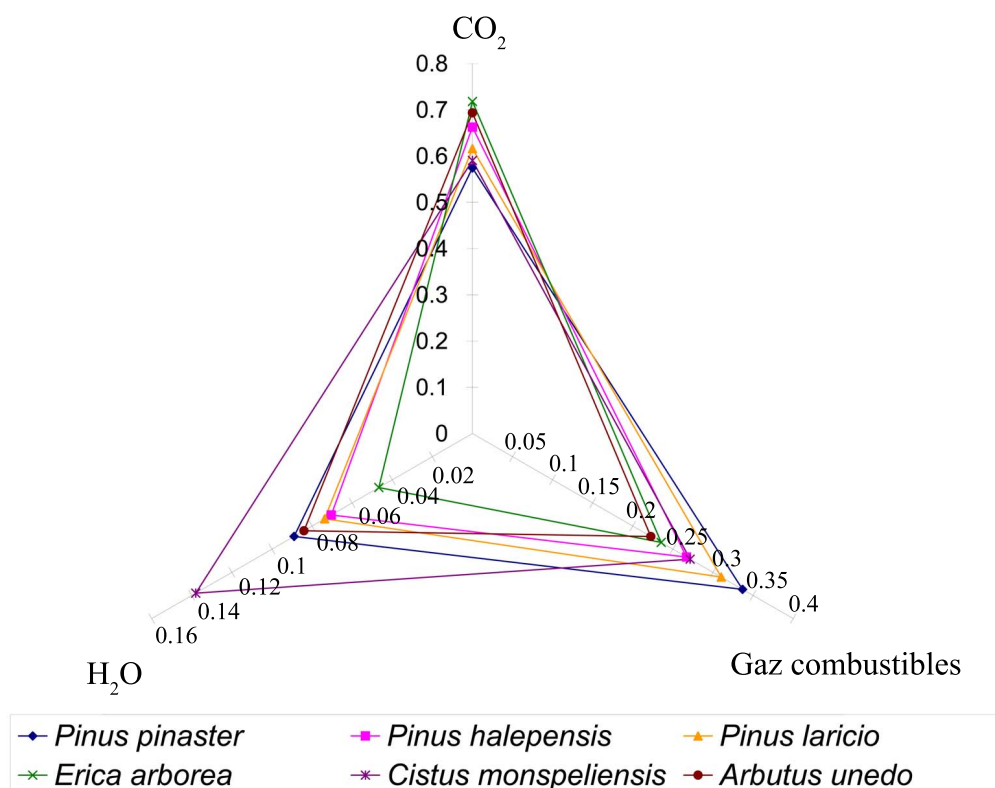


FIG. 3.10 – Répartition en gaz combustibles, en dioxyde de carbone et en eau des gaz de dégradation des six végétaux.

Les espèces présentes dans les gaz de pyrolyse proviennent de la dégradation des biopolymères constituant les végétaux :

- la cellulose est principalement responsable de la production des gaz volatils inflammables (LeVan, 1989). Elle se dégrade suivant le schéma présenté par la figure 3.11. Les gaz émis sont composés de gaz volatils (monoxyde et dioxyde de carbone, hydrogène, méthane, éthane, éthylène, propène, butane, propadiène et but-1-ène) et de gaz de plus fortes masses moléculaires (furanes, anhydroglucopyranoses, anhydroglucofuranoses, dianhydroglucopyranoses) (Várhegyi et coll., 1997). Entre 300 et 350°C, le degré de polymérisation de la cellulose diminue et la formation de goudrons devient prédominante. Ce phénomène est observé durant le prélèvement. Un dépôt de goudron est en effet visible à l'intérieur du réacteur en quartz à la sortie du four (figure 3.12);

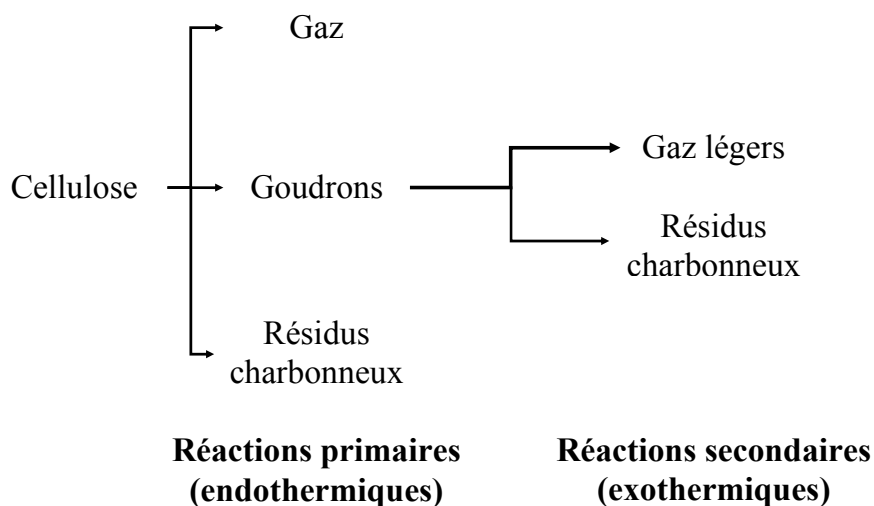


FIG. 3.11 – Mécanisme de pyrolyse de la cellulose (Fagbemi et coll., 2001).



FIG. 3.12 – Dépôt de goudron à l'intérieur du réacteur en quartz.

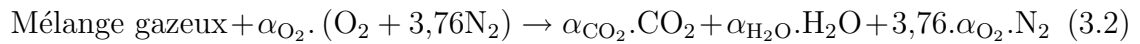
- l'hémicellulose se dégrade entre 200 et 360°C (Müller-Hagedorn et coll., 2002; Antal et Varhegyi, 1995). La dégradation conduit à la formation de gaz volatils (monoxyde et dioxyde de carbone, hydrocarbures avec un nombre de carbone inférieur à cinq, acide formique, acide acétique) et de molécules de plus fortes masses moléculaires (furanes, anhydroglucopyranoses, anhydroglucoses, anhydrohexoses, levoglucosenones) (Várhegyi et coll., 1997);
- la lignine se décompose entre 280 et 500°C. Les gaz émis sont des gaz volatils (monoxyde et dioxyde de carbone, acide acétique et diéthylether) et des gaz de masses moléculaires plus importantes (hydrocarbures aromatiques, vanillins, phénols, catechols, guaiocols) (Várhegyi et coll., 1997). Néanmoins, le

dégagement gazeux est assez faible car la dégradation de la lignine conduit principalement à la formation du résidu charbonneux (Orfao et coll., 1999).

Ainsi, entre 280 et 430°C, les gaz de pyrolyse sont principalement dus à la dégradation de la cellulose et de l'hémicellulose.

3.3.1.3 Pouvoir calorifique

Pour calculer le pouvoir calorifique, on suppose que les gaz de dégradation réagissent dans l'air suivant l'équation suivante :



avec

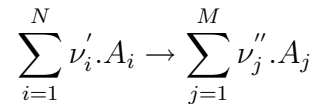
$$\begin{aligned} \text{Mélange gazeux} = & X_{\text{CO}} \cdot \text{CO} + X_{\text{CO}_2} \cdot \text{CO}_2 + X_{\text{CH}_4} \cdot \text{CH}_4 + X_{\text{C}_2\text{H}_4} \cdot \text{C}_2\text{H}_4 \\ & + X_{\text{C}_2\text{H}_6} \cdot \text{C}_2\text{H}_6 + X_{\text{C}_3\text{H}_6} \cdot \text{C}_3\text{H}_6 + X_{\text{C}_3\text{H}_8} \cdot \text{C}_3\text{H}_8 \\ & + X_{\text{C}_4\text{H}_6} \cdot \text{C}_4\text{H}_6 + X_{\text{C}_4\text{H}_8} \cdot \text{C}_4\text{H}_8 + X_{\text{C}_4\text{H}_{10}} \cdot \text{C}_4\text{H}_{10} \\ & + X_{\text{H}_2} \cdot \text{H}_2 + X_{\text{H}_2\text{O}} \cdot \text{H}_2\text{O} \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\alpha_{\text{CO}_2} = X_{\text{CO}} + X_{\text{CO}_2} + X_{\text{CH}_4} + 2 \cdot X_{\text{C}_2\text{H}_4} + 2 \cdot X_{\text{C}_2\text{H}_6} + 3 \cdot X_{\text{C}_3\text{H}_6} + 3 \cdot X_{\text{C}_3\text{H}_8} + 4 \cdot X_{\text{C}_4\text{H}_6} + 4 \cdot X_{\text{C}_4\text{H}_8} + 4 \cdot X_{\text{C}_4\text{H}_{10}} \quad (3.4)$$

$$\alpha_{\text{H}_2\text{O}} = 2 \cdot X_{\text{CH}_4} + 2 \cdot X_{\text{C}_2\text{H}_4} + 3 \cdot X_{\text{C}_2\text{H}_6} + 3 \cdot X_{\text{C}_3\text{H}_6} + 4 \cdot X_{\text{C}_3\text{H}_8} + 3 \cdot X_{\text{C}_4\text{H}_6} + 4 \cdot X_{\text{C}_4\text{H}_8} + 5 \cdot X_{\text{C}_4\text{H}_{10}} + X_{\text{H}_2} + 2 \cdot X_{\text{H}_2\text{O}} \quad (3.5)$$

$$\alpha_{\text{O}_2} = \frac{2 \cdot \alpha_{\text{CO}_2} + \alpha_{\text{H}_2\text{O}} - X_{\text{CO}} - 2 \cdot X_{\text{CO}_2} - X_{\text{H}_2\text{O}}}{2} \quad (3.6)$$

En écrivant cette réaction sous la forme :



avec :

N et M : nombres d'espèces chimiques dans le système,

ν'_i et ν''_j : coefficients stœchiométriques des réactifs i et des produits j dans la réaction,

A_i et A_j : symboles chimiques des réactifs i et des produits j ,

les enthalpies de réaction peuvent être calculées grâce à la loi de Hess :

$$\Delta h = \sum_{j=1}^M \nu''_j \cdot h_{A_j}^0 - \sum_{i=1}^N \nu'_i \cdot h_{A_i}^0 \quad (3.7)$$

avec h^0 : l'enthalpie standard de formation à 1 bar et à 298,15 K.

Les enthalpies de réaction des gaz de dégradation sont données dans le tableau 3.8 pour les six végétaux.

Enthalpies de réaction (MJ.kg ⁻¹)					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
8,77	7,02	9,39	5,85	8,01	5,64

TAB. 3.8 – Enthalpie de réaction des gaz provenant de la dégradation de chaque végétal entre 280 et 430° C.

Parmi les végétaux étudiés, il est possible de distinguer deux groupes. Le premier groupe est constitué d'*Erica arborea* et *Arbutus unedo* et possède des enthalpies de réaction d'environ 5,7 MJ.kg⁻¹. Le second groupe est composé de *Pinus pinaster*, *Pinus laricio*, *Cistus monspeliensis* et *Pinus halepensis*. Les enthalpies de réaction de ce groupe sont comprises entre 7,02 et 9,39 MJ.kg⁻¹.

La combustion des flammes de diffusion laminaires est pilotée par l'air disponible autour de la flamme. Il est donc plus représentatif de comparer les pouvoirs calorifiques par masse d'oxydant donnés par la relation suivante :

$$\Delta h_a = \Delta h \cdot f_s \quad (3.8)$$

avec :

Δh : enthalpie de réaction des gaz de dégradation (tableau 3.8),

f_s : coefficient stoechiométrique dans l'oxydant.

Dans le cas de l'air, $f_{s,air}$ est défini par :

$$\begin{aligned}
 f_{s,air} &= \frac{m_{comb}}{m_{air}} \\
 &= \frac{X_{CO} \cdot W_{CO} + X_{CO_2} \cdot W_{CO_2} + X_{CH_4} \cdot W_{CH_4} + X_{C_2H_4} \cdot W_{C_2H_4}}{\alpha_{O_2} \cdot (W_{O_2} + 3,76 \cdot W_{N_2})} \\
 &+ \frac{X_{C_2H_6} \cdot W_{C_2H_6} + X_{C_3H_6} \cdot W_{C_3H_6} + X_{C_3H_8} \cdot W_{C_3H_8} + X_{C_4H_6} \cdot W_{C_4H_6}}{\alpha_{O_2} \cdot (W_{O_2} + 3,76 \cdot W_{N_2})} \\
 &+ \frac{X_{C_4H_8} \cdot W_{C_4H_8} + X_{C_4H_{10}} \cdot W_{C_4H_{10}} + X_{H_2} \cdot W_{H_2} + X_{H_2O} \cdot W_{H_2O}}{\alpha_{O_2} \cdot (W_{O_2} + 3,76 \cdot W_{N_2})}
 \end{aligned} \quad (3.9)$$

Pour du dioxygène, le coefficient stoechiométrique s'écrit :

$$\begin{aligned}
 f_{s,O_2} &= \frac{m_{comb}}{m_{O_2}} \\
 &= \frac{X_{CO} \cdot W_{CO} + X_{CO_2} \cdot W_{CO_2} + X_{CH_4} \cdot W_{CH_4} + X_{C_2H_4} \cdot W_{C_2H_4}}{\alpha_{O_2} \cdot W_{O_2}} \\
 &+ \frac{X_{C_2H_6} \cdot W_{C_2H_6} + X_{C_3H_6} \cdot W_{C_3H_6} + X_{C_3H_8} \cdot W_{C_3H_8} + X_{C_4H_6} \cdot W_{C_4H_6}}{\alpha_{O_2} \cdot W_{O_2}} \\
 &+ \frac{X_{C_4H_8} \cdot W_{C_4H_8} + X_{C_4H_{10}} \cdot W_{C_4H_{10}} + X_{H_2} \cdot W_{H_2} + X_{H_2O} \cdot W_{H_2O}}{\alpha_{O_2} \cdot W_{O_2}}
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Les coefficients stoechiométriques et les pouvoirs calorifiques par masse d'air et de dioxygène sont donnés dans le tableau 3.9 pour les six végétaux.

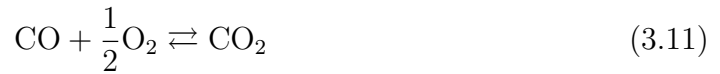
	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
Coefficient stoechiométrique dans l'air	0,37	0,46	0,34	0,56	0,40	0,58
Pouvoir calorifique par masse d'air (MJ.kg ⁻¹)	3,24	3,23	3,18	3,27	3,19	3,25
Coefficient stoechiométrique dans O ₂	1,59	1,97	1,45	2,40	1,71	2,48
Pouvoir calorifique par masse d'O ₂ (MJ.kg ⁻¹)	13,90	13,86	13,65	14,03	13,69	13,96

TAB. 3.9 – Coefficients stoechiométriques et pouvoirs calorifiques des gaz provenant de la dégradation de chaque végétal entre 280 et 430° C.

D'après le tableau 3.8, les enthalpies de réaction des gaz issus de la dégradation des végétaux varient du simple au double. Toutefois, le pouvoir calorifique par masse d'oxydant des végétaux est comparable quels que soient les combustibles. Cette propriété est d'ailleurs couramment utilisée dans les travaux en calorimétrie (Janssens, 1991; Schemel et coll., 2007). Dans ce type d'approche, le pouvoir calorifique par masse d'O₂ est généralement pris égal à 13,1 MJ.kg⁻¹ (Huggett, 1980) ce qui est légèrement inférieur à nos valeurs (en moyenne égale à 13,85 MJ.kg⁻¹). En ce qui concerne le pouvoir calorifique par masse d'air, celui-ci est environ égal 3,2 MJ.kg⁻¹.

Cette valeur est très proche de celle donnée pour la cellulose ($3,14 \text{ MJ.kg}^{-1}$ (Drysdale, 1996)) et pour le bois ($3,2 \text{ MJ.kg}^{-1}$ (Cox, 1995)).

Dans la littérature (Grishin, 1997; Morvan et Dupuy, 2001), les gaz de dégradation sont assimilés à du monoxyde de carbone brûlant dans l'air :



Le pouvoir calorifique par masse d'air de cette réaction est égal à $4,1 \text{ MJ.kg}^{-1}$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que les valeurs obtenues pour les végétaux. Toutefois, le pouvoir calorifique du monoxyde de carbone est supérieur. Il semble donc que cette hypothèse sur-estime l'énergie dégagée lors de la combustion des végétaux.

3.3.2 Géométrie des flammes

La géométrie des flammes a été déterminée à l'aide de deux caméras visibles (dispositif décrit dans la paragraphe 2.2.1). Les figures 3.13 et 3.14 représentent respectivement les hauteurs moyennes et les rayons moyens des bases des flammes enregistrés au cours temps.

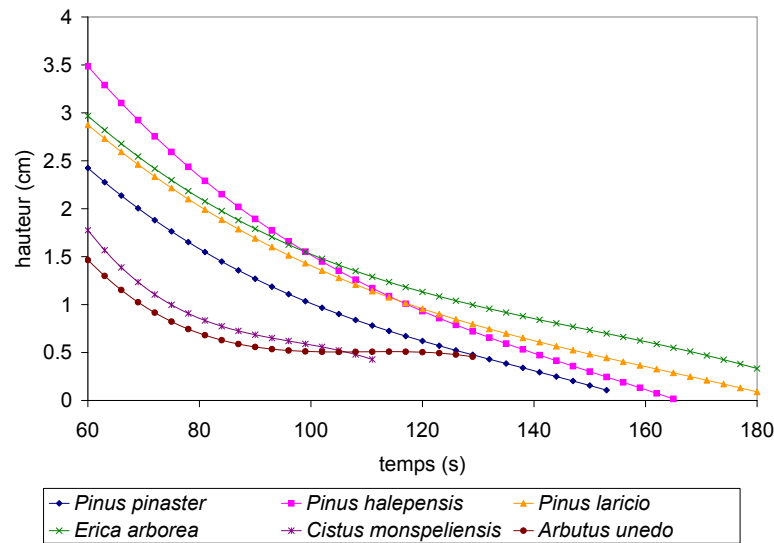


FIG. 3.13 – Hauteurs visibles moyennes des flammes pour les six combustibles.

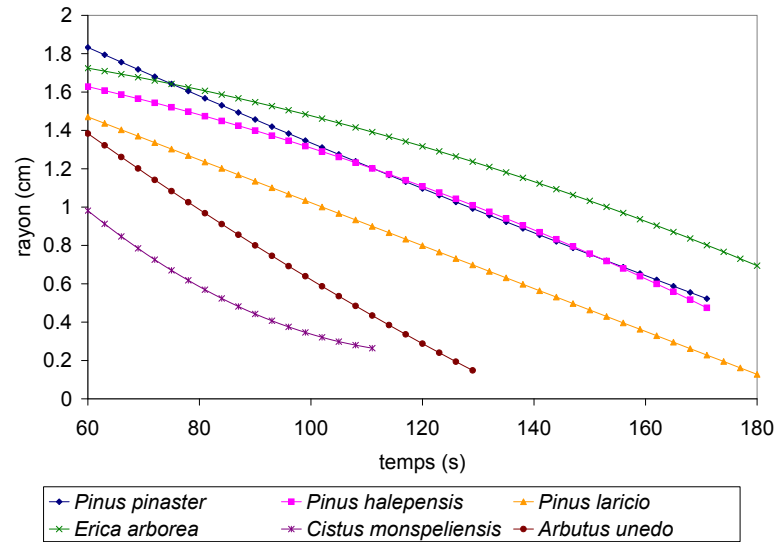


FIG. 3.14 – Rayons visibles moyens des bases des flammes des six combustibles.

La figure 3.13, représentant les hauteurs de flamme en fonction du temps, permet de distinguer les deux groupes de combustible. Le premier est composé de *Pinus halepensis*, *Pinus pinaster*, *Pinus laricio* et d'*Erica arborea*. Leur hauteur comprise entre 2,4 et 3,5 cm à 60 s décroît durant la phase de régression jusqu'au moment de l'extinction (Tihay et coll., 2006b). Le second groupe est constitué de *Cistus monspeliensis* et d'*Arbutus unedo*. Les flammes de ces combustibles sont plus basses (entre 1,7 et 0,5 cm) car ceux-ci sont en fin de combustion.

Dans le cas des rayons, il est plus difficile de classer les combustibles suivant la dimension de leur base de flamme. Le rayon le plus important est observé pour *Erica arborea* suivi par *Pinus halepensis* et *Pinus pinaster*. On trouve ensuite *Pinus laricio* et *Arbutus unedo*. Le rayon de *Cistus monspeliensis* est le plus faible et est environ deux fois plus petit que celui des autres combustibles.

3.3.3 Profil de température dans les flammes

3.3.3.1 Températures moyennes le long de l'axe vertical

Le profil de température le long de l'axe de la flamme a été obtenu à partir de la rampe verticale de thermocouples (figure 2.5). Pour les six combustibles, les températures suivent globalement les mêmes tendances. Afin d'alléger l'exposé, nous ne présentons que le profil moyen le plus représentatif des températures le long de

l'axe vertical à savoir celui obtenu pour *Pinus halepensis*. Les températures le long de l'axe vertical des cinq autres végétaux sont données en annexe K (figures K.1 à K.5).

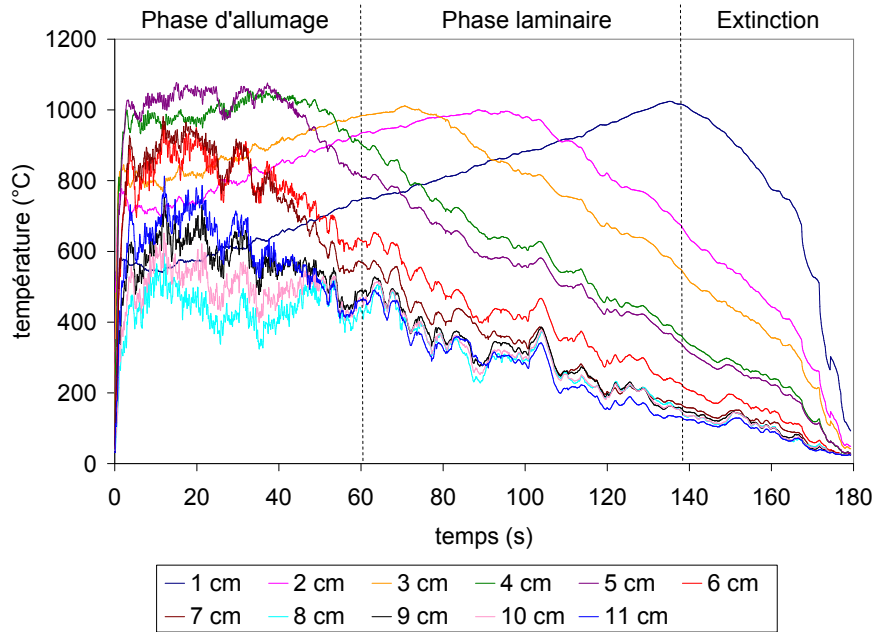


FIG. 3.15 – Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes de *Pinus halepensis*.

Durant la phase d'allumage, la flamme est pulsative ce qui engendre un thermogramme comportant des fluctuations. L'analyse spectrale de la température entre 0 et 60 s (figure 3.16.a) montre une fréquence dominante de 8 Hz correspondant à la pulsation caractéristique de l'éthanol (Santoni et coll., 2002). Cette fréquence n'apparaît plus dans les analyses spectrales calculées après 60 s (figure 3.16.b), ce qui confirme la disparition de l'alcool lors de la phase de régression.

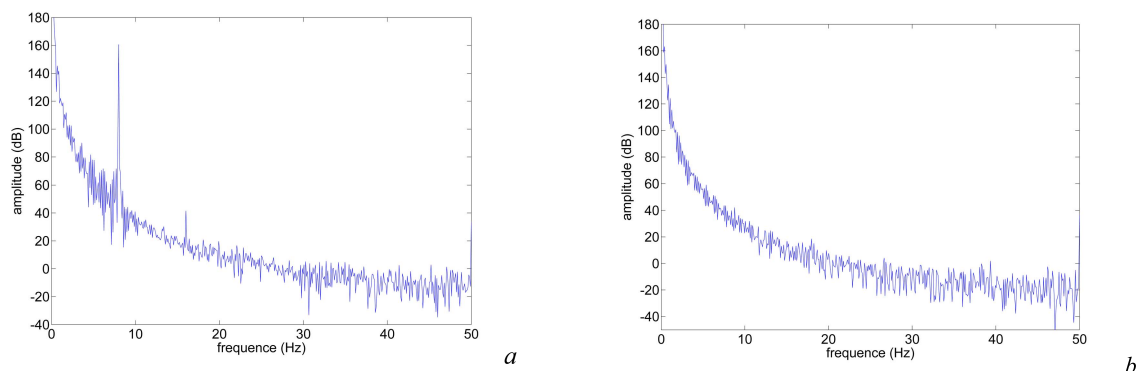


FIG. 3.16 – Spectre de la température d'*Erica arborea* à 2 cm de haut - a. entre 0 et 60 s. - b. entre 60 et 170 s.

Durant la phase de régression, la température maximale observée est d'environ 1000°C pour les six flammes. Au commencement de la phase de régression, pour les trois pins et pour *Erica arborea*, les thermocouples entre 1 et 5 cm de haut se situent à l'intérieur de la flamme (Tihay et coll., 2006a). Pour *Cistus monspeliensis* et *Arbutus unedo*, le thermocouple à 5 cm se situe en dehors de la zone de flamme. Comme la flamme régresse au cours de cette phase, seuls les thermocouples 1 à 3 restent dans la flamme. Les autres thermocouples sont alors dans le panache et leur température diminue progressivement jusqu'à atteindre la température ambiante. On observe au niveau de ces thermogrammes quelques fluctuations car l'écoulement devient progressivement turbulent dans le panache. La dernière phase (l'extinction) est caractérisée par la chute de température du thermocouple placé à 1 cm suivi d'un arrêt brutal de la courbe.

En traçant les températures le long de l'axe vertical des flammes en fonction de la hauteur (figure 3.17), nous pouvons distinguer trois zones : la zone riche en combustible, la zone principale de réaction et le panache. Dans la zone riche en combustible, les gaz combustibles sont majoritaires. Leurs températures augmentent progressivement à l'approche de la zone de réaction principale où la température est maximale. On trouve ensuite le panache où les températures diminuent jusqu'à la température ambiante. Il est à noter que lorsque la flamme se rapproche de la surface du broyat, la zone riche en combustible diminue. A 120 s, celle-ci n'est d'ailleurs plus visible sur la figure 3.17.

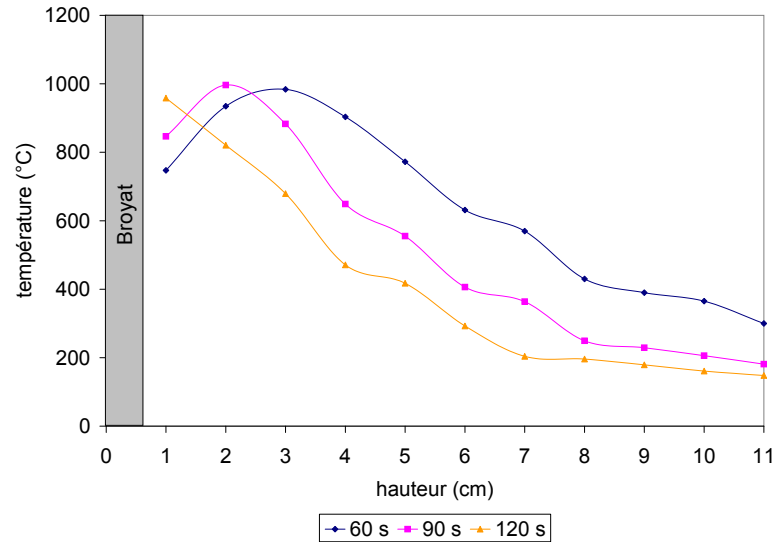


FIG. 3.17 – Températures moyennes le long de l'axe vertical pour la flamme de *Pinus halepensis* en fonction de la hauteur et pour différents instants.

La comparaison expérimentale de la hauteur de flamme (figure 3.13) et de la température à cette même hauteur permet de déterminer empiriquement la température des gaz au bord de la flamme visible. La figure 3.18 présente les résultats obtenus pour les six combustibles durant la phase de régression. Pour une hauteur de flamme donnée, la température varie suivant les combustibles et se situe entre 860 et 1025°C. Comme la température au bord de la flamme visible change de manière significative dans notre étude, il ne semble pas possible de définir un critère reliant cette température avec la hauteur visible de la flamme. Dans la littérature, la température au niveau de la hauteur visible se situe entre 320 et 450°C pour une flamme turbulente (Zukoski et coll., 1981; Beyler, 1986; Audouin, 1992). Bien qu'il existe un aspect arbitraire lié aux différentes techniques de mesure de la hauteur de flamme, il est clair que la température au niveau de la hauteur visible varie de manière conséquente entre les flammes laminaires et les flammes turbulentes. La température est en effet supérieure dans les flammes laminaires. Le mélange des gaz avec l'air ambiant y est probablement moins important ce qui diminue leur refroidissement.

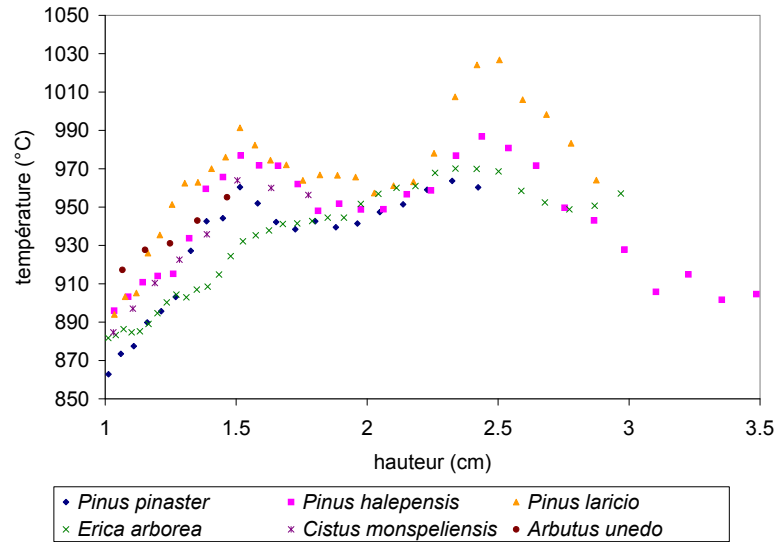


FIG. 3.18 – Températures des gaz au niveau de la hauteur visible de flamme en fonction de la hauteur visible pour les six combustibles.

3.3.3.2 Températures radiales

Comme pour les températures verticales, les températures radiales mesurées pour les six combustibles suivent les mêmes tendances globales. Nous ne présentons donc que les profils moyens radiaux de température à 1 cm de haut pour *Erica arborea* car ceux-ci sont les plus représentatifs. Les thermogrammes des autres combustibles sont présentés en annexe K.2. Les fluctuations dues à l'éthanol sont à nouveau visibles sur les profils radiaux durant les cinquante premières secondes. Ensuite, les profils deviennent plus lisses durant la phase de régression. Le passage de la zone principale de réaction de la flamme devant les thermocouples correspond aux maxima des courbes. Comme la hauteur et la base de la flamme diminuent au cours du temps, la flamme traverse la rampe de thermocouples et les maxima des températures apparaissent sur les courbes de plus en plus proches du centre. La figure 3.20 montre la représentation des températures radiales à différents instants. Ce graphique est caractéristique des flammes de diffusion (Cox et Chitty, 1982).

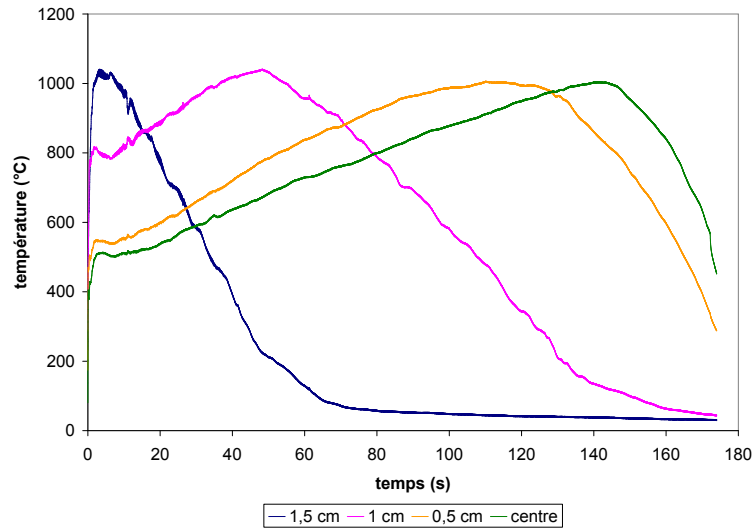


FIG. 3.19 – Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes d’Erica arborea.

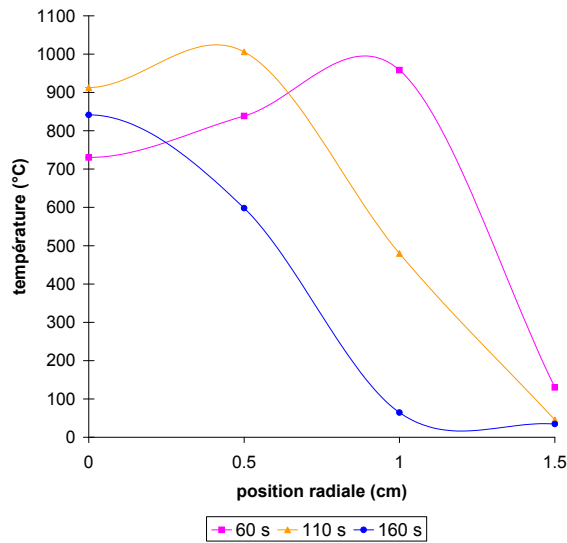


FIG. 3.20 – Températures radiales moyennes à 1 cm de haut à 60, 110 et 160 s pour les flammes d’Erica arborea.

3.3.4 Flux radiatif émis par les flammes

3.3.4.1 Décroissance du flux en fonction de la distance

La densité de flux radiatif émis par les flammes a été obtenue à l’aide du dispositif décrit en 2.2.1. Les densités de flux radiatif mesurées aux différentes positions

suivent les mêmes tendances pour les six combustibles. Nous ne présentons donc ici que les densités moyennes de flux émises par la flamme de *Pinus halepensis* à 3, 4,5 et 11 cm du centre et à 2,5 cm de haut (figure 3.21) car celles-ci sont les plus caractéristiques. Les densités de flux radiatif moyennes de toutes les flammes sont données en annexe L. Durant les soixante premières secondes, la densité de flux radiatif est maximale et fluctue à cause de la présence d'éthanol. Durant la phase de régression, les fluctuations disparaissent et la densité de flux diminue progressivement jusqu'à l'extinction de la flamme. La densité de flux radiatif diminue lorsque la distance entre la flamme et le capteur augmente (figure 3.21.b).

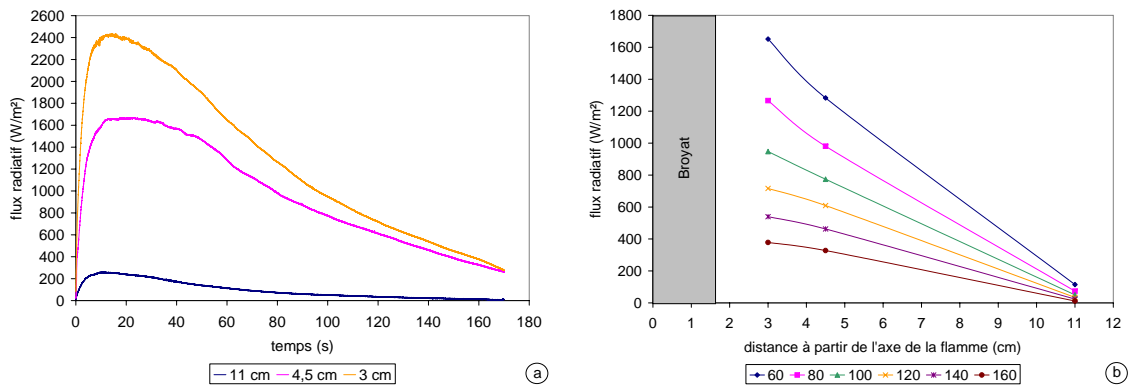


FIG. 3.21 – Densités de flux radiatif moyennes émises par la flamme de *Pinus halepensis*. - a. au cours du temps à 3, 4,5 et 11 cm du centre et à 2,5 cm de haut. - b. en fonction de la distance du capteur et à différents instants.

3.3.4.2 Fraction radiative

Nous avons vu que la fraction radiative correspond au rapport entre la puissance radiative \dot{Q}_{rad} et la puissance pouvant être libérée par la flamme lors d'une combustion totale \dot{Q}_T (équation 1.12) :

$$\chi_{rad} = \frac{\dot{Q}_{rad}}{\dot{Q}_T}$$

avec : $\dot{Q}_T = \dot{m} \cdot \Delta H_T$ (équation 1.9).

En faisant l'hypothèse que la chaleur de combustion des espèces volatiles ΔH_T correspond au pouvoir calorifique inférieur (tableau 2.3), on a alors :

$$\Delta H_T = \text{PCI} \tag{3.12}$$

La puissance radiative est déterminée de deux manières différentes : par le **modèle du point source** et par le **modèle de la flamme solide**. Nous allons détailler chacune de ces méthodes par la suite. Dans les deux cas :

- le calcul de la puissance radiative est effectué à partir de la densité de flux radiatif recueillie à 11 cm pendant la phase de régression. Cette densité de flux sera notée q_r'' ;
- la fraction radiative n'est représentée que lorsque la surface de la flamme est dix fois supérieure à celle du fluxmètre (soit $0,5 \text{ cm}^2$);
- *Cistus monspeliensis* et *Arbutus unedo* ne sont pas considérés car ils sont en fin de combustion ce qui peut fausser les résultats.

a) Modèle du point source

En faisant l'hypothèse d'isotropie sphérique pour l'émission radiative, la puissance radiative totale peut alors être estimée par le modèle du point source grâce à l'équation 1.14 :

$$\dot{Q}_{rad} = 4.\pi.d^2.q_r''$$

avec d la distance entre le capteur et l'axe de la flamme (soit 11 cm).

Ainsi, dans le cas du modèle du point source, la fraction radiative χ_{rad} peut s'écrire :

$$\chi_{rad} = \frac{4.\pi.d^2.q_r''}{\dot{m}.PCI} \quad (3.13)$$

Les courbes des fractions radiatives au cours du temps sont données par la figure 3.22. Les fractions radiatives sont quasiment constantes au cours du temps pour les quatre végétaux considérés. Les valeurs moyennes des fractions radiatives sont résumées dans le tableau ci-dessous.

fraction radiative (modèle du point source)				
Espèces	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>
moyenne	0,34	0,27	0,31	0,23
écart type	0,006	0,0011	0,0012	0,005

TAB. 3.10 – *Fractions radiatives moyennes pour les flammes de Pinus pinaster, Pinus halepensis, Pinus laricio et Erica arborea avec le modèle du point source.*

Les fractions radiatives des quatre flammes sont comprises entre 0,23 et 0,34. Les flammes de *Pinus pinaster* et de *Pinus laricio* ont la fraction radiative la plus importante suivie par *Pinus halepensis* et *Erica arborea*.

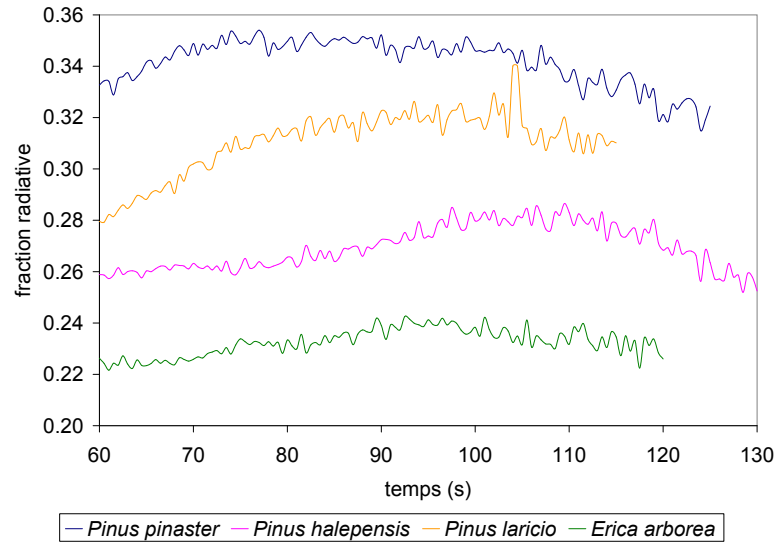


FIG. 3.22 – Fractions radiatives au cours du temps pour *Pinus pinaster*, *Pinus halepensis*, *Pinus laricio* et *Erica arborea* avec le modèle du point source.

b) Modèle de la flamme solide

Dans le cas du modèle de la flamme solide, la flamme est considérée comme une surface à pouvoir d'émission uniforme. Pour simplifier le calcul de la fraction radiative, nous supposons que :

- H1** le fluxmètre et la flamme sont des surfaces lambertiennes séparées par un milieu totalement transparent;
- H2** le fluxmètre peut être assimilé à une surface S_1 ;
- H3** la surface du fluxmètre rayonne comme un corps noir;
- H4** la flamme peut être assimilée à un cône de hauteur H_f , de rayon R_f , de demi-angle au sommet β_f et de surface libre $S_2 = \pi \cdot R_f \cdot \sqrt{R_f^2 + H_f^2}$;
- H5** le rayonnement issu de la flamme est surfacique.

Dans le cas du modèle de la flamme solide, la puissance radiative totale est alors :

$$\dot{Q}_{rad} = \frac{S_2 \cdot q_r''}{F_{12}} \quad (3.14)$$

où F_{12} est le facteur de vue sous lequel le fluxmètre (surface S_1) voit la flamme (surface S_2).

Le détail du calcul du facteur de forme est donné en annexe L.2. Dans chacun des cas, le facteur de forme est calculé de façon numérique.

Ainsi, dans le cas du modèle de la flamme solide, la fraction radiative χ_{rad} peut s'écrire :

$$\chi_{rad} = \frac{S_2 \cdot q_r''}{F_{12} \cdot \dot{m} \cdot PCI} \quad (3.15)$$

Les courbes des fractions radiatives au cours du temps sont données par la figure 3.23.

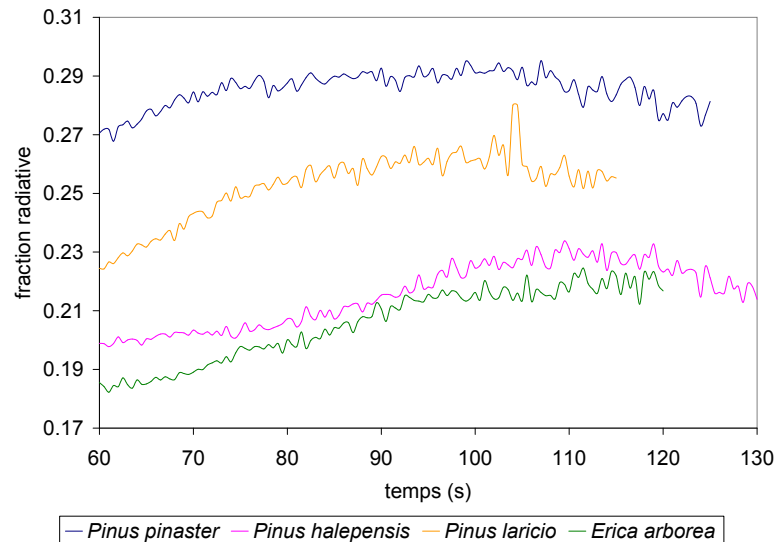


FIG. 3.23 – Fractions radiatives au cours du temps pour *Pinus pinaster*, *Pinus halepensis*, *Pinus laricio* et *Erica arborea* avec le modèle de la flamme solide.

Comme dans le cas précédent, les fractions radiatives au cours du temps des trois pins et d'*Erica arborea* sont quasiment constantes. Les valeurs moyennes des fractions radiatives sont données dans le tableau ci-dessous.

fraction radiative (modèle de la flamme solide)				
Espèces	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>
moyenne	0,29	0,22	0,25	0,21
écart type	0,010	0,009	0,0013	0,013

TAB. 3.11 – *Fractions radiatives moyennes pour les flammes de Pinus pinaster, Pinus halepensis, Pinus laricio et Erica arborea avec le modèle de la flamme solide.*

Dans le cas de la flamme solide, les fractions radiatives sont comprise entre 0,21 et 0,29. La fraction radiative la plus importante est celle de *Pinus pinaster* suivi par *Pinus laricio*, *Pinus halepensis* et *Erica arborea*. Les fractions radiatives obtenues avec cette méthode sont inférieures à celles calculées avec le modèle du point source. La différence entre les deux méthodes est en moyenne de 0,05. D’après Bouhafid et coll. (1988), l’hypothèse d’isotropie sphérique utilisée dans le modèle du point source est satisfaite dès lors que la distance à l’axe de la flamme est supérieure à trois fois le diamètre du foyer. Dans notre cas, le diamètre du broyat est de 3,5 cm. La distance entre la flamme et le fluxmètre (11 cm) est donc légèrement supérieure à trois fois le diamètre de la flamme. Par conséquent, dans le cas du point source, les fractions radiatives sont calculées à la limite de validité du modèle du point source. Ceci peut expliquer les légères différences entre les deux approches. Par la suite, nous ne considérerons que les valeurs obtenues grâce au modèle de la flamme solide.

Les fractions radiatives obtenues lors de cette étude sont du même ordre de grandeur que celles trouvées dans la littérature pour le bois (0,207 pour le pin d’après Tewartson (2002)). La fraction radiative est directement liée à la production de suie dans les flammes. Ainsi, les flammes de *Pinus pinaster* et *Pinus laricio* semblent produire plus de suie que celles d’*Erica arborea* et *Pinus halepensis*. Or, il est à noter que la fraction massique de gaz combustibles (tableau 3.7) est plus importante pour *Pinus pinaster* et *Pinus laricio* que pour *Erica arborea* et *Pinus halepensis*. Cette observation est en accord avec les mécanismes mis en jeu lors de la formation des particules de suie dans les flammes.

c) Fractions radiatives et couleur de flamme

Généralement, lors de la combustion, la majeure partie de la lumière visible venant de la flamme est due aux particules de suie qui émettent de façon continue dans la bande de longueurs d'ondes allant du visible à l'infrarouge. Il est donc intéressant de comparer la couleur des flammes aux fractions radiatives. La figure 3.24 montre les six flammes à 60 s après l'allumage.

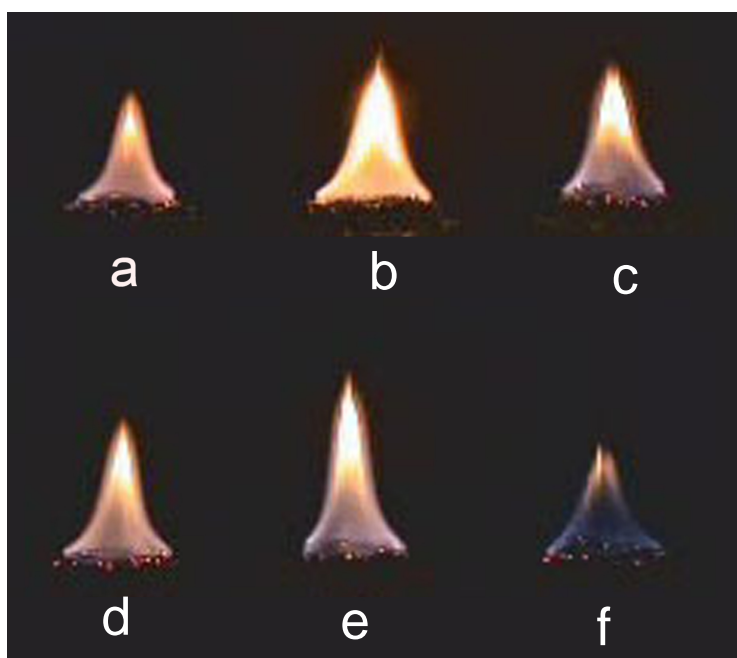


FIG. 3.24 – *Couleur des flammes 60 s après l'allumage a) Pinus pinaster b) Pinus halepensis c) Pinus laricio d) Erica arborea e) Cistus monspeliensis f) Arbutus unedo.*

La flamme de *Pinus halepensis* est complètement orange. Les flammes d'*Erica arborea*, de *Pinus pinaster* et de *Cistus monspeliensis* ont une couleur assez similaire légèrement moins orangée que celle de *Pinus halepensis*. La flamme de *Pinus laricio* comporte une région bleue près du broyat (caractéristique de l'existence d'un prémélange près de la surface) suivie d'une zone jaune orangée au niveau du cône de la flamme. Enfin, la flamme d'*Arbutus unedo* est complètement transparente et n'est pas visible à la lumière du jour. Compte tenu de ces observations, il semble que la couleur des flammes ne permette pas de décrire la capacité des espèces à former des particules de suie. En effet, la flamme ayant la couleur la plus orangée (*Pinus halepensis*) ne correspond pas

à celle ayant la fraction radiative la plus grande.

Hormis les particules de suie, la présence de certains minéraux tels que le calcium, le sodium et le magnésium entraîne une coloration des flammes. Ces minéraux peuvent en effet se vaporiser et réagir ensuite avec l'air ambiant. Les flammes sont alors blanches éblouissantes pour le magnésium, jaunes pour le sodium et jaunes orangées pour le calcium. En comparant la teneur de ces minéraux (tableau 2.2) avec les couleurs de flammes, on remarque cette fois une forte corrélation entre ces deux données. Les flammes les plus colorées proviennent en effet de la combustion des broyats possédant le plus de calcium, sodium et magnésium. La teneur de ces minéraux explique donc les couleurs des flammes observées lors des expériences.

3.4 Couplage entre la phase solide et la phase gazeuse

3.4.1 Hauteur de flamme

A l'aide des figures 3.13 et 3.8, nous avons tracé la hauteur de la flamme visible en fonction du débit massique des gaz de dégradation pour les six combustibles. Les courbes obtenues sur la figure 3.25 peuvent être approximées par des droites (coefficient de corrélation compris entre 0,98 et 1,00). La hauteur visible des flammes et le débit massique des gaz sont donc proportionnels pour l'ensemble des combustibles étudiés. Ce résultat est en accord avec les travaux de Jost (1939) et Borghi et Destriau (1995). Pour *Cistus monspeliensis* et pour les trois pins, on remarque toutefois un léger changement de pente durant la phase d'extinction. Les broyats de ces espèces ont donc tendance à s'éteindre progressivement. Les facteurs de proportionnalité ainsi que les coefficients de corrélation des droites sont donnés dans le tableau ci-dessous.

Espèce	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
coefficient directeur (10^3 m.s.kg^{-1})	7,1	8,6	7,4	6,2	3,9	4,0
coefficient de corrélation	1,00	0,99	0,98	1,00	1,00	0,99

TAB. 3.12 – Coefficients directeur et de corrélation des droites de régression donnant les hauteurs de flamme en fonction des débits massiques des gaz.

Le coefficient directeur le plus important est obtenu pour *Pinus halepensis* suivi par *Pinus laricio*, *Pinus pinaster*, *Erica arborea*, *Arbutus unedo* et enfin par *Cistus monspeliensis*. Afin de comprendre les différences observées parmi ces combustibles, il est nécessaire de se placer dans les mêmes conditions c'est-à-dire à un instant où les débits massiques et où les rayons sont identiques pour l'ensemble des combustibles. La figure 3.26 présente le rayon de la base de la flamme en fonction du débit massique des gaz de dégradation pour les six broyats.

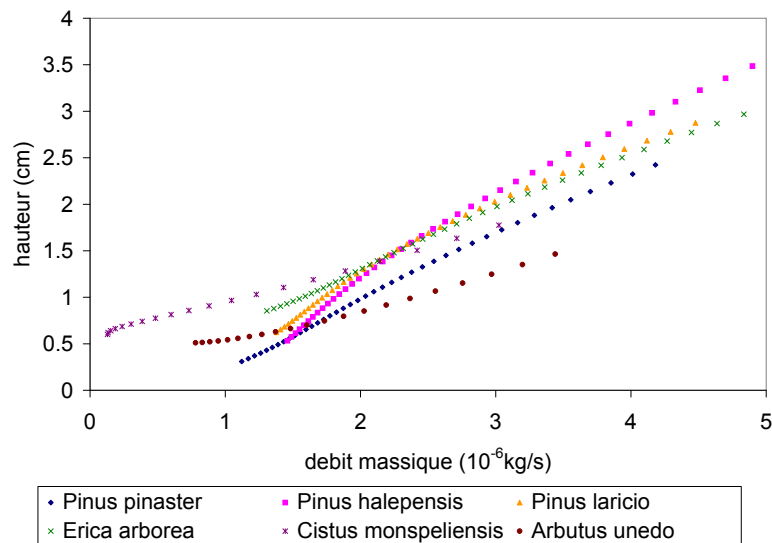


FIG. 3.25 – Hauteurs visibles de la flamme en fonction du débit massique des gaz de dégradation pour les six combustibles.

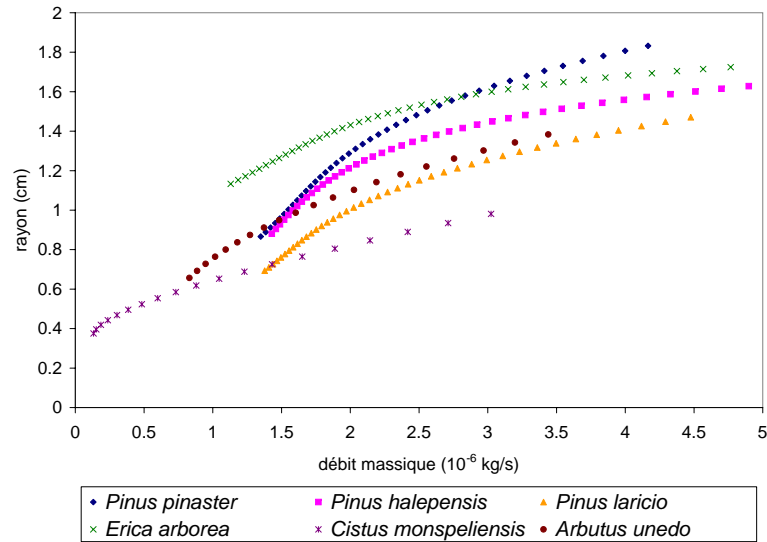


FIG. 3.26 – Rayons de la base de la flamme en fonction du débit massique des gaz de dégradation pour les six combustibles.

Comme on peut le constater sur la figure précédente, il n'est pas possible de trouver un instant où tous les combustibles ont un même débit massique et un même rayon. Il est à noter que nous n'étudierons pas les combustibles dans leur phase d'extinction c'est-à-dire pour un débit massique inférieur à $2.10^{-6} \text{kg.s}^{-1}$. Toutefois :

- les courbes de *Pinus pinaster* et *Erica arborea* se croisent pour un débit massique autour de $2,8.10^{-6} \text{kg.s}^{-1}$. Nous pouvons donc comparer la hauteur de leur flamme autour de ce débit (figure 3.27.a). Sur cette plage de débit, la flamme de *Pinus pinaster* est plus petite que celle d'*Erica arborea* d'environ 0,3 cm;
- les courbes de *Pinus laricio* et d'*Arbutus unedo* sont proches autour d'un débit de $3.10^{-6} \text{kg.s}^{-1}$. La figure 3.27.b donne la hauteur des flammes de ces deux végétaux autour de cette valeur. Sur cet intervalle, la flamme de *Pinus laricio* est presque deux fois plus haute que celle d'*Arbutus unedo*.

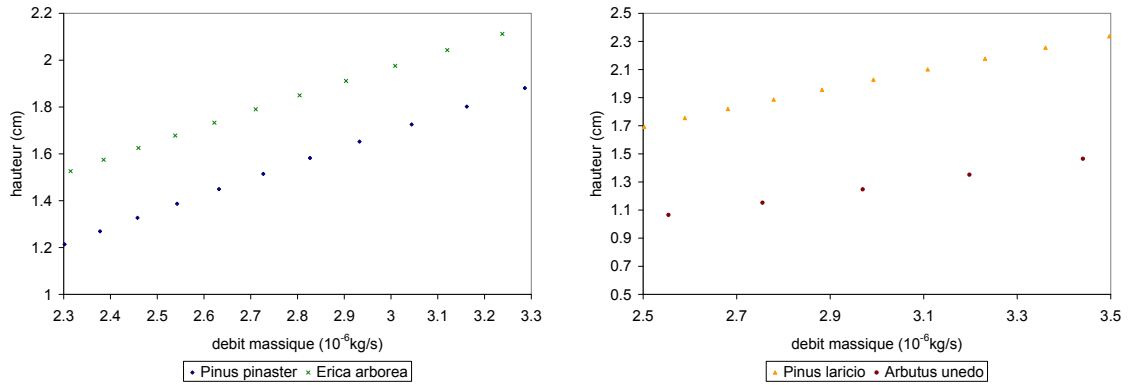


FIG. 3.27 – *Comparison de la hauteur de flamme - a. de Pinus pinaster et d'Erica arborea autour d'un débit de $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$. - b. de Pinus laricio et d'Arbutus unedo autour d'un débit de $3 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$.*

Pour l'ensemble des cas étudiés, on remarque que les hauteurs de flamme sont différentes bien que les débits massiques et les rayons soient proches. Ces variations au sein des différents combustibles ne peuvent être dues qu'aux gaz émis par les broyats lors de leur dégradation. Ainsi, pour des flammes laminaires, la hauteur de flamme est proportionnelle au débit massique de gaz. Toutefois, lorsque le comportement de la phase solide est équivalent, la hauteur de flamme dépend de la composition des gaz de dégradation. Ce résultat montre donc l'intérêt de connaître la composition chimique des gaz émis par les végétaux.

3.4.2 Profil de température

Comme il n'existe pas de corrélation entre la température le long de l'axe et la hauteur visible (figure 3.18), nous avons tracé les températures moyennes sur l'axe de la flamme à 1 cm de haut en fonction du débit massique des gaz de dégradation (figure 3.28) pour comparer les profils de température des six combustibles. Nous pouvons constater que la température maximale apparaît à des débits massiques différents suivant les combustibles (tableau 3.13).

Débits massiques ($-\dot{m}_{max}$) correspondant à la température maximale (10^{-6} kg.m ⁻³)					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
1,42	1,52	1,09	1,13	0,15	2,19

TAB. 3.13 – Débits massiques correspondant à la température maximale le long de l'axe de la flamme et à 1 cm de haut.

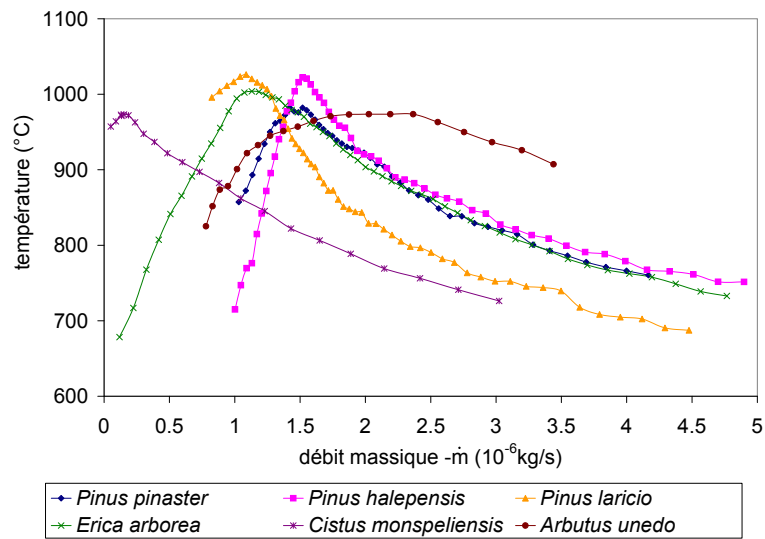


FIG. 3.28 – Températures moyennes le long de l'axe de la flamme à 1 cm de haut en fonction du débit massique de gaz.

Pour simplifier l'exploitation de ce graphique, nous avons adimensionné le débit massique par le débit pour lequel la température est maximale (figure 3.29). Nous avons inversé l'axe des abscisses afin de suivre la chronologie des expériences. Les valeurs importantes correspondent au début de la phase de régression. Sur l'ensemble des courbes de température, il est possible de distinguer trois zones :

- pour des débits adimensionnés supérieurs à 1, le thermocouple se situe dans la zone riche en combustible. Lorsque le débit massique adimensionné diminue, la flamme s'approche du thermocouple et la température augmente progressivement;
- pour un débit massique adimensionné égal à 1, le thermocouple entre dans la zone principale de réaction. La température moyenne est alors maximale et est comprise entre 973 et 1026°C suivant les espèces. Cette faible variation de

- températures provient du fait que les pouvoirs calorifiques par masse d'air des gaz de dégradation des six combustibles sont très proches (tableau 3.9);
- En-dessous de 1, la température diminue. Le thermocouple se situe au-dessus de la zone de réaction, c'est-à-dire au début du panache.

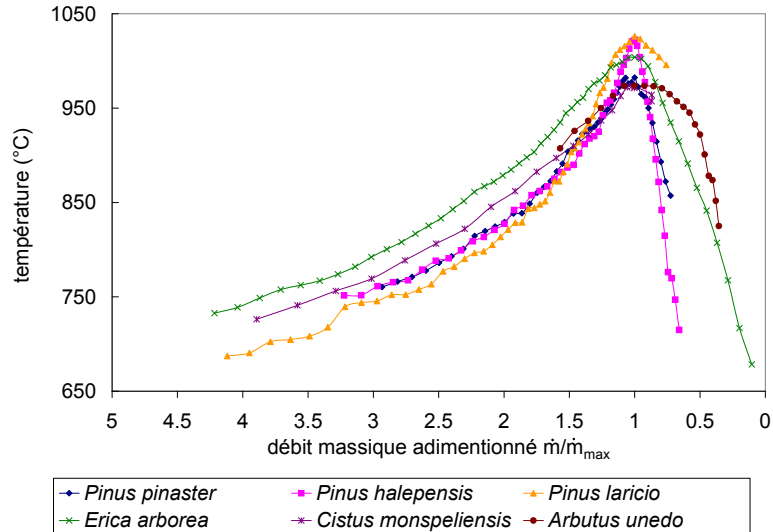


FIG. 3.29 – Températures moyennes le long de l'axe de la flamme à 1 cm de haut en fonction du débit massique de gaz adimensionné.

Au vu de ces résultats, il semble clair que le profil de température mesuré par les thermocouples est directement lié au débit massique de gaz. Toutefois, on observe des différences parmi les combustibles. Comme dans le cas des hauteurs de flamme, nous allons comparer les températures moyennes le long de l'axe de la flamme pour un débit de $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ pour *Pinus pinaster* et *Erica arborea* (figure 3.30.a) et pour un débit de $3 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ pour *Pinus laricio* et pour *Arbutus unedo* (figure 3.30.b). Ces deux instants vont nous permettre d'étudier l'influence des gaz de dégradation sur les températures.

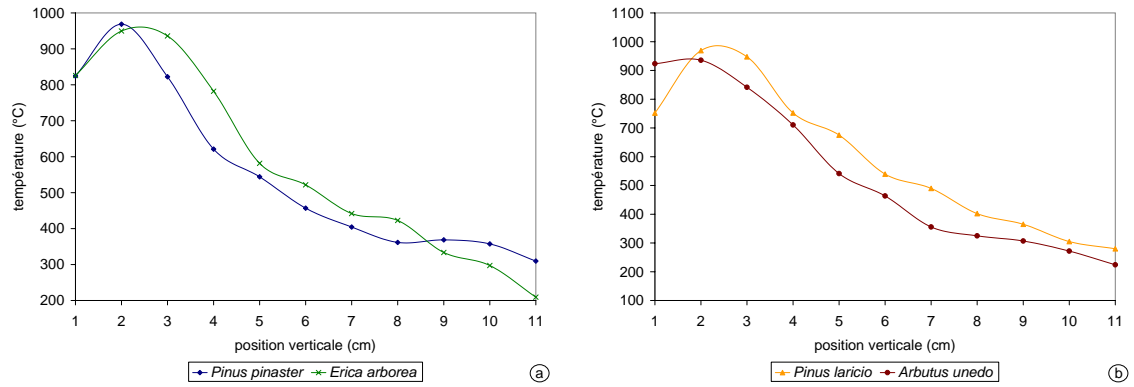


FIG. 3.30 – Comparaison de la température moyenne le long de l'axe de la flamme - a. de *Pinus pinaster* et d'*Erica arborea* pour un débit de $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ kg.s}^{-1}$. - b. de *Pinus laricio* et d'*Arbutus unedo* pour un débit de $3 \cdot 10^{-6} \text{ kg.s}^{-1}$.

Sur les deux figures précédentes, on remarque que :

- la température est maximale à 2 cm pour la flamme de *Pinus pinaster* alors le maximum n'apparaît qu'à 2,5 cm pour *Erica arborea*. La combustion a donc lieu plus près de la surface du broyat dans le cas de *Pinus pinaster*. Au niveau du panache, la température suit la même décroissance pour les deux espèces;
- la courbe de température d'*Arbutus unedo* se situe en dessous de celle de *Pinus laricio*. Par ailleurs, le maximum de température apparaît au environ de 2,5 cm pour *Pinus laricio* alors que celui d'*Arbutus unedo* se trouve à 1,5 cm. Comme pour le cas précédent, la décroissance de température est identique pour les deux espèces dans le panache.

Ainsi, bien que les flammes aient le même débit et le même rayon, les profils de température au sein de la zone de flamme changent suivant les espèces considérées. La cinétique de la combustion est donc différente suivant les combustibles et cela à cause de la composition des gaz de dégradation émis par les végétaux. Dans le panache, les températures sont contrôlées par les pertes radiatives et par le mélange des gaz brûlés avec l'air. Ce mécanisme étant identique pour tous les combustibles, les variations mesurées dans le panache ne résultent que des différences observées dans la flamme (figure 3.30).

3.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons caractérisé les propriétés thermophysiques et les gaz de dégradation de six broyats de végétaux. Nous avons étudié leur combustion et mis en évidence le couplage existant entre la phase solide et la phase gazeuse. Nous avons établi que :

- dans la phase solide, la perte de masse dépend :
 - du rapport surface-volume des végétaux. Ce résultat montre l'intérêt d'avoir broyé les végétaux afin d'observer l'influence des autres facteurs;
 - de la diffusivité thermique des végétaux qui joue directement sur la température au sein du broyat;
 - du taux de minéraux présent dans les végétaux;
 - et de la production de goudron.

- dans la phase gazeuse,
 - les gaz de dégradation sont majoritairement composés de CO, CO₂, CH₄, H₂O et C₄H₆;
 - la température maximale dans la zone de flamme est quasiment identique quels que soient les végétaux puisque la puissance calorifique par masse d'air est globalement la même pour toutes les espèces (environ 3,2 MJ.kg⁻¹);
 - les fractions radiatives sont comprises entre 0,21 et 0,28. Les différences observées parmi les végétaux sont dues à la composition des gaz de dégradation qui influence la production de suie dans les flammes;
 - les couleurs des flammes ne sont pas corrélées aux fractions radiatives car les minéraux présents dans les végétaux (calcium, sodium et magnésium) réagissent et modifient les couleurs de flammes.

- le couplage est surtout observable au niveau de :
 - la hauteur visible de flamme qui est directement proportionnelle au débit massique. Toutefois pour un même débit massique et pour un même rayon de flamme, la hauteur de flamme dépend de la composition des gaz de dégradation;

- la température. Les profils de température mesurés par les thermocouples sont directement liés à la perte de masse. Toutefois, nous avons montré que la cinétique de la combustion dans la zone de flamme varie suivant la composition des gaz de dégradation. Les différences de température dans le panache sont moins importantes à cause des pertes radiatives et du mélange des gaz brûlés avec l'air ambiant.

Chapitre 4

Modèle numérique

Dès lors que la modélisation détaillée d'une flamme de diffusion est envisagée, le recours à un code de champs ou CFD (*Computational Fluid Dynamics*) s'avère nécessaire. Toutefois, le choix de l'outil numérique doit répondre de façon rigoureuse à différents critères. Dans le cas de la modélisation des flammes de combustibles végétaux étudiés dans le chapitre précédent, le code doit :

- résoudre les équations de Navier Stokes pour des écoulements laminaires,
- être instationnaire,
- disposer d'un modèle de combustion,
- et avoir un modèle radiatif.

Dans le cadre de ces travaux, nous avons décidé d'utiliser le logiciel FLUENT 6.2 (FLUENT, 2005) développé par Fluent Inc. Ce code permet en effet de résoudre les équations bidimensionnelles axisymétriques de Navier-Stokes pour des écoulements réactifs instationnaires.

La modélisation de la combustion des broyats n'a été étudiée qu'en phase gazeuse. La production des gaz issus de la dégradation de la phase solide des combustibles a été modélisée par un brûleur de diamètre variable. L'incorporation de la production de suies, c'est-à-dire d'un modèle de formation et d'oxydation des particules de suie, n'a pas été entreprise au cours de cette étude car nous nous sommes focalisés sur les modèles de combustion. Elle devra faire l'objet d'une attention particulière dans l'avenir.

Ce chapitre décrit l'outil numérique. Tout d'abord, nous présentons les équations de conservation, les méthodes de résolution numérique puis les modèles de combustion et enfin les paramètres de calcul.

Compte tenu de la dynamique de combustion des broyats, nous n'avons modélisé que les flammes de *Pinus pinaster*, *Pinus halepensis*, *Pinus laricio* et *Erica arborea*, les autres végétaux étant en fin de combustion.

4.1 Description générale

4.1.1 Équation d'état thermique

L'établissement de l'équation d'état thermique est réalisé en faisant l'hypothèse des gaz parfaits. Chaque gaz i est caractérisé par sa masse molaire W_i , sa constante $r_i = \frac{R}{W_i}$ (R étant la constante universelle des gaz parfaits) et sa masse volumique ρ_i . Pour un volume V , la pression partielle p_i de l'espèce i est la pression qu'aurait cette espèce si elle occupait seule le volume V . Cette pression est donnée par l'équation d'état :

$$p_i = \rho_i \cdot r_i \cdot T_i \quad (4.1)$$

D'après la loi de Dalton, la pression p du mélange de N gaz parfaits est donnée par la somme de toutes les pressions partielles des gaz qui composent le mélange :

$$p = \sum_{i=1}^N p_i \quad (4.2)$$

En définissant la fraction massique Y_i de l'espèce par $Y_i = \frac{\rho_i}{\rho}$, l'équation d'état pour le mélange s'écrit alors sous la forme :

$$p = \rho \cdot R \cdot \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{W_i} \quad (4.3)$$

4.1.2 Équation de conservation de la masse

L'équation de la conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \cdot \vec{u}) = 0 \quad (4.4)$$

avec \vec{u} : vecteur vitesse.

4.1.3 Équation de conservation de la quantité de mouvement

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \cdot \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \bar{\tau} = \sum_{i=1}^n \rho \cdot Y_i \cdot \vec{f}_i \quad (4.5)$$

avec :

\vec{f}_i : forces extérieures appliquées à l'unité de masse de l'espèce i ,

τ : tenseur des contraintes visqueuses défini par :

$$\bar{\tau} = \frac{2}{3} \cdot \mu_m \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \bar{I} - \mu_m \cdot \left[\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T \right] \quad (4.6)$$

où μ_m est le coefficient de viscosité du mélange gazeux donné par (Borman et Ragnand, 1998) :

$$\mu_m = \sum_i \frac{X_i \mu_i}{\sum_j X_j \Phi_{ij}} \quad (4.7)$$

avec :

X_i : fraction molaire de l'espèce i ,

Φ_{ij} : fonction de pondération définie par :

$$\Phi_{ij} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{W_j}{W_i} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2}{\left[8 \left(1 + \frac{W_j}{W_i} \right) \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (4.8)$$

μ_i : coefficient de viscosité de l'espèce i donné par une loi cinétique :

$$\mu_i = 2,67 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{W_i \cdot T}}{\sigma_\mu^2 \Omega_\mu} \quad (4.9)$$

où Ω_μ et σ_μ sont des paramètres de Lennard-Jones (McGhee, 1991).

4.1.4 Équation de conservation des espèces chimiques

Considérons une espèce chimique i de fraction massique Y_i et supposons que la diffusion de cette espèce suit la loi de Fick. L'équation de la conservation de l'espèce i s'écrit alors :

$$\rho \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho \cdot \vec{u} \cdot \vec{\nabla} Y_i + \vec{\nabla} \cdot (-\rho \cdot D_{i,m} \cdot \vec{\nabla} Y_i) = \omega_i \quad (4.10)$$

avec :

w_i : taux volumique de production de l'espèce i par réaction chimique.

$D_{i,m}$: coefficient de diffusion du mélange calculé grâce à la relation (Williams, 1985) :

$$D_{i,m} = \frac{1 - X_i}{\sum_{j,j \neq i} \frac{X_j}{D_{i,j}}} \quad (4.11)$$

avec :

X_i : fraction molaire de l'espèce i ,

D_{ij} : coefficient de diffusion binaire entre les espèces i et j donné par la formule modifiée de Chapman-Enskog (Fuller et coll., 1966).

$$D_{ij} = 0,0188 \frac{\left[T^3 \left(\frac{1}{W_i} + \frac{1}{W_j} \right) \right]^{\frac{1}{2}}}{p \cdot \sigma_{ij}^2 \cdot \Omega_D} \quad (4.12)$$

avec :

T : température,

W : masse molaire,

p : pression,

σ_{ij}^2 et Ω_D : fonctions dépendantes des paramètres de Lennard-Jones.

4.1.5 Équation de conservation de l'énergie

On définit l'enthalpie massique d'une espèce chimique i par :

$$h_i = \int_{T_0}^T C_{p_i} \cdot dT + h_i^0 \quad (4.13)$$

où h_i^0 est l'enthalpie de formation de l'espèce i à la température $T_0 = 298,15$ K. Nous faisons l'hypothèse que la capacité calorifique massique à pression constante C_{p_i} est une fonction polynomiale par morceaux dépendant de la température. La capacité calorifique du mélange est donnée par :

$$C_p = \sum_i Y_i C_{p_i} \quad (4.14)$$

Soit h_m , l'enthalpie massique du mélange définie par :

$$h_m = \sum_{i=1}^n Y_i \cdot h_i \quad (4.15)$$

Il existe différentes écritures du bilan d'énergie. Dans notre cas, nous l'exprimeons en fonction de l'énergie totale :

$$e_t = h_m - \frac{u^2}{2} \quad (4.16)$$

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \rho \cdot \frac{\partial e_t}{\partial t} + \rho \cdot \vec{u} \cdot \vec{\nabla} e_t = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_m \vec{\nabla} T) + \vec{\nabla} q_r + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \sum_{i=1}^N h_i D_{ij} \vec{\nabla} Y_i \right) \\ - \vec{\nabla} \cdot (p \cdot \vec{u}) + \vec{\nabla} \cdot (\bar{\tau} \cdot \vec{u}) \end{aligned} \quad (4.17)$$

avec :

$\bar{\tau}$: défini par la relation 4.6,

q_r : flux surfacique de rayonnement. Celui-ci est calculé à partir de l'équation du transfert radiatif (ETR).

λ_m : conductivité thermique du mélange donnée par :

$$\lambda_m = \sum_i \frac{X_i \lambda_i}{\sum_j X_j \Phi_{ij}} \quad (4.18)$$

avec :

Φ_{ij} : définie par la relation 4.8,

λ_i : conductivité thermique de l'espèce i donnée par la loi cinétique suivante (FLUENT, 2005) :

$$\lambda_i = \frac{15}{4} \frac{R}{W_i} \mu_i \left(\frac{4}{15} \frac{C_{p_i} \cdot W_i}{R} + \frac{1}{3} \right) \quad (4.19)$$

et μ_i : viscosité de l'espèce i définie par la relation 4.9.

4.1.6 Équation de transfert radiatif

Pour résoudre l'équation du transfert radiatif (ETR), nous faisons l'hypothèse que :

- le milieu n'est pas diffusif;
- et que l'indice de réfraction est égal à 1.

L'équation du transfert radiatif à une position \vec{r} et dans la direction \vec{s} s'écrit alors :

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{ds} + \alpha \cdot I(\vec{r}, \vec{s}) = a \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (4.20)$$

avec :

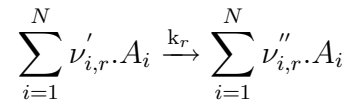
I : luminance totale,

σ : constante de Stefan-Boltzman,

α : coefficient d'absorption calculé à partir de la méthode de la somme pondérée des gaz gris (*Weighted-Sum-of-Gray-Gases Model*)(R. Méchi et Radhouani, 2004; Hottel et Sarofim, 1967). Nous supposons que les seuls gaz influençant le coefficient d'absorption sont le dioxyde de carbone et la vapeur d'eau.

4.2 Modèle de combustion

Dans le cas des écoulements laminaires, la combustion est décrite par un ensemble de réactions chimiques du type :



avec :

N : nombre d'espèces chimiques dans le système,

$\nu'_{i,r}$ et $\nu''_{i,r}$: coefficients stœchiométriques de l'espèce i dans la réaction r ,

A_i : symbole chimique de l'espèce i ,

k_r : constante cinétique de la loi d'Arrhénius de la réaction r .

Le taux de production/consommation w_i de l'espèce i correspond à la somme des taux d'avancement de chaque réaction où apparaît l'espèce i :

$$w_i = W_i \sum_{r=1}^{N_r} \hat{R}_{i,r} \quad (4.21)$$

avec :

W_i : masse molaire de l'espèce i ,

N_r : nombre de réactions,

$\hat{R}_{i,r}$: taux molaire de production/consommation de l'espèce i dans la réaction r .

Dans notre cas, les réactions sont considérées comme totales dans le sens d'apparition du produit. Le taux de production/consommation $\hat{R}_{i,r}$ de l'espèce i dans la réaction r s'écrit :

$$\hat{R}_{i,r} = (\nu''_{i,r} - \nu'_{i,r}) \left(k_r \prod_{j=1}^N [C_{j,r}]^{\eta'_{j,r} + \eta''_{j,r}} \right) \quad (4.22)$$

avec :

$C_{j,r}$: concentration molaire de l'espèce j ,

$\eta'_{j,r}$: ordre d'avancement de la réaction des réactifs,
 $\eta''_{j,r}$: ordre d'avancement de la réaction des produits.

La constante cinétique k_r est calculée par la loi d'Arrhénius suivante :

$$k_r = A_r \cdot T^{\beta_r} \exp\left(-\frac{E_{a_r}}{R \cdot T}\right) \quad (4.23)$$

avec :

A_r : facteur pré-exponentiel pour la réaction r,

β_r : exposant de la température pour la réaction r,

E_{a_r} : énergie d'activation pour la réaction r.

Afin de simplifier les modèles de combustion, les gaz de dégradation issus des combustibles ont été assimilés à un mélange de CO₂, CO, CH₄ et H₂O. La combustion de ces espèces a été modélisée à l'aide de :

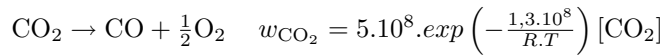
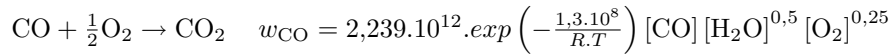
1. mécanismes squelettiques. Comme l'utilisation de mécanismes détaillés (contenant plusieurs centaines de réactions et au moins une cinquantaine d'espèces chimiques) imposent des temps de calcul trop importants, nous avons utilisé des modèles squelettiques. Ces mécanismes comportent moins d'une cinquantaine d'équation et environ une dizaine d'espèces. Durant cette étude, quatre mécanismes ont été étudiés :

- Le premier modèle a été élaboré par Leroy (2007) pour un mélange gazeux comportant du monoxyde de carbone, du dioxyde de carbone et du méthane. Il possède 48 équations et 20 espèces.
- Le deuxième a été développé par Peters et Kee (1987). Ce mécanisme a été écrit pour la combustion du méthane et comporte 23 réactions et 14 espèces (Peters, 1993).
- Le troisième a été créé par Smooke et Giovangigli (1991). Ce mécanisme a été conçu pour le méthane et se compose de 35 réactions et de 17 espèces.
- Le dernier mécanisme a été réalisé dans le cadre de la modélisation des feux de forêt par Zhou et Mahalingam (2001). Il contient 22 équations et 14 espèces.

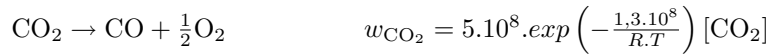
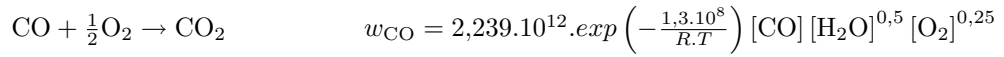
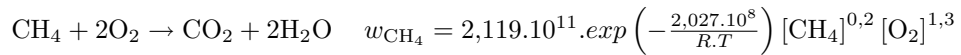
Le détail de ces quatre mécanismes sont donnés en annexe M.

2. réactions globales basées sur les lois d'Arrhénius. Trois approches ont été étudiées.

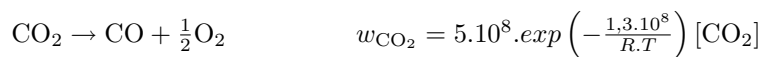
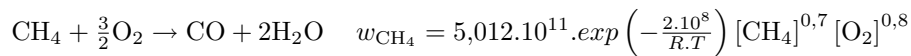
- Dans la première approche, le méthane n'apparaît pas dans les réactions. On ne considère que l'oxydation du monoxyde de carbone en dioxyde de carbone et sa réaction inverse (**mécanisme global 1**) :



- La deuxième démarche prend en compte le méthane. Son oxydation conduit directement à la formation de dioxyde de carbone. Les réactions inhérentes au monoxyde et dioxyde de carbone restent identiques au cas précédent. Le mécanisme réactionnel se présente alors sous la forme (**mécanisme global 2**) :



- Le dernier modèle fait intervenir la combustion incomplète du méthane produisant de la vapeur d'eau et du monoxyde de carbone. Dans ce cas, les réactions considérées sont les suivantes (**mécanisme global 3**) :



Les unités utilisées pour l'écriture des taux de réaction sont les suivantes : kmol, m³, K, J et s.

Pour l'ensemble des réactions, les taux de réaction ont été calculés à partir des valeurs données par Dryer et Glassman (1973). Ces valeurs ont été obtenues pour des écoulements turbulents et ne permettent pas le maintien de la combustion en écoulement laminaire. Nous avons donc dû adapter l'énergie d'ac-

tivation du monoxyde de carbone. Pour ce faire, nous avons diminué l'énergie d'activation donnée par Dryer et Glassman (1973) jusqu'au maintien de la flamme, obtenu pour une énergie d'activation de $1,3 \cdot 10^8 \text{ J.kmol}^{-1}$.

4.3 Résolution numérique

Un rappel concernant les méthodes numériques utilisées est fourni en annexe N.

Les équations de Navier-Stokes sont résolues par la méthode des volumes finis à l'aide de l'algorithme *Segregated* (figure 4.1). Plusieurs boucles de résolution sont réalisées avant d'obtenir une solution convergée.

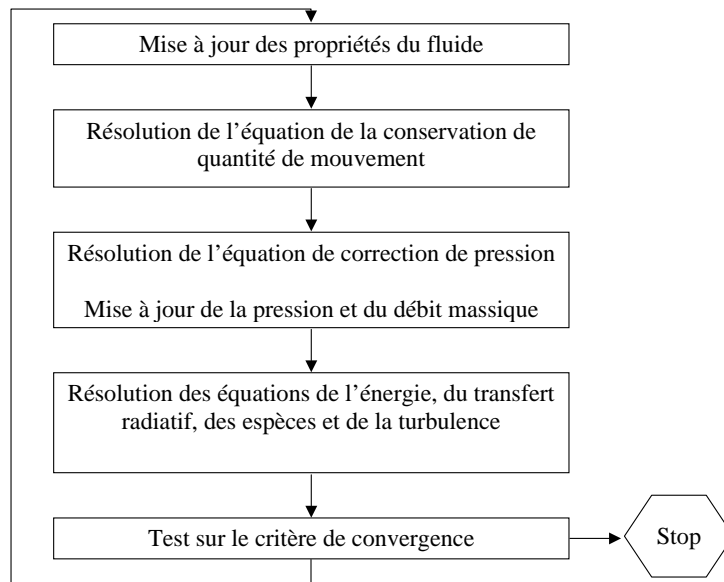


FIG. 4.1 – Vue d'ensemble de la méthode numérique séparée

Chaque itération correspond à une boucle et est constituée des étapes suivantes :

1. Les propriétés du fluide sont mises à jour à partir de la solution en cours. Si la résolution commence, les propriétés sont mises à jour à partir de l'initialisation.
2. Les composantes du champ de vitesse sont calculées tour à tour grâce à l'équation de conservation de la quantité de mouvement. On obtient ainsi le champ de vitesse.
3. Toutefois, les vitesses obtenues par l'étape 2 peuvent ne pas satisfaire localement l'équation de conservation de la masse. On utilise alors une équation de cor-

rection de la pression. Cette équation est de type Poisson. Elle est construite à partir de l'équation de conservation de la masse et de l'équation linéarisée de la conservation de la quantité de mouvement. Grâce à cette étape, on obtient la pression, le champ de vitesse et le débit massique satisfaisant à l'équation de conservation de la masse.

4. Les équations scalaires (turbulence, énergie et espèces) et l'équation du transfert radiatif sont résolues en utilisant les valeurs mises à jour précédemment.

Dans le cas des mécanismes globaux, nous avons utilisé le solveur *Stiff Chemistry Solver* ce qui entraîne une résolution en deux étapes de l'équation de la conservation des espèces. Dans un premier temps, les réactions chimiques sont résolues dans chaque cellule à pression constante en utilisant l'algorithme ISAT (*In-Situ Adaptive Tabulation* (Pope, 1997)). Dans un second temps, les termes conductifs et diffusifs sont traités comme si l'écoulement était non réactif. Dans le cas des mécanismes squelettiques, nous avons employé le module *Reaction Design's KINetics* afin de résoudre les réactions chimiques avec CHEMKIN.

L'équation du transfert radiatif (équation 4.20) est résolue à l'aide du modèle de rayonnement aux ordonnées discrètes (Chui et Raithby, 1993). Le principe général de cette méthode repose sur une résolution de l'ETR pour un ensemble fini de directions discrètes. Le choix de la discrétisation angulaire est donc important. Dans le cas d'un maillage trop grossier, un "effet de raies" peut apparaître. Celui-ci est caractérisé par l'augmentation du flux dans les mailles de calcul intersectées par des directions angulaires, au détriment des mailles voisines. Afin d'éviter cet effet indésirable tout en gardant un temps de calcul convenable, l'ETR est résolue suivant 144 directions.

5. On réalise ensuite un test sur le critère de convergence.

On recommence cette boucle jusqu'à ce que le critère de convergence soit satisfait.

La discrétisation temporelle est implicite (annexe N.3) et est réalisée à l'aide d'un schéma amont (*upwind*) du premier ordre (annexe N.2.1). Les termes de diffusion sont discrétisés à l'aide d'un schéma aux différences centrées du second ordre (annexe N.2.2) alors que les termes de convection sont discrétisés à l'aide d'un schéma amont du second ordre. La pression sur les faces est interpolée à l'aide d'un schéma linéaire réalisant une moyenne des pressions des cellules adjacentes. Pour décrire le comportement transitoire, le couplage vitesse-pression (annexe N.4) est réalisé à partir de l'algorithme SIMPLE (Patankar, 1980). Le système est résolu à partir

des équations linéaires algébriques à l'aide de l'algorithme AMG (*Algebraic Multigrid Algorithm* (Hutchinson et Raithby, 1986)). Afin de prévenir les divergences, une sous-relaxation (annexe N.5) est appliquée à l'équation de correction de pression (avec un coefficient de 0,3) et à l'équation de conservation de la quantité de mouvement (avec un coefficient de 0,7).

4.4 Paramètres de calcul

4.4.1 Domaine de calcul

Le dispositif expérimental pour l'étude du comportement au feu des broyats (et par conséquent les flammes) possédant un axe de révolution, nous avons choisi d'utiliser une condition d'axisymétrie pour diminuer le temps de calcul. Le domaine de calcul se réduit donc à un rectangle de 3,5 cm selon r et de 15 cm selon z . L'échantillon de combustible est modélisé par un rectangle de 1,75 cm de côté et d'une hauteur (notée h) variant suivant les espèces. Le brûleur se situe à la surface de l'échantillon.

Le maillage utilisé est un maillage cartésien. Différentes tailles de maille ont été testées. Quel que soit le mécanisme de combustion utilisé, nous avons pu constater une invariance des résultats lorsque les mailles proches du brûleur étaient inférieures à 0,2 mm. Pour cette étude, nous avons donc opté pour une taille de cellules de 0,2 mm pour $z=0$ à 6 cm et pour de $r=0$ à 3,5 cm. Dans le reste du domaine, on réalise une dilatation verticale du maillage avec un rapport de 1,03 (figure 4.2). En considérant que la zone de réaction principale mesure environ 1 mm d'épaisseur, la taille de cellule choisie permet d'avoir environ 5 mailles dans cette zone. Cette configuration conduit à un domaine comportant environ 66 600 cellules.

Il est à noter que le domaine de calcul a été élaboré après la réalisation de plusieurs tests successifs présentés dans l'annexe O.

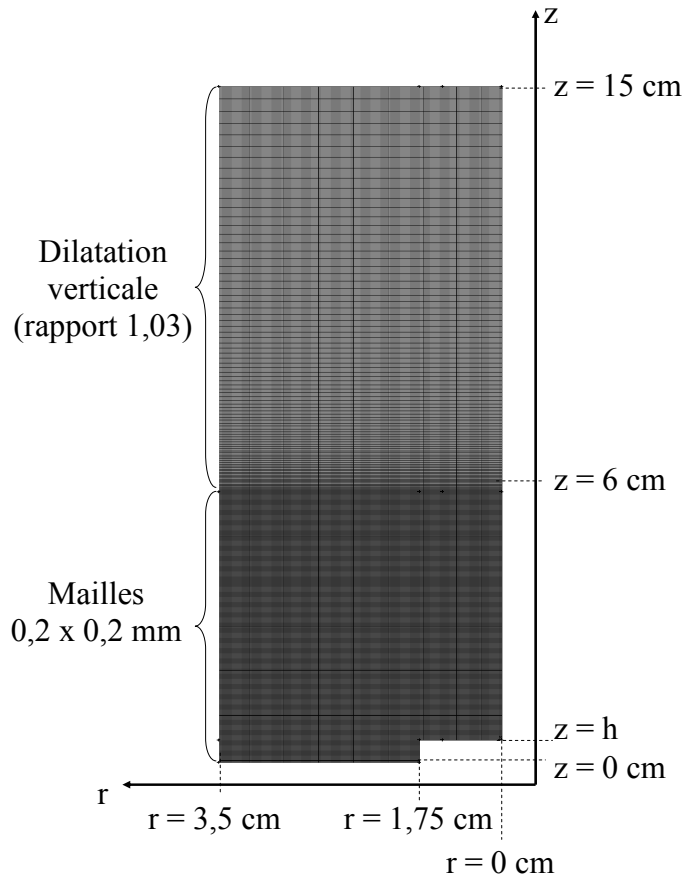


FIG. 4.2 – Schéma représentant le domaine de calcul et le maillage.

4.4.2 Conditions aux limites

La modélisation des flammes s'est focalisée sur la phase gazeuse. L'ensemble des conditions aux limites utilisées lors des simulations est résumé sur la figure 4.3. L'axe choisi pour réaliser l'axisymétrie est la droite $r=0$ cm.

La production des gaz issus de la dégradation de la phase solide des combustibles a été modélisée par un brûleur de diamètre variable. Le débit massique et la composition des gaz émis par le brûleur sont imposés à l'aide de la condition *Mass Flow Inlet*. La pression à cette frontière est égale à la pression atmosphérique. La température des gaz correspond à la température moyenne de surface des broyats (figures 3.3 et H.1 à H.5).

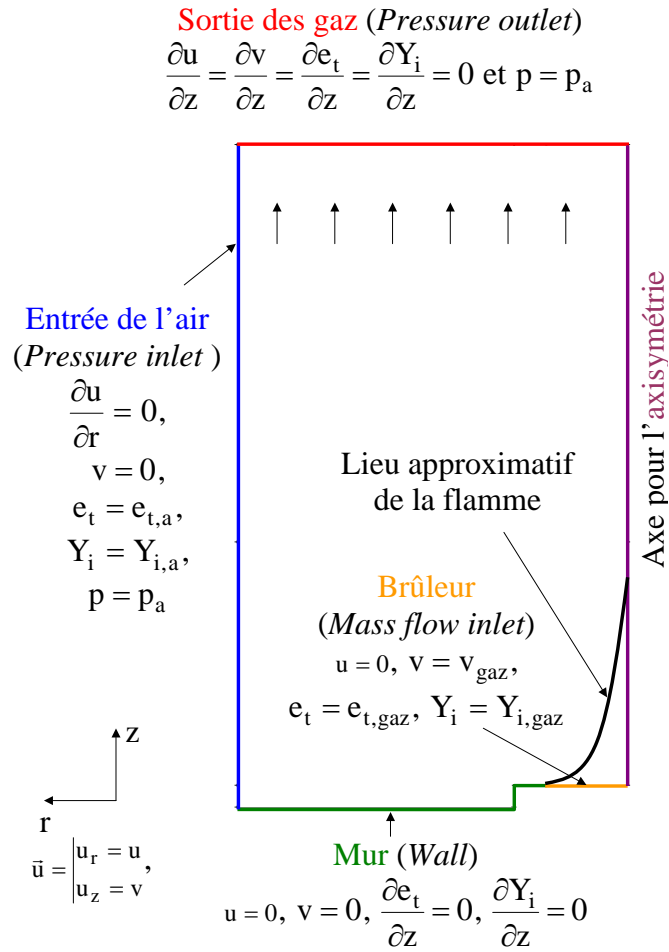


FIG. 4.3 – Schéma représentant les conditions aux limites des simulations.

Une condition "mur" (*Wall*) est imposée :

- à $z=0$ et pour $1,75 \text{ cm} < r < 3,5 \text{ cm}$ afin de représenter la plaque sur laquelle est posée sur le broyat;
- sur la partie du broyat n'émettant pas de gaz de dégradation.

Pour l'ensemble de ces zones, la vitesse, le gradient de l'énergie totale et les gradients des fractions massiques des espèces chimiques sont nuls. La température est égale à la température ambiante.

Sur la frontière $r=3,5 \text{ cm}$, est appliquée la condition *Pressure inlet* : la pression est égale à la pression atmosphérique, la température et la composition des gaz correspondent aux données de l'air ambiant, la composante de la vitesse tangentielle à la frontière est nulle et le gradient de la composante de la vitesse perpendiculaire à

la frontière est égal à 0.

Sur la dernière frontière, c'est-à-dire pour $z=15$ cm (condition *Pressure outlet*), la condition imposée est une condition de frontière libre : les gradients de vitesse, de l'énergie totale et des fractions massiques des espèces chimiques sont nuls, la pression est égale à la pression atmosphérique et la température correspond à la température ambiante.

Les surfaces limites ouvertes et les conditions d'entrée du domaine sont traitées comme des corps noirs. Ceci revient à considérer leur émissivité étant égale à l'unité. Par ailleurs, l'émissivité des murs est aussi prise égale à 1.

4.4.3 Conditions initiales

La modélisation des flammes n'a été réalisée que durant la phase de régression (après 60 s). Les conditions initiales sont directement déduites des données expérimentales décrites dans le chapitre 3 :

- les débits massiques des gaz introduits dans le système correspondent à ceux donnés par le tableau I.1.
- le rayon du brûleur varie au cours du temps (figure 3.14).
- la composition des gaz injectés dans le domaine est définie à partir des analyses de gaz obtenues avec le pyrolyseur (tableau 3.7).
- la température d'entrée des gaz de dégradation (tableau 4.1) correspond à la température moyenne au niveau de la surface du broyat.

Température des gaz de dégradation (°C)			
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>
460,5	324,9	413,5	481,7

TAB. 4.1 – *Températures d'entrée des gaz de dégradation.*

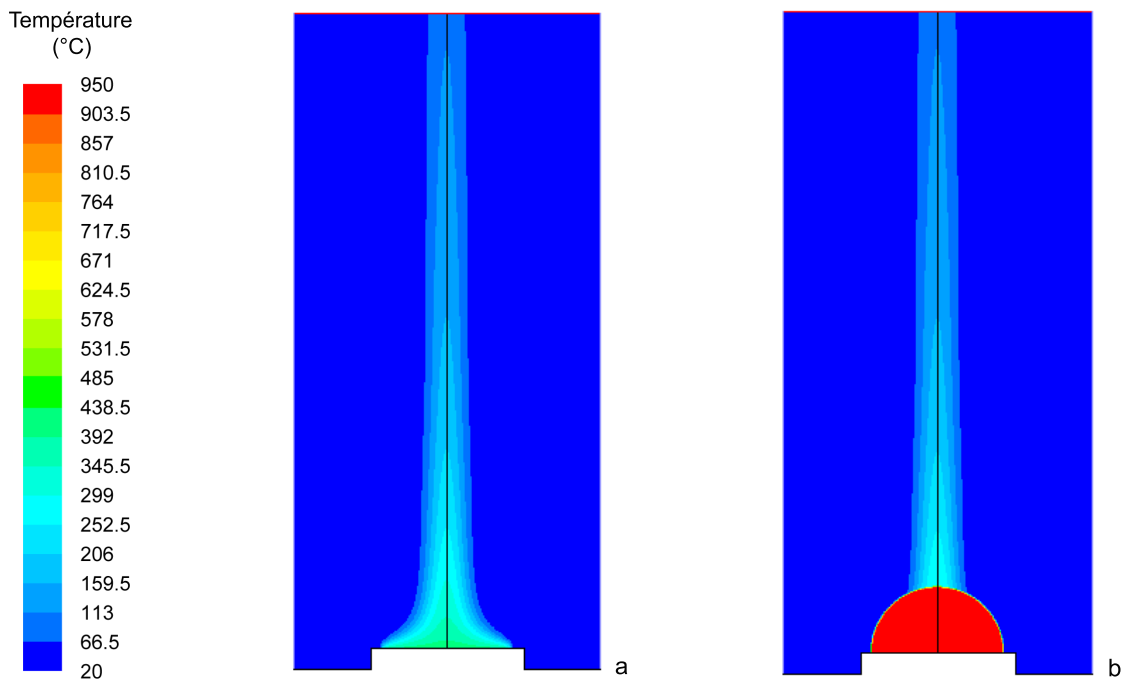
- les propriétés de l'air introduit dans le domaine sont données dans le tableau 4.2. Elles sont calculées à partir des données expérimentales (température ambiante égale à 22°C et humidité relative de 44 %). Le détail des calculs est explicité dans l'annexe P.

Propriétés de l'air humide				
T (°C)	p (Pa)	Y_{O_2}	Y_{H_2O}	Y_{N_2}
22	101325	0,231	0,007	0,762

TAB. 4.2 – Propriétés de l'air humide introduit dans le domaine.

4.4.4 Établissement du calcul

Les simulations numériques des flammes de combustible ont été réalisées en deux temps. Tout d'abord, la diffusion des espèces au sein de l'écoulement a été résolue de manière stationnaire sans faire intervenir de réactions chimiques. Une fois la solution convergée, l'allumage est réalisé en appliquant au niveau du brûleur une température de 950°C à l'aide d'un demi-cercle de $1,5\text{ cm}$ de rayon¹ (figure 4.4). On calcule ensuite l'écoulement en prenant en considération les différentes équations de combustion.

FIG. 4.4 – Distribution de température avant (a) et après (b) l'allumage des gaz à l'aide d'un demi-cercle de $1,5\text{ cm}$ de rayon à 950°C .

1. Différents types d'allumage (rectangle, profil de Burke Schumann...) ont été testés. Ce paramètre influence le temps de calcul mais ne modifie pas les résultats numériques.

Chapitre 5

Résultats numériques et discussions

Ce chapitre a pour but de présenter les différentes étapes qui nous ont amenées à la détermination d'un mécanisme simple d'oxydation des gaz de dégradation. Notre étude s'organise en trois étapes faisant chacune l'objet d'un paragraphe.

- Dans un premier temps, nous étudions le comportement de quatre mécanismes squelettiques. Ce travail permet de définir les conditions d'entrée du brûleur et de proposer un mécanisme de référence pour l'ensemble des simulations. Nous caractérisons ensuite l'influence des gaz de dégradation sur les flammes.
- Dans le deuxième paragraphe, nous examinons le comportement de différents mécanismes réactionnels globaux. Cette étape nous permet de déterminer un mécanisme simple donnant des résultats proches de ceux du mécanisme squelettique de référence.
- La dernière partie a pour objectif de comparer les résultats numériques obtenus avec les mécanismes global et squelettique sélectionnés aux données expérimentales. Comme les flammes de *Cistus monspeliensis* et d'*Arbutus unedo* sont en fin de combustion, nous ne considérons dans cette étude que les flammes des trois pins et d'*Erica arborea*.

5.1 Comportement des mécanismes squelettiques

L'ensemble de l'étude concernant les mécanismes squelettiques a été réalisé à partir des données de *Pinus laricio* correspondant au début de la phase de régression c'est-à-dire à 60 s après l'allumage (tableaux I.1, 4.1 et 3.7).

5.1.1 Composition des gaz émis par le brûleur

La prise en compte de l'ensemble des espèces présentes dans les gaz de dégradation n'est pas envisageable dans un modèle simple d'oxydation. La réduction du nombre d'hydrocarbures nous a paru le chemin le plus adéquat à l'élaboration d'une configuration simple de modélisation. Afin de définir les fractions massiques à utiliser pour les simulations, trois compositions de gaz ont été testées.

- Dans le premier cas, les gaz se composent uniquement de CO, de CH₄, de CO₂ et d'H₂O. Les fractions massiques de CO, CH₄ et H₂O correspondent aux données du tableau 3.7.
- Comme dans le cas précédent, les gaz comprennent du CO, du CH₄, du CO₂ et de l'H₂O. Les fractions massiques de CO et d'H₂O sont égales à celles données par le tableau 3.7. La fraction massique de CH₄ correspond à l'équivalent énergétique du méthane et des hydrocarbures en C₂.
- La dernière configuration incorpore en plus du CO, du CH₄, du CO₂ et de l'H₂O, le C₂H₄ et le C₂H₆. Les fractions massiques de CO, de CH₄, d'H₂O, de C₂H₄ et de C₂H₆ sont celles données par le tableau 3.7.
- Dans chaque configuration, la fraction massique de CO₂ est telle que :

$$Y_{\text{CO}_2} + \sum_{i \neq \text{CO}_2} Y_i = 1.$$

Comme l'un des mélange gazeux contient des C₂, nous avons utilisé le mécanisme squelettique de Leroy (2007) pour tester les trois compositions. Le résumé des conditions d'entrée du brûleur est donné dans le tableau ci-dessous.

Composition	1	2	3
Mécanisme	Leroy (2007)		
CO	0,140	0,140	0,140
CO ₂	0,746	0,724	0,616
CH ₄	0,040	0,062	0,040
C ₂ H ₄	-	-	0,008
C ₂ H ₆	-	-	0,016
H ₂ O	0,074	0,074	0,074
T (°C)	413,5		
Débit (kg.s ⁻¹)	4,47.10 ⁻⁶		

TAB. 5.1 – Conditions initiales du brûleur pour la détermination de la composition des gaz injectés dans le domaine.

La comparaison des différentes compositions de gaz a été réalisée par le biais de la distribution de température. Les figures 5.1 donnent respectivement la température le long de l'axe vertical de la flamme et la température radiale à 1 cm de haut pour les simulations et les expériences. Pour l'ensemble de l'étude, les barres au niveau des points expérimentaux représentent les valeurs maximales et minimales obtenues lors des expériences.

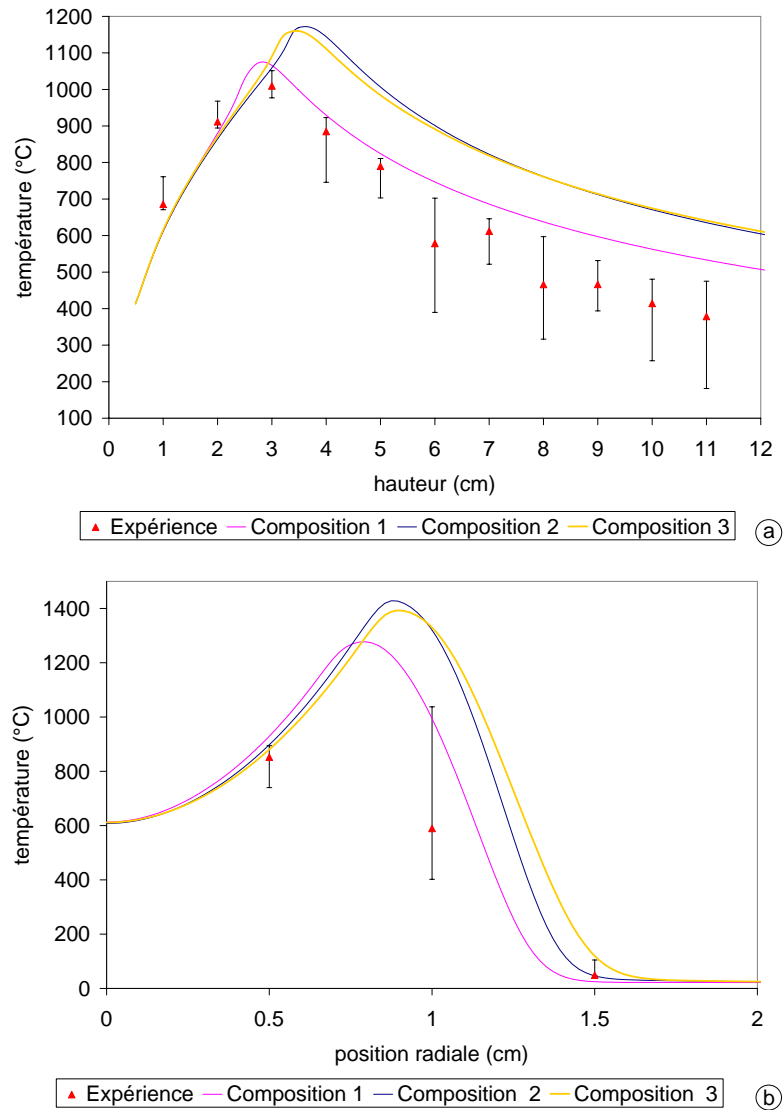


FIG. 5.1 – Températures en prenant ou non en compte les C_2 - a. le long de l'axe de la flamme - b. à 1 cm de haut.

Entre les compositions 1 et 2, l'addition de méthane dans les gaz émis par le brûleur augmente la température maximale d'environ 60°C et décale sa posi-

tion de 0,62 cm. Par contre, pour les compositions 2 et 3 dégageant la même énergie, l'incorporation des C_2 en tant qu'espèces modifient peu les températures (différence de $11^\circ C$) et la cinétique de la flamme (décalage de 0,16 cm). La comparaison des résultats numériques et expérimentaux montre une bonne concordance des températures pour la composition 1 que ce soit verticalement ou radialement. En revanche, les compositions 2 et 3 sur-estiment la température et ne respectent pas la cinétique de combustion. Ce résultat est une conséquence directe des modèles de combustion : les réactions sont complètes et les mécanismes de production de suies ne sont pas pris en compte. Le dégagement d'énergie est donc plus important lors des simulations numériques. Pour pallier cette différence de comportement entre simulations et expériences, le seul moyen est donc de diminuer la quantité de gaz combustibles. Ainsi, pour être proche des valeurs expérimentales, **il ne faut prendre en compte que deux combustibles : le CO et le CH_4 , les autres hydrocarbures pouvant être négligés.**

5.1.2 Comparaison des mécanismes squelettiques

Comme le mécanisme squelettique de Leroy (2007) comporte un nombre important de réactions (48 équations et 20 espèces), nous avons décidé de nous focaliser sur les autres mécanismes squelettiques (de Peters et Kee (1987), de Smooke et Giovangigli (1991) et de Zhou et Mahalingam (2001)) ne comportant qu'une vingtaine d'équations. Compte tenu des résultats précédents, les gaz injectés ne sont constitués que de CO, de CH_4 , de CO_2 et d' H_2O . Les conditions initiales du brûleur sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Conditions initiales du brûleur					
Y_{CO}	Y_{CH_4}	Y_{CO_2}	Y_{H_2O}	T ($^\circ C$)	Débit ($kg.s^{-1}$)
0,140	0,040	0,746	0,074	413,5	$4,47.10^{-6}$

TAB. 5.2 – Conditions initiales du brûleur pour la comparaison des mécanismes squelettiques.

La comparaison de ces mécanismes a été effectuée par le biais de la distribution de température, de la densité de flux radiatif et de l'évolution des gaz combustibles.

5.1.2.1 Distribution de température

La figure 5.2 présente la distribution de température obtenue par les trois mécanismes squelettiques sur 5 cm de haut.

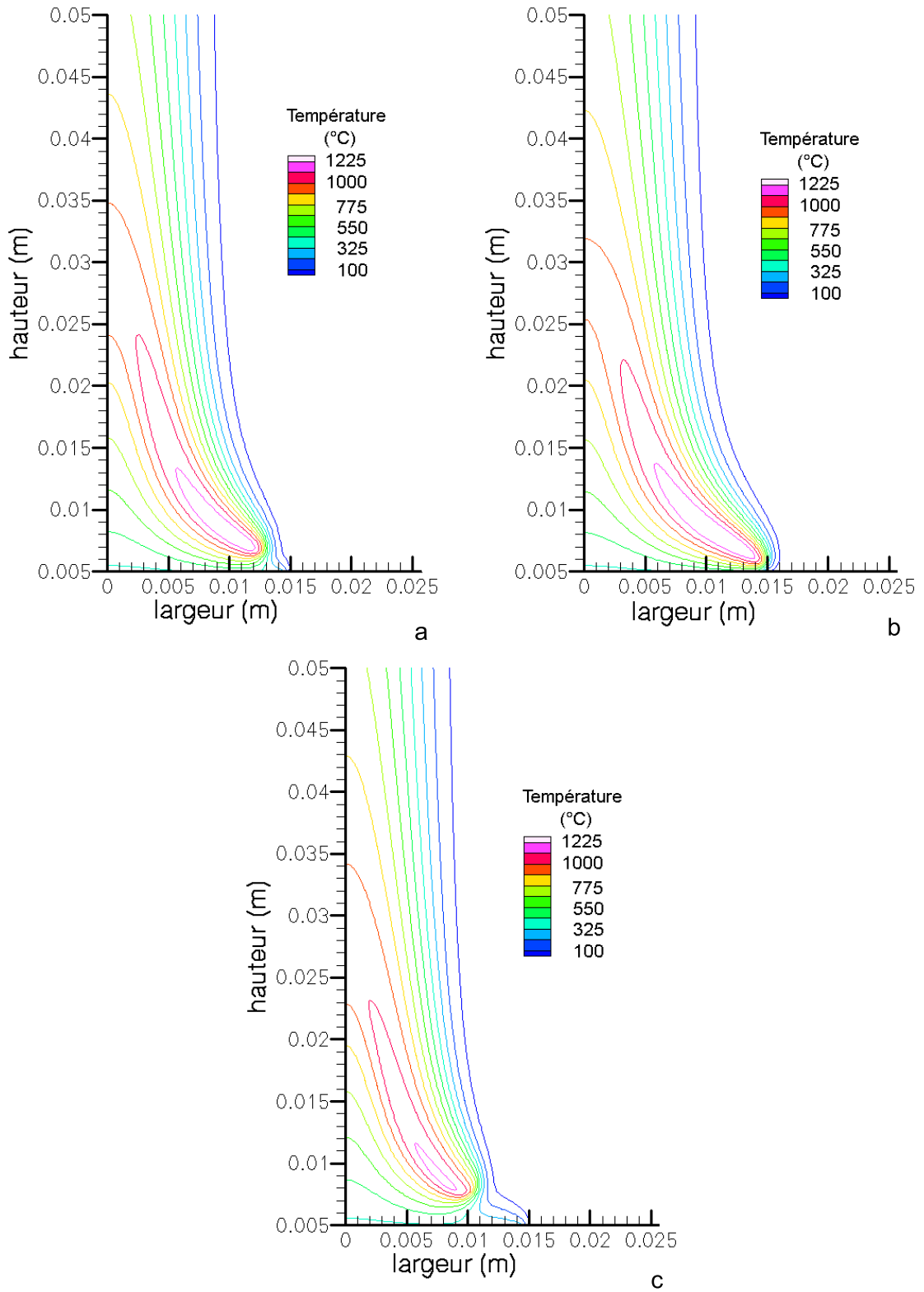


FIG. 5.2 – Distribution de température pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.

La position et la forme de la zone de réactivité maximale varient suivant le mécanisme considéré ce qui entraîne des différences au niveau de la distribution de température.

Dans le cas du mécanisme de Smooke, la zone de réactivité maximale apparaît juste au-dessus du brûleur. Pour les deux autres mécanismes, la zone de réactivité maximale se situe légèrement plus haut, à environ 2 mm. L'air étant aspiré vers la flamme, on voit alors apparaître un décroché au niveau du brûleur pour ces deux mécanismes.

La température maximale obtenue pour les trois mécanismes est proche (environ 1300°C) et apparaît sur les bords de la flamme. L'étendue de la zone de réaction change suivant les mécanismes. La zone principale de réaction la plus étendue est observée pour le mécanisme de Smooke. On trouve ensuite le mécanisme de Peters et enfin celui de Zhou. Toutefois, pour ces deux derniers mécanismes, la température diminue moins rapidement en se rapprochant de l'axe de la flamme.

D'une manière générale, les mécanismes donnant les résultats les plus proches sont les mécanismes de Peters et de Zhou.

5.1.2.2 Densité de flux radiatif

Après les distributions de température, nous avons examiné les densités de flux radiatif à 3 cm de l'axe de la flamme en fonction de la hauteur pour les trois mécanismes squelettiques (figure 5.3). Sur toute la hauteur du domaine, la densité de flux la plus importante est obtenue pour le modèle de Smooke. On trouve ensuite le mécanisme de Peters et enfin celui de Zhou. Pour les trois courbes, le maximum se situe à la même hauteur, environ à 2 cm de haut.

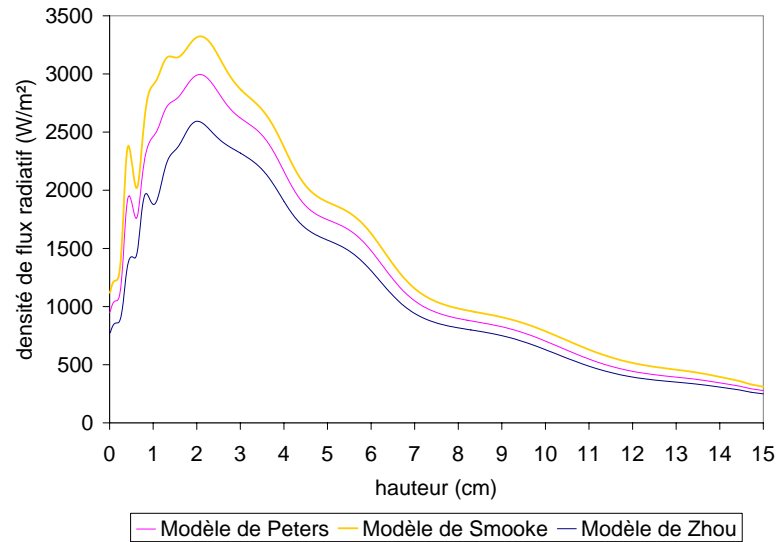


FIG. 5.3 – Densités de flux radiatif à 3 cm de l'axe de la flamme en fonction de la hauteur simulées pour les trois mécanismes squelettiques.

Pour expliquer ces différences, nous avons corrélé ces résultats avec les températures (figure 5.2) et les fractions massiques de CO_2 et d' H_2O (figures 5.4 et 5.5) dans la flamme. A 2 cm de haut, la température est supérieure à 100°C sur un rayon d'environ 1,1 cm pour le mécanisme de Smooke et sur 1 cm pour les deux autres mécanismes. La flamme simulée à l'aide du mécanisme de Smooke est donc plus "large" que celle des autres mécanismes. En comparant les fractions massiques de CO_2 et d' H_2O , on remarque que le mécanisme proposé par Smooke a tendance à produire plus de CO_2 et d' H_2O que les autres mécanismes. On trouve ensuite le mécanisme de Peters et enfin celui de Zhou. Ainsi, la densité de flux dépend de la largeur de la flamme et de la production de CO_2 et d' H_2O . Plus ces deux paramètres sont importants, plus la densité de flux radiatif est élevée.

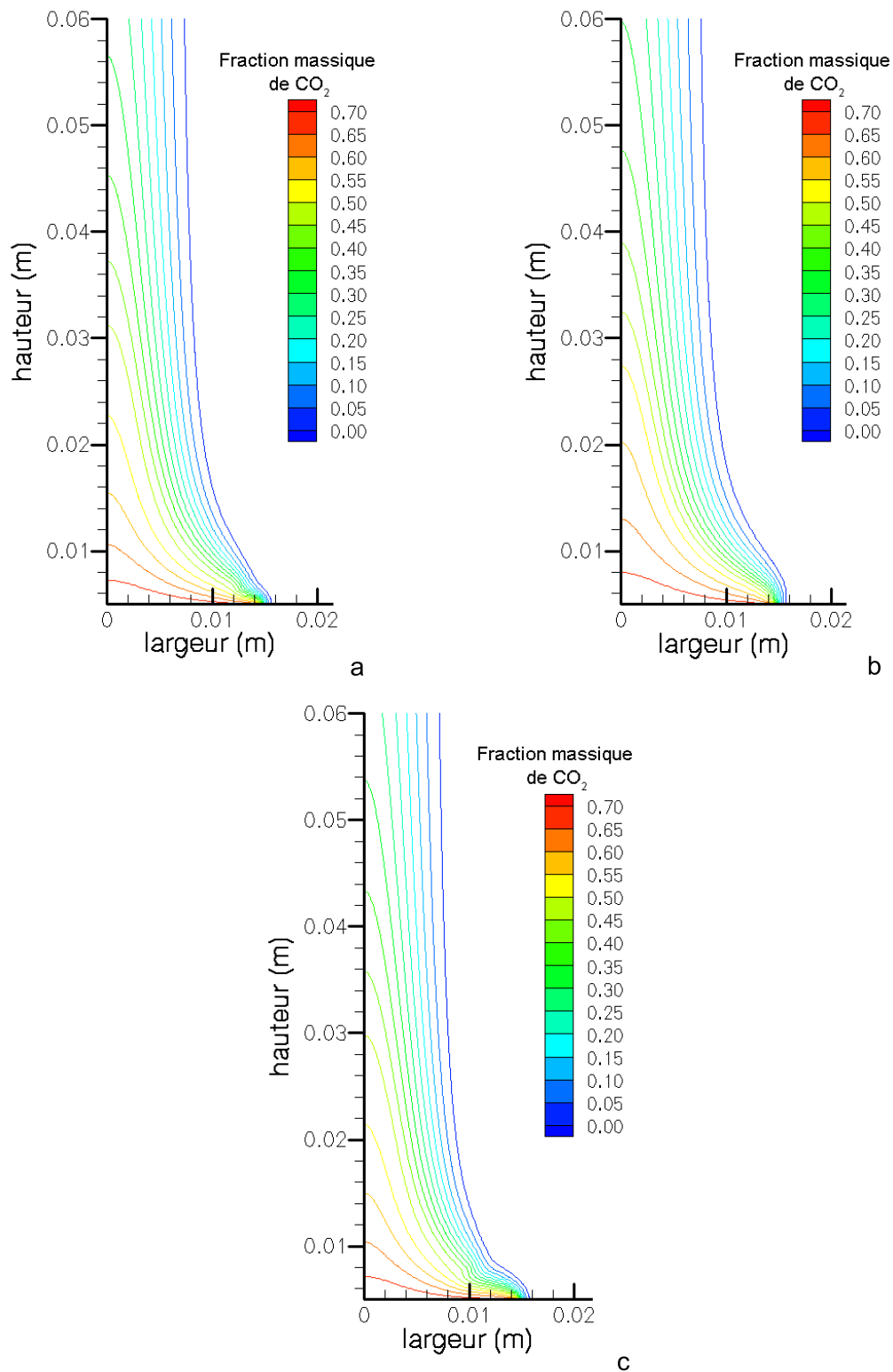


FIG. 5.4 – Fractions massiques de CO₂ pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.

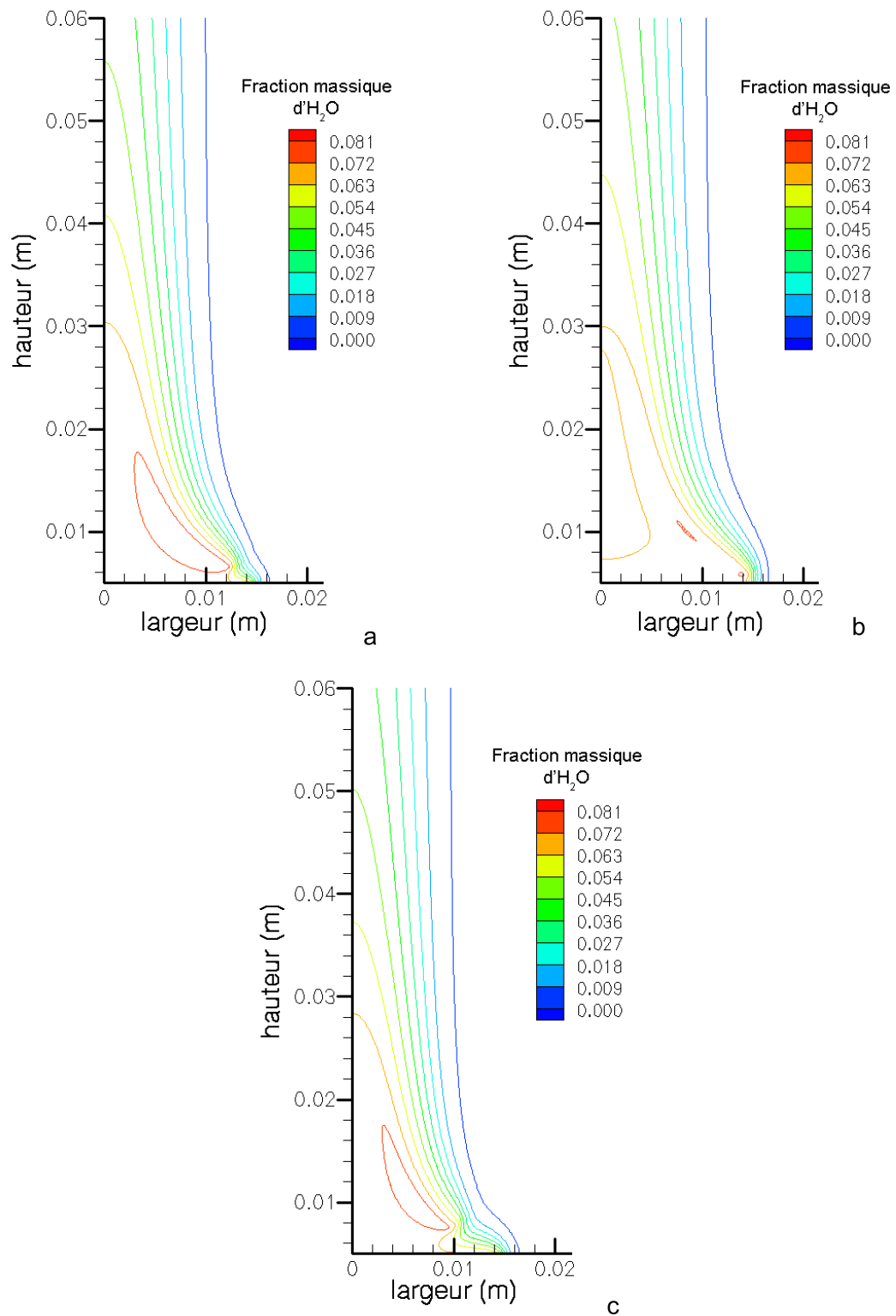


FIG. 5.5 – Fractions massiques d' H_2O pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.

5.1.2.3 Évolution des gaz combustibles

Pour suivre l'avancement de la combustion, nous avons étudié l'évolution des fractions massiques de CO et de CH₄ au sein du domaine (figures 5.6 et 5.7).

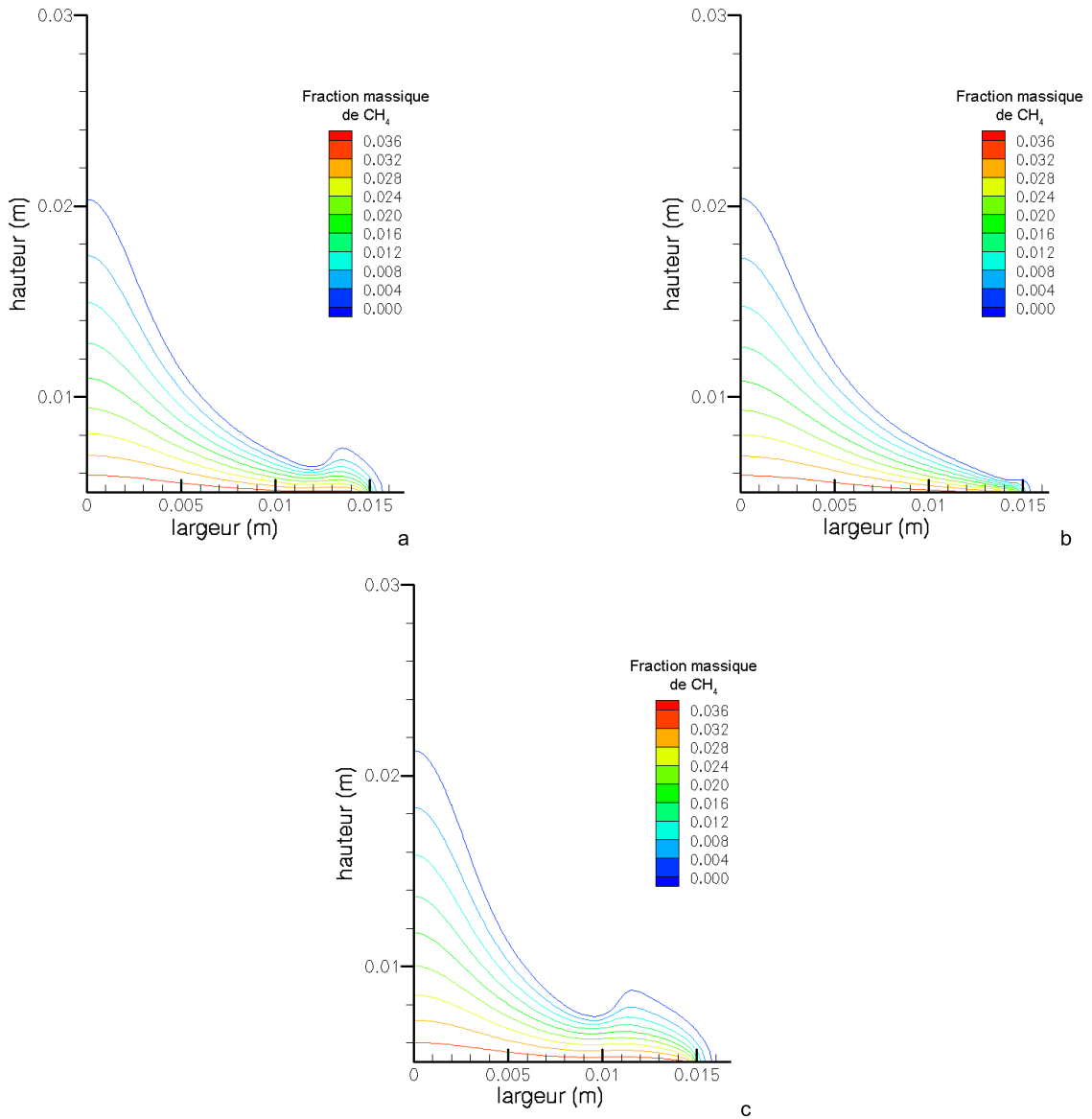


FIG. 5.6 – Fractions massiques de CH₄ pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.

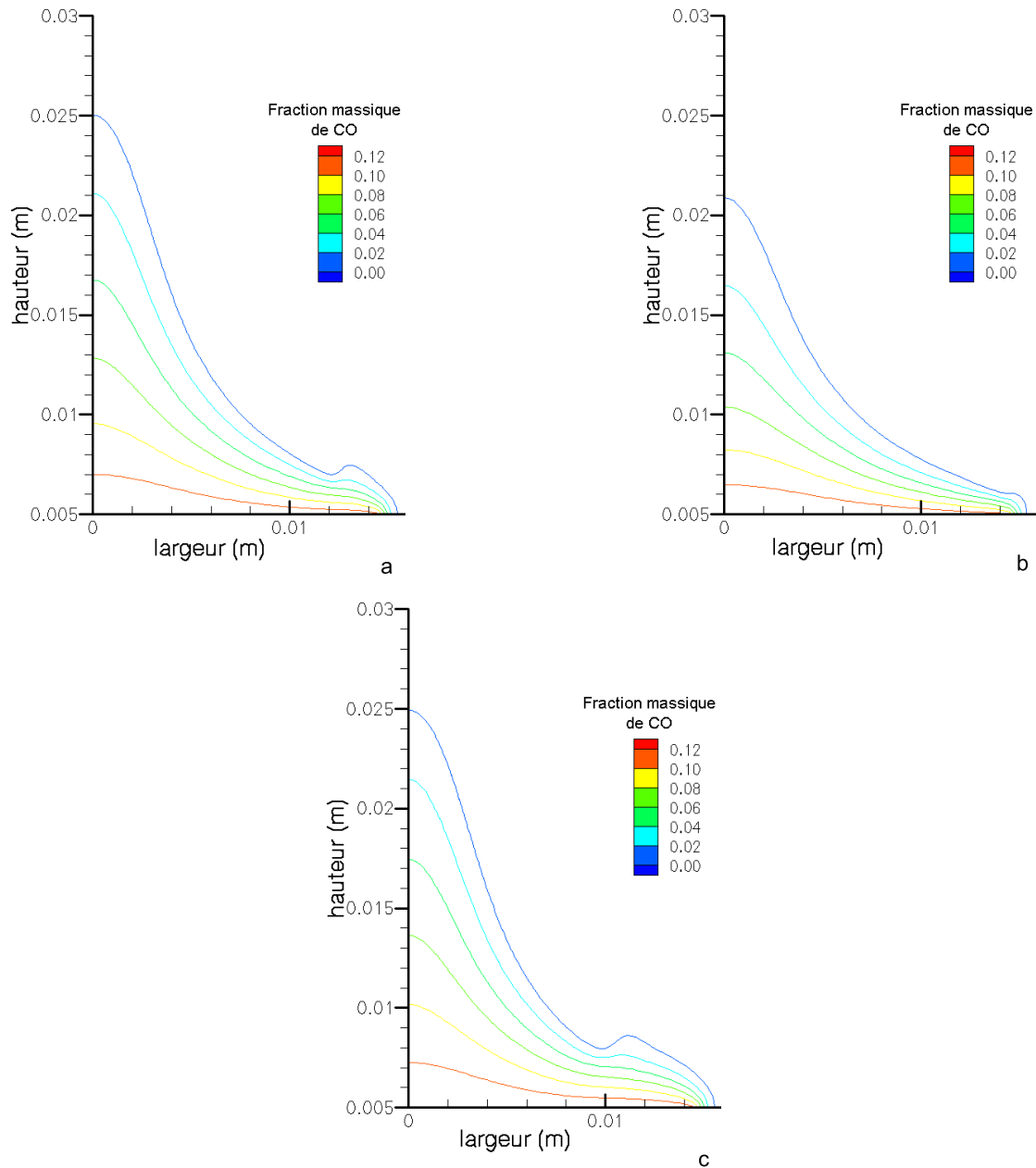


FIG. 5.7 – Fractions massiques de CO pour les mécanismes squelettiques de - a. Peters et Kee - b. Smooke et Giovangigli - c. Zhou et Mahalingam.

Excepté au niveau de l'extrémité du brûleur, l'évolution de la fraction massique de méthane est quasiment identique pour les mécanismes de Peters et de Smooke. Ceux-ci ont en effet des facteurs pré-exponentiels et des énergies d'activation très proches (annexe M). Par ailleurs, l'addition des réactions 24 à 35 dans le mécanisme de Smooke ne semble pas modifier le comportement du méthane. Dans

le cas du mécanisme de Zhou, la consommation du méthane est moins rapide que dans les autres cas. Les énergies d'activation des deux premières réactions sont en effet plus élevées que celles des autres mécanismes. La réaction apparaît donc à des températures plus importantes et donc plus haut dans la flamme.

La consommation du monoxyde de carbone suit la même évolution pour les modèles de Peters et de Zhou. Dans le cas du mécanisme proposé par Smooke, la consommation du CO est plus rapide. Ce phénomène peut être attribué au fait que la production du CO par la réaction 9 est très faible comparée à celle du modèle de Peters puisque l'énergie d'activation est plus grande et le facteur pré-exponentiel plus faible.

La figure 5.8 présente l'évolution de CO et de CH₄ le long de l'axe vertical de la flamme. Contrairement au mécanisme de Smooke pour lequel le CO a quasiment disparu, on remarque un décroché vers 2,5 cm de haut sur la courbe du monoxyde de carbone pour les mécanismes de Peters et de Zhou. Cette position coïncide avec la disparition du méthane. Ce résultat est cohérent avec les mécanismes étudiés puisque l'oxydation du méthane entraîne la formation de monoxyde de carbone.

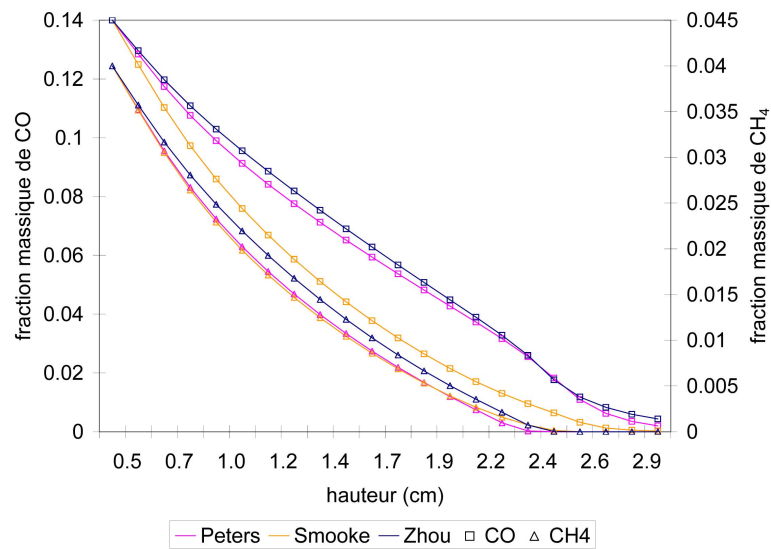


FIG. 5.8 – Fractions massiques de CO et de CH₄ le long de l'axe vertical simulées par les trois mécanismes squelettiques.

5.1.3 Choix du mécanisme squelettique de référence

Pour la suite de cette étude, nous ne conservons qu'un seul mécanisme squelettique. Afin d'en choisir un parmi les trois, nous avons comparé les températures numériques aux données expérimentales. La figure 5.9 présente cette comparaison le long de l'axe de la flamme et radialement à 1 cm de haut.

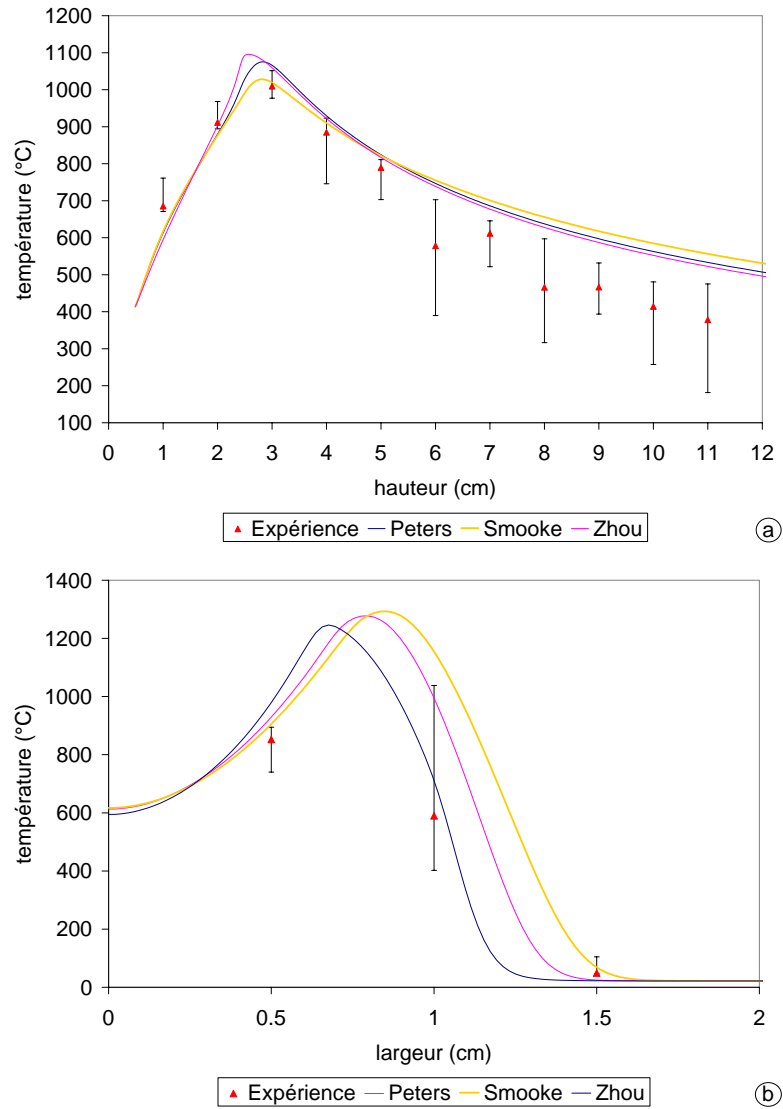


FIG. 5.9 – Comparaison des températures numériques et expérimentales pour les trois mécanismes squelettiques - a. le long de l'axe de la flamme - b. à 1 cm de haut.

Au niveau de la température le long de l'axe de la flamme, les trois mécanismes produisent des résultats numériques équivalents. Dans la zone de flamme, les résultats numériques obtenus avec les mécanismes de Peters et de Smooke se situent dans les barres de variabilité. Le mécanisme de Zhou produit des températures légèrement supérieures et présente un point d'inflexion juste avant d'atteindre son maximum. Dans le panache, l'ensemble des températures simulées diminuent moins rapidement que les températures expérimentales. La simulation se base en effet sur un modèle d'écoulement laminaire alors que le panache est légèrement turbulent. Le refroidissement est donc moins rapide dans le cas des simulations. En ce qui concerne les températures radiales, seuls les mécanismes de Peters et de Zhou permettent d'avoir des températures proches des données expérimentales. Dans le cas du mécanisme de Smooke, la flamme est plus large ce qui décale la zone de réactivité maximale.

Ainsi, le mécanisme de Peters donne les résultats numériques les plus cohérents vis-à-vis des données expérimentales. Nous le choisissons donc comme mécanisme squelettique de référence.

5.1.4 Influence de la composition des gaz de dégradation

Nous avons vu dans le chapitre concernant les résultats expérimentaux que la composition des gaz de dégradation avait une influence importante sur les propriétés de la flamme. Nous avons par ailleurs souligné la difficulté d'étudier précisément l'impact de ces gaz car les flammes de deux espèces différentes ont rarement un même débit et un même rayon. L'étude numérique permet de pallier à ce problème puisque les paramètres d'entrée sont fixés par l'utilisateur. L'étude de l'influence de la composition des gaz de dégradation a été effectuée à l'aide du mécanisme squelettique de Peters (mécanisme de référence). Pour l'ensemble des simulations, le débit, le rayon et la température initiale des gaz correspondent à ceux de *Pinus laricio*, 60 s après l'allumage de la flamme. Les gaz de dégradation injectés correspondent aux données des trois pins et d'*Erica arborea* en ne prenant en compte que CO, CH₄, CO₂ et H₂O (comme défini dans le paragraphe 5.1.1). Les différents essais sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Essai	PP	PL	PH	EA
Espèce utilisé	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Erica arborea</i>
CO	0,191	0,140	0,150	0,141
CH ₄	0,037	0,040	0,032	0,026
CO ₂	0,683	0,746	0,748	0,787
H ₂ O	0,089	0,074	0,070	0,047
T(°C)	413,5			
Débit du brûleur (kg.s ⁻¹)	4,47 10 ⁻⁶			
Rayon du brûleur (cm)	1,47			

TAB. 5.3 – Conditions initiales appliquées au brûleur pour l'étude de l'influence de la composition des gaz de dégradation.

La distribution de température obtenue pour les différentes compositions est donnée par la figure 5.10.

Pour toutes les compositions, la température maximale se situe sur le bord de la flamme. Toutefois, sa valeur varie suivant les compositions. On obtient en effet 1349°C, 1304°C, 1278°C et 1236°C respectivement pour les gaz de *Pinus pinaster*, *Pinus laricio*, *Pinus halepensis* et *Erica arborea*. Or, lors de la combustion des compositions de gaz du tableau 5.3 (ne prenant pas en compte les hydrocarbures avec un nombre de carbone supérieur à 2), la puissance dégagée par masse d'air est égale à 3,79, 3,41 3,12 et 2,73 MJ.kg⁻¹. Plus la puissance par masse d'air est importante, plus la température maximale est donc élevée dans la flamme.

La distribution de température varie également suivant les compositions. La zone de température maximale apparaît environ 2 mm au-dessus du brûleur pour les gaz des trois pins. Par contre, pour les gaz émis par *Erica arborea*, la zone de réaction se forme plus haut dans la flamme à environ 4 mm au-dessus du brûleur.

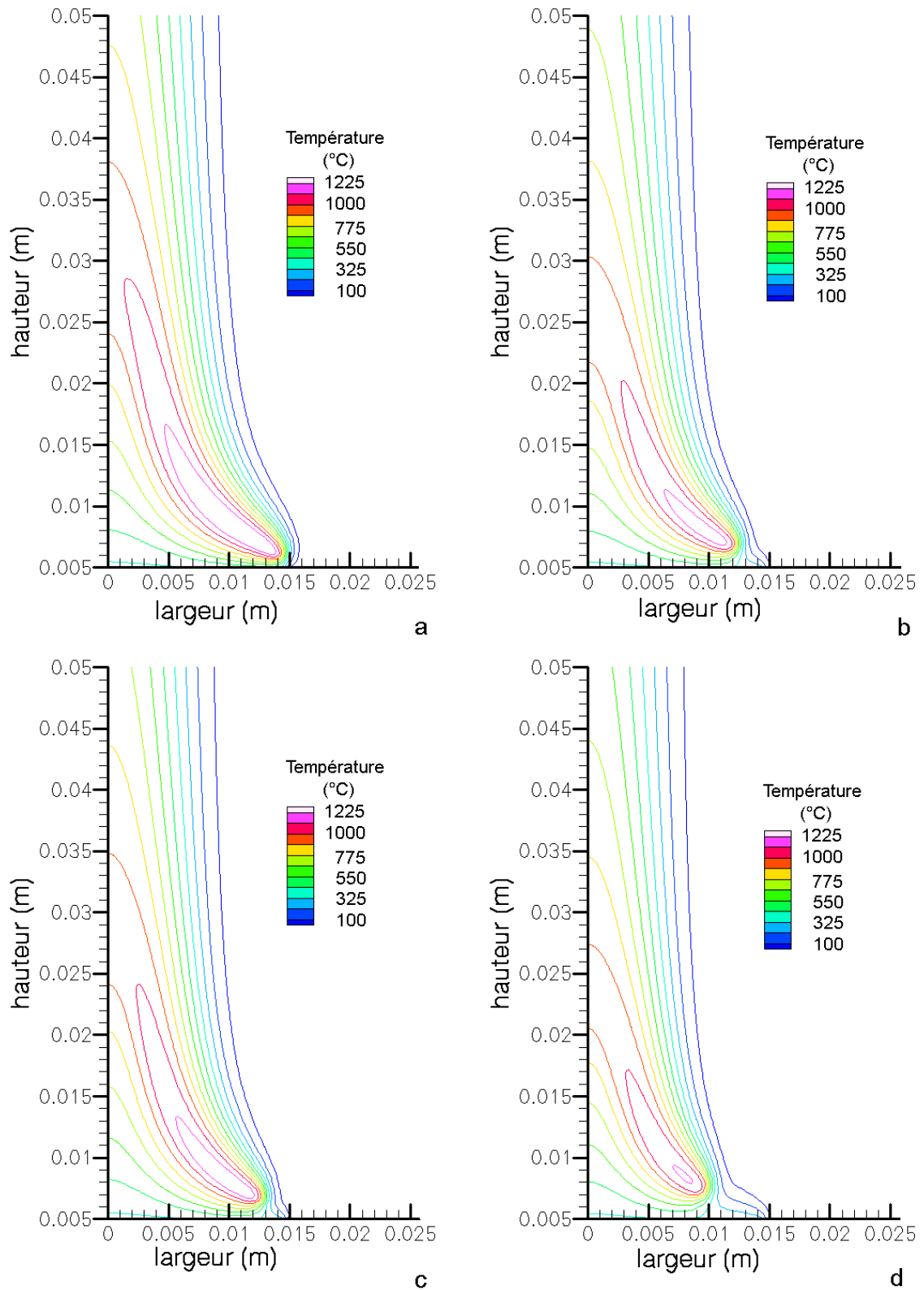


FIG. 5.10 – Températures obtenues avec la composition - a. PP - b. PA - c. PL - d. EA.

L'étendue de la zone de réactivité maximale change aussi suivant les compositions. Celle-ci s'étend sur 1 cm, sur 0,7 cm, sur 0,5 cm et sur 0,2 cm de haut respectivement pour les gaz de *Pinus pinaster*, de *Pinus laricio*, de *Pinus halepensis* et d'*Erica arborea*. Ces différences affectent par la suite l'ensemble de la température de la flamme. La température est par exemple, supérieure à 1000°C sur 3,8 cm de haut pour *Pinus pinaster*, sur 3,5 cm pour *Pinus laricio*, sur 3 cm pour *Pinus halepensis* et sur 2,7 cm pour *Erica arborea*. Ainsi, **pour un même débit et un même rayon**, la flamme de *Pinus pinaster* va être plus haute que la flamme de *Pinus laricio*, qui sera plus haute que la flamme de *Pinus halepensis* qui sera elle-même plus haute que la flamme de *Erica arborea*. L'influence des gaz de dégradation sur les hauteurs de flamme est donc confirmée numériquement.

Nous avons vu précédemment que la composition des gaz de dégradation influençait la position et l'étendue de la zone principale de réaction. Pour comprendre d'où proviennent ces modifications de cinétique, nous avons étudié l'évolution des gaz combustibles dans la zone de flamme.

La figure 5.11 présente les fractions massiques de méthane pour les quatre compositions. *Pinus pinaster* et *Pinus laricio* ont des quantités de CH₄ très proches (tableau 5.3). Pour ces flammes, la disparition du méthane se situe quasiment à la même hauteur. Pour les flammes de *Pinus halepensis* et d'*Erica arborea* ayant une quantité de méthane plus faible, le méthane est complètement consommé à une hauteur inférieure. En traçant la fraction massique de méthane le long de l'axe de la flamme (figure 5.12), on remarque que l'ensemble des courbes possèdent une pente identique. La hauteur à laquelle le méthane est complètement consommé dépend donc de sa quantité initiale.

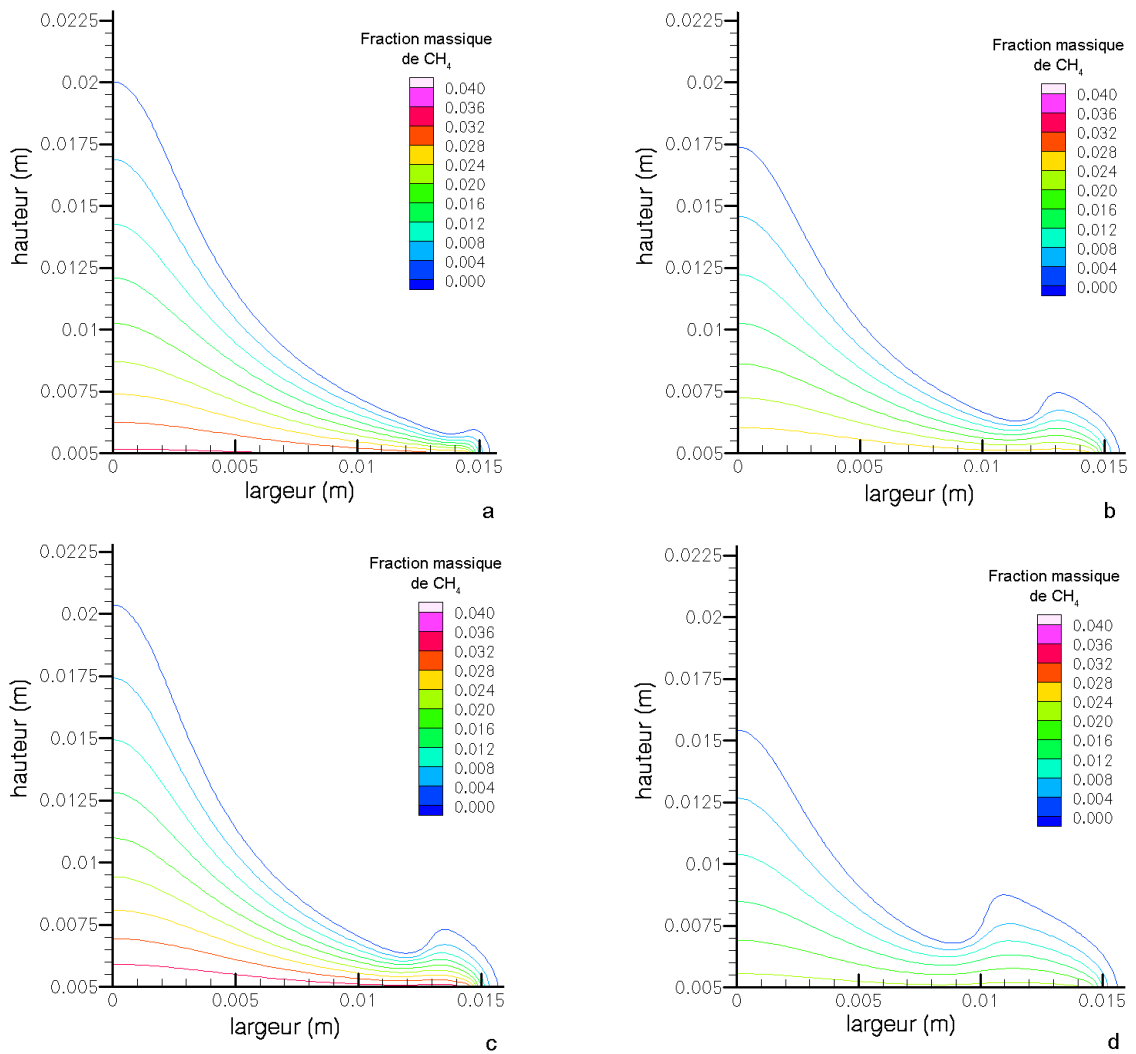


FIG. 5.11 – Fractions massiques de CH_4 avec la composition - a. PP - b. PA - c. PL - d. EA.

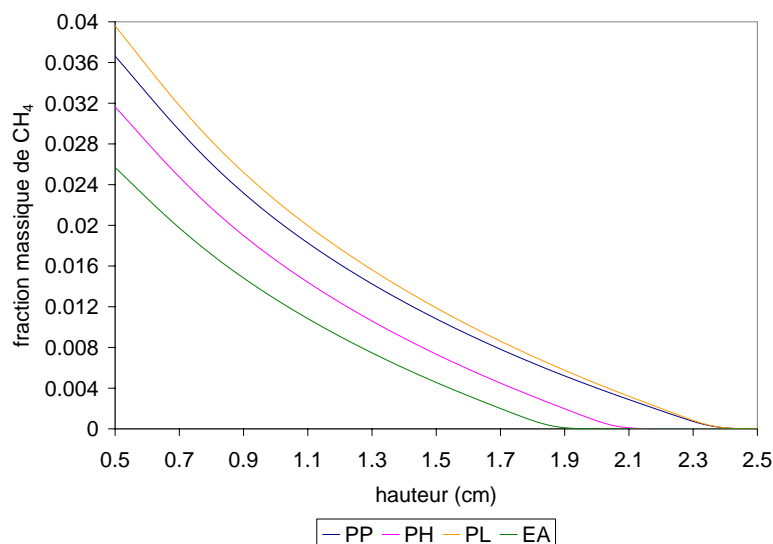


FIG. 5.12 – Fractions massiques de CH_4 le long de l'axe vertical de la flamme.

La figure 5.13 présente les fractions massiques de CO pour les quatre compositions. Pour comprendre l'évolution de ce composé, nous discutons les fractions massiques de CO pour trois couples de végétaux à savoir *Pinus laricio* / *Erica arborea*, *Pinus laricio* / *Pinus pinaster* et *Pinus laricio* / *Pinus halepensis* car leurs compositions comportent des similarités (tableau 5.3).

- *Pinus laricio* et *Erica arborea* possèdent les mêmes fractions initiales de CO mais la quantité de CH_4 est plus importante dans les gaz de *Pinus laricio*. Nous observons toutefois que la consommation du monoxyde de carbone est plus rapide dans le cas d'*Erica arborea*.
- *Pinus laricio* et *Pinus pinaster* ont des quantités de méthane très proches. Par contre, *Pinus pinaster* a une fraction massique de CO beaucoup plus importante que *Pinus laricio*. Néanmoins, nous remarquons que la différence d'évolution du monoxyde de carbone est négligeable pour ces deux flammes.
- Au niveau du brûleur, la fraction massique de CO dans les gaz de dégradation est plus importante pour *Pinus halepensis* que pour *Pinus laricio*. Par contre, la fraction massique de CH_4 est plus conséquente dans les gaz de *Pinus laricio* que dans les gaz de *Pinus halepensis*. Bien que la valeur initiale de CO soit plus importante, nous constatons que l'oxydation du monoxyde de carbone est plus rapide dans le cas de *Pinus halepensis*.

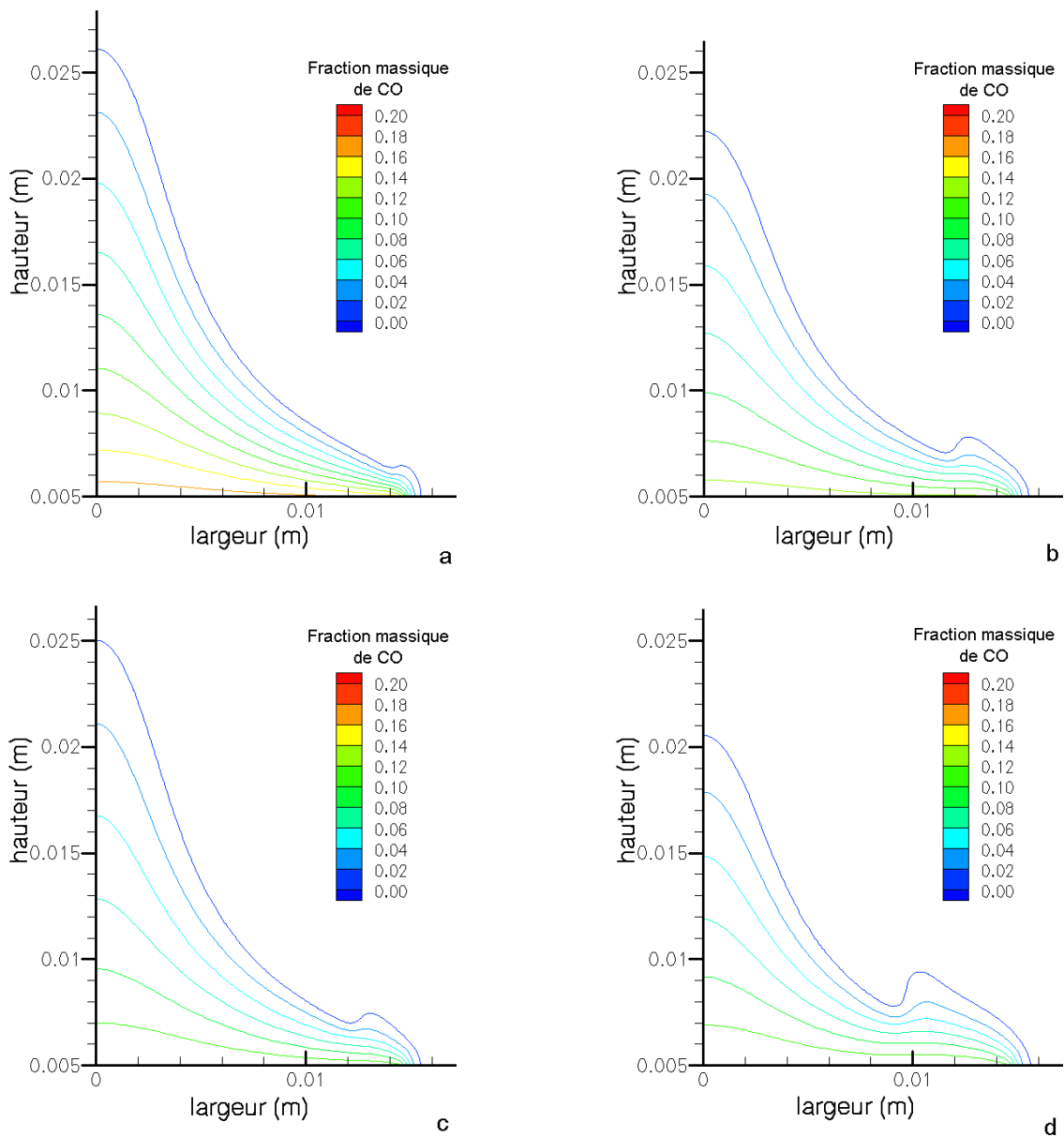


FIG. 5.13 – *Fractions massiques de CO avec la composition - a. PP - b. PA - c. PL - d. EA.*

Ainsi, ces trois observations soulignent l'influence déterminante du méthane sur l'évolution du monoxyde de carbone. Le méthane en s'oxydant va en effet produire différents composés qui vont à leur tour conduire à la formation de CO. Plus la quantité de méthane va être significative, plus la production de monoxyde de carbone va donc être importante. La zone principale de réaction va alors se décaler vers le haut de la colonne convective et la hauteur de flamme va être plus grande.

5.2 Comportement des mécanismes globaux

5.2.1 Description de l'étude

L'étude concernant les mécanismes globaux a été réalisée à partir des données de *Pinus laricio* correspondant au début de la phase de régression c'est-à-dire à 60 s après l'allumage (tableaux I.1, 4.1 et 3.7). Les trois mécanismes globaux présentés dans le paragraphe 4.2 ne prennent pas en compte les mêmes composés. Nous avons donc adapté les différentes compositions de gaz (notées C) émises par le brûleur.

- Pour **C1**, les gaz de dégradation sont assimilés à du monoxyde de carbone pur.
- Pour **C2**, la composition des gaz a été déterminée à partir de l'hypothèse de Grishin (1997). Les gaz injectés sont constitués de CO, de CO₂ et d'H₂O, **la fraction massique initiale de CO étant égale à la somme des fractions massiques de CO et de CH₄ présents dans les gaz de dégradation.**
- Pour **C3**, les gaz de dégradation sont composés de CO, de CO₂ et d'H₂O. Dans cette approche, **le monoxyde de carbone** injecté dans le domaine correspond **à l'équivalent énergétique des gaz combustibles (CO et CH₄).**
- Pour **C4**, les gaz émis par le brûleur sont constitués de CO, de CH₄, de CO₂ et d'H₂O. Les fractions massiques de CO, de CH₄ et d'H₂O sont celles du tableau 3.7. La fraction massique de CO₂ est telle que $Y_{\text{CO}_2} + \sum_{i \neq \text{CO}_2} Y_i = 1$.

Le mécanisme global 1 (noté MG1) est testé avec les compositions C1 à C3. Les mécanismes globaux 2 (MG2) et 3 (MG3) et le mécanisme squelettique de référence (MSR) sont étudiés grâce à la composition C4. Le tableau ci-dessous résume les différentes compositions de gaz et les mécanismes utilisés pour cette étude.

Mécanisme	MG1			MG2	MG3	MSR
Composition	C1	C2	C3	C4		
CO	1,000	0,180	0,338	0,140		
CH ₄	-	-	-	0,040		
CO ₂	-	0,746	0,588	0,746		
H ₂ O	-	0,074	0,074	0,074		

TAB. 5.4 – *Compositions des gaz émis par le brûleur pour le test des mécanismes réactionnels globaux.*

5.2.2 Comparaison des mécanismes globaux et choix du mécanisme de référence

Dans un premier temps, la comparaison des mécanismes globaux a été réalisée à partir de la distribution de température. Pour chaque grandeur, les résultats obtenus avec les mécanismes réactionnels globaux sont confrontés à ceux du mécanisme squelettique de référence.

La figure 5.14 présente la température le long de l'axe vertical de la flamme.

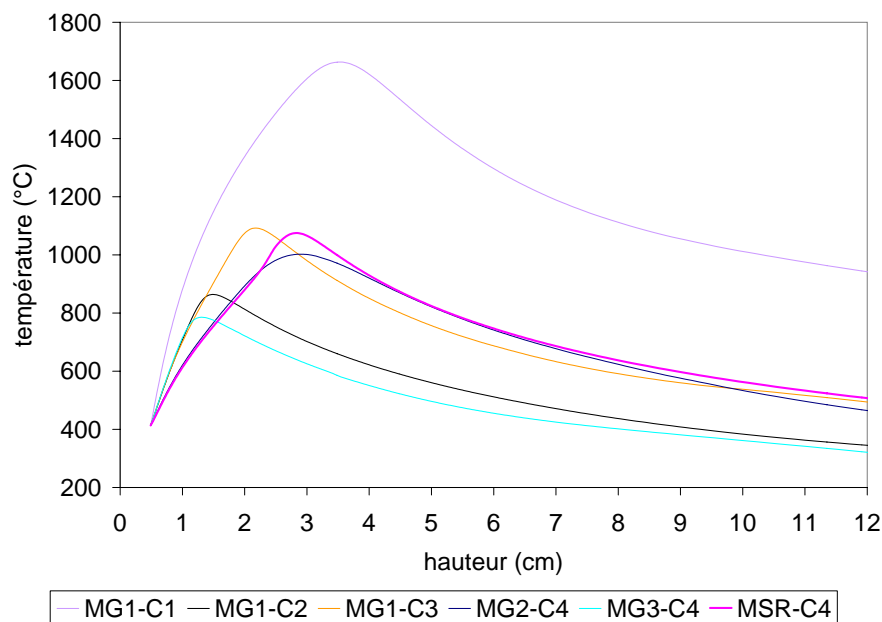


FIG. 5.14 – Températures le long de l'axe vertical simulées par les mécanismes globaux et par le mécanisme squelettique de référence.

Dans le cas du mécanisme global 1 :

- la composition C1 ($Y_{CO} = 1$) sur-estime de manière importante la température le long de l'axe.
- la composition C2 (hypothèse de Grishin) a, quant à elle, tendance à sous-estimer significativement cette grandeur.
- la composition C3 (CO équivalent énergétique) produit des résultats proches de ceux du mécanisme squelettique de référence. La température maximale obtenue n'est différente que de 20°C. Toutefois, sa position se situe plus près du brûleur, environ 0,64 cm en-dessous de celle du mécanisme squelettique de

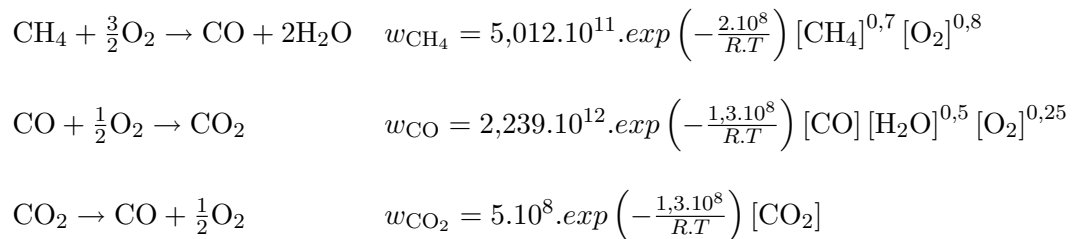
référence. Dans le panache, les températures sont du même ordre de grandeur.

Le mécanisme global 2 sous-estime de manière importante la température. L'oxydation directe du méthane en dioxyde de carbone n'est donc pas adaptée à la combustion des gaz de dégradation.

Par contre, le mécanisme global 3 produit des résultats proches de ceux de mécanisme squelettique de référence. La température maximale apparaît à la même hauteur mais est inférieure d'environ 70°C. Dans le panache, la température avoisine celle du mécanisme de référence.

Ainsi, les résultats les plus proches de ceux du mécanisme squelettique sont obtenus avec les mécanismes globaux 1 et 3 associés respectivement à la composition C3 et C4. L'incorporation du CH₄ soit comme espèce soit par la prise en compte de son énergie, apporte donc une amélioration considérable des simulations notamment au niveau de la cinétique de la combustion.

Afin d'étudier plus en détail ces deux mécanismes, nous avons tracé leur distribution de température au niveau de la zone de flamme (figures 5.15). La position de la zone principale de réaction se situe approximativement au même endroit pour le mécanisme global 3 et pour le mécanisme squelettique. Dans le cas du mécanisme global 1, la zone de réactivité maximale est plus attachée au brûleur que celle des deux autres mécanismes. Ainsi, la cinétique de combustion la plus proche du mécanisme squelettique est donc celle obtenue avec le mécanisme global 3 :



Nous choisissons donc ce mécanisme comme référence pour la suite de l'étude.

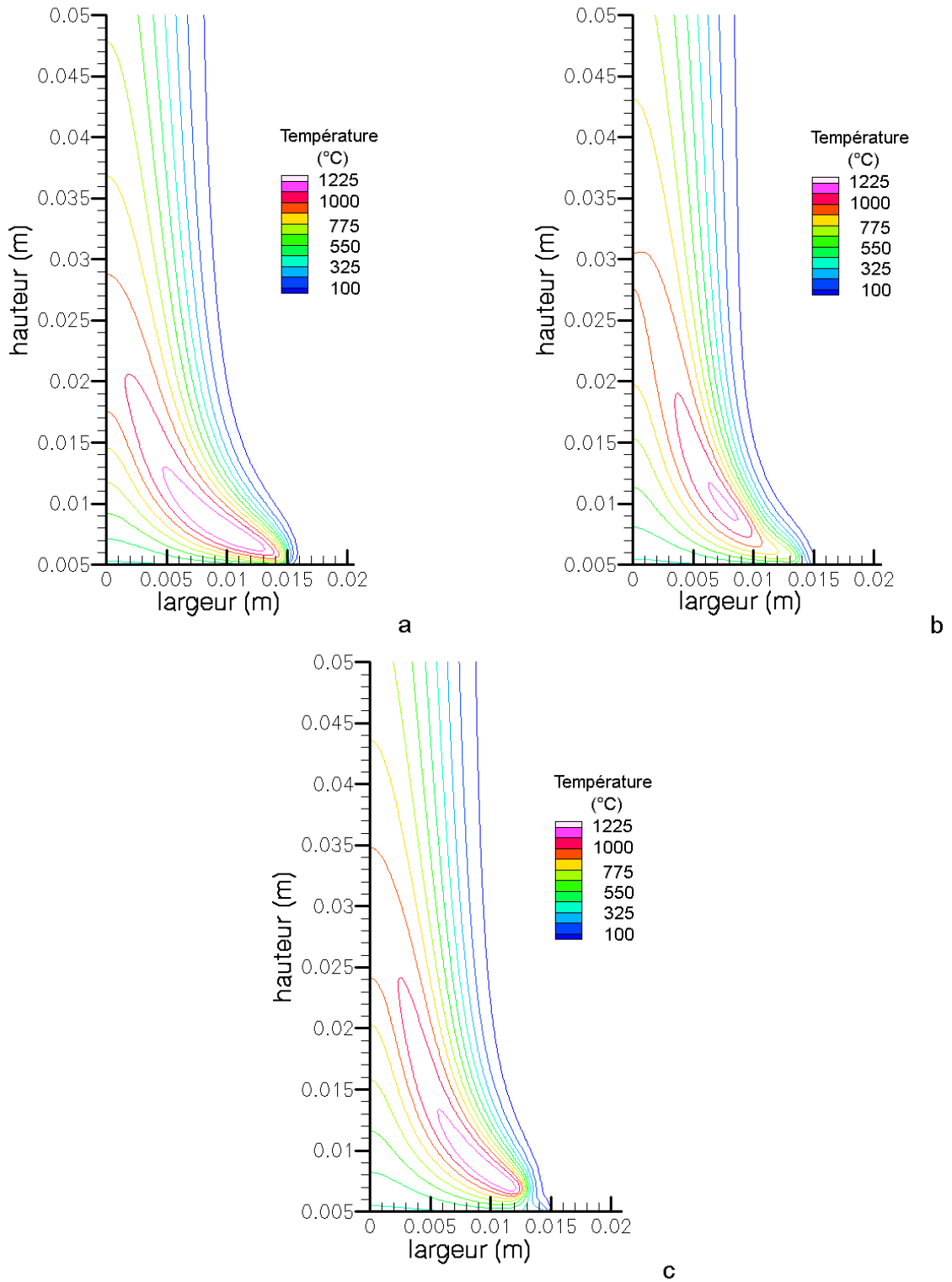


FIG. 5.15 – Distribution de température obtenue avec le mécanisme - a. global 1 avec la composition C3 - b. global 3 avec la composition C4 - c. squelettique de référence avec la composition C4.

5.3 Un mécanisme global pour la combustion des végétaux

5.3.1 Présentation des résultats numériques

Pour réaliser les simulations des flammes de combustibles végétaux, nous avons utilisé le mécanisme global choisi dans le paragraphe précédent. Les gaz de dégradation émis par le brûleur ont été assimilés à un mélange de CO, de CH₄, de CO₂ et d'H₂O suivant les recommandations faites dans le paragraphe 5.1.1. Dans les paragraphes précédents, toutes les comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux ont été réalisées 60 s après l'allumage. Afin de nous assurer de la validité du modèle de combustion sur l'ensemble de la phase de régression, nous avons choisi de réaliser les simulations, non plus à 60 s mais, à 80 s après l'allumage (soit 20 s plus tard). Le tableau ci-dessous résume les conditions initiales du brûleur pour les trois pins et pour *Erica arborea*.

	<i>Pinus laricio</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Erica arborea</i>
CO	0,140	0,150	0,191	0,141
CH ₄	0,040	0,032	0,037	0,026
CO ₂	0,746	0,748	0,683	0,787
H ₂ O	0,074	0,070	0,089	0,047
Richesse	1,26	1,14	1,32	1,02
T(°C)	413,5	324,9	460,5	481,7
Débit du brûleur (10 ⁻⁶ kg.s ⁻¹)	3,00	3,27	2,83	3,15
Rayon du brûleur (cm)	1,25	1,48	1,58	1,61

TAB. 5.5 – Conditions initiales appliquées au brûleur pour les simulations des flammes.

Les isovaleurs de température des flammes des trois pins et d'*Erica arborea* sont présentées par les figures 5.16. Les différentes zones observées expérimentalement sont apparentes sur ces simulations. Près du brûleur, se situe en effet la zone d'éjection des gaz où la température augmente progressivement jusqu'à atteindre un maximum, caractéristique de la zone principale de réaction. La température diminue ensuite dans le panache.

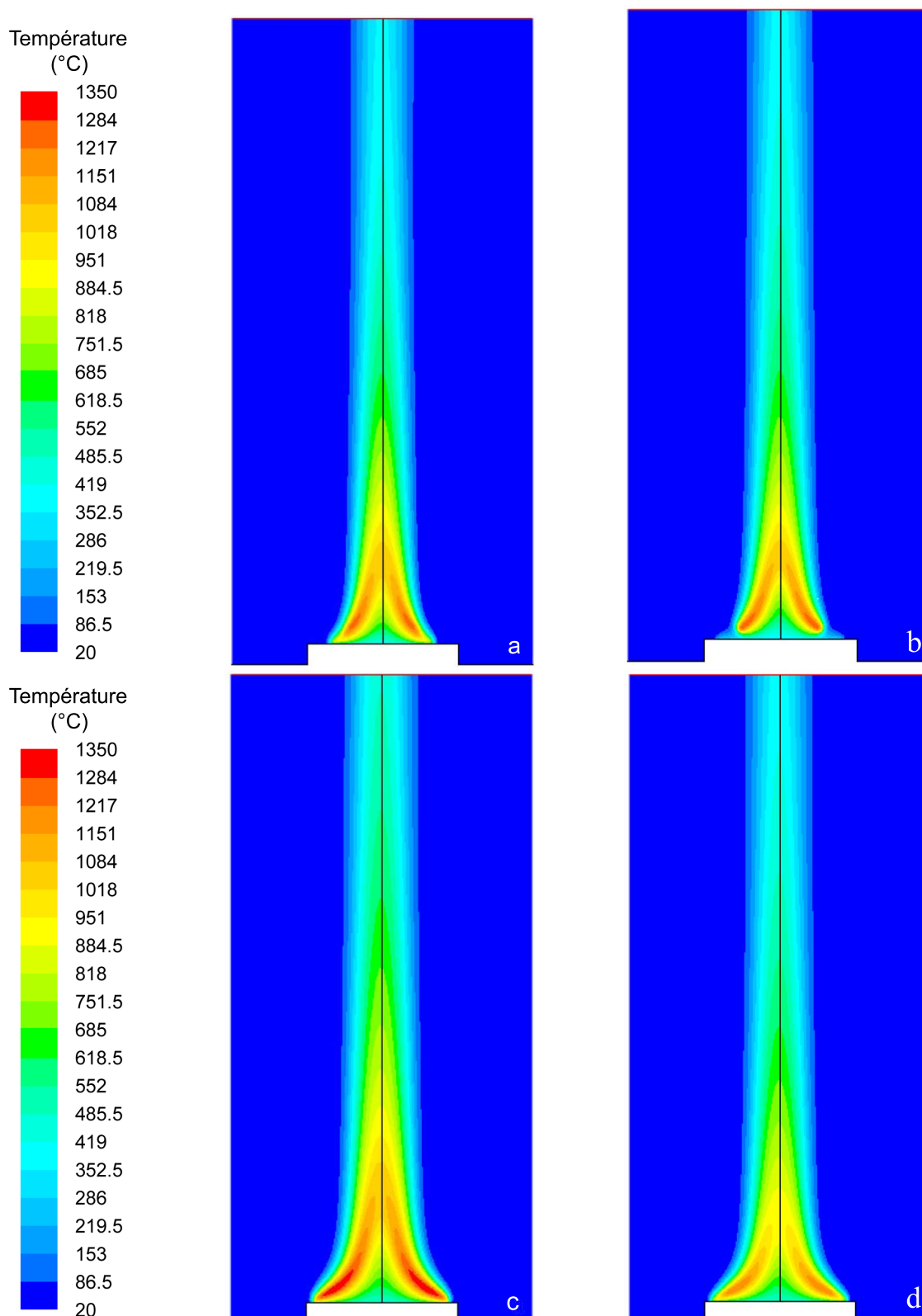


FIG. 5.16 – Isovaleurs de températures à 80 s pour les flammes de - a. *Pinus laricio*. - b. *Pinus halepensis*. - c. *Pinus pinaster*. - d. *Erica arborea*.

Pour les quatre combustibles, les taux de réaction du méthane et du monoxyde de carbone suivent globalement les mêmes tendances. Afin d'alléger l'exposé, nous ne présentons que les taux de réaction pour *Erica arborea*. Pour ces deux composés, la position de la zone principale de réaction est représentative des flammes de diffusion : elle se trouve en effet à l'interface entre les gaz de dégradation et l'air ambiant. La cinétique induite par le mécanisme de combustion est clairement visible sur ces figures. Le monoxyde de carbone et le méthane présents dans les gaz de dégradation réagissent avec l'air ambiant. L'oxydation du méthane produit du CO qui va à son tour réagir avec l'oxygène. Le taux de réaction du monoxyde de carbone s'annule donc moins rapidement que celui du méthane.

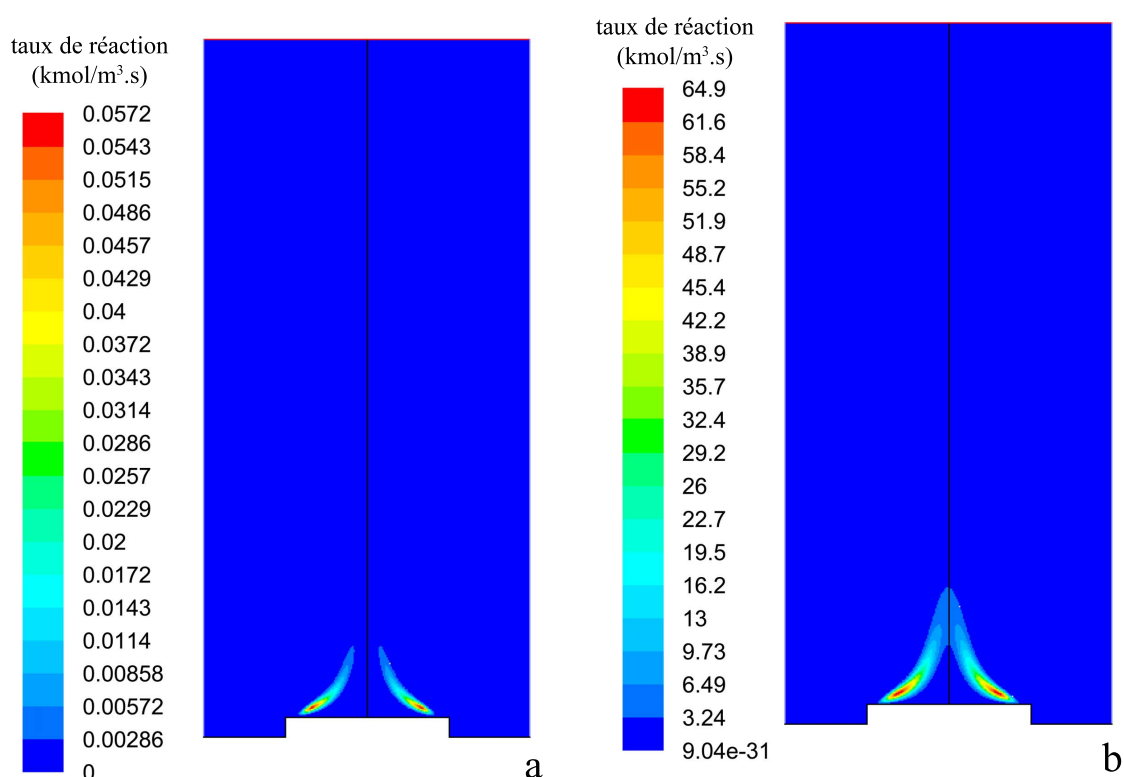


FIG. 5.17 – Taux de réaction du - a. méthane. - b. monoxyde de carbone - à 80 s après l'allumage.

Les mouvements de l'écoulement ont été observés par l'intermédiaire du champ de vitesse au voisinage du brûleur. Comme dans le cas précédent, nous ne présentons que les résultats obtenus pour *Erica arborea* (figure 5.18), les autres flammes ayant le même comportement. Le débit d'entrée des gaz est de l'ordre de $10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ce qui engendre une quantité de mouvement et donc une vitesse ascensionnelle très

faibles à la surface de l'échantillon. Au-dessus du brûleur, les gaz se réchauffent puis subissent une accélération brutale due à la pesanteur. Ceci provoque un appel d'air à la base de la flamme caractérisé par les vecteurs vitesses horizontaux. Les gaz frais s'engouffrent alors sur les côtés du brûleur ce qui participe au maintien de la flamme. Dans le panache, la température et donc la vitesse des gaz diminuent (figure 5.19). Néanmoins, comme la décroissance de la température est faible (environ $50^{\circ}\text{C}\cdot\text{cm}^{-1}$), la réduction de la vitesse ascensionnelle n'est pas visible au sein du domaine.

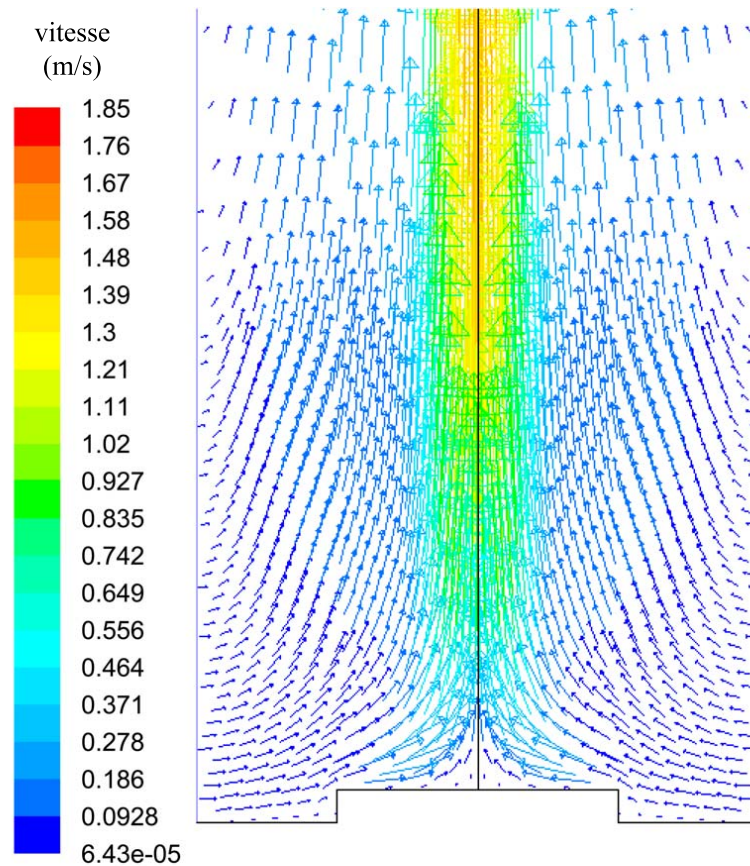


FIG. 5.18 – *Champ de vitesse au voisinage du brûleur pour Erica arborea, 80 s après l'allumage.*

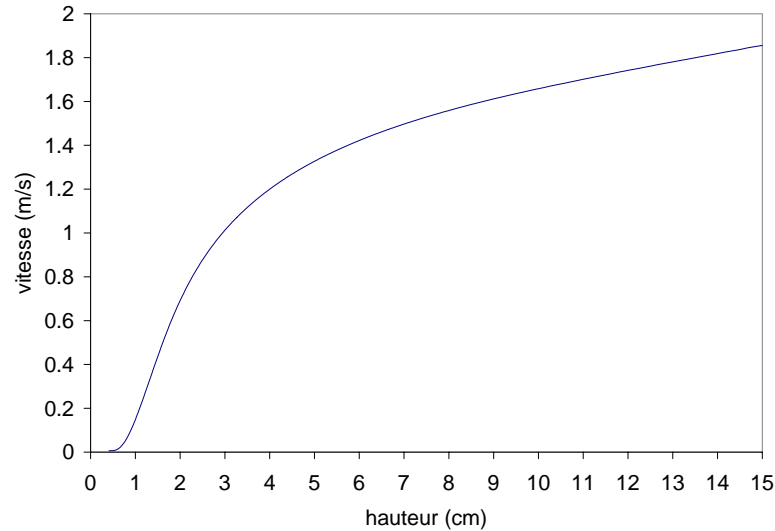


FIG. 5.19 – Vitesse ascensionnelle des gaz le long de la flamme d'*Erica arborea*, 80 s après l'allumage.

5.3.2 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

La comparaison des résultats numériques obtenus avec le mécanisme global et des données expérimentales a été réalisée à l'aide des températures et des densités de flux radiatif pour les quatre végétaux. A titre indicatif, nous avons aussi tracé les résultats produits par le mécanisme squelettique de référence.

Les figures 3.30 présentent les températures au niveau de l'axe vertical de la flamme et radialement à 1 cm de haut.

Dans le cas des flammes de *Pinus laricio*, de *Pinus halepensis* et d'*Erica arborea*, les températures simulées sont très proches des données expérimentales que ce soit verticalement ou radialement. Celles-ci sont toutefois légèrement supérieures pour *Pinus halepensis* et *Pinus laricio* mais la cinétique de combustion est bien respectée. Dans le panache, les températures simulées diminuent moins rapidement que les températures expérimentales. La simulation utilise en effet sur un modèle d'écoulement laminaire alors que le panache est légèrement turbulent. Le refroidissement est donc moins rapide dans le cas des simulations.

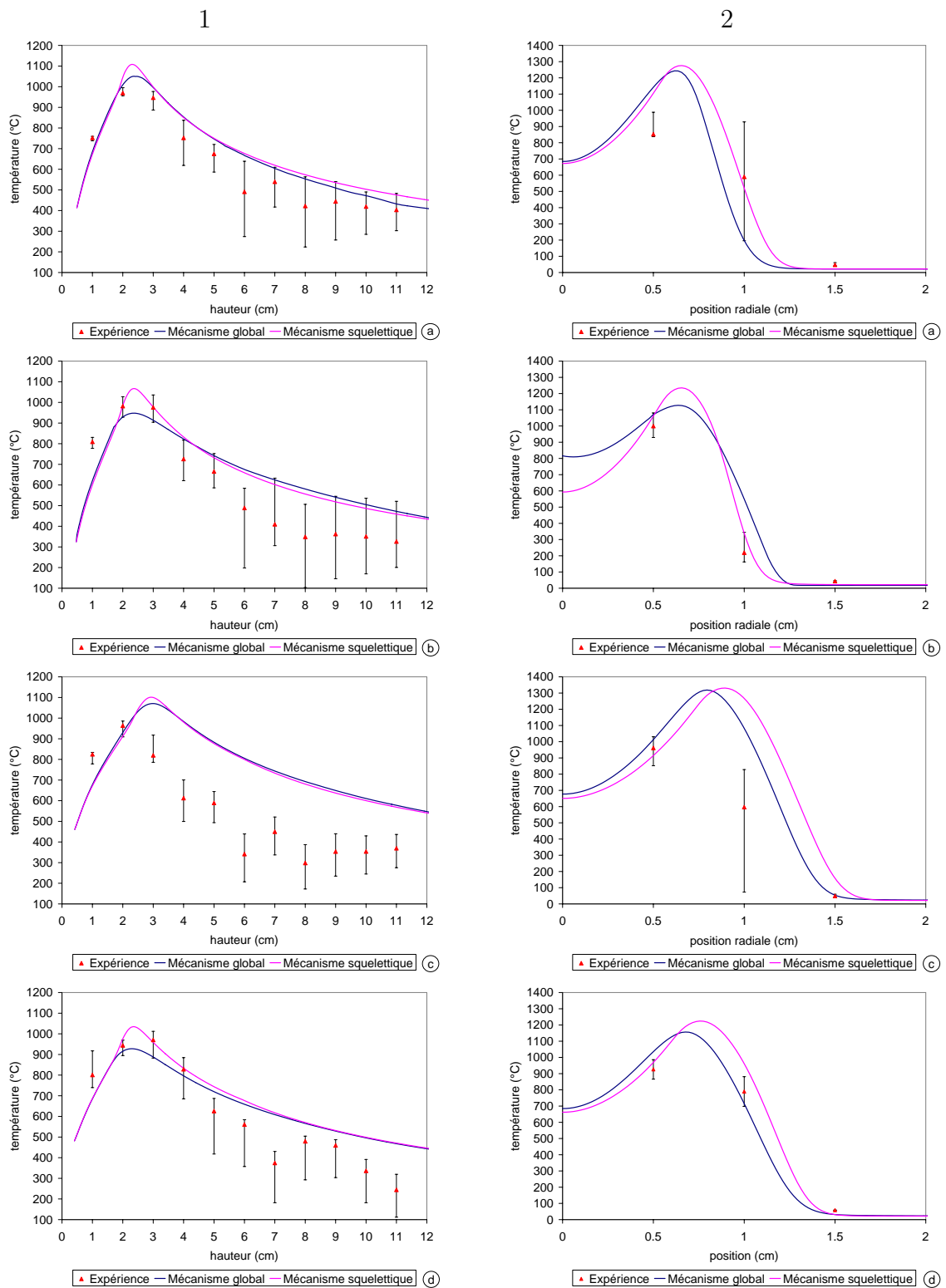


FIG. 5.20 – Comparaison des températures expérimentales et simulées - 1. le long de l'axe vertical - 2. radialement à 1 cm pour - a. Pinus laricio - b. Pinus halepensis - c. Pinus pinaster - d. Erica arborea.

Dans le cas de *Pinus pinaster*, les simulations surestiment de manière très importante les températures. Par ailleurs, la zone de réactivité principale se situe beaucoup plus haut que dans le cas des expériences.

Ainsi, au niveau de la distribution de température, le mécanisme global est validé pour trois flammes sur quatre. La surestimation concernant *Pinus pinaster* est vraisemblablement due à la fraction massique de CO et à la richesse élevée (1,32) de ces gaz de dégradation. Les mécanismes utilisés dans cette étude ont en effet été développés pour la combustion du méthane et ne rendent pas bien compte de la combustion de mélange CO/CH₄ notamment lorsque la richesse est importante.

Les figures 5.21 présentent la densité de flux radiatif à 3 cm de l'axe des quatre flammes.

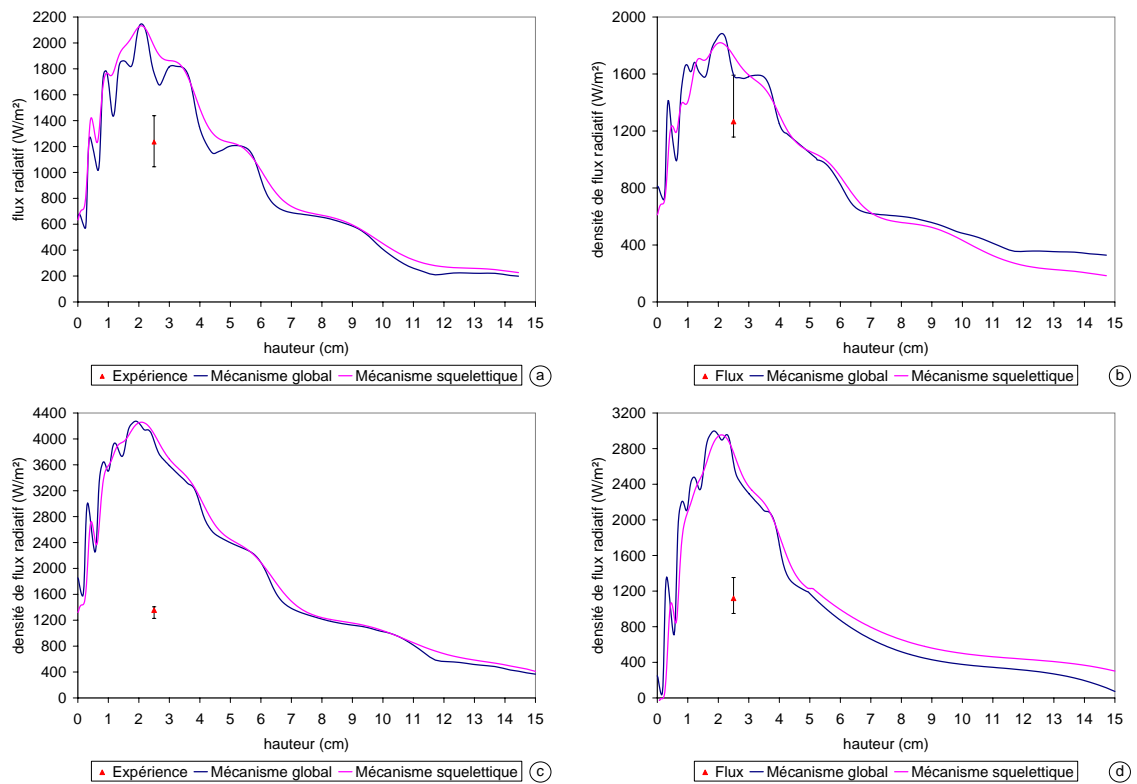


FIG. 5.21 – Comparaison des densités de flux radiatif expérimentales et simulées à 3 cm de l'axe de la flamme à 80 s pour - a. *Pinus laricio* - b. *Pinus halepensis* - c. *Pinus pinaster* - d. *Erica arborea*.

Pour l'ensemble des simulations, la discrétisation angulaire utilisée pour la ré-

solution de l'équation de transfert radiatif produit des fluctuations au niveau des courbes. Toutefois, celles-ci sont plus marquées dans le cas du mécanisme global que dans celui du mécanisme squelettique. Cette différence provient de l'algorithme employé par la méthode *Stiff-Chemistry*.

Pour toutes les flammes, les densités de flux radiatif simulées sont supérieures aux données expérimentales. Les résultats les plus proches et les plus éloignés sont obtenus respectivement pour *Pinus halepensis* avec un écart de 476 W.m^{-2} et pour *Pinus pinaster* avec une différence de 2640 W.m^{-2} .

Afin de vérifier si ces différences proviennent des erreurs commises sur les températures dans le panache, nous avons corrigé la densité de flux en prenant les températures expérimentales au lieu des températures simulées. Pour réaliser cette étude, nous avons choisi la flamme de *Pinus laricio* qui produit des résultats intermédiaires. Pour ce faire, nous faisons l'hypothèse que la densité de flux radiatif simulée est donnée par :

$$\Phi_{\text{sim}} = \epsilon(T_{\text{sim}}) \cdot \sigma \cdot T_{\text{sim}}^4 \quad (5.1)$$

En prenant, non pas la température simulée mais la température expérimentale, on a :

$$\Phi_{\text{corrigé}} = \epsilon(T_{\text{exp}}) \cdot \sigma \cdot T_{\text{exp}}^4 \quad (5.2)$$

En faisant l'hypothèse que les émissivités $\epsilon(T_{\text{sim}})$ et $\epsilon(T_{\text{exp}})$ sont identiques, on a :

$$\Phi_{\text{corrigé}} = \Phi_{\text{sim}} \cdot \left(\frac{T_{\text{exp}}}{T_{\text{sim}}} \right)^4 \quad (5.3)$$

En traçant la densité de flux radiatif corrigée à 3 cm de haut (figure 5.22) pour *Pinus laricio*, on remarque cette fois une bonne corrélation entre le flux et les données expérimentales. La densité de flux radiatif corrigée à 2,5 cm de haut se situe en effet dans la barre de variabilité des valeurs expérimentales. L'exactitude des températures est donc très importante dans la simulation des flux puisqu'une erreur maximale de 140°C commise sur les températures engendre une surestimation significative de la densité de flux radiatif (environ 1375 W.m^{-2}).

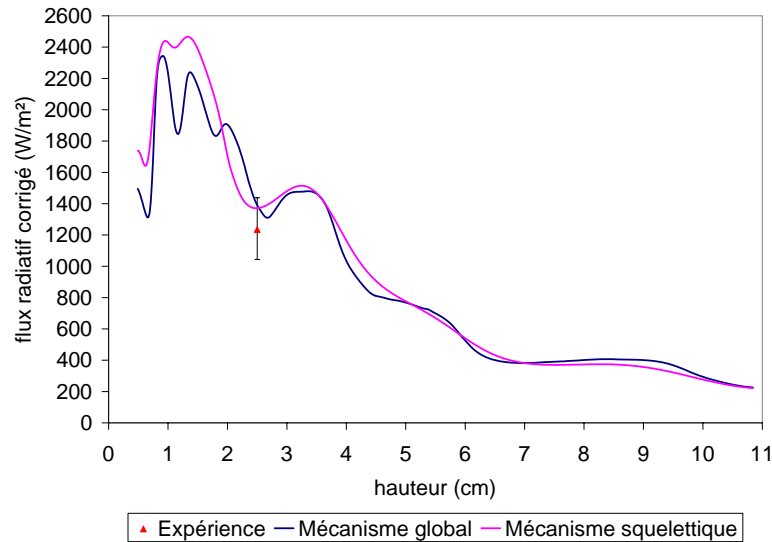


FIG. 5.22 – Comparaison des densités de flux radiatif à 3 cm de l'axe de la flamme à 80 s après correction des températures pour *Pinus laricio*.

Ainsi, quelles que soient les flammes, le mécanisme global fournit des résultats proches de ceux du mécanisme squelettique de référence. Par ailleurs, le mécanisme global donne d'une manière générale une bonne approximation du comportement des flammes. Les températures dans la zone de flamme sont en effet proches des données expérimentales et la cinétique de combustion est respectée. Néanmoins, les erreurs commises sur la température de la colonne convective entraînent une surestimation du flux radiatif.

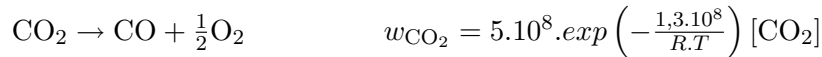
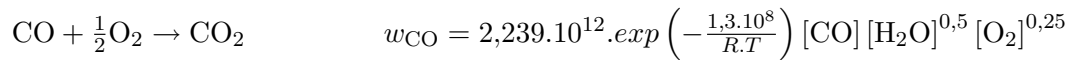
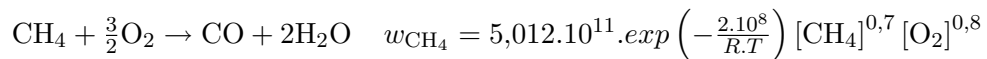
5.4 Conclusion

Au début de ce chapitre, différents mécanismes ont été testés et comparés. Ce travail nous a permis de définir un mécanisme global simple donnant des résultats comparables à ceux des mécanismes squelettiques tout en divisant le temps de calcul par 5 (pour un domaine de 52,5 cm²). Grâce à ces études, nous avons pu établir que :

- le CO, le CH₄, le CO₂ et l'H₂O donnent une bonne approximation des gaz de dégradation pour la simulation des flammes de végétaux.
- les mécanismes ne faisant intervenir que du CO ne rendent pas compte de la cinétique de combustion et donnent souvent des résultats incorrects. C'est notamment le cas du modèle couramment utilisé dans la modélisation des

feux de forêt (hypothèse de Grishin (1997)) qui a tendance à sous-estimer de manière importante la température.

- la quantité de méthane influe de manière importante sur la position de la zone de réaction et donc sur la hauteur des flammes. Ce résultat confirme les observations expérimentales sur l'influence des gaz de dégradation sur le comportement des flammes.
- le mécanisme global le mieux adapté est un mécanisme faisant intervenir le méthane comme espèce par l'intermédiaire des réactions suivantes :



L'utilisation de ce mécanisme global nous a permis d'obtenir : la distribution de température, les densités de flux radiatif, le champ de vitesse et les taux de réaction. La comparaison de ces résultats avec les données expérimentales peut être résumée de la façon suivante :

- La distribution de température calculée numériquement dans la flamme se situe généralement dans les barres de variabilité des données expérimentales. Seule une flamme sur les quatre n'a pas pu être correctement simulée à cause d'une fraction massique de CO et d'une richesse trop importantes.
- Dans le panache, les températures sont surestimées. Le panache étant légèrement turbulent, le modèle laminaire d'écoulement ne convient à cette partie de la colonne convective. Ceci a pour effet de limiter le mélange des gaz brûlés avec l'air ambiant.
- Les "petites erreurs" commises au niveau des températures (principalement situées dans le panache) engendrent une surestimation des flux émis par les flammes.

Ainsi, le modèle numérique global donne une bonne approximation des caractéristiques des flammes laminares.

Conclusions et Perspectives

La combustion de végétaux est le résultat de mécanismes physico-chimiques complexes. Dans la phase solide, différents mécanismes se produisent tels que les transferts thermiques (conduction, convection et rayonnement) ou les transferts de masse associés à la pyrolyse du végétal. Dans la phase gazeuse, ces mêmes transferts interviennent également mais il faut également tenir compte de la mécanique des fluides et des réactions de combustion. La compréhension des phénomènes mis en jeu est donc difficile et il est souvent délicat de définir clairement le rôle des différentes propriétés du milieu.

Dans ce travail, nous nous sommes attachés à comprendre les mécanismes inhérents à la combustion des végétaux afin de proposer un modèle de combustion en phase gazeuse suffisamment simple pour être incorporé dans des modèles de propagation. Pour ce faire, nous avons étudié le comportement au feu de six espèces représentatives de la flore méditerranéenne à savoir *Pinus laricio* (pin laricciu), *Pinus pinaster* (pin maritime), *Pinus halepensis* (pin d'Alep), *Erica arborea* (bruyère arborescente), *Cistus monspeliensis* (ciste de Montpellier) et *Arbutus unedo* (arbousier). Afin de réduire l'influence de la géométrie de ces végétaux sur leur combustion, nous les avons broyés afin d'obtenir des échantillons comportant des rapports surface-volume comparables.

La première étape de l'étude expérimentale s'est concentrée sur la caractérisation des combustibles. Les propriétés thermophysiques et physico-chimiques des broyats telles que leur composition élémentaire, leur teneur en minéraux (calcium, sodium et magnésium), leur pouvoir calorifique supérieur et inférieur, leur masse volumique, leur conductivité thermique ou leur capacité calorifique massique ont ainsi été déterminées.

La seconde partie expérimentale s'est focalisée sur la compréhension du rôle des caractéristiques des broyats sur leur comportement au feu. Deux dispositifs

Conclusion

expérimentaux originaux ont ainsi été mis place durant ce travail :

- un dispositif permettant l'étude de l'aspect thermique des flammes regroupant des thermocouples, un fluxmètre radiatif, une cellule de pesée et deux caméras visibles;
- et un dispositif d'analyse des gaz couplant un pyrolyseur avec des chromatographes en phase gazeuse et un hygromètre.

Dans un premier temps, nous nous sommes particulièrement intéressés au comportement de la phase solide. Nous avons ainsi pu établir les liens entre les propriétés du broyat, la température de la phase solide et sa perte de masse. Nous avons constaté que la température au sein du broyat dépend de la diffusivité thermique du combustible. Nous avons ensuite démontré que la perte de masse du broyat est une conséquence directe de la température du combustible, de la quantité de minéraux - qui a tendance à diminuer la température de pyrolyse - et de la propension des combustibles à produire des goudrons.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié la phase gazeuse. Le dispositif d'analyse de gaz nous a permis de déterminer les gaz de dégradation émis entre 280 et 430°C, plage de dégradation principale des combustibles végétaux. Ceux-ci se composent majoritairement de CO, de CO₂, de CH₄, d'H₂O et de C₄H₆. L'étude de l'aspect thermique des flammes nous a permis de relier la composition des gaz émis par les végétaux avec les caractéristiques des flammes. Nous avons en effet établi que la température maximale dans la zone de flamme est quasiment identique quels que soient les végétaux car la puissance calorifique par masse d'air de toutes les espèces est de l'ordre de 3,2 MJ.kg⁻¹. L'étude des flux radiatifs nous a permis de déterminer les fractions radiatives des flammes. Nous avons vu que celles-ci sont comprises entre 0,21 et 0,28. Les différences observées parmi les végétaux sont dues à la composition des gaz de dégradation qui influence la production de suies. Nous avons par ailleurs démontré que la couleur des flammes n'est pas corrélée aux fractions radiatives. Les minéraux présents dans les végétaux notamment le calcium, le sodium et le magnésium se vaporisent durant la combustion et réagissent avec l'air ambiant. Ce phénomène entraîne la coloration de la flamme dans les tons jaunes pour le sodium et le calcium ou blanc brillant pour le magnésium. L'interprétation de la couleur doit donc être faite avec précaution lorsqu'il s'agit de combustibles végétaux.

Une fois la caractérisation du comportement de la phase solide et gazeuse réalisée,

Conclusion

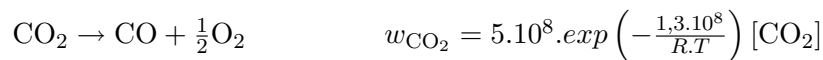
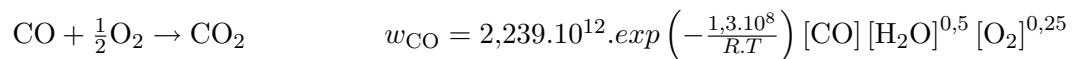
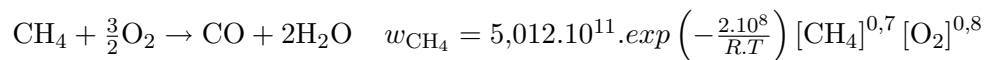
nous nous sommes attachés à la compréhension du couplage existant entre ces deux milieux. Cette étape n'a pas été aisée car les phénomènes sont par définition couplés et il a été difficile d'extraire des tendances générales compte tenu de la grande variabilité des conditions de combustion. Néanmoins, nous avons pu établir différentes observations à partir de deux grandeurs : la température et la hauteur visible de flamme. Les profils de température mesurés par les thermocouples dépendent directement de la perte de masse du combustible. Toutefois, nous avons montré que la cinétique de la combustion dans la zone de flamme résulte de la composition des gaz de dégradation. En ce qui concerne la hauteur de flamme, nous avons démontré que, pour les flammes laminaires, la hauteur visible est proportionnelle au débit massique de gaz émis par le broyat mais qu'elle dépend aussi de manière non négligeable de la composition des gaz de dégradation. Ainsi, la phase solide impose la dynamique globale de la flamme alors que la composition des gaz de dégradation influence la cinétique de la combustion.

L'objectif expérimental atteint, nous avons ensuite abordé l'étude numérique des flammes de combustibles. La modélisation des flammes de diffusion laminaires a été réalisée à l'aide du logiciel Fluent 6.2. Ce code nous permet de résoudre les équations bidimensionnelles axisymétriques de Navier-Stokes pour des écoulements réactifs instationnaires et de nous focaliser sur les modèles de combustion en phase gazeuse. Comme notre but est de proposer un modèle simple d'oxydation de la phase gazeuse pouvant être utilisé dans la modélisation des feux de forêt, la production des gaz issus de la dégradation de la phase solide des combustibles a été modélisée par un brûleur de diamètre variable. Les gaz ont été assimilés à des gaz parfaits et leur propriétés ont été calculées à partir de différentes lois cinétiques. L'équation du transfert radiatif a été résolue par le modèle des ordonnées discrètes et les coefficients d'absorptivité ont été déterminée par la méthode de la somme pondérée des corps gris. La combustion a été représentée par un modèle basé sur des lois d'Arrhénius. L'ensemble des conditions initiales du modèle a été défini à partir des données expérimentales.

Afin de déterminer un mécanisme simple pour l'oxydation des gaz de dégradation, nous avons procédé en trois étapes. Dans un premier temps, différents mécanismes squelettiques, comportant une vingtaine d'équations et une quinzaine d'espèces, ont été testés afin de définir un mécanisme de référence représentatif de la combustion

Conclusion

dans les flammes. Cette partie de l'étude nous a, par ailleurs, permis de définir la composition des gaz de dégradation à injecter dans le domaine et de déterminer l'influence des gaz sur le comportement des flammes. Nous nous sommes ainsi rendus compte que pour être proche des valeurs expérimentales, les gaz émis par le brûleur ne doivent contenir que du CO, du CO₂, de l'H₂O et du CH₄, les autres hydrocarbures présents dans les gaz de dégradation pouvant être négligés. Nous avons, par ailleurs, démontré le rôle crucial de la quantité de méthane sur la position de la zone principale de réaction et donc sur la hauteur des flammes. Dans un deuxième temps, nous avons étudié le comportement de trois mécanismes réactionnels globaux associés à quatre compositions de gaz. Ces mécanismes comportent au maximum trois réactions et engendrent ainsi un temps de calcul réduit (environ divisé par 5). Grâce à cette étude, nous avons pu établir que les mécanismes ne faisant intervenir que du CO ne rendent pas compte de la cinétique de combustion et donnent souvent des résultats incorrects. C'est notamment le cas du modèle couramment utilisé dans les approches multiphasiques (Grishin, 1997; Morvan et Dupuy, 2001). Pour les flammes laminaires, ce mécanisme a en effet tendance à sous-estimer de manière importante la température. Par contre, l'incorporation de méthane comme espèce intervenant dans la combustion a amélioré de manière significative les simulations numériques, que ce soit au niveau des températures maximales ou de la cinétique. Ce travail nous a conduit à proposer un mécanisme de combustion en trois étapes où le méthane est oxydé en monoxyde de carbone et en vapeur d'eau. Le monoxyde de carbone réagit ensuite pour former du dioxyde de carbone, cette réaction étant considérée comme réversible. Le mécanisme s'écrit alors comme suit :



Le mécanisme de combustion défini, nous l'avons testé sur les flammes des trois pins et d'*Erica arborea*. Nous avons ainsi obtenu la distribution de température, le champ de vitesse, la densité de flux radiatif et les taux de réaction. La comparaison de ces résultats avec les données expérimentales a montré que la distribution de température calculée numériquement dans la flamme se situe généralement dans les barres de variabilité des données expérimentales. Dans le panache, les températures

Conclusion

sont surestimées. Le panache étant légèrement turbulent, le modèle laminaire d'écoulement ne convient à cette partie de la colonne convective. En ce qui concerne les flux, nous avons montré que la surestimation de cette grandeur provient des erreurs commises au niveau des températures. Ainsi, le modèle numérique global donne une bonne approximation des caractéristiques de la flamme. Ce résultat nous a permis de valider le mécanisme global de combustion.

Ainsi, ce travail a permis d'améliorer les connaissances des phénomènes intervenant lors des feux. Cette étude apporte des données expérimentales concernant les propriétés des combustibles, la composition des gaz de pyrolyse, les vitesses de combustion, les hauteurs de flamme, les températures et les fractions radiatives. Ces résultats peuvent être utilisés dans les modèles physiques détaillés ou dans les modèles semi-physiques pour l'amélioration des prédictions du comportement au feu des végétaux. Le modèle de combustion proposé dans cette étude produit des résultats proches des données expérimentales. Celui-ci est par ailleurs suffisamment simple pour être le point de départ d'un modèle de propagation. Ce travail ouvre donc de nombreuses voies de recherche. Au vu de nos résultats, il serait particulièrement intéressant d'affiner la partie concernant les flux émis par les flammes notamment en réalisant une étude sur leurs coefficients d'extinction. Du point de vue numérique, la modélisation de la production de suies n'a pas été entreprise au cours de cette étude. Il serait intéressant dans l'avenir de coupler au modèle de combustion proposé, un modèle de formation et d'oxydation des particules de suies. Par ailleurs, le passage à un écoulement turbulent semble être l'étape suivante que ce soit au niveau numérique ou expérimental. En effet, les observations expérimentales et le modèle de combustion doivent être validés pour des flammes turbulentes. Ce dernier point va d'ailleurs faire l'objet d'un prochain travail et passera par l'étude de feux statiques turbulents.

Bibliographie

- Albini, F., 1985. A model for fire spread in wildland fuels by radiation. *Combustion Science and Technology* 42, 229–258.
- Alexander, M., Stocks, B., Wotton, B., Flannigan, M., Todd, J., Buttler, B., 1998. The international crown fire modelling experiment: and overview and progress report. *fire and forest meteorology. Proceedings of the second symposium, American Meteorological Society*, 20–23.
- Anderson, H., 1983. Predicting wind-driven wild land fire size and shape. *Rap. Tech. Paper INT-305, USDA Forest Service Research, Ogden, Utah.*
- Andrews, P., 1986. Behave: Fire behaviour prediction and fuel modeling system-burn subsystem, part i. *Rap. Tech. Paper INT-194, USDA Forest Service Research, Ogden, Utah.*
- Antal, M., Varhegyi, G., 1995. Cellulose pyrolysis kinetics - the current state knowledge. *Industrial and Engineering Chemistry Research* 34, 703–717.
- Arquès, P., 2004. *La combustion: Inflammation, combustion, pollution. Applications, ellipses Edition. Technosup.*
- Audouin, L., 1992. *Etude de la structure d'une flamme simulant un incendie de produits industriels. Caractérisation et modélisation de cas réels de feux. Thèse présentée à l'Université de Poitiers.*
- Balbi, J., Rossi, J., Marcelli, T., Santoni, P., 2005. Propagation de feux de végétation: un modèle 3d temps réel. *12ème Journées Internationales de Thermique, Tanger*, 437–440.
- Balbi, J., Santoni, P., Dupuy, J., 1999. Dynamic modelling of fire spread across a fuel bed. *International Journal of Wildland Fire* 9, 275–284.
- Barboni, T., 2005. Sampling and quantitative analysis of smoke during a fire spreading through mediterranean shrub. *Proceedings of the 8th International Symposium on Fire Safety Science, Beijing, Chine*, 1083–1093.
- Beyler, C., 1986. Fire plumes and ceiling jets. *Fire safety journal* 11, 53–75.

- Bilbao, R., Mastral, J., Aldea, M., Ceamanos, J., 1997. Kinetic study for the thermal decomposition of cellulose and pine sawdust in an air atmosphere. *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis* 39, 53–64.
- Borghi, R., Destriau, M., 1995. *La combustion et les flammes*. Editions Technip, Paris.
- Borman, G., Ragland, K., 1998. *Combustion Engineering*. McGraw-Hill.
- Bouguerra, A., Aït-Mokhtar, A., Amiri, O., Diop, M. B., 2001. Measurement of thermal conductivity, thermal diffusivity and heat capacity of highly porous building materials using transient plane source technique. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 28, 1065–1078.
- Bouhafid, A., Vantelon, J., Joulain, P., Fernandez-Pello, A., 1988. On the flame structure at the base of a pool fire. *Twenty-Second Symposium (International) on combustion*, The combustion Institute, 1291.
- Brookes, S., Moss, J., 1999. Predictions of soot and thermal radiation properties in confined turbulent jet diffusion flames. *Combustion and Flame* 116, 486–503.
- Burrows, N., Ward, B., Robinson, A., 1991. Fire behaviour in spinifex fuels on the gibson desert nature reserve, western australia. *Journal of Arid Environments* 20, 189–204.
- Byram, G., 1959. *Combustion of forest fuels*. Davis KP editor, *Forest fire control and use*. New York: McGraw-Hill Book Company.
- Cancellieri, D., 2005 b. *Caractérisation thermocinétique de végétaux méditerranéens par analyse thermique et calorimétrique dans le cadre de la modélisation des feux de forêt*. Thèse présentée à l'Université de Corse.
- Cancellieri, D., Leoni, E., Rossi, J., 2005 a. Kinetic of the thermal degradation of erica arborea by dsc: Hybrid kinetic method. *Thermochimica acta* 438, 41–50.
- Carrega, P., 2002. Relationships between wind speed and the r.o.s. of a fire front in field conditions: an experimental example from the landes forest, france. *Proceedings of the fourth international conference*.
- Catchpole, W., Catchpole, E., Rothermel, R., Morris, G., Butler, B., Latham, D., 1998. Rate of spread of free-burning fires in woody fuels in a wind tunnel. *Combustion Science and Technology* 131, 1–37.
- Cheney, N., Gould, J., 1995. Fire growth in grassland fuels. *International Journal of Wildland Fire* 5, 237–247.

- Cheney, N., Gould, J., Catchpole, W., 1993. The influence of fuel, weather and fire shape variables on fire spread in grasslands. *International Journal of Wildland Fire* 3, 31–44.
- Chui, E., Raithby, G., 1993. Computation of radiant heat transfer on a non-orthogonal mesh using the finite-volume method. *Numerical Heat Transfer* 23, 269–288.
- Clark, T., Jenkins, M., Coen, J., Packham, D., 1996. A coupled atmosphere-fire model: Role of the convective froude number and dynamic fingering at the fireline. *International Journal of Wildland Fire* 6, 177–190.
- Cohen, M., Cuiñas, P., Diez, C., Fernandes, P., Guijarro, M., Moro, C., 2003. Wildland fuel particles characterisation : Database content. Rap. Tech. D6-03-A1, Fire Star : a decision support system for fuel management and fire hazard reduction in Mediterranean wildland - urban interfaces.
- Colin, P., Jappiot, M., Mariel, A., Cabaret, C., Veillon, S., Brocchiero, F., 2001. Protection des forêts contre l'incendie - fiches techniques pour les pays du bassin méditerranéen. Cahier FAO Conservation 36 - FAO et Cemagref, 1–29.
- Cox, G., 1995. *Combustion fundamentals of fire*. Academic Press, San Diego.
- Cox, G., Chitty, R., 1982. Some stochastic properties of fire plumes. *Fire and materials* 6, 127–134.
- Cretinon, B., 2007a. Hygromètres : Guide de choix, Étalonnage, utilisation. *Techniques de l'ingénieur*, R3048–1–R3048–16.
- Cretinon, B., 2007b. Paramètres hygrométriques. *Techniques de l'ingénieur*, R3047–1–R3047–7.
- DeMestre, N., Catchpole, E., Anderson, D., Rothermel, R., 1989. Uniform propagation of a planar fire front without wind. *Combustion Science and Technology* 65, 231–244.
- Demeyer, A., Nkana, J. V., Verloo, M., 2001. Characteristics of wood ash and influence on soil properties and nutrient uptake: an overview. *Bioresource Technology* 77, 287–295.
- Dimitrakopoulos, A., 2001. Thermogravimetric analysis of mediterranean plant species. *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis* 60, 123–130.
- Doat, J., Valette, J., Askri, D., Caumartin, L., Bettachini, M., Moro, M., 1981. Le pouvoir calorifique supérieur d'espèces forestières méditerranéennes. *Annales des Sciences Forestières* 38, 469–486.

- Dobbins, R., Subramaniasivam, H., 1994. Soot precursor particles in flame. Soot Formation in Combustion - Mechanisms and Models. Bockhorn H., Berlin : Springer Verlag.
- Dryer, F., Glassman, I., 1973. High temperature oxidation of *co* and *ch₄*. Proceeding of the Combustion Institute 14, 987–1003.
- Drysdale, D., 1996. An Introduction to Fire Dynamics. Wiley New York.
- Duminil, M., 1999. Air humide. Vol. B. Techniques de l'Ingénieur, traité Génie énergétique.
- Dupuy, J., 1995. Slope and fuel load effects on fire behaviour: Laboratory experiments in pine needles fuel beds. International Journal of Wildland Fire 5, 153–164.
- Dupuy, J., Larini, M., 1996. A radiative and convective model for fire spread through a porous fuel bed including fire-induced flow effects. EFAISTOS Intermediate report.
- Dupuy, J., Maréchal, J., Bouvier, L., Lois, N., 1998. Measurement of temperatures and radiant heat fluxes during static fires in a porous fuel. III International Conference on Forest Fire Research, 843–858.
- Dupuy, J., Maréchal, J., Morvan, D., 2003. Fires from a cylindrical forest fuel burner: combustion dynamics and flame properties. Combustion and Flame 135, 65–76.
- Etiégni, L., Campbell, A. G., 1991. Physical and chemical characteristics of wood ash. Bioresource Technology 37, 173–178.
- Evans, D., Madrzykowski, D., Haynes, G., 1994. Flame heights et heat release rates of 1991 kuwait oil field fires. Fire Safety Science, Proceeding of the 4th International Symposium, Ottawa, Canada, 1279–1289.
- Fagbemi, L., Khezami, L., Capart, R., 2001. Pyrolysis products from different biomasses: application to the thermal cracking of tar. Applied Energy 69, 293–306.
- Felske, J., Tien, C., 1973. Calculation of emissivity of luminous flames. Combustion Science and Technology 7, 25–31.
- Ferragut, L., Asensio, M., Montenegro, R., Plaza, A., Winter, G., Seron, F., 1996. A model for fire simulation in landscapes. Computational Fluid Dynamics, 116–116.
- Fine, P., 2001. Chemical characterization of fine particle emissions from fireplace combustion of woods grown in the northeastern united states. Environmental Science and Technology 35, 2665–2675.
- Finney, M., 1998. Farsite: Fire area simulator-model development and evaluation. Rap. Tech. Paper RMRS-RP-4, Department of Agriculture, Forest Service, Rocky Mountain Research Station, Ogden.

- FLUENT, 2005. User's Guide, Fluent Inc. Lebanon NH 03766.
- Frandsen, W. H., 1971. Fire spread through porous fuels from the conservation of energy. *Combustion and Flame* 16, 9–16.
- Fuller, E., Schettler, P., Giddings, J., 1966. A new method for prediction of binary gas-phase diffusion coefficients. *Industrial and Engineering Chemistry* 58, 19–27.
- Gamisans, J., Marzocchi, J., 1996. La flore endémique de la Corse. Edisud.
- Ghetti, P., Ricca, L., Angelini, L., 1996. Thermal analysis of biomass and corresponding pyrolysis products. *Fuel* 5, 565–573.
- Girard, F., Larini, M., Loraud, J., Porterie, B., Morvan, D., 1996. Multiphase approach and model for forest fire. EFAISTODS Intermediate report.
- Giroud, F., 1997. Contribution à la modélisation de la propagation des feux. approche multiphasique des feux de forêt. développement d'un feu de propergol en milieu semi-confiné. Thèse de doctorat, Université de Provence (Aix-Marseille I).
- Glassman, I., 1988. Soot formation in combustion processes. 22nd Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, 295–311.
- Gonzalez, R., Woods, R., Eddings, S., 2004. Digital Image Processing using MATLAB. Pearson, Prentice Hall.
- Grishin, A., 1997. Mathematical modeling of forest fires and new methods of fighting them. Publishing house of the Tomsk State University Tomsk.
- Grossiord, R., Moro, C., 1998. Décomposition thermique de particules de combustibles forestiers méditerranéens. Rap. Tech. PIF9803, Unité de Recherches Forestières Méditerranéennes.
- Gupta, M., Yang, T., Roy, C., 2003. Specific heat and thermal conductivity of softwood bark and softwood char particles. *Fuel* 82, 919–927.
- Gustafsson, S., 1991. Transient plane source techniques for thermal conductivity and thermal diffusivity measurements of solid material. *Rev. Sci. Instrum.* 62, 797–804.
- Górecka, H., Chojnacka, K., Górecki, H., 2006. The application of icp-ms and icp-oes in determination of micronutrients in wood ashes used as soil conditioners. *Talanta* 70, 950–956.
- Haynes, B., Wagner, H. G. G., 1981. Soot formation. *Progress in Energy Combustion Science* 7, 229–272.
- He, Y., 2005. Rapid thermal conductivity measurement with a hot disk sensor. part 1. theoretical considerations. *Thermochimica acta* 436, 122–129.

- Hernando, C., Guijarro, M., Madrigal, J., 2004. Physical, chemical and thermal characteristics of the wildland fuel particles, answer from the partners. Rap. Tech. D-02-02, EUFIRELAB: Euro-Mediterranean Wildland Fire Laboratory, a wall-less Laboratory for Wildland Fire Sciences and Technologies in the Euro-Mediterranean Region.
- Heskestad, G., 1972. Similarity relation for the initial convective flow generated by a fire. American Society of Mechanical Engineers, Winter Annual Meeting, New-York, 26–30.
- Heskestad, G., 1983. Luminous height of turbulent diffusion flames. *Fire Safety Journal* 5, 103–108.
- Horaud, R., Monga, O., 1995. *Vision par ordinateur : outils fondamentaux*. Editions Hermès.
- Horne, P. A., Williams, P. T., 1996. Influence of temperature on the products from the flash pyrolysis of biomass. *Fuel* 75, 1051–1059.
- Hottel, H., Sarofim, A., 1967. *Radiative Transfer*. McGraw Hill, New York.
- Houser, T., 1966. Kinetics of polymer pyrolysis from surface regression rates. *The Journal of Chemical Physics* 45, 1031–1037.
- Howard, J., 1990. Carbon addition and oxidation reactions in heterogeneous combustion and soot formation. 33rd Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, 1107–1127.
- Huggett, C., 1980. Estimation of the rate of heat release by means of oxygen consumption. *Fire and Materials* 4, 61–65.
- Hutchinson, B., Raithby, G., 1986. A multigrid method based on the additive correction strategy. *Numerical Heat Transfer* 9, 511–537.
- Isidorov, V., Vinogorova, V., Rafalowski, K., 2003. HS-SPME analysis of volatile organic compounds of coniferous needle litter. *Atmospheric Environment* 37, 4645–4650.
- Janssens, M., 1991. Measuring rate of heat release by oxygen consumption. *Fire technology* 27, 234–249.
- Jost, W., 1939. *Explosions und Verbrennungsvorgänge in Gasen*. Springer-Verlag.
- Kaplan, C., Kailasanath, K., 2001. Flow-field effects on soot formation in normal and inverse methane air diffusion flames. *Combustion and Flame* 124, 275–294.
- Kashiwagi, T., 1974. A radiative ignition model of a solid fuel. *Combustion Science and Technology* 8, 225–236.

- Kathiravale, S., Yunus, M., Samsuddin, K. S. A., Rahman, R., 2003. Modeling the heating value of municipal solid waste. *Fuel* 82, 1119–1125.
- Kaushal, P., Pröll, T., Hofbauer, H., 2007. Model development and validation: Co-combustion of residual char, gases and volatile fuels in the fast fluidized combustion chamber of a dual fluidized bed biomass gasifier. *Fuel*, en presse.
- Kennedy, I., 1997. Models of soot formation and oxidation. *Progress in Energy and Combustion Science* 23, 95–132.
- Klose, W., Damm, S., Wiest, W., 2000. Pyrolysis and activation of different woods - thermal analysis (tg/ega) et formal kinetics. Oral presentation at 4th international Symposium of catalytic et thermochemical conversions of natural organic polymers, 9–17.
- Koukouzas, N., Hämäläinen, J., Papanikolaou, D., Tourunen, A., Jäntti, T., 2007. Mineralogical and elemental composition of fly ash from pilot scale fluidised bed combustion of lignite, bituminous coal, wood chips and their blends. *Fuel*, en presse.
- Kutchko, B., Kim, A., 2006. Fly ash characterization by sem eds. *Fuel* 85, 2537–2544.
- Laraqui, N., Bransier, J., 1988. Détermination du débit de pyrolyse de matériaux solides soumis à un flux de chaleur radiatif - partie n°2- modélisation numérique. *Revue Générale de Thermique* 27, 193–198.
- Larini, M., Giroud, F., Porterie, B., Loraud, J., 1998. A multiphase formulation for fire propagation in heterogeneous combustible media. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 41, 881–897.
- Lawson, B., Dalrymple, G., 1996. Ground-truthing the drought code: field verification of over-winter recharge of forest floor moisture. *Rap. Tech. 268*, Canadian Forest Service, Pacific Forestry Centre, Victoria.
- Lengelle, G., 1970. Thermal degradation kinetics and surface pyrolysis of vinyl polymers. *AIAA Journal* 8, 1989–1996.
- Leoni, E., 2002. Modélisation Dynamique des Systèmes Thermo-chimiques : réactions en phase liquide-dégradation thermique d'un combustible. Thèse présentée à l'Université de Corse.
- Leroy, V., 2007. Contribution à la modélisation des feux de forêt : cinétique de dégradation thermique et cinétique de combustion de végétaux. Thèse présentée à l'Université de Corse.
- Leroy, V., Cancellieri, D., Leoni, E., 2006. Thermal degradation of ligno-cellulosic fuels: Dsc and tga studies. *Thermochimica acta* 451, 131–138.

- LeVan, S., 1989. Thermal degradation. Concise Encyclopedia of Wood and Wood-based Materials.
- Linn, R., Reisner, J., Colman, J., Winterkamp, J., 2002. Studying wildfire behavior using firetec. *International Journal of Wildland Fire* 11, 233–246.
- Liodakis, S., Kakardakis, T., 2006. Measuring the particle flammability of forest species from wildland/urban interface (wui) near athens by thermal analysis. *ISEIM 2006*, 24–28.
- Liodakis, S., Katsigiannis, G., Kakali, G., 2005. Ash properties of some dominant greek forest species. *Thermochimica Acta* 437, 158–167.
- Loureiro, C., Fernandes, P., Botelho, H., 2002. Optimizing prescribed burning to reduce wildfire propagation at the landscape scale. *Proceedings of the fourth international conference*.
- Lymberopoulos, N., Tryfonopoulos, T., Loxkwood, F., 1998. The study of small and mesoscale wind field. *Proceedings of the 3rd International Conference on Forest Fire Research, Luso, Coïmbra, Portugal* 1, 405–418.
- Marcelli, T., Santoni, P., Simeoni, A., Leoni, E., Porterie, B., 2004. Fires spread across pine needle fuel beds: characterization of temperature and velocity distributions within the fire plume. *International Journal of Wildland Fire* 13, 37–48.
- Margerit, J., Séro-Guillaume, O., 2002. Modelling forest fires. part ii: reduction to two-dimensional models and simulation of propagation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45, 1723–1737.
- Markstein, G. H., 1976. Radiative energy transfer from turbulent diffusion flames. *Combustion and Flame* 27, 51–63.
- Marsden-Smedley, J., Catchpole, W., 1995. Fire behaviour modelling in tasmania buttongrass moorlands i and ii. fuel characteristics. *International Journal of Wildland Fire* 5, 203–228.
- McArthur, A., 1966. Weather and grassland fire behaviour. *Rap. Tech. 100, Australian Forest and Timber Bureau Leaflet, Canberra*.
- McCaffrey, B., Harkleroad, M., 1988. Combustion efficiency, radiation, co and soot yield from a variety of gaseous, liquid, and solid fueled buoyant diffusion flames. *22nd Symposium (International) on Combustion, Seattle, Washington*.
- McCaw, W., 1991. Fire spread prediction in mallee-heath shrublands in southwestern australia. *Proceedings of the 11th Conference on Fire and Forest Meteorology, Andrews et Potts, Society of American Foresters, Bethesda*, 226–233.

- McDonald, J., Zielinska, B., Fijita, E., Sagebiel, J., Chow, J., Watson, J., 2000. Fine particles and gaseous emission rates from residential wood combustion. *Environmental Science and Technology* 34, 2080–2091.
- McEnally, C., Pfefferle, L., Atakan, B., Kohse-Höinghaus, K., 2006. Studies of aromatic hydrocarbon formation mechanisms in flames: Progress towards closing the fuel gap. *Progress in Energy and Combustion Science* 32, 247–294.
- McGhee, H., 1991. *Molecular Engineering*. McGraw-Hill, New York.
- Meier, D., Faix, O., 1999. State of the art of applied fast pyrolysis of lignocellulosic materials, a review. *Bioresource Technology* 68, 71–77.
- Mell, W., Charney, J., Jenkins, M., Cheney, P., Gould, J., 2005. Numerical simulations of grassland fire behavior from the lanl-firetec and nist-wfds models. *East-FIRE Conference*, George Mason University, Fairfax, 1–10.
- Mendes-Lopes, J., Ventura, J., Amaral, J., 2003. Flame characteristics, temperature-time curves and rate of spread in fires propagating in a bed of pinus pinaster needles. *International Journal of Wildland Fire* 12, 67–84.
- Miranda, A., Ferreira, J., Valente, J., Santos, P., Amorim, J., Borrego, C., 2005. Smoke measurement during gestosa-2002 experimental field fires. *International Journal of Wildland Fire* 14, 107–116.
- Modak, A., 1977. Thermal radiation from pool fires. *Combustion and Flame* 29, 177–192.
- Morandini, F., Simeoni, A., Santoni, P., Balbi, J., 2005. A model for the spread of fire across a fuel-bed incorporating the effects of wind and slope. *Combustion Science and Technology* 177, 1381–1418.
- Moro, C., 2006. Détermination des caractéristiques physiques de particules de quelques espèces forestières méditerranéennes. *Rap. Tech. PIF2006-06*, INRA.
- Morvan, D., Dupuy, J., 2001. Modeling of fire spread through a forest fuel bed using a multiphase formulation. *Combustion and flame* 127, 1981–1994.
- Moss, J., Aksit, I., 2007. Modelling soot formation in a laminar diffusion flame burning a surrogate kerosene fuel. *Proceedings of the Combustion Institute* 31, 3139–3146.
- Moss, J., Stewart, C., Young, K., 1995. Modeling soot formation and burnout in a high temperature laminar diffusion flame burning under oxygen-enriched conditions. *Combustion and Flame* 101, 491–500.

- Müller-Hagedorn, M., Bockhorn, H., Krebs, L., Müller, U., 2002. Investigation of thermal degradation of three wood species as initial step in combustion of biomass. *Proceedings of the Combustion Institute* 29, 399–406.
- Ngohe-Ekam, P., Meukam, P., Menguy, G., Girard, P., 2006. Thermophysical characterisation of tropical wood used as building materials: With respect to the basal density. *Construction and Building Materials* 20, 929–938.
- Orfao, J., Antunes, F., Figueiredo, J., 1999. Pyrolysis kinetics of lignocellulosic materials - three independent reactions model. *Fuel* 78, 349–358.
- Owen, S., Boissard, C., Hewitt, C., 2001. Volatile organic compounds (vocs) emitted from 40 mediterranean plant species: Voc speciation and extropolation to habitat scale. *Atmospheric Environment* 35, 5393–5409.
- Owen, S., Boissard, C., Street, R., Duckham, S., Csiky, O., Hewitt, C., 1997. Screening of 18 mediterranean plant species for volatile organic compound emissions. *Atmospheric Environment* 31, 101–117.
- Patankar, S., 1980. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Taylor and Francis.
- Peacocke, G., Dick, C., Hague, R., Cooke, L., Bridgwater, A., 1997. *Developments in thermochemical biomass conversion*. Backie Academic and Professional.
- Pereira, M., D. Rodrigues, R.A. Conte, D. P., Shigue, C., 2004. Inorganic contents reduction in cellulignin catalytic fuel by hgms. *Physica C: Superconductivity* 408-410, 940–942.
- Peters, N., 1993. *Flame calculations with reduced mechanisms, An outline, Reduced Kinetics Mechanisms for Applications in Combustion Systems*. Vol. 15. Springer Verlag, Peters and Rogg.
- Peters, N., Kee, R., 1987. The computation of stretched laminar methane air diffusion flames using a reduced four step mechanism. *Combustion and Flame* 68, 17–29.
- Philpot, C., 1970. Influence of mineral content on the pyrolysis of plant materials. *Forest Science* 16, 461–471.
- Pope, S., 1997. Computationally efficient implementation of combustion chemistry using in-situ adaptive tabulation. *Combustion Theory and Modeling* 1, 41–63.
- Porterie, B., Morvan, D., Loraud, J., Larini, M., 2000. Firespread through fuel beds: Modelling of wind aided fires and induced hydrodynamics. *Physics of Fluids* 12, 1762–1781.
- Prado, G., Lahaye, J., 1981. *Physical aspects of nucleation and growth of soot particles. Particulate carbon - formation during combustion*. Plenum Press.

- Promethée, 2007. Banque de données sur les incendies de forêts en région méditerranéenne en France. <http://www.promethee.com/prom/home.do>.
- Quintiere, J., Iqbal, N., 1994. An approximate integral model for the burning rate of a thermoplastic-like material. *Fire and Materials* 18, 89–98.
- R. Méchi, H. Farhat, K. H., Radhouani, M., 2004. Modélisation des transferts radiatifs dans un incinérateur des émissions polluantes de la pyrolyse du bois. *International Journal of Thermal Sciences* 43, 697–708.
- Rabinovitch, B., 1965. Regression rate and the kinetics of polymer degradation. 10th Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, 1395–1404.
- Ragland, K., Aerts, D., 1991. Properties of wood for combustion analysis. *Biore-source Technology* 37, 161–168.
- Richter, H., Howard, J., 2000. Formation of polycyclic aromatic hydrocarbons and their growth to soot - a review of chemical reaction pathways. *Progress in Energy and Combustion Science* 26, 565–608.
- Rothermel, R., 1972. A mathematical model for predicting fire spread in wildland fuels. Rap. Tech. Paper INT-115, USDA Forest Service Research, Ogden, Utah.
- Rothermel, R., Anderson, H., 1966. Fire spread characteristics determined in the laboratory. Rap. Tech. Paper INT-30, USDA Forest Service Research, Ogden, Utah.
- Safi, M., Mishra, I., Prasad, B., 2004. Global degradation kinetics of pine needles in air. *Thermochimica acta* 412, 155–162.
- Said, R., Garo, A., Borghi, R., 1997. Soot formation modeling for turbulent flames. *Combustion and Flame* 108, 71–86.
- Santoni, P., Marcelli, T., Leoni, E., 2002. Measurement of fluctuating temperatures in a continuous flame spreading across a fuel bed using a double thermocouple probe. *Combustion and Flame* 131, 47–58.
- Santoni, P., Simeoni, A., Rossi, J., Bosseur, F., Morandini, F., Silvani, X., Balbi, J., Cancellieri, D., Rossi, L., 2006a. Instrumentation of wildland fire: Characterisation of a fire spreading through a mediterranean shrub. *Fire Safety Journal* 41, 171–184.
- Santoni, P., Tihay, V., Simeoni, A., Bertin, V., Bonneau, L., Garo, J., Vantelon, J., 2006b. Numerical and experimental study of an unsteady, axisymmetric, non-premixed laminar flame of a forest fuel. *Trends in Heat and Mass Transfer* 9, 53–66.

- Saâdaoui, M., Saïd, N. M., Mhiri, H., Caminat, P., Palec, G. L., Bournot, P., 2007. Study of the behaviour of a flame resulting from the combustion of pine needles in a cylindrical basket. *International journal of thermal sciences*, en presse.
- Schauer, J., Kleeman, M., Cass, G., Simoneit, B., 2001. Measurement of emissions from air pollution sources.3.c1-c29 organic compounds from fireplace combustion of wood. *Environmental Science and Technology* 35, 1716–1728.
- Schemel, C., Simeoni, A., Biteau, H., Torero, J., 2007. A calorimetric study of wild-land fuels. *Proceedings of the fifth mediterranean combustion symposium*, Monastir, Tunisie.
- Shah, N., Girard, P., Capart, R., 1989. Carbonization of wood: Product analysis and energy assessment. *Applied Energy* 34, 223–241.
- Shokri, M., Beyler, C., 1989. Radiation from larger pool fires. *SFPE Journal of Fire Protection Engineering* 4, 141–150.
- Silvani, X., Morandini, F., 2006. Intrusive measurement system for fire experiments at field scale. *Proceedings of the fifth international conference on forest fire research*.
- Simeoni, A., Santoni, P., Larini, M., Balbi, J., 2001. On the wind advection influence on the fire spread across a fuel bed: modelling by a semi-physical approach and testing with experiments. *Fire Safety Journal* 36, 491–513.
- Simeoni, A., Santoni, P., Larini, M., Balbi, J., 2003. Reduction of a multiphase formulation to include a simplified flow in a semi-physical model of fire spread across a fuel bed. *International Journal of Thermal Sciences* 42, 95–105.
- Simeoni, A., Tihay, V., Santoni, P., Bertin, V., Bonneau, L., Garo, J., Vantelon, J., 2006. A study of laminar flames from three pine needle species. *The Fifth International Conference of Forest Fire Research*, Figueira da Foz, Portugal.
- Smooke, M., Giovangigli, V., 1991. Formulation of test premixed and nonpremixed test problems, *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames*. Vol. 384. Springer Berlin, Heidelberg.
- Sneeuwjagt, R., Peet, G., 1988. *Forest fire behaviour tables for Western Australia*. Western Australia Department of Conservation and Land Management, Perth, Western Australia. Third edition.
- Statheropoulos, M., Karma, S., 2007. Complexity and origin of the smoke components as measured near the flame-front of a real forest fire incident : A case study. *Journal of Analytical and applied pyrolysis* 78, 430–437.

- Statheropoulos, M., Liodakis, S., Tzamtzis, N., Pappa, A., Kyriakou, S., 1997. Thermal degradation of pinus halepensis pine-needles using various analytical methods. *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis* 43, 115–123.
- Stocks, B., Lawson, B., Alexander, M., Wagner, C. V., McAlpine, R., Lynham, T., Dube, D., 1989. The canadian forest fire danger rating system: An overview. *Forestry Chronicle* 65, 450–457.
- Suleiman, N., Larfeldt, J., Leckner, B., Gustavsson, M., 1999. Thermal conductivity and diffusivity of wood. *Wood Science and Technology* 33, 465–473.
- Suuberg, E., Aarna, I., Milosavljevic, I., 2001. The char residues from pyrolysis of biomass, some physical properties of importance. *Progress in Thermochemical Biomass Conversion*, IEA Bioenergy, UK Blackwell Science Ltd 2, 1246–1258.
- Syed, K., Stewart, C., Moss, J., 1990. Modelling soot formation and thermal radiation in buoyant turbulent diffusion flames. 23rd Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, 1533–1541.
- Séro-Guillaume, O., Margerit, J., 2002. Modelling forest fires. part i: a complete set of equations derived by extended irreversible thermodynamics. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45, 1705–1722.
- Tewarson, A., 2002. Generation of Heat and Chemical Compounds in Fires. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, National Fire Protection Association.
- Tihay, V., Simeoni, A., Garo, J., Santoni, P., Rossi, L., 2006a. Etude expérimentale et numérique des flammes de combustibles végétaux. 12ème Colloque National de la Recherche en IUT, Brest, France.
- Tihay, V., Simeoni, A., Santoni, P., Rossi, L., 2006b. Computational and experimental study of laminar flames from forest fuels. *Environment Identities and Mediterranean Area ISEIMA*, First international Symposium, Corte, France, 1–5.
- Várhegyi, G., Antal, M., Jakab, E., Szabó, P., 1997. Kinetic modeling of biomass pyrolysis. *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis* 42, 73–87.
- Viegas, D., 1998. Convective processes in forest fires. *Proc. NATO Adv. Study Institute on Buoyant Convective in Geophysical Flows*, 401–420.
- Viegas, D., 2002. Fire line rotation as a mechanism for fire spread on a uniform slope. *International Journal of Wildland Fire* 11, 11–23.
- Viegas, D., Cruz, M., Ribeiro, L., Silva, A., Ollero, A., Arrue, B., Dios, R., Gomez-Rodriguez, F., Merino, L., Miranda, A., Santos, P., 2002. Gestosa fire spread experiments. *Forest Fire Research and Wildland Fire Safety*, 1–13.

- Viegas, D., Pita, L., 2002. Fire spread in canyons. *International Journal of Wildland Fire* 13, 1–22.
- Wagner, C. V., 1987. Development and structure of the canadian forest fire weather index system. *Rap. Tech.* 35, Canadian Forest Service, Ottawa.
- Wang, H., Frenklach, M., 1997. A detailed kinetic modeling study of aromatics formation in laminar premixed acetylene and ethylene flames. *Combustion and Flame* 110, 195–209.
- Weber, R., 1991. Modelling fire spread through fuel beds. *Prog. Energy Combustion Science* 17, 67–82.
- White, R., Diitenberger, M., 2001. Wood products: Thermal degradation and fire. *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*.
- Williams, F., 1985. *Combustion Theory*. Addison-Wesley Publishing Company.
- Williams, P., Besler, S., 1996. Influence of temperature and heating rate on the slow pyrolysis of biomass. *Renewable Energy* 7, 233–250.
- Wolff, M., Carrier, G., Fendell, F., 1991. Wind-aided fire-spread across arrays of discrete fuel elements. ii experiment. *Combustion Science and Technology* 77, 261–289.
- Xu, F., Lin, K., Faeth, G., 1998. Soot formation in laminar premixed methane/oxygen flames at atmospheric pressure. *Combustion and Flame* 115, 195–209.
- Zhou, X., Mahalingam, S., 2001. Evaluation of reduced mechanism for modeling combustion of pyrolysis gas in wildland fire. *Combustion Science and Technologie* 171, 39–70.
- Zhou, X., Pereira, J., 2000. A multidimensional model for simulating vegetation fire spread using a porous media sub-model. *Fire and Materials* 24, 37–43.
- Zukoski, E., Cetegen, B., Kubota, T., 1984. Visible structure of buoyant diffusion flames. *Twentieth Symposium on Combustion*. The Combustion Institute, 361–366.
- Zukoski, E., Kubota, T., Cetegen, G., 1981. Entrainment in fire plumes. *Fire safety journal* 3, 107–121.

Annexe A

Description des plantes étudiées

A.1 Description des étages de végétation de la Corse

Les étages de végétation dépendent de plusieurs facteurs tels que l'altitude, l'orientation des versants ou la nature du sol. A chacun de ses étages correspond un type de plante et de vie végétale. Le schéma A.1 présente les différents étages présents en Corse en fonction de leurs altitudes et du versant considéré.

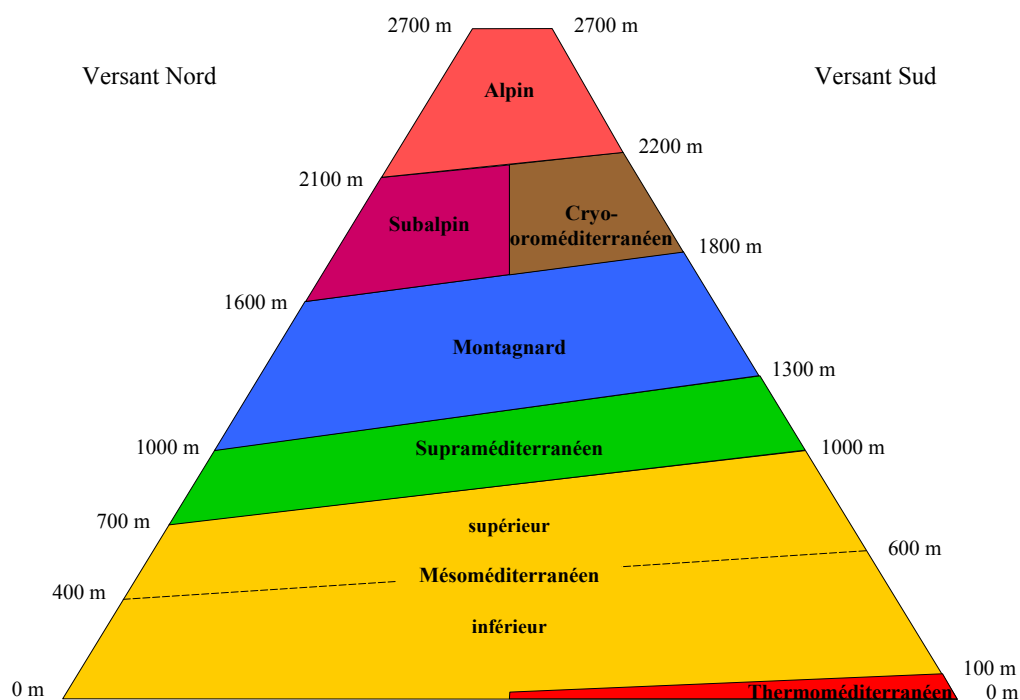


FIG. A.1 – Schéma des étages de végétation de la Corse en fonction de l'altitude (Gamisans et Marzocchi, 1996).

A.2 Description des végétaux

A.2.1 Pin maritime (*Pinus pinaster subsp. hamiltonii*)

Le pin maritime est un conifère de la famille des Pinacées. C'est une espèce commune dans les Landes de Gascogne, les Maures, l'Esterel et la Corse. En Corse, son étage de prédilection est l'étage mésoméditerranéen. Mais on le rencontre jusque dans l'étage montagnard où il occupe les stations sèches souvent en versant sud. Sa hauteur est comprise entre 20 et 30 m. L'écorce, gris pâle chez les sujets jeunes, devient rougeâtre puis rougeâtre-noir au fil de l'âge. Ses aiguilles sont épaisses, rigides et souvent disposées par deux. Les aiguilles mesurent de 10 à 20 cm de long. La longévité du pin maritime est comprise entre 120 et 200 ans.



A.2.2 Pin laricio (*Pinus nigra subsp. laricio var. corsicana*)

Le pin laricio appartient au groupe des Pinacées. Il est présent depuis l'étage supraméditerranéen jusqu'au montagnard, soit de 700 à 1800 m d'altitude. Le pin laricio est très abondant en Corse mais se présente aussi dans des formes taxinomiques voisines en Italie du Sud et sur l'Etna. Sa hauteur peut dépasser 40 m et sa longévité peut atteindre plusieurs siècles (8 à 10). Les aiguilles mesurent de 12 à 15 cm de long et se présentent en faisceaux par deux.



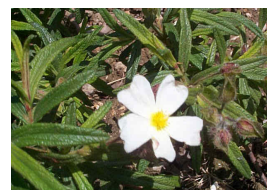
A.2.3 Pin d'Alep (*Pinus halepensis Mill.*)

Le pin d'Alep est un conifère de la famille des Pinacées. C'est un arbre qui peut atteindre 20 m de haut, au tronc généralement tortueux, à l'écorce, tout d'abord, lisse et grise, puis épaisse et crevassée tournant au rouge-brun avec les années. Les aiguilles sont fines et souples et groupées par deux. Elles mesurent de 5 à 10 cm de long. Cet arbre est spontané sur les bords de la Méditerranée. En France, le pin

d'Alep est présent essentiellement en Provence, dans l'étage mésoméditerranéen, jusqu'à 800 m. En Corse, il est très localisé, notamment aux environs de Saint-Florent.

A.2.4 Ciste de Montpellier (*Cistus monspeliensis*)

Le ciste de Montpellier appartient à la famille des Cistacées. Les arbrisseaux ont une hauteur allant de 50 cm à 1,5 m. Le ciste de Montpellier se situe dans la zone mésoméditerranéenne inférieure et pousse sur des terrains sili-
ceux. Ses feuilles d'une longueur d'environ 2 cm sont persistantes, souvent velues et parfois gluantes. De mai à juin, des fleurs blanches apparaissent. Le ciste de Montpellier est pyrophyte.



A.2.5 Arbousier (*Arbutus unedo*)

L'arbousier appartient à la famille des Éricacées et peut atteindre 2 à 5 mètres de hauteur. Il est présent de l'étage thermoméditerranéen au supraméditerranéen. L'arbousier est une espèce caractéristique des forêts de chêne vert et des maquis élevés et denses de l'étage mésoméditerranéen. Il présente des feuilles vertes, persistantes de 7 à 10 centimètres de long. En automne, l'arbousier fleurit et ses fruits appelés arbouses arrivent à maturité.



A.2.6 Bruyère arborescente (*Erica arborea*)

La bruyère arborescente est un arbuste de la famille des Éricacées, pouvant atteindre 6 m de haut. La bruyère arborescente pousse abondamment sur le pourtour méditerranéen. En Corse, en dehors de sa présence dans les maquis de l'étage mésoméditerranéen, elle constitue la strate arbustive dense des forêts supraméditerranéennes de pin laricio et de pin maritime. Les feuilles vert-foncées de la bruyère arborescente sont très petites (entre 3 et 4 mm de long), persistantes, de forme allongée et arrondie et sont regroupées en amas de 3 ou 4. Sa floraison se produit du mois de mars au mois de mai faisant apparaître des petites fleurs blanches.



Annexe B

Analyse morphologique des broyats

L'étude granulométrique par analyse d'images permet d'obtenir les fractions volumiques des particules de même dimension (largeur ou longueur) pour un broyat donné. Les particules peuvent être modélisées par des rectangles de longueur notée L et de largeur notée l . Les figures B.1 à B.6 montrent la répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur.

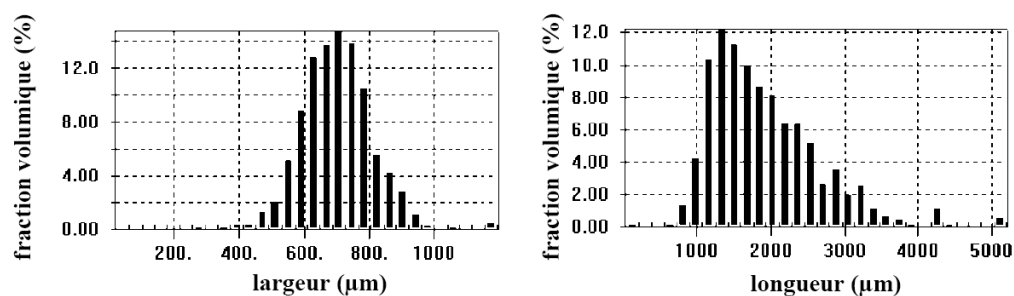


FIG. B.1 – Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour *Pinus pinaster*.

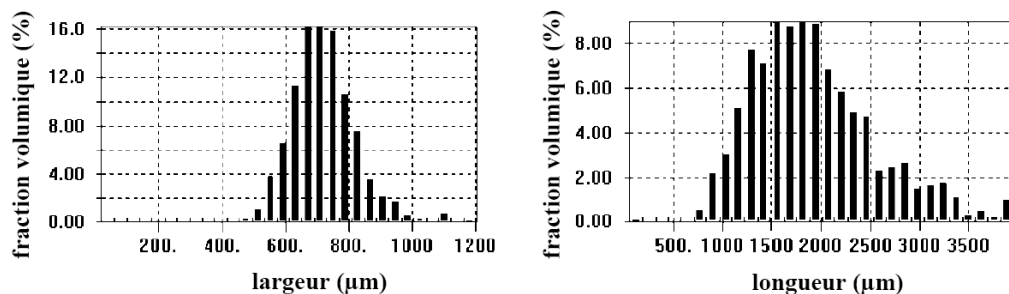


FIG. B.2 – Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour *Pinus laricio*.

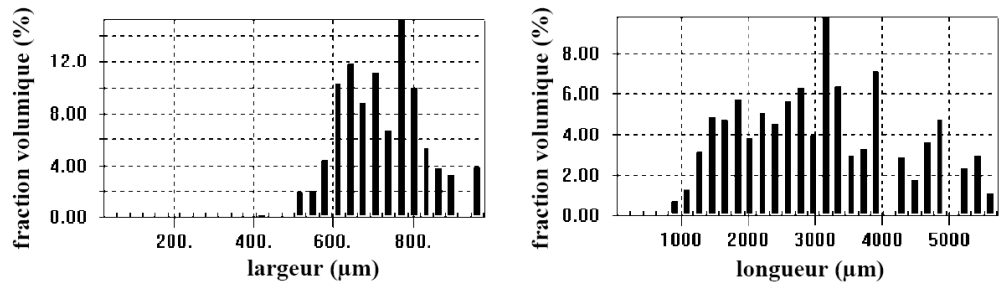


FIG. B.3 – Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour *Pinus halepensis*.

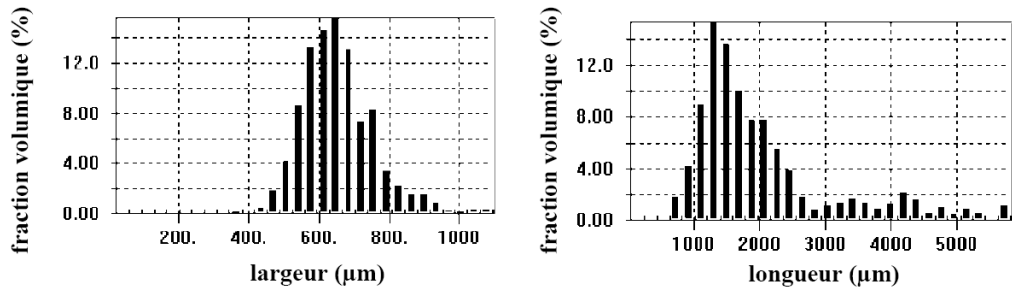


FIG. B.4 – Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour *Erica arborea*.

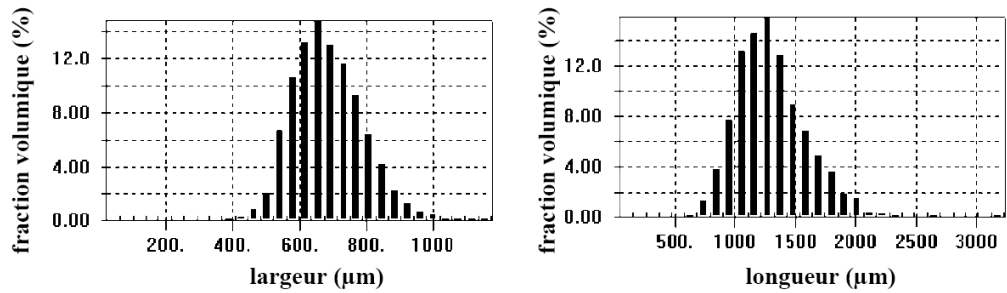


FIG. B.5 – Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour *Cistus monspeliensis*.

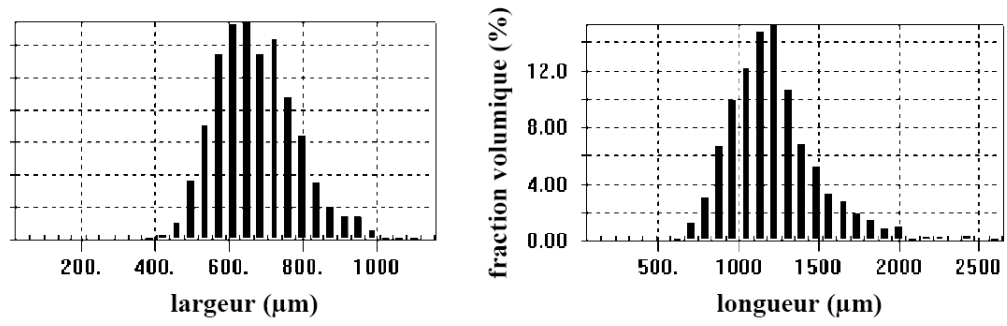


FIG. B.6 – Répartition des particules suivant leur largeur et leur longueur pour *Arbutus unedo*.

Annexe C

Rapport surface-volume des végétaux non broyés

La détermination du rapport surface-volume des végétaux non broyés s'est portée sur les aiguilles pour *Pinus pinaster*, *Pinus halepensis* et *Pinus laricio*, sur les feuilles pour *Cistus monspeliensis* et *Arbutus unedo* et sur les feuilles et rameaux pour *Erica arborea*. Dans la suite, nous appelons indifféremment "particules" les aiguilles, les feuilles ou les rameaux suivant les espèces étudiées.

C.1 Calcul de la surface des particules

Dans un premier temps, nous mesurons la surface des végétaux à l'aide d'une analyse d'images. Dix particules sont scannées sur un fond blanc avec une règle graduée. La détection des végétaux est basée sur les étapes suivantes (figure C.1) :

- On associe à chaque pixel la somme des niveaux de gris des composantes Rouge, Vert et Bleu. Cette somme correspond à la luminance.
- On détermine la luminance minimale pour chaque image.
- Pour chaque végétal, la particule correspond aux pixels ayant une luminosité inférieure à 1,1 fois la valeur minimale.
- Grâce à la règle graduée, on détermine la taille correspondant à un pixel. Le nombre de pixels détectés permet alors d'obtenir la surface en deux dimensions des particules.

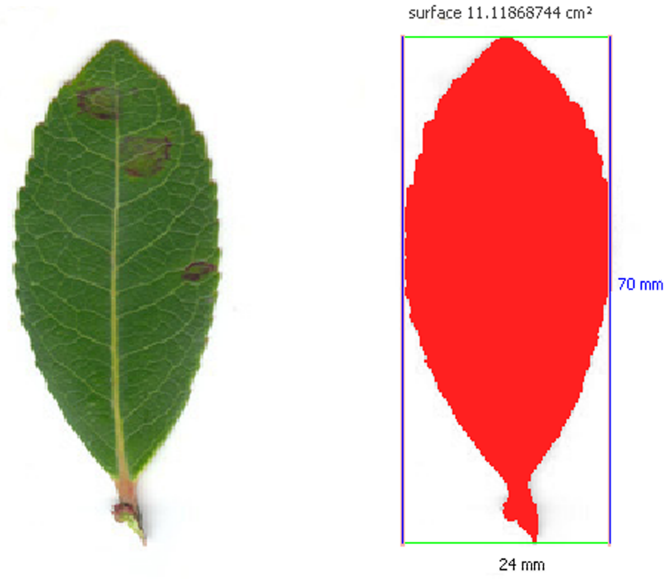


FIG. C.1 – Exemple de détection de la surface d'une feuille (*Arbutus unedo*).

A partir de la surface en deux dimensions, nous calculons la surface développée des particules. Dans le cas des feuilles et des rameaux, nous négligeons l'épaisseur des végétaux. La surface développée de ces particules est alors égale à deux fois la surface en deux dimensions :

$$S = 2.S_{2D} \quad (\text{C.1})$$

Pour les pins, on fait l'hypothèse que les aiguilles ont une forme cylindrique. On néglige par ailleurs la surface des disques présent à leur extrémité. La surface développée des aiguilles est alors égale à :

$$S = \pi.S_{2D} \quad (\text{C.2})$$

Le tableau C.1 donne la surface moyenne d'une particule pour les six combustibles.

Surface (cm ²)					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
9.2	3.3	6.4	2.1	1.1	13.1

TAB. C.1 – Surfaces moyennes des végétaux non broyés.

Les surfaces développées des végétaux sont très différentes et varient d'un facteur 1 à 10.

C.2 Mesure du volume des particules

Le volume squelettique des particules non broyées a été déterminé à l'aide d'une éprouvette graduée de 25 ml en trois temps :

- Nous plaçons dix particules dans l'éprouvette graduée.
- Nous ajoutons ensuite 35 ml d'éthanol absolu ($V_{ethanol}$).
- Enfin, nous relevons le volume total (noté V_{total}) correspondant à l'ensemble particules-éthanol.

Le volume d'une particule (tableau C.2) est alors donné par la relation :

$$V_{particule} = \frac{V_{total} - V_{ethanol}}{10} \quad (C.3)$$

Volume (ml)					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
0.20	0.04	0.18	0.10	0.05	0.35

TAB. C.2 – Volumes moyens des particules non broyées.

C.3 Rapport surface-volume des particules non broyées

Le rapport surface-volume σ_b correspond au rapport entre la surface développée des particules et leur volume. Soit :

$$\sigma_b = \frac{S}{V} \quad (C.4)$$

Le tableau C.3 présente les valeurs moyennes des rapports surface-volume obtenues grâce aux tableaux C.1 et C.2.

Rapport surface-volume (m^{-1})					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
4604	8290	3555	4269	4381	7489

TAB. C.3 – Rapports surface-volume des particules non broyées.

Les rapports surface-volume obtenus pour les particules non broyées varient entre 3500 et 7500 m⁻¹ et sont en accord avec les résultats donnés dans la littérature (Hernando et coll., 2004; Cohen et coll., 2003; Moro, 2006).

Annexe D

Vues microscopiques

L'observation de la structure des plantes et des broyats a été réalisée à l'aide d'une loupe binoculaire couplée à un appareil photo. Les figures D.1 à D.4 présentent les images obtenues.

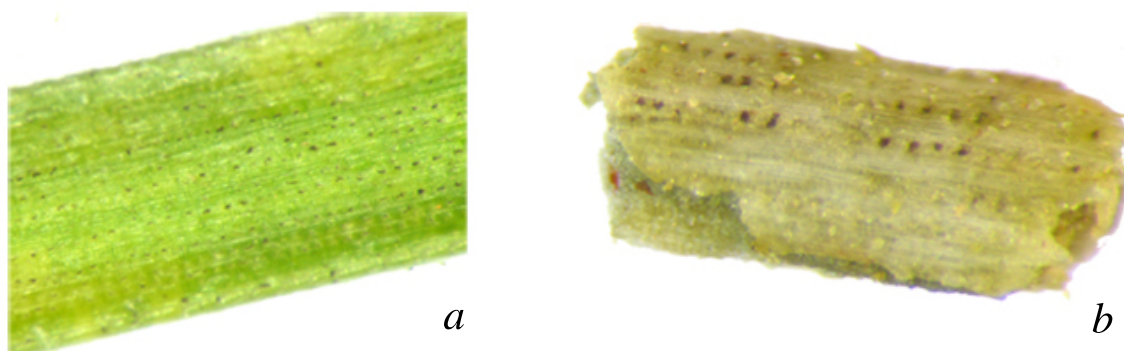


FIG. D.1 – Photographies d'une aiguille de pin avant (a) et après le broyage (b).

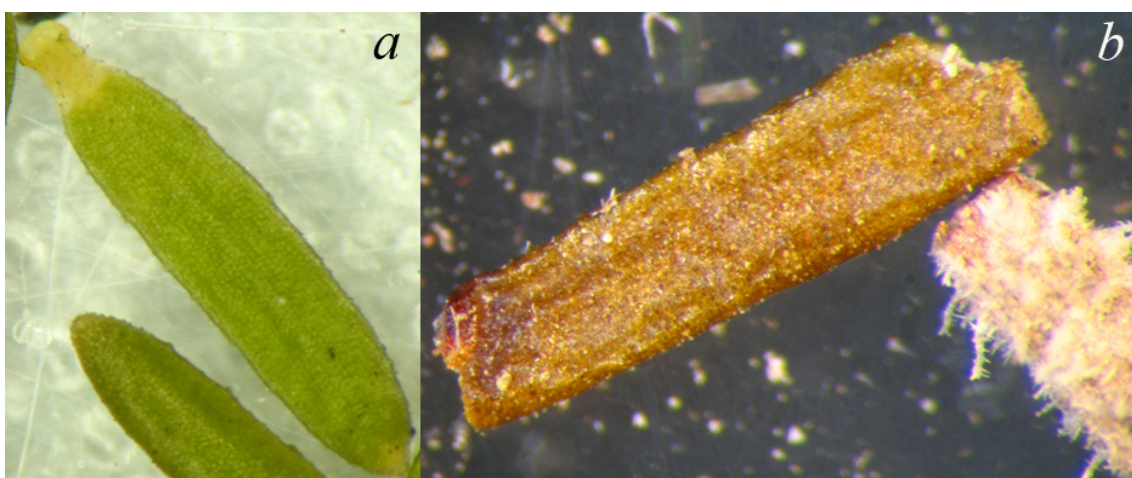


FIG. D.2 – Photographies de feuilles d'*Erica arborea* avant (a) et après le broyage (b).

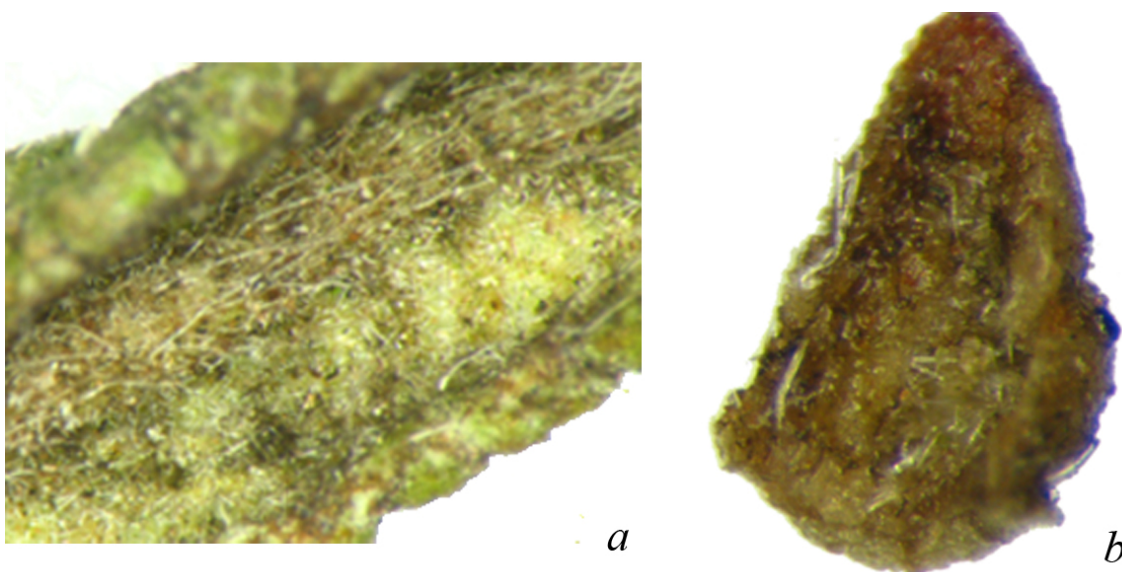


FIG. D.3 – Photographies de feuilles de *Cistus monspeliensis* avant (a) et après le broyage (b).

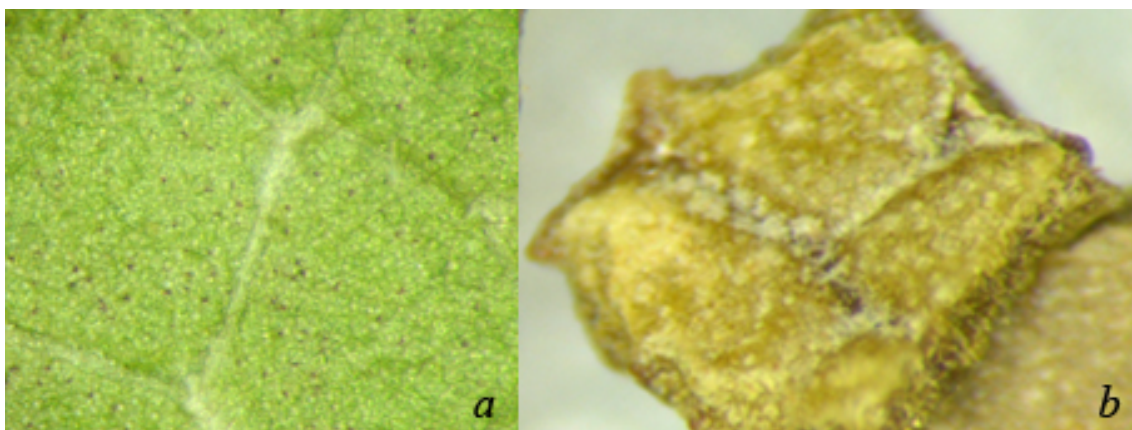


FIG. D.4 – Photographies de feuilles d'*Arbutus unedo* avant (a) et après le broyage (b).

Les photographies des différentes particules avant et après le broyage mettent en évidence l'effet de ce procédé sur la structure des plantes. Avant le broyage, les seules zones d'échanges gazeux entre la plante et l'extérieur se situent au niveau des stomates. Par contre, après le broyage, le limbe et les nervures sont coupés, laissant apparaître d'importantes ouvertures, tant au niveau des parenchymes que des vaisseaux conducteurs.

Annexe E

Mise en place de la détermination de la capacité calorifique à pression constante

E.1 Détermination de la capacité calorifique à pression constante à partir du flux thermique

Par définition, la capacité calorifique d'un échantillon à pression constante $m.C_p$ est donnée par :

$$m.C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (\text{E.1})$$

En différenciant par rapport au temps t , on a :

$$m.C_p = \frac{\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_p}{\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_p} \quad (\text{E.2})$$

En intégrant E.2 entre T_i et T_{i+1} , on obtient :

$$\int_{T_i}^{T_{i+1}} m.C_p.dT = \int_{T_i}^{T_{i+1}} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial T} \right)_p .dT \quad (\text{E.3})$$

On fait l'hypothèse que la masse reste constante pendant la montée en température.

Le terme $\frac{\partial T}{\partial t}$ correspond à la vitesse de chauffage de l'appareil notée β .

Le terme $\left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)_p$ représente le flux de chaleur dégagé par l'échantillon noté HF. Il vient :

$$m \int_{T_i}^{T_{i+1}} C_p.dT = \frac{1}{\beta} \cdot \int_{T_i}^{T_{i+1}} HF.dT \quad (\text{E.4})$$

Comme l'échantillon se trouve dans un creuset en aluminium, il est nécessaire de soustraire le flux qu'il dégage aux valeurs mesurées pour l'ensemble creuset-échantillon. Le flux dégagé par le creuset est obtenu par l'essai dit à blanc. Ainsi, on a :

$$HF = HF_{mesure} - HF_{blanc} \quad (E.5)$$

Pour calculer, l'intégrale $\int_{T_i}^{T_{i+1}} C_p \cdot dT$, nous utilisons le théorème de la valeur moyenne. On a alors :

$$\int_{T_i}^{T_{i+1}} C_p \cdot dT = C_{p_{moy}} \cdot (T_{i+1} - T_i) \quad (E.6)$$

Finalement, pour l'échantillon et pour la référence, l'équation E.4 peut s'écrire :

$$m_{ech} \cdot C_{p_{moy}} \cdot (T_{i+1} - T_i) = \frac{1}{\beta} \cdot \left(\int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{ech} \cdot dT - \int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{blanc} \cdot dT \right) \quad (E.7)$$

et

$$m_{ref} \cdot C_{p_{moyref}} \cdot (T_{i+1} - T_i) = \frac{1}{\beta} \cdot \left(\int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{ref} \cdot dT - \int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{blanc} \cdot dT \right) \quad (E.8)$$

En faisant le rapport des équations E.7 et E.8, on a :

$$C_{p_{moy}} = C_{p_{moyref}} \cdot \frac{m_{ref} \cdot \int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{ech} \cdot dT - \int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{blanc} \cdot dT}{m_{ech} \cdot \int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{ref} \cdot dT - \int_{T_i}^{T_{i+1}} HF_{blanc} \cdot dT} \quad (E.9)$$

E.2 Étude de reproductibilité des mesures de capacité calorifique à pression constante

Afin de vérifier la reproductibilité des valeurs, nous utilisons le même programme de chauffage que celui présenté dans le paragraphe 2.2.2. Les 241 mg de zinc sont employés aussi bien comme échantillon que comme étalon. Nous répétons les mesures cinq fois sans sortir le creuset de l'appareil.

Le tableau E.1 présente les résultats obtenus lors des essais de reproductibilité sur le zinc.

Capacités calorifiques obtenues pour le zinc		
Température (°C)	C_p expérimental moyen (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	Écart type sur les mesures (%)
80 à 100	394	0,0
100 à 120	398	1,4
120 à 140	400	1,4
140 à 160	404	0,0
160 à 180	406	1,1
180 à 200	406	1,1

TAB. E.1 – Capacités calorifiques et écart type obtenus expérimentalement.

Les écarts types obtenus sur les différentes mesures sont inférieurs à 1,4 %. La reproductibilité des mesures semble donc satisfaisante.

E.3 Étude de la précision des mesures de capacité calorifique à pression constante

Nous testons la précision des mesures sur l'étalon de référence (zinc). La capacité calorifique du zinc à pression constante est donnée par l'expression suivante :

$$C_{p_{ref}} = 362,5 + 5,25 \cdot 10^{-2} \cdot T + 1,16 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 \quad (\text{E.10})$$

Nous calculons la capacité calorifique moyenne entre T_i et T_{i+1} à partir de l'équation E.6 :

$$\int_{T_i}^{T_{i+1}} C_{p_{ref}} \cdot dT = \int_{T_i}^{T_{i+1}} (362,5 + 5,25 \cdot 10^{-2} \cdot T + 1,16 \cdot 10^{-4} \cdot T^2) \cdot dT \quad (\text{E.11})$$

On a alors :

$$\int_{T_i}^{T_{i+1}} C_{p_{ref}} \cdot dT = 362,5 \cdot (T_{i+1} - T_i) + \frac{5,25 \cdot 10^{-2}}{2} (T_{i+1}^2 - T_i^2) + \frac{1,16 \cdot 10^{-4}}{3} (T_{i+1}^3 - T_i^3) \quad (\text{E.12})$$

En mettant le terme $(T_{i+1} - T_i)$ en facteur, on obtient :

$$\int_{T_i}^{T_{i+1}} C_{p_{ref}} \cdot dT = (T_{i+1} - T_i) \cdot [362,5 + \frac{5,25 \cdot 10^{-2}}{2} (T_{i+1} + T_i) + \frac{1,16 \cdot 10^{-4}}{3} (T_i^2 + T_i \cdot T_{i+1} + T_{i+1}^2)] \quad (\text{E.13})$$

D'après l'équation E.6 et par identification des termes, on a :

$$C_{p_{moy_{ref}}} = 362,5 + \frac{5,25 \cdot 10^{-2}}{2} (T_{i+1} + T_i) + \frac{1,16 \cdot 10^{-4}}{3} (T_i^2 + T_i \cdot T_{i+1} + T_{i+1}^2) \quad (\text{E.14})$$

La comparaison entre les mesures expérimentales de la DSC 131 et les valeurs théoriques (équation E.14) est présentée dans le tableau E.2.

Température (°C)	C_p expérimental (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	C_p théorique (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	Erreur relative (%)
80 à 100	394	397	0,8
100 à 120	398	400	0,5
120 à 140	400	403	0,7
140 à 160	404	405	0,4
160 à 180	406	409	0,7
180 à 200	406	412	1,4

TAB. E.2 – *Comparaison des capacités calorifiques expérimentales et théoriques.*

Les erreurs obtenues entre les valeurs théoriques et expérimentales sont inférieures à 1,4 %. L'appareil permet donc d'avoir des résultats précis.

Toutefois, pour que la méthode soit correcte, la capacité calorifique ne doit varier que faiblement autour de sa moyenne sur la plage de température étudiée. Ainsi, bien que le programme de chauffage permette d'étudier la capacité calorifique entre 30 et 240°C, nous ne nous intéressons qu'à la plage de température comprise entre 80 et 200°C afin d'éviter la zone de pyrolyse.

Annexe F

Chromatographie en phase gazeuse

F.1 Principe

La chromatographie est un procédé de séparation, d'identification et de quantification des constituants d'un mélange complexe en phase homogène liquide ou gazeuse. La chromatographie en phase gazeuse (ou CPG) s'applique donc à des échantillons gazeux ou susceptibles d'être vaporisés sans décomposition dans l'injecteur. Cette méthode permet de séparer des mélanges complexes par une suite continue d'équilibres s'établissant entre une phase mobile gazeuse et une phase stationnaire appropriée. Pour la phase mobile, on utilise un balayage continu de gaz vecteur (hélium, azote, argon ou hydrogène). La phase stationnaire est, quant à elle, soit solide soit liquide. Dans ce dernier cas, le liquide peut être immobilisé sur la surface d'un support inerte ou greffée sur les parois d'une colonne (CPG Capillaire). Le système de chromatographie en phase gazeuse est composé (voir figure F.1) :

- d'un gaz vecteur avec un système de régulation de débit,
- d'une enceinte thermostatée dans laquelle se trouvent :
 - un système d'injection,
 - une colonne de séparation et un détecteur permettant la séparation des constituants,
 - et un système d'enregistrement.

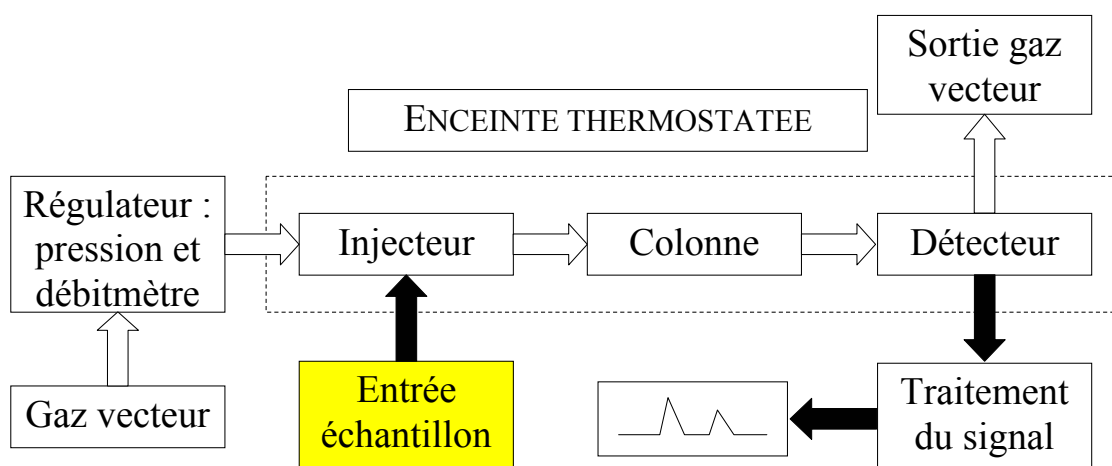


FIG. F.1 – Schéma de principe pour la chromatographie en phase gazeuse.

F.2 Mécanismes

L'étape séparative est réalisée par une colonne contenant une phase stationnaire dont la température est réglée par une enceinte thermostatée. L'échantillon est introduit dans la colonne au moyen d'un injecteur ce qui permet de vaporiser les échantillons liquides. La phase mobile (gaz vecteur) est injectée de manière continue dans la colonne de séparation (voir figure F.2) ce qui permet l'élution des composés et leur transport dans la colonne. Les constituants qui ont le plus d'affinité avec la phase stationnaire séjournent plus longtemps dans la colonne. Ainsi, les constituants éluent séparément suivant leur temps de rétention. Ils atteignent le détecteur les uns après les autres. Le détecteur produit alors une série de pics qui constitue le chromatogramme permettant d'identifier chacun des constituants. Pour réaliser leur quantification, on réalise un étalonnage de chacun d'entre eux.

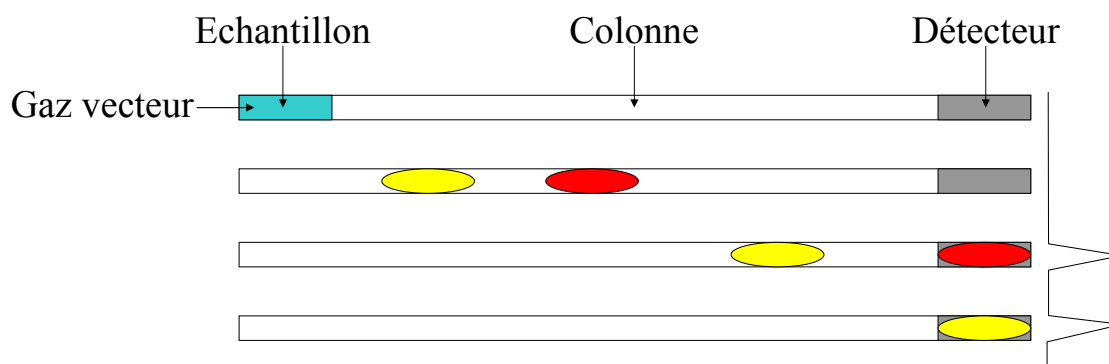


FIG. F.2 – Mécanisme de séparation des constituants par la chromatographie en phase gazeuse.

Il existe plusieurs types de détecteurs pour obtenir un chromatogramme :

- le détecteur à ionisation de flammes ou FID. Le courant gazeux issu de la colonne arrive dans un petit brûleur dont la flamme est alimentée par un mélange d'hydrogène et d'air (voir figure F.3). Les composés organiques forment alors des ions collectés par deux électrodes, entre lesquelles on applique une différence de potentiel. Il en résulte alors une variation du signal électrique.

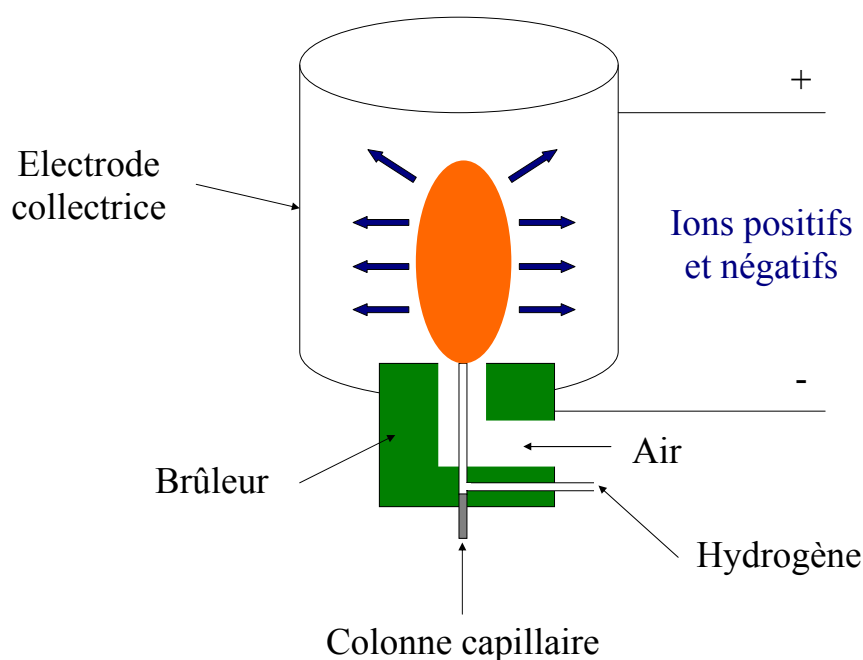


FIG. F.3 – Schéma de fonctionnement du détecteur à ionisation de flamme.

- le détecteur à conductibilité thermique (catharomètre) ou TCD. Le TCD est constitué de filaments intégrés dans un pont de Wheatstone (voir figure F.4).

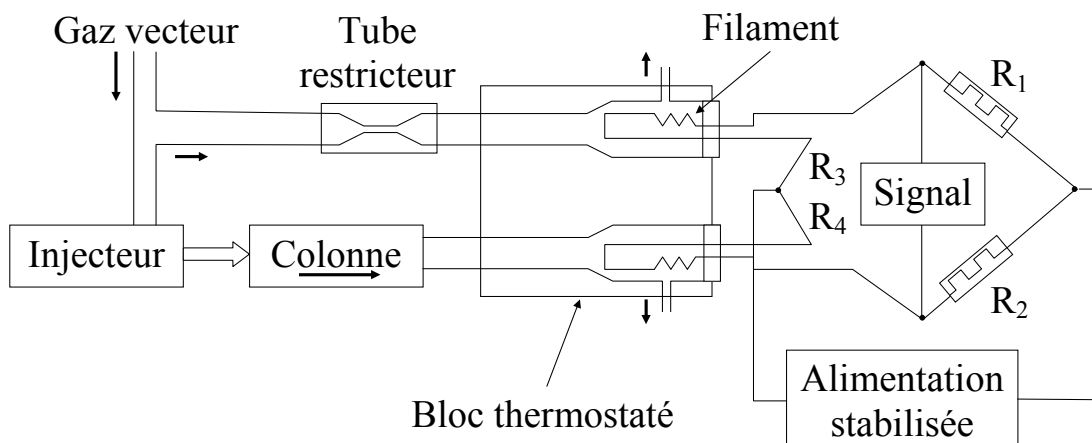


FIG. F.4 – Schéma de fonctionnement du détecteur à conductibilité thermique.

L'un est baigné dans le gaz vecteur, de forte conductibilité thermique, prélevé en amont de la colonne et l'autre par le gaz en sortie de colonne. L'élué d'un soluté se traduit par une variation de la conductibilité thermique du gaz vecteur, donc de la température et de sa résistance. Ce phénomène entraîne le déséquilibre du pont. Contrairement à d'autres détecteurs, le TCD ne répond pas seulement aux molécules organiques mais également à des gaz tels que les oxydes d'azote, de soufre et de carbone ainsi qu'à l'eau.

F.3 Réglages des chromatographes en phase gazeuse

F.3.1 Caractéristiques des colonnes chromatographiques

Colonne	Température de conditionnement (°C)	Longueur (m)	Diamètre intérieur (mm)	Granulométrie (μm)
Tamis 13X	350	3	4	250/177
Tamis 5Å	320	3	2	250/177
Porapak Q	340	2,5	2	177/149
Alumine activée	350	2	2	177/149

TAB. F.1 – Caractéristiques des colonnes utilisées

F.3.2 Configuration utilisée pour le Périchrom 2100

Le montage des vannes et des colonnes du Périchrom 2100 est présenté par le schéma F.5.

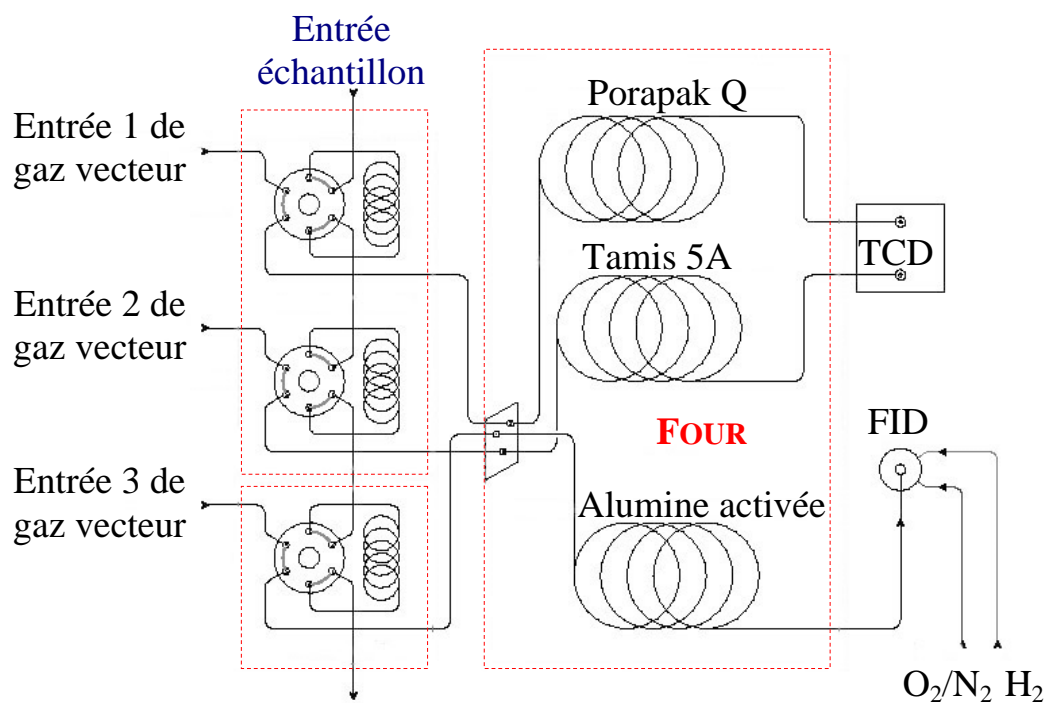


FIG. F.5 – Montage des vannes et des colonnes pour le Périchrom 2100

Le programme d'analyse utilisé par le Périchrom est résumé dans le tableau F.2.

Four	
Température initiale (°C)	50
Rampe (°C.min ⁻¹)	8
Température finale (°C)	110
Sécurité (°C)	250
Durée de la 1 ^{ère} isotherme	18 min 30
Temps de montée	7 min 30
Durée de la 2 ^{ème} isotherme	21 min 00
Durée totale	47 min
DéTECTEUR 1 (TCD)	
Température (°C)	140
Gain	5
Courant (mA)	100
Offset (10 µm)	0
Autozéro	Non
Colonne : Porapak Q	
Température (°C)	40
Pression (kPa)	125
Débit (ml.min ⁻¹)	22 (à 50°C)
Colonne : Tamis 5A	
Pression (kPa)	200
Débit (ml.min ⁻¹)	22 (à 50°C)
Inversion	18 min 30
DéTECTEUR 2 (FID)	
Température (°C)	250
Gain	11
Offset (10 µm)	0
Autozéro	Non
Colonne : Alumine activée	
Température (°C)	40
Pression (kPa)	190
Débit (ml.min ⁻¹)	31 (à 50°C)
Gaz FID	
Pression H ₂ (kPa)	55
Pression Air Allumage (kPa)	25
Pression Air Nominal (kPa)	47

TAB. F.2 – Programme utilisé pour les analyses réalisées avec le Périchrom 2100

F.3.3 Configuration utilisée pour le Girdel 30

Le programme utilisé par le Girdel 30 pour l'analyse du dihydrogène est donné par le tableau F.3.

Annexe F

Gaz vecteur	
Pression amont	Argon 3 bar
Voie 1 (Mesure): Régulateur de pression	
Colonne	Tamis 13 X (Mesh 60-80) : 1/4" - 2,50 m
Température de l'injecteur	40°C
Pression	0,41 bar
Débit	20 ml.min ⁻¹
Détecteur	Catharomètre Filament : 70 mA Signal : direct
Température du four	35°C
Voie 2 (Référence): Régulateur du débit	
Colonne	Tamis 13 X (Mesh 60-80) : 1/4" - 2,50 m
Pression	0,4' bar
Débit	20 ml.min ⁻¹
Détecteur	Catharomètre Filament : 70 mA
Température du détecteur	70°C
Pression d'injection	1000 mb abs.

TAB. F.3 – Configuration et réglage du chromatographe Girdel 30

Annexe G

Fonctionnement de l'hygromètre à miroir Edgetech modèle 2001 série Dewprime

G.1 Notions de base

On appelle rapport de mélange r_m , le rapport entre la masse de vapeur d'eau et la masse de gaz sec auquel cette vapeur est mélangée :

$$r_m = \frac{m_{eau}}{m_{gaz\ sec}} \quad (G.1)$$

La température de rosée T_d est la température à laquelle il faut refroidir l'air humide pour atteindre la saturation, le rapport de mélange restant constant pendant le refroidissement.

La pression de vapeur saturante est la pression à laquelle la phase gazeuse est en équilibre avec sa phase liquide ou solide. Elle dépend de la température. Nous avons choisi d'exprimer la pression de vapeur saturante à l'aide de la loi de Rankine :

$$p_{sat} = p_0 \exp\left(\frac{W_{H_2O} \cdot \Delta H_v}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad (G.2)$$

où ΔH_v est la chaleur latente de vaporisation, $T_0=373$ K et p_0 est la pression atmosphérique.

Le rapport de mélange r_m et la température de rosée T_d sont liés, par l'intermédiaire de la pression partielle de vapeur saturante p_{sat} par la relation (Cretinon, 2007b) :

$$r_m = \frac{W_{vapeur}}{W_{gaz\ sec}} \cdot \frac{p_{sat}(T_d, p)}{p - p_{sat}(T_d, p)} \quad (G.3)$$

où p est la pression totale et $p_{sat}(T_d, p)$ est la pression partielle de vapeur saturante à la température de rosée et à la pression p .

G.2 Description générale

L'hygromètre à miroir Edgetech modèle 2001 série Dewprime est un hygromètre à condensation. Le mélange gazeux circule dans la tête de mesure, au voisinage d'un miroir que l'on refroidit (Cretinon, 2007a). Lorsque l'abaissement de la température est suffisant pour faire apparaître un condensat (rosée ou gelée) sur le miroir, les conditions de saturation sont réalisées. La température atteinte à ce moment-là est, selon la nature du condensat, soit celle du point de rosée, soit celle du point de gelée. L'hygromètre à miroir Edgetech est constitué d'un dispositif de détection optoélectronique qui reçoit un faisceau lumineux réfléchi par un miroir (figure G.1). La modification du signal lumineux, provoquée par la condensation de la vapeur d'eau sur le miroir, entraîne une variation de l'intensité lumineuse interceptée par le détecteur et agit sur le système de régulation. Le refroidissement et le réchauffement du miroir sont réalisés par deux thermoéléments à effet Peltier montés en cascade. Ces capteurs sont en platine et sont intégrés dans le miroir.

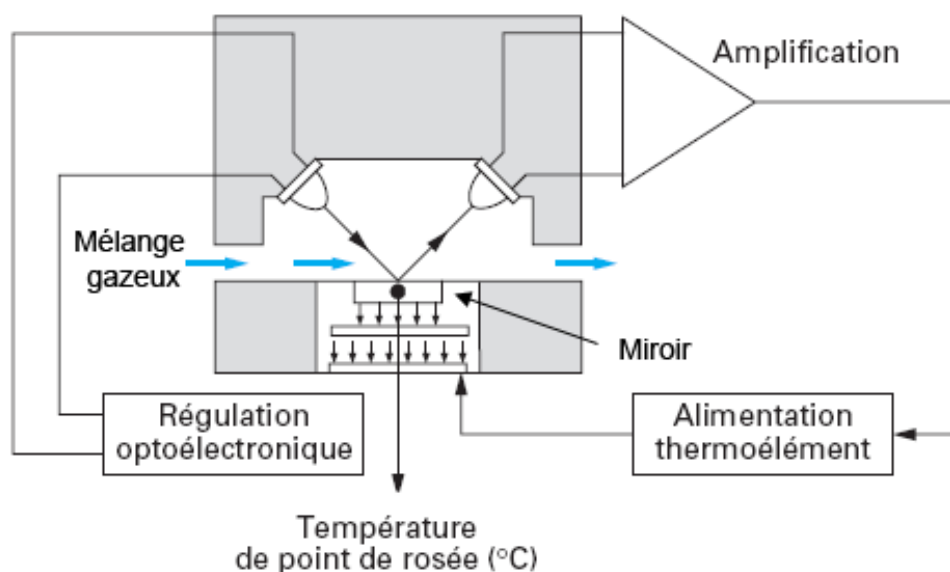


FIG. G.1 – Schéma de principe d'un hygromètre à condensation.

G.3 Détermination de la quantité d'eau

L'hygromètre mesure la température du point de rosée au cours du temps. Ainsi, grâce à la relation G.3, il est possible d'obtenir le rapport de mélange à chaque instant.

La masse de gaz sec est donnée par la relation :

$$dm_{\text{gaz sec}} = \rho_{\text{gaz sec}} \cdot dV_{\text{gaz sec}} \quad (\text{G.4})$$

Ainsi, à un instant donné, la masse d'eau s'écrit :

$$dm_{\text{eau}} = \frac{\rho_{\text{gaz sec}} \cdot W_{\text{vapeur}}}{W_{\text{gaz sec}}} \cdot \frac{p_{\text{sat}}(T_d, p)}{p - p_{\text{sat}}(T_d, p)} \cdot dV_{\text{gaz sec}} \quad (\text{G.5})$$

Par ailleurs, on a la relation :

$$\frac{\rho_{\text{gaz sec}}}{W_{\text{gaz sec}}} = \frac{1}{V_{\text{mol}}} \quad (\text{G.6})$$

où V_{mol} est le volume molaire.

Le volume de gaz sec $dV_{\text{gaz sec}}$ est relié au débit par :

$$dV_{\text{gaz sec}} = Q_v \cdot dt \quad (\text{G.7})$$

Avec les équations G.5 et G.7, on obtient :

$$dm_{\text{eau}} = \frac{W_{\text{vapeur}}}{V_{\text{mol}}} \cdot \frac{p_{\text{sat}}(T_d, p)}{p - p_{\text{sat}}(T_d, p)} \cdot Q_v \cdot dt \quad (\text{G.8})$$

Pour l'analyse de l'eau, le ballon de prélèvement contenant les gaz de dégradation est attaché à l'hygromètre. Pour permettre la circulation des gaz de dégradation dans l'hygromètre, de l'azote est injecté dans le ballon. Ainsi, la masse d'eau totale contenue dans les gaz de dégradation est obtenue en intégrant la relation G.8 :

$$m_{\text{eau}} = \int_0^{t_{\text{fin}}} \frac{W_{\text{vapeur}}}{V_{\text{mol}}} \cdot \frac{p_{\text{sat}}(T_d, p)}{p - p_{\text{sat}}(T_d, p)} \cdot Q_v \cdot dt \quad (\text{G.9})$$

Annexe H

Températures dans les broyats

H.1 Température de surface

Les figures H.1 à H.5 présentent les températures de surface lissées de *Pinus pinaster*, *Pinus halepensis*, *Erica arborea*, *Cistus monspeliensis* et *Arbutus unedo*.

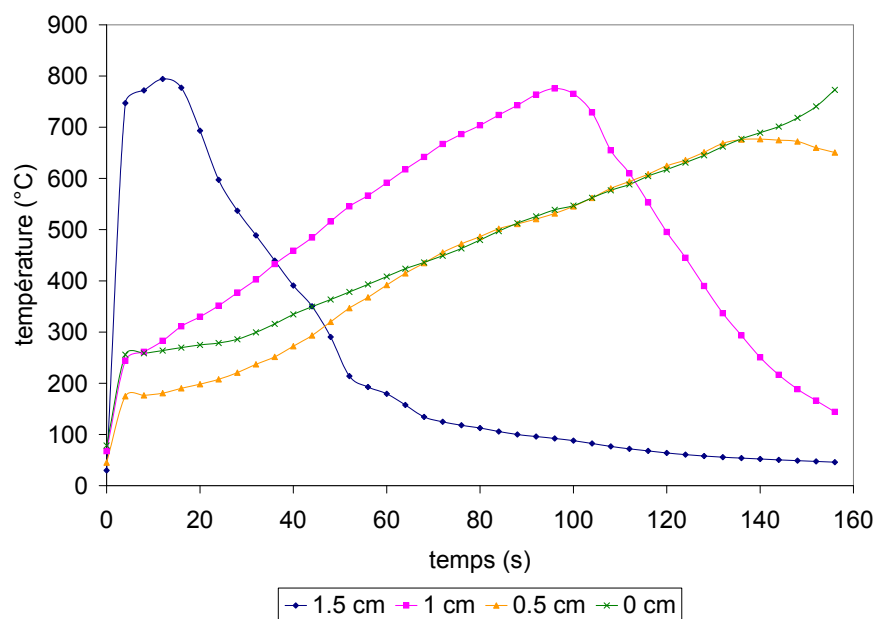


FIG. H.1 – Températures de surface du broyat de *Pinus pinaster*.

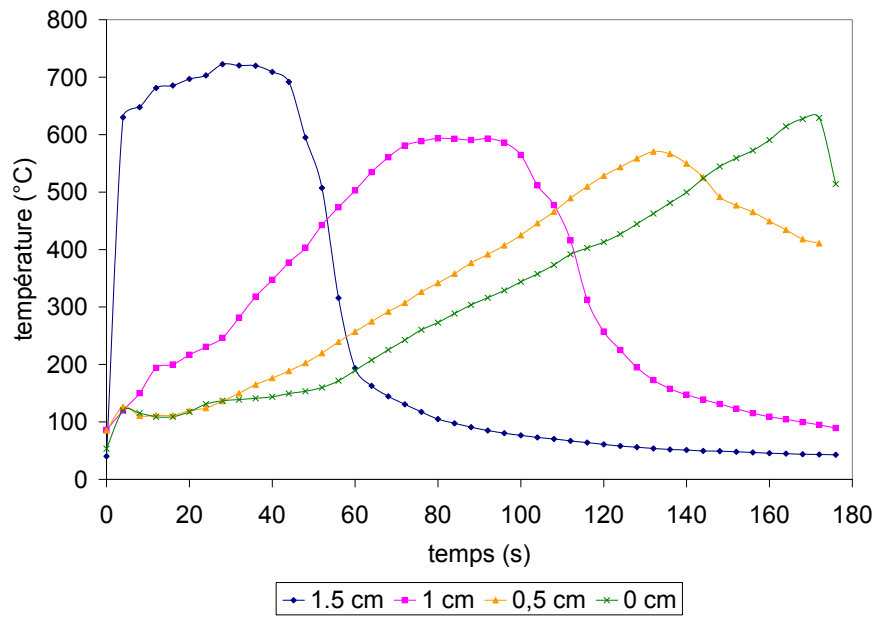


FIG. H.2 – Températures de surface du broyat de *Pinus halepensis*.

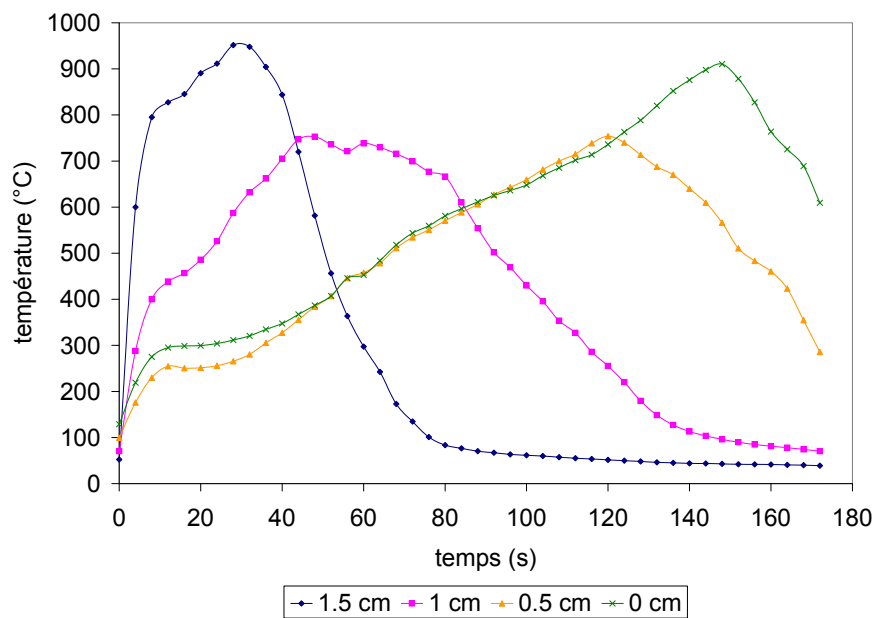


FIG. H.3 – Températures de surface du broyat de *Erica arborea*.

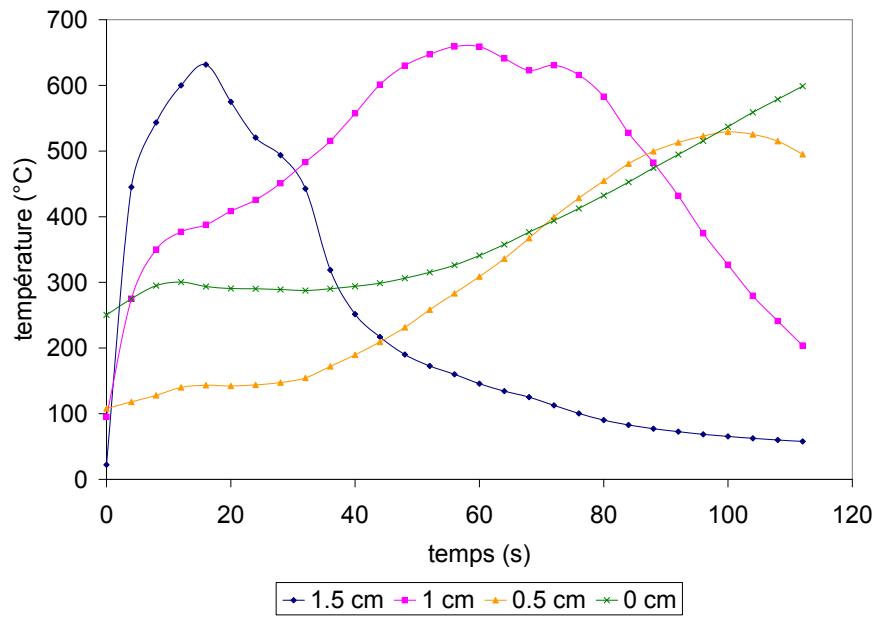


FIG. H.4 – Températures de surface du broyat de *Cistus monspeliensis*.

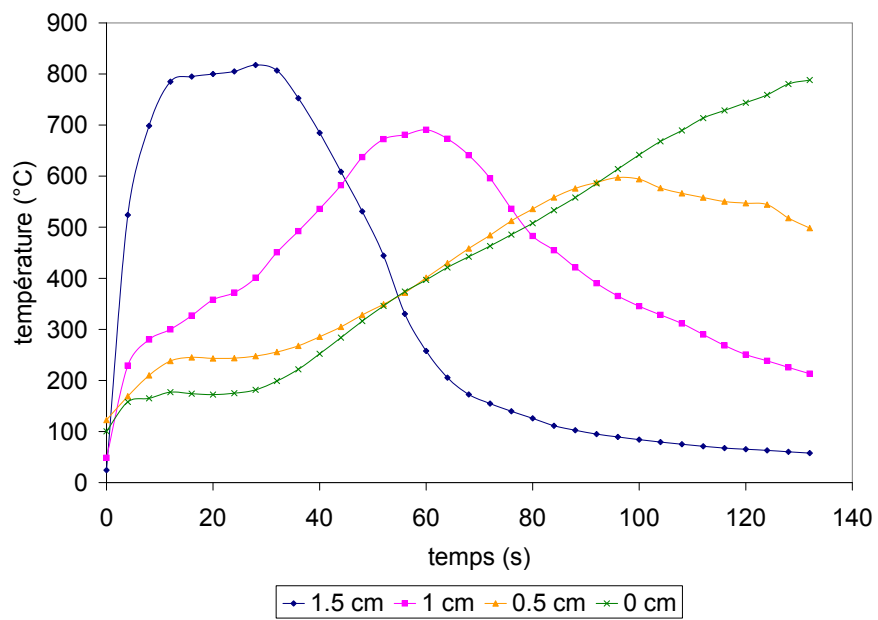


FIG. H.5 – Températures de surface du broyat de *Arbutus unedo*.

H.2 Température au sein des broyats

Les figures H.6 et H.7 présentent les températures moyennes obtenues au centre et à 1,5 cm du centre dans le broyat.

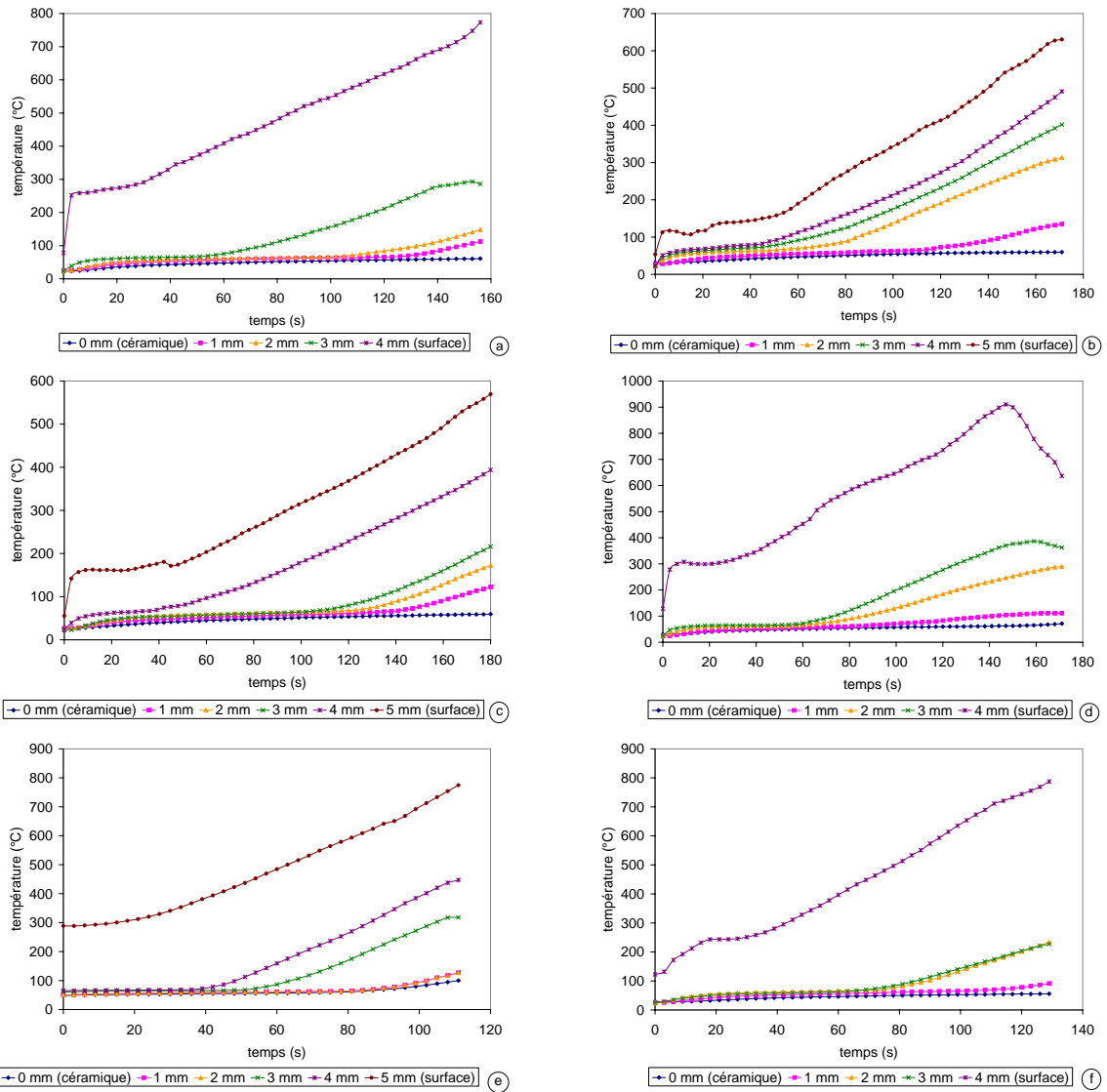


FIG. H.6 – Températures moyennes mesurées dans les broyats au niveau du centre pour - a. *Pinus pinaster* - b. *Pinus halepensis* - c. *Pinus laricio* - d. *Erica arborea* - e. *Cistus monspeliensis* - f. *Arbutus unedo*.

Annexe H

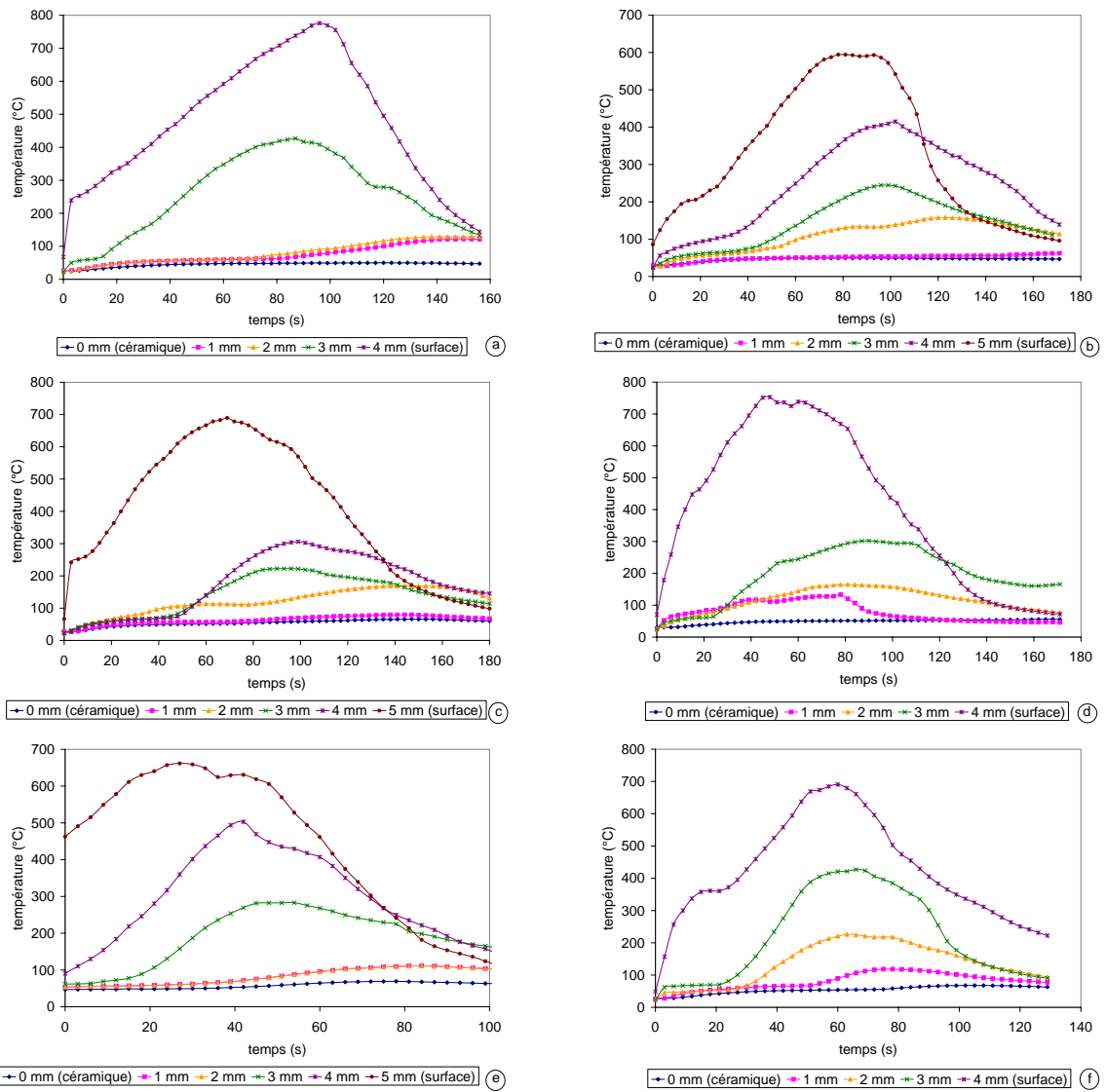


FIG. H.7 – *Températures moyennes mesurées dans les broyats à 1 cm du centre pour*
- a. *Pinus pinaster* - b. *Pinus halepensis* - c. *Pinus laricio* - d. *Erica arborea* - d. *Cistus monspeliensis* - e. *Arbutus unedo*.

Annexe I

Polynômes représentant $-\dot{m}$ pour chacun des combustibles après 60 s

Les polynômes extrapolant la variation de la masse au cours du temps ($-\dot{m}$) sont donnés par le tableau I.1.

$-\dot{m}$ des six combustibles (kg.s^{-1})	
Espèces	Polynômes
<i>Pinus pinaster</i>	$-5,36.10^{-12}.t^3 + 1,99.10^{-9}.t^2 - 2,68.10^{-7}.t + 1,42.10^{-5}$
<i>Pinus laricio</i>	$-4,96.10^{-12}.t^3 + 1,98.10^{-9}.t^2 - 2,78.10^{-7}.t + 1,51.10^{-5}$
<i>Pinus halepensis</i>	$-5,72.10^{-12}.t^3 + 2,21.10^{-9}.t^2 - 2,80.10^{-7}.t + 1,64.10^{-5}$
<i>Erica arborea</i>	$-6,16.10^{-12}.t^3 + 2,32.10^{-9}.t^2 - 3,14.10^{-7}.t + 1,66.10^{-5}$
<i>Cistus monspeliensis</i>	$-4,76.10^{-12}.t^3 + 3,27.10^{-9}.t^2 - 5,02.10^{-7}.t + 2,24.10^{-5}$
<i>Arbutus unedo</i>	$-9,72.10^{-12}.t^3 + 3,60.10^{-9}.t^2 - 4,52.10^{-7}.t + 1,97.10^{-5}$

TAB. I.1 – $-\dot{m}$ moyens des six combustibles pour la phase de régression

Annexe J

Composition des gaz de dégradation des six combustibles

J.1 Compositions des gaz de dégradation sans prendre en compte l'eau

Les fractions volumiques moyennes (trois essais par combustible) des gaz de dégradation obtenues à l'aide du dispositif présenté en 2.2.4 sont données dans le tableau J.1.

Fractions volumiques entre 280 et 430°C sans l'eau						
Espèces	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
CO	0,277	0,219	0,204	0,205	0,202	0,199
CO ₂	0,530	0,617	0,570	0,667	0,597	0,679
CH ₄	0,095	0,082	0,101	0,065	0,097	0,054
C ₂ H ₄	0,012	0,010	0,012	0,007	0,011	0,007
C ₂ H ₆	0,019	0,016	0,021	0,008	0,014	0,012
C ₃ H ₆	0,002	0,002	0,002	0,001	0,004	0,001
C ₃ H ₈	0,008	0,009	0,012	0,005	0,011	0,007
C ₄ H ₆	0,037	0,028	0,044	0,030	0,042	0,025
C ₄ H ₈	0,015	0,010	0,015	0,007	0,015	0,011
C ₄ H ₁₀	0,004	0,003	0,008	0,002	0,006	0,005
H ₂	0,002	0,003	0,011	0,002	0,000	0,000
O ₂	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
C ₂ H ₂	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

TAB. J.1 – Fractions volumiques des gaz de dégradation entre 280 et 430°C sans prendre en compte l'eau.

Pour la suite des calculs :

- nous faisons l'hypothèse que le volume molaire V_{mol} est identique pour tous

Annexe J

les gaz;

- l'indice "ss eau" correspond aux valeurs ne prenant pas en compte la quantité d'eau.

On a donc :

$$Z_{i,ss\ eau} = \frac{V_{i,ss\ eau}}{V_{T,ss\ eau}} = \frac{V_{mol} \cdot n_{i,ss\ eau}}{V_{T,ss\ eau}} \quad (J.1)$$

avec :

Z_i : fraction volumique de l'espèce i ,

V_i : volume de l'espèce i ,

V_T : volume total de gaz,

n_i : nombre de mole de l'espèce i .

Or,

$$V_T = \sum_j V_{j,ss\ eau} = \sum_j V_{mol} \cdot n_{j,ss\ eau} = V_{mol} \cdot \sum_j n_{j,ss\ eau} = V_{mol} \cdot n_{T,ss\ eau} \quad (J.2)$$

avec n_T : nombre total de mole du mélange.

L'équation J.1 devient alors :

$$Z_{i,ss\ eau} = \frac{V_{mol} \cdot n_{i,ss\ eau}}{V_{T,ss\ eau}} = \frac{V_{mol} \cdot n_{i,ss\ eau}}{V_{mol} \cdot n_{T,ss\ eau}} = \frac{n_{i,ss\ eau}}{n_{T,ss\ eau}} = X_{i,ss\ eau} \quad (J.3)$$

Ainsi, lorsque le volume molaire des gaz est constant, la fraction molaire des gaz est égale à la fraction volumique.

En ne prenant pas en compte l'eau, la fraction massique $Y_{i,sans\ eau}$ de l'espèce i est donnée par la relation :

$$\begin{aligned} Y_{i,ss\ eau} &= \frac{m_{i,ss\ eau}}{m_{T,ss\ eau}} = \frac{W_{i,ss\ eau} \cdot n_{i,ss\ eau}}{W_{T,ss\ eau} \cdot n_{T,ss\ eau}} = X_{i,ss\ eau} \frac{W_{i,ss\ eau}}{\sum_j X_{j,ss\ eau} \cdot W_j} \\ &= Z_{i,ss\ eau} \frac{W_{i,ss\ eau}}{\sum_j Z_{j,ss\ eau} \cdot W_j} \end{aligned} \quad (J.4)$$

avec :

W_i : masse molaire de l'espèce i

W_T : masse molaire totale du gaz

m_T : masse totale du mélange.

J.2 Fraction massique d'eau

Les analyses hygrométriques permettent d'obtenir les courbes de températures de point de rosée au cours du temps. La masse d'eau est ensuite calculée à l'aide de la relation G.9 donnée en annexe G.3. Les masses d'eau moyennes sont données dans le tableau J.2.

Masses moyennes d'eau $m_{\text{H}_2\text{O}}$ (mg)					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
39,8	41,7	38,4	33,4	46,5	40,1

TAB. J.2 – Masses moyennes d'eau présentes dans le ballon de prélèvement entre 280 et 430° C, pour chaque végétal.

Durant les prélèvements de gaz, les masses des broyats ont été relevées. Les pertes de masse moyennes obtenues pendant cette période sont regroupées dans le tableau J.3.

Perte de masses des broyats m_{perdue} (mg)					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
447	592	521	715	337	486

TAB. J.3 – Pertes de masse moyennes des broyats entre 280 et 430° C, pour chaque végétal.

La fraction massique d'eau est alors donnée par :

$$Y_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{perdue}}} \quad (\text{J.5})$$

Les valeurs obtenues sont données dans le tableau J.4.

Fractions massiques moyennes d'eau					
<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
0,089	0,07	0,074	0,047	0,138	0,084

TAB. J.4 – Fractions massiques moyennes d'eau entre 280 et 430° C pour chaque végétal.

La fraction massique d'eau la plus importante est obtenue pour *Cistus monspeliensis*. On trouve ensuite *Pinus pinaster*, *Arbutus unedo*, *Pinus laricio*, *Pinus halepensis* et *Erica arborea* avec des fractions massiques d'eau deux fois moins importantes.

J.3 Composition massique globale

Pour connaître la composition globale des gaz de dégradation, il faut utiliser les données des analyses chromatographiques et hygrométriques. Les fractions massiques obtenues par l'analyse chromatographique (notées $Y_{i,\text{sans eau}}$) ne prennent pas en compte l'eau (tableau 3.7). Les fractions massiques de ces gaz doivent donc être recalculées grâce à l'équation :

$$Y_i = Y_{i,\text{sans eau}} \cdot (1 - Y_{\text{eau}}) \quad (\text{J.6})$$

La composition massique des gaz de dégradation est donnée dans le tableau J.5.

Fractions massiques entre 280 et 430°C						
Espèces	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
CO	0,191	0,150	0,140	0,141	0,127	0,129
CO ₂	0,574	0,663	0,616	0,718	0,590	0,693
CH ₄	0,037	0,032	0,040	0,026	0,035	0,020
C ₂ H ₄	0,008	0,007	0,008	0,004	0,007	0,005
C ₂ H ₆	0,014	0,011	0,016	0,006	0,009	0,008
C ₃ H ₆	0,002	0,002	0,002	0,001	0,004	0,001
C ₃ H ₈	0,009	0,009	0,013	0,005	0,011	0,007
C ₄ H ₆	0,050	0,037	0,059	0,040	0,051	0,032
C ₄ H ₈	0,021	0,014	0,021	0,009	0,019	0,014
C ₄ H ₁₀	0,005	0,004	0,011	0,003	0,008	0,006
H ₂	0,000	0,000	0,001	0,000	0,000	0,000
H ₂ O	0,089	0,070	0,074	0,047	0,138	0,084
O ₂	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
C ₂ H ₂	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

TAB. J.5 – Fractions massiques des gaz de dégradation entre 280 et 430°C.

J.4 Compositions molaires des gaz de dégradation

La composition molaire des gaz de dégradation peut être calculée à partir de la connaissance de la composition massique et de la perte de masse du broyat.

Le nombre de mole n_i de l'espèce i est donné par :

$$n_i = \frac{m_i}{W_i} = \frac{Y_i \cdot m_{\text{perdue}}}{W_i} \quad (\text{J.7})$$

Le nombre total de mole n_T est égal à la somme des moles des gaz, soit :

$$n_T = \sum_j n_j = \sum_j \frac{Y_j \cdot m_{perdue}}{W_j} \quad (J.8)$$

Ainsi, la fraction molaire X_i de l'espèce i s'écrit :

$$X_i = \frac{n_i}{n_T} = \frac{Y_i}{W_i \cdot \sum_j \frac{Y_j}{W_j}} \quad (J.9)$$

La composition molaire des gaz de dégradation est présentée dans le tableau J.6. Pour les six combustibles, les gaz de dégradation sont principalement constitués de CO_2 , CO , H_2O , CH_4 et C_4H_6 , les autres hydrocarbures analysés étant présents en plus petites quantités. Bien que les gaz de dégradation soient composés des mêmes espèces, leurs fractions molaires varient suivant les combustibles végétaux.

Fractions molaires entre 280 et 430°C						
Espèces	<i>Pinus pinaster</i>	<i>Pinus halepensis</i>	<i>Pinus laricio</i>	<i>Erica arborea</i>	<i>Cistus monspeliensis</i>	<i>Arbutus unedo</i>
CO	0,230	0,189	0,175	0,186	0,151	0,166
CO ₂	0,441	0,532	0,488	0,603	0,445	0,565
CH ₄	0,079	0,071	0,087	0,059	0,072	0,045
C ₂ H ₄	0,010	0,009	0,010	0,006	0,008	0,006
C ₂ H ₆	0,016	0,013	0,018	0,008	0,010	0,010
C ₃ H ₆	0,001	0,002	0,002	0,001	0,003	0,001
C ₃ H ₈	0,007	0,008	0,011	0,005	0,008	0,006
C ₄ H ₆	0,031	0,024	0,038	0,027	0,031	0,021
C ₄ H ₈	0,012	0,009	0,013	0,006	0,011	0,009
C ₄ H ₁₀	0,003	0,003	0,007	0,002	0,005	0,004
H ₂	0,001	0,003	0,009	0,002	0,000	0,000
H ₂ O	0,167	0,138	0,143	0,096	0,254	0,167
O ₂	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
C ₂ H ₂	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

TAB. J.6 – Fractions molaires des gaz de dégradation entre 280 et 430°C.

Annexe K

Profils de température dans les flammes

K.1 Températures le long de l'axe vertical

Les températures le long de l'axe vertical des flammes de *Pinus pinaster*, *Pinus laricio*, *Erica arborea*, *Cistus monspeliensis* et *Arbutus unedo* sont présentées par les figures K.1 à K.5.

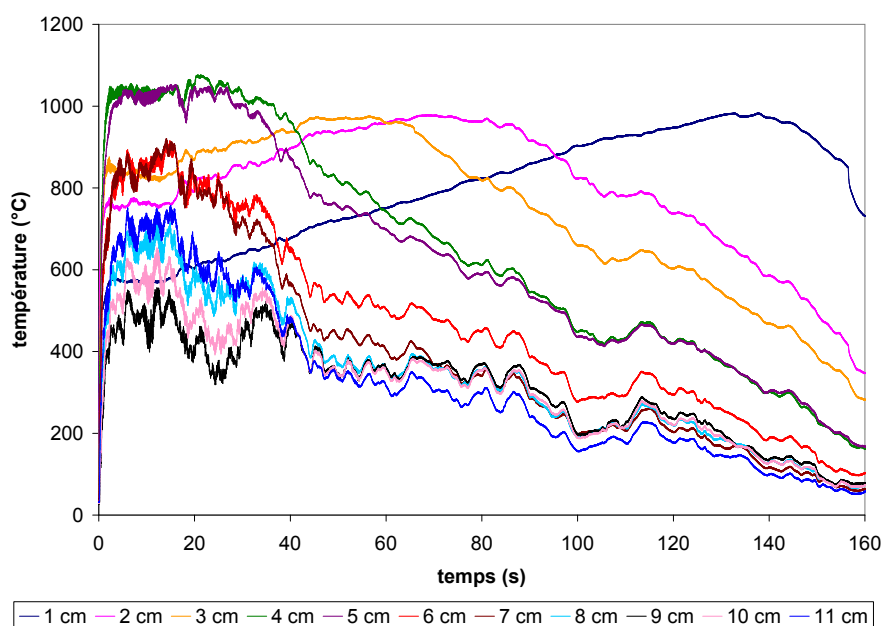


FIG. K.1 – Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes de *Pinus pinaster*.

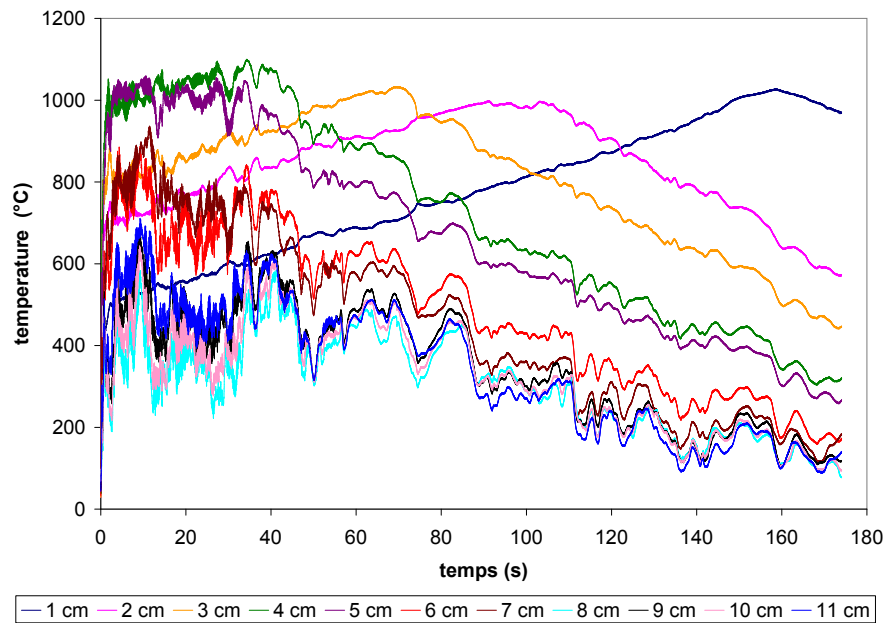


FIG. K.2 – Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes de *Pinus laricio*.

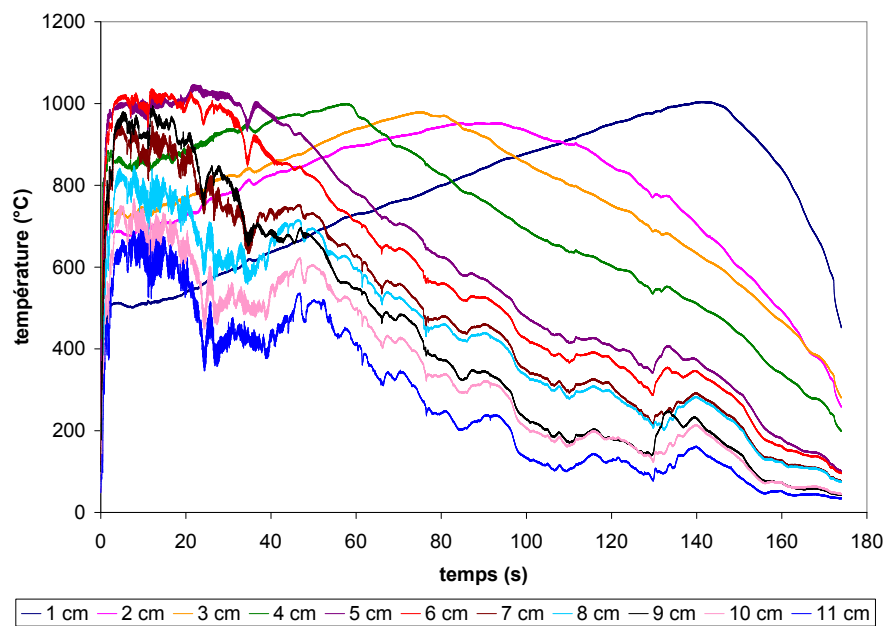


FIG. K.3 – Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes d'*Erica arborea*.

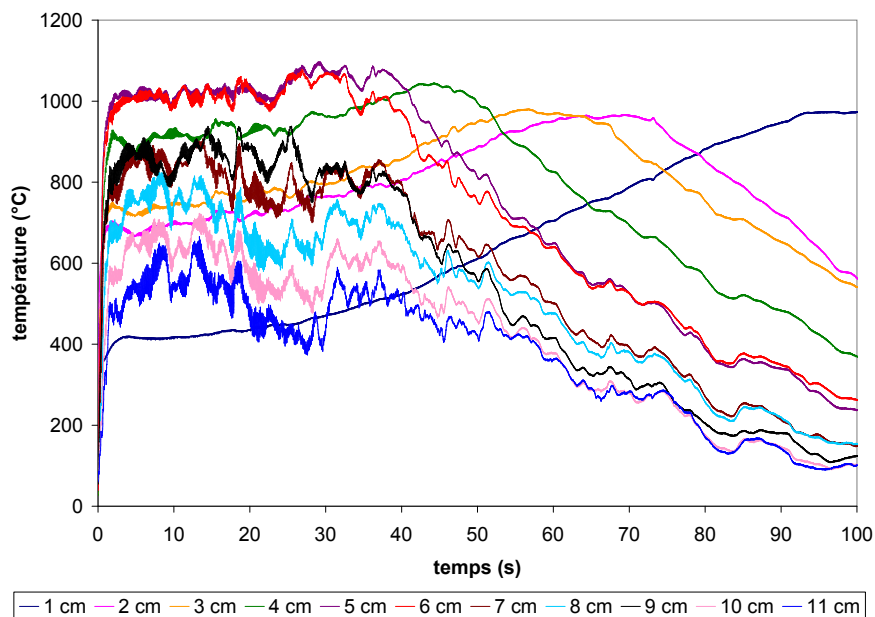


FIG. K.4 – *Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes de Cistus monspeliensis.*

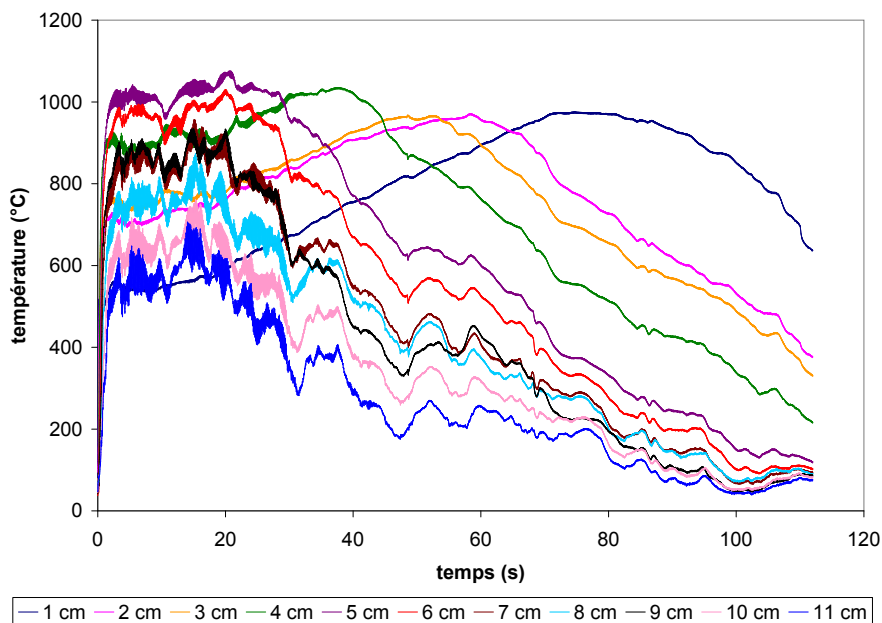


FIG. K.5 – *Températures moyennes le long de l'axe vertical des flammes d'Arbutus unedo.*

Les températures le long de l'axe vertical des six végétaux suivent globalement

les mêmes tendances. Les différences entre les combustibles se situent au niveau des hauteurs de flammes et des temps où apparaissent les phénomènes. Dans le cas du thermogramme du *Pinus laricio*, des fluctuations importantes sont présentes après 60 s. Ces fluctuations proviennent de mouvements d'air engendrés par les radiateurs chauffant la salle. Pour les expériences réalisées avec les autres broyats, nous avons utilisé des convecteurs électriques afin de limiter ces mouvements d'air.

K.2 Profil radial de température

Les températures radiales moyennes mesurées à 1 cm de haut dans les flammes de *Pinus pinaster*, *Pinus laricio*, *Pinus halepensis*, *Erica arborea*, *Cistus monspeliensis* et *Arbutus unedo* sont présentées par les figures K.6 à K.10.

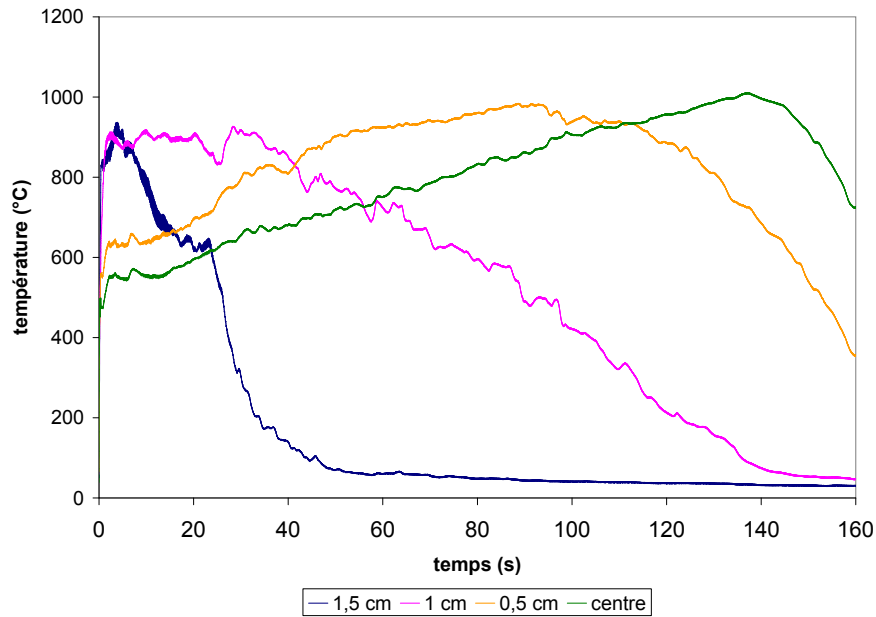


FIG. K.6 – Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de *Pinus pinaster*.

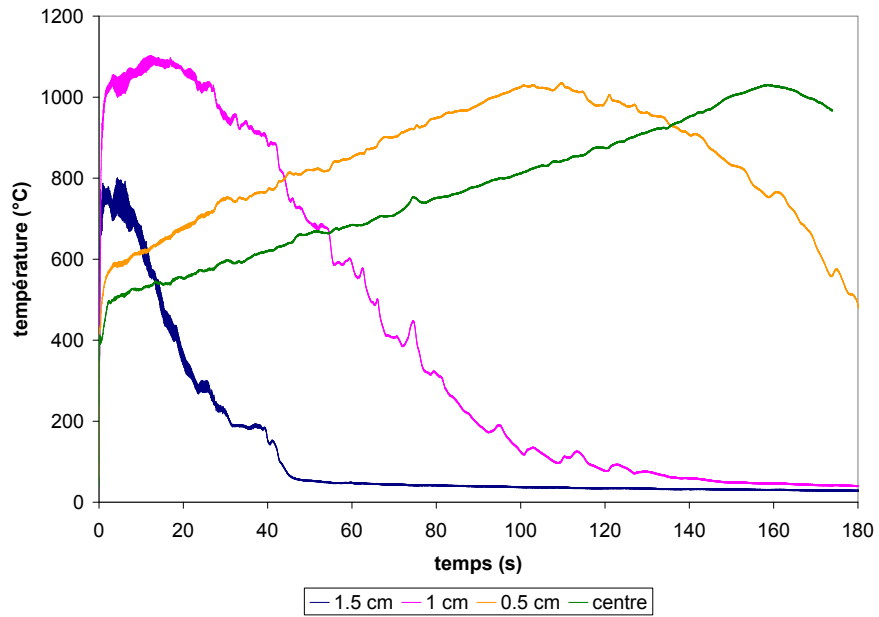


FIG. K.7 – Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de *Pinus laricio*.

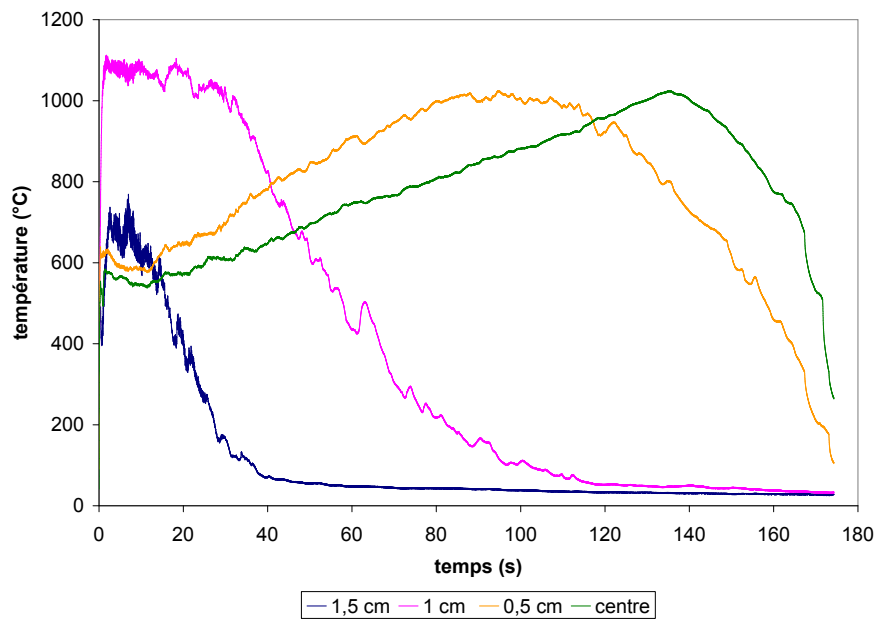


FIG. K.8 – Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de *Pinus halepensis*.

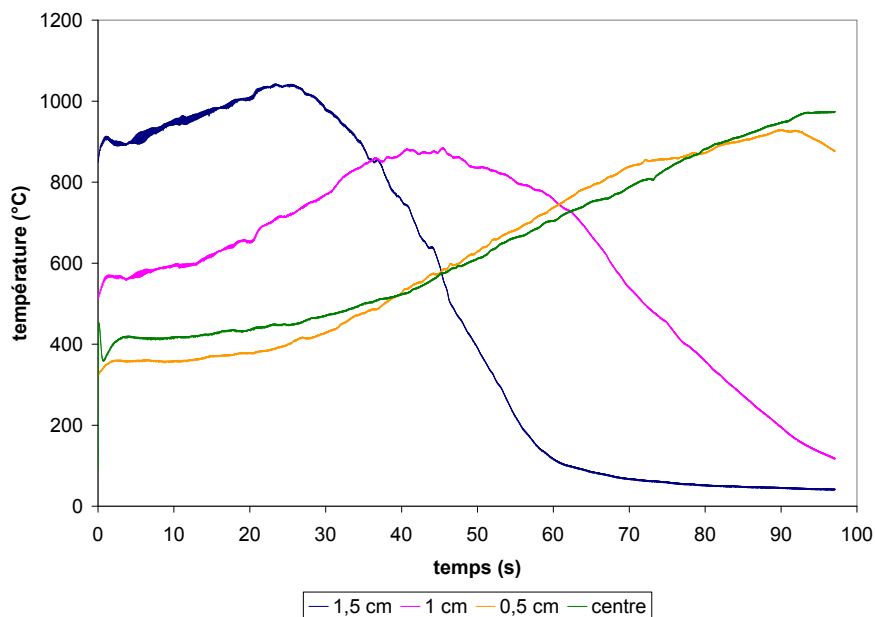


FIG. K.9 – *Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de Cistus monspeliensis.*

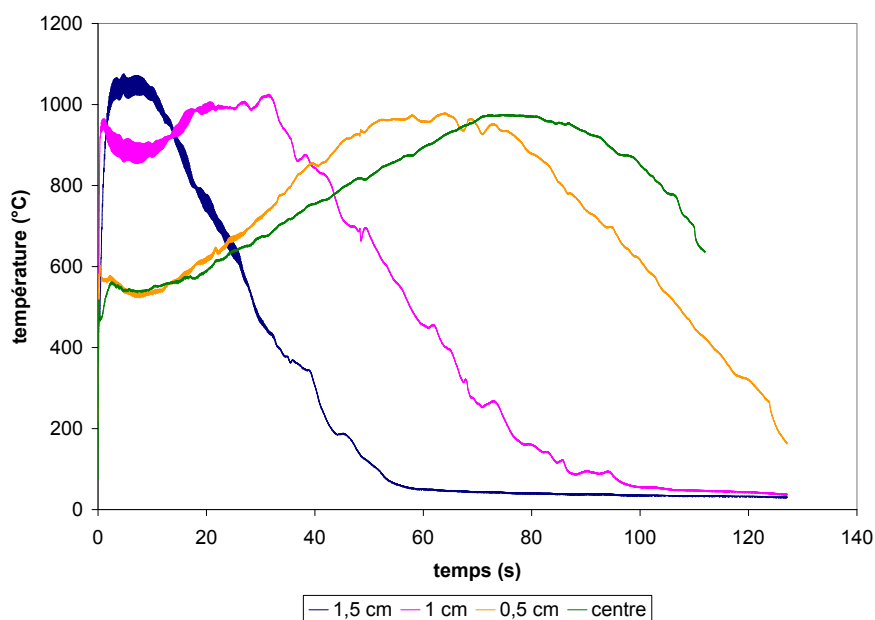


FIG. K.10 – *Températures radiales moyennes à 1 cm de haut dans les flammes de Arbutus unedo.*

Comme pour les températures verticales, les températures radiales mesurées pour les six combustibles suivent les mêmes tendances globales bien que les temps et le

rayon des flammes changent suivant les combustibles. Pour l'ensemble des thermogrammes, des fluctuations dues à l'éthanol apparaissent durant la phase d'ignition puis disparaissent durant la phase de régression.

Annexe L

Flux radiatifs

L.1 Densité de flux radiatif

Les densités moyennes de flux radiatif des six flammes sont présentées par les figures L.1 à L.3. Ces densités correspondent aux données obtenus respectivement à 3, 4,5 et 11 cm du centre de la flamme et à 2,5 cm de haut.

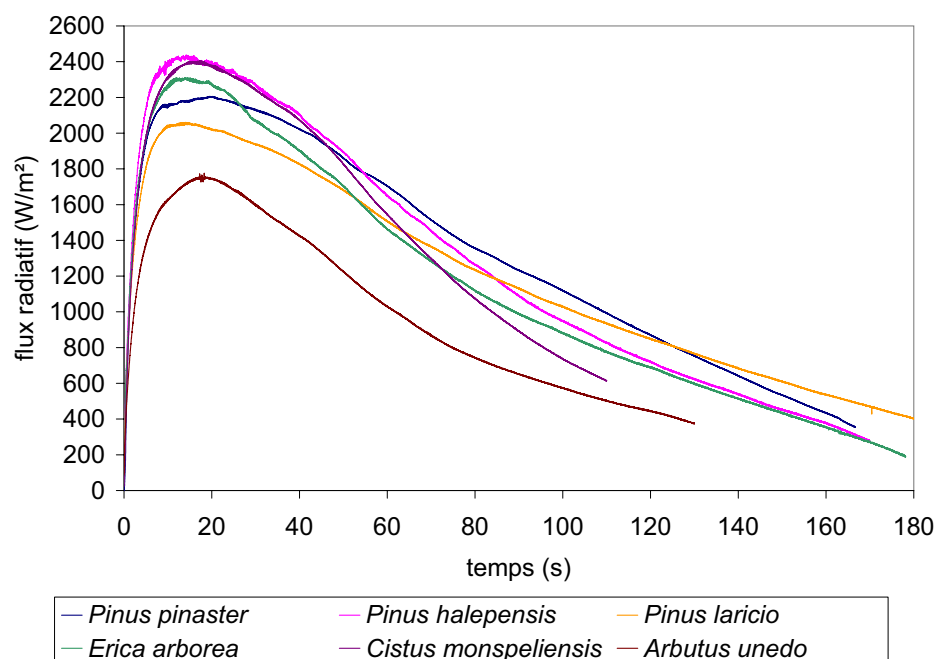


FIG. L.1 – Densités moyennes de flux radiatif émis par les flammes des six combustibles (mesurés à 2,5 cm de haut et à 3 cm du centre des flammes).

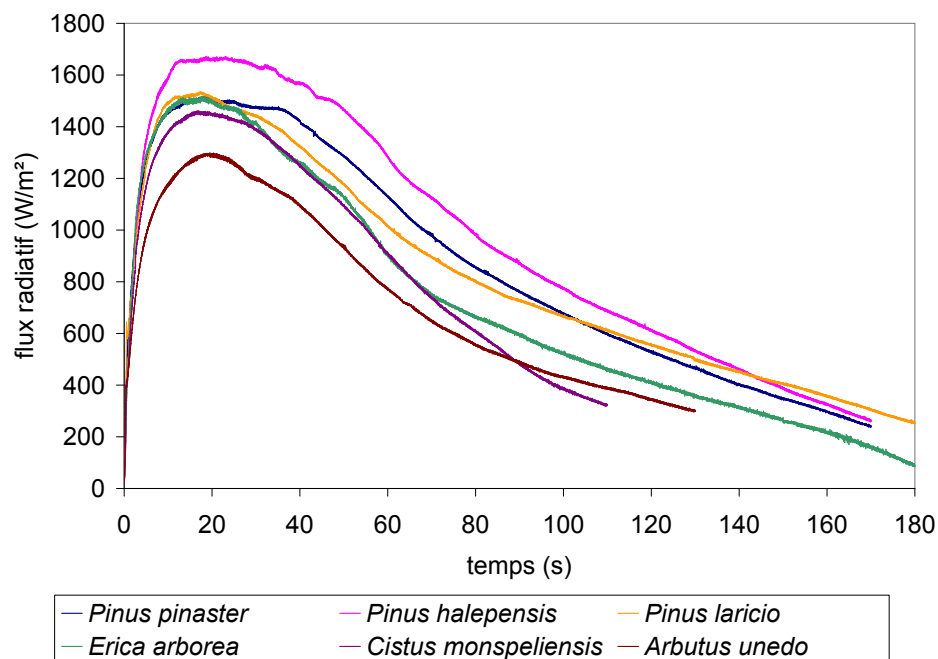


FIG. L.2 – Densités moyennes de flux radiatif émis par les flammes des six combustibles (mesurés à 2,5 cm de haut et à 4,5 cm du centre des flammes).

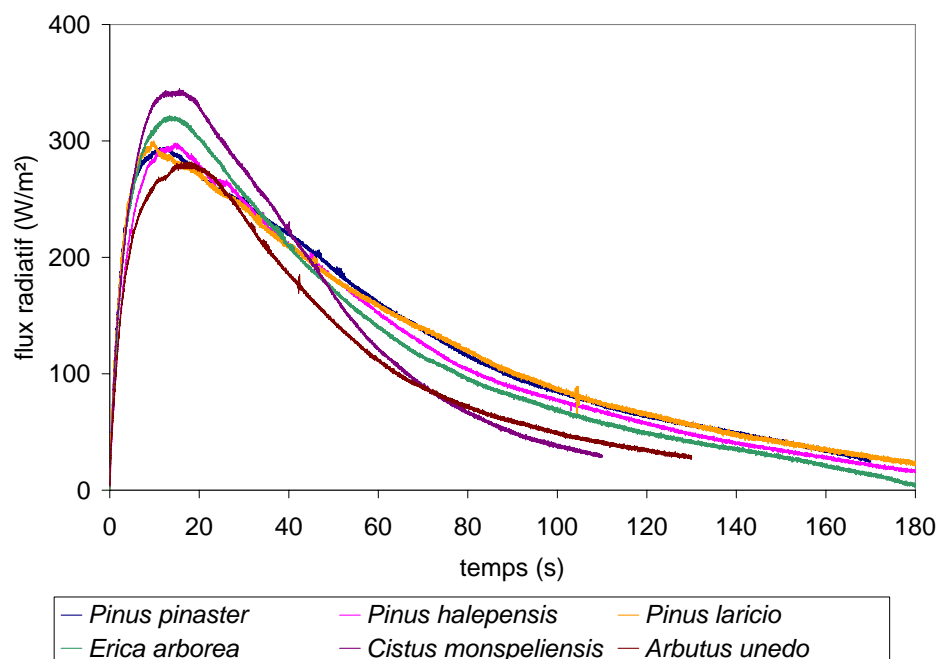


FIG. L.3 – Densités moyennes de flux radiatif émis par les flammes des six combustibles (mesurés à 2,5 cm de haut et à 11 cm du centre des flammes).

L.2 Calcul des facteurs de vue

Pour le calcul des facteurs de vue, nous supposons que :

H2 le fluxmètre peut être assimilé à une surface élémentaire S_1 ,

H4 la flamme peut être assimilée à un cône de hauteur H , de rayon R , de demi-angle au sommet β_f et de surface libre $S_2 = \pi \cdot R_f \cdot \sqrt{R_f^2 + H_f^2}$,

H5 Le rayonnement issu de la flamme est surfacique.

On note M de coordonnées cylindriques (r, θ, z) , un point appartenant à l'enveloppe de la flamme. D'après le théorème de Thalès, on a :

$$r = \frac{R_f \cdot (H_f - z)}{H_f} \quad (\text{L.1})$$

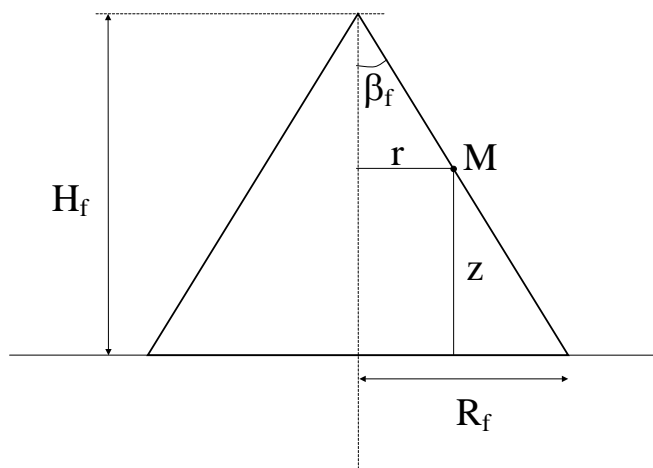


FIG. L.4 – Schéma de la flamme.

Le facteur de vue F_{12} sous lequel le fluxmètre (surface S_1) voit la flamme (surface S_2) est donné par la relation (figure L.5) :

$$F_{12} = \frac{1}{\pi} \int_{S_2} \frac{\cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2}{s^2} dS_2 \quad (\text{L.2})$$

où dS_2 est la surface élémentaire de la flamme donnée par la relation :

$$dS_2 = r \cdot d\theta \cdot \frac{dz}{\cos \beta_f} = r \cdot d\theta \cdot dz \cdot \frac{\sqrt{R_f^2 + H_f^2}}{H_f} = \frac{R_f \cdot (H_f - z) \cdot \sqrt{R_f^2 + H_f^2}}{H_f^2} \cdot dz \cdot d\theta \quad (\text{L.3})$$

Le schéma de la flamme et du fluxmètre est présenté par la figure L.5.

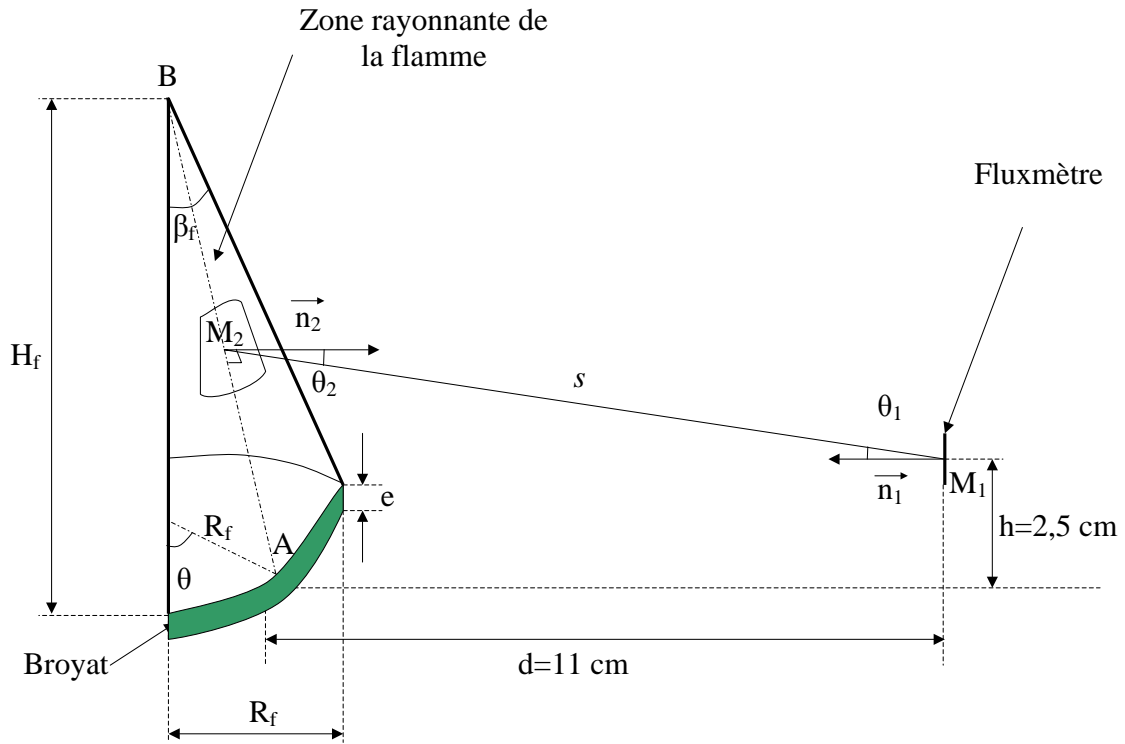


FIG. L.5 – Schéma pour le calcul du facteur de vue entre la flamme et le fluxmètre tourné vers la flamme.

Le point M_1 a pour coordonnées cartésiennes $M_1 = (0, d, h - e)$.

Le point M_2 se situe sur l'enveloppe du cône appartenant à la zone rayonnante. M_2 a donc pour coordonnées cylindriques (r, θ, z) ; soit en coordonnées cartésiennes $M_2 = (r \cos \theta, r \sin \theta, z)$.

Le vecteur $\overrightarrow{M_1 M_2}$ a alors comme coordonnées cartésiennes $\overrightarrow{M_1 M_2} = (r \cos \theta, r \sin \theta - d, z - h + e)$.

La longueur s correspondant à la norme du vecteur $\overrightarrow{M_1 M_2}$ est donnée par :

$$s = \sqrt{r^2 \cos^2 \theta + (d - r \sin \theta)^2 + (h - e - z)^2} = \sqrt{r^2 + d^2 - 2 \cdot r \cdot d \cdot \sin \theta + (h - e - z)^2} \quad (\text{L.4})$$

$\cos \theta_1$ est obtenue en réalisant le produit scalaire entre \vec{n}_1 et $\overrightarrow{M_1 M_2}$. Le vecteur \vec{n}_1 a pour coordonnées cartésiennes $(0, -1, 0)$. On a alors :

$$\cos \theta_1 = \frac{\overrightarrow{M_1 M_2} \cdot \vec{n}_1}{\| \overrightarrow{M_1 M_2} \| \cdot \| \vec{n}_1 \|} = \frac{d - r \cdot \sin \theta}{s} \quad (\text{L.5})$$

Pour déterminer les coordonnées du vecteur \vec{n}_2 , on se place sur l'enveloppe à un angle θ donné. On note A le point de coordonnées $A = (R_f \cos \theta, R_f \sin \theta, 0)$ et B le point du sommet de coordonnées $B = (0, 0, H_f)$ (figure L.5). Les vecteurs \vec{BA} et \vec{n}_2 sont donc orthogonaux. Pour que le produit scalaire entre ces deux vecteurs soit nul, il faut que \vec{n}_2 soit égal à $\vec{n}_2 = \frac{1}{\sqrt{R_f^2 + H_f^2}}(H_f \cos \theta, H_f \sin \theta, R_f)$.

$\cos \theta_2$ est alors obtenue en réalisant le produit scalaire entre \vec{n}_2 et $\overrightarrow{M_2M_1}$. On a alors :

$$\begin{aligned} \cos \theta_2 &= \frac{\overrightarrow{M_2M_1} \cdot \vec{n}_2}{\| \overrightarrow{M_2M_1} \| \cdot \| \vec{n}_2 \|} \\ &= \frac{-H_f \cdot r \cdot \cos^2 \theta - H_f \cdot r \cdot \sin^2 \theta + d \cdot H_f \cdot \sin \theta + R_f \cdot h - R_f \cdot e - R_f \cdot z}{s \cdot \sqrt{R_f^2 + H_f^2}} \quad (\text{L.6}) \\ &= \frac{H_f \cdot (d \cdot \sin \theta - r) + R_f \cdot (h - e - z)}{s \cdot \sqrt{R_f^2 + H_f^2}} \end{aligned}$$

D'après l'équation L.2, le facteur de vue est donné par :

$$F_{12} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \int_0^{H_f} \frac{(d - r \cdot \sin \theta) \cdot (H_f \cdot (d \cdot \sin \theta - r) + R_f \cdot (h - e - z))}{s^4} \cdot \frac{R_f \cdot (H_f - z)}{H_f^2} \cdot dz \cdot d\theta \quad (\text{L.7})$$

En utilisant la relation L.4, on obtient :

$$F_{12} = \frac{R_f}{\pi \cdot H_f^2} \int_0^\pi \int_0^{H_f} \frac{(H_f - z) \cdot (d - \frac{R_f}{H_f} \cdot (H_f - z) \cdot \sin \theta) \cdot (d \cdot H_f \cdot \sin \theta + R_f \cdot (h - H_f - e))}{\left(d^2 - 2 \cdot \frac{R_f}{H_f} \cdot (H_f - z) \cdot d \cdot \sin \theta + \frac{R_f^2}{H_f^2} \cdot (H_f - z)^2 + (h - e - z)^2 \right)^2} \cdot dz \cdot d\theta \quad (\text{L.8})$$

Annexe M

Mécanismes squelettiques

M.1 Mécanisme de Leroy

Espèces : O₂, CO₂, CO, H₂O, CH₄, CH₃, H, HO₂, H₂, O, OH, CH₂O, HCO, C₂H₂, C₂H₄, C₂H₅, C₂H₆, CH₃O, HCCO et N₂

N°	Réactions	Facteur Pré exponentiel	Exposant de la température	Energie d'activation
1	O+H ₂ =H+OH	3,87.10 ⁴	2,70	26.21
2	O+HO ₂ =OH+O ₂	2,00.10 ¹³	0,00	0.00
3	O+CH ₄ =OH+CH ₃	1,02.10 ⁹	1,50	36.01
4	O+CH ₃ =H+CH ₂ O	5,06.10 ¹³	0,00	0.00
5	O+CH ₂ O=OH+HCO	3,9.10 ¹³	0,00	14.82
6	2O+M=O ₂ +M H ₂ =2,40; H ₂ O=15,40; CH ₄ =2,00; CO=1,75; CO ₂ =3,60; C ₂ H ₆ =3,00	1,200.10 ¹⁷	-1,00	0.00
7	H+O ₂ =O+OH	2,65.10 ¹⁶	-0,67	71.35
8	H+O ₂ +H ₂ O=HO ₂ +H ₂ O	11,26.10 ¹⁸	-0,76	0.00
9	H+O ₂ +N ₂ =HO ₂ +N ₂	2,60.10 ¹⁹	-1,24	0.00
10	H+2O ₂ =HO ₂ +O ₂	2,08.10 ¹⁹	-1,24	0.00
11	H+HO ₂ =2OH	0,84.10 ¹⁴	0,00	2.66
12	H+HO ₂ =O ₂ +H ₂	4,48.10 ¹³	0,00	4.47
13	H+CH ₂ O=HCO+H ₂	5,74.10 ⁷	1,90	11.48
14	H+O ₂ +M=HO ₂ +M O ₂ =0,00; H ₂ O=0,00; CO=0,75; CO ₂ =1,50; C ₂ H ₆ =1,50; N ₂ =0,00	2,80.10 ¹⁸	-0,86	0.00
15	H+CH ₂ O+M=CH ₃ O+M H ₂ =2,00; H ₂ O=6,00; CH ₄ =2,00; CO=1,50; CO ₂ =2,00; C ₂ H ₆ =3,00	5,40.10 ¹¹	0,45	10,89
16	H+CH ₃ +M=CH ₄ +M H ₂ =2,00; H ₂ O=6,00; CH ₄ =3,00; CO=1,50; CO ₂ =2,00; C ₂ H ₆ =3,00	13,90.10 ¹⁵	-0,53	2,24
17	2OH=O+H ₂ O	3,57.10 ⁴	2,40	-8,83
18	OH+H ₂ =H+H ₂ O	2,16.10 ⁸	1,51	14,36
19	OH+HO ₂ =O ₂ +H ₂ O	1,45.10 ¹³	0,00	-2,09

20	$\text{OH}+\text{CH}_4=\text{CH}_3+\text{H}_2\text{O}$	$1,00.10^8$	1,60	13,06
21	$\text{OH}+\text{CH}_2\text{O}=\text{HCO}+\text{H}_2\text{O}$	$3,43.10^9$	1,18	-1,87
22	$\text{OH}+\text{CO}=\text{H}+\text{CO}_2$	$4,76.10^7$	1,23	0,29
23	$\text{HO}_2+\text{CH}_3=\text{O}_2+\text{CH}_4$	$1,00.10^{12}$	0,00	0,00
24	$\text{HO}_2+\text{CH}_3=\text{OH}+\text{CH}_3\text{O}$	$3,78.10^{13}$	0,00	0,00
25	$\text{HO}_2+\text{CO}=\text{OH}+\text{CO}_2$	$1,50.10^{14}$	0,00	98,81
26	$\text{O}_2+\text{CH}_2\text{O}=\text{HO}_2+\text{HCO}$	$1,00.10^{14}$	0,00	167,47
27	$\text{O}_2+\text{CO}=\text{O}+\text{CO}_2$	$2,50.10^{12}$	0,00	200,13
28	$\text{HCO}+\text{O}_2=\text{HO}_2+\text{CO}$	$13,45.10^{12}$	0,00	1,67
29	$\text{HCO}+\text{H}_2\text{O}=\text{H}+\text{CO}+\text{H}_2\text{O}$	$1,50.10^{18}$	-1,00	71,18
30	$\text{HCO}+\text{M}=\text{H}+\text{CO}+\text{M}$ $\text{H}_2=2,00; \text{H}_2\text{O}=0,00; \text{CH}_4=2,00; \text{CO}=1,50; \text{CO}_2=2,00; \text{C}_2\text{H}_6=3,00$	$1,87.10^{17}$	-1,00	7,12
31	$\text{HCCO}+\text{O}_2=\text{OH}+2\text{CO}$	$3,20.10^{12}$	0,00	3,58
32	$\text{CH}_3+\text{O}_2=\text{O}+\text{CH}_3\text{O}$	$3,56.10^{13}$	0,00	127,61
33	$\text{CH}_3+\text{O}_2=\text{OH}+\text{CH}_2\text{O}$	$2,31.10^{12}$	0,00	85,05
34	$\text{CH}_3+\text{CH}_2\text{O}=\text{HCO}+\text{CH}_4$	$3,32.10^3$	2,81	24,53
35	$\text{CH}_3\text{O}+\text{O}_2=\text{HO}_2+\text{CH}_2\text{O}$	$4,28.10^{-13}$	7,60	-14,78
36	$2\text{CH}_3+\text{M}=\text{C}_2\text{H}_6+\text{M}$ $\text{H}_2=2,00; \text{H}_2\text{O}=6,00; \text{CH}_4=2,00; \text{CO}=1,50; \text{CO}_2=2,00; \text{C}_2\text{H}_6=3,00$	$6,77.10^{16}$	-1,18	2,74
37	$\text{O}+\text{C}_2\text{H}_6=\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_5$	$8,98.10^7$	1,92	23,82
38	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_6=\text{C}_2\text{H}_5+\text{H}_2$	$1,15.10^8$	1,90	31,53
39	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_6=\text{C}_2\text{H}_5+\text{H}_2\text{O}$	$3,54.10^6$	2,12	3,64
40	$\text{CH}_3+\text{C}_2\text{H}_6=\text{C}_2\text{H}_5+\text{CH}_4$	$6,14.10^6$	1,74	43,75
41	$\text{C}_2\text{H}_5+\text{O}_2=\text{HO}_2+\text{C}_2\text{H}_4$	$8,40.10^{11}$	0,00	16,22
42	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_4+\text{M}=\text{C}_2\text{H}_5+\text{M}$ $\text{H}_2=2,00; \text{H}_2\text{O}=6,00; \text{CH}_4=2,00; \text{CO}=1,50; \text{CO}_2=2,00; \text{C}_2\text{H}_6=3,00$	$0,54.10^{12}$	0,45	7,62
43	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_4=\text{C}_2\text{H}_3+\text{H}_2\text{O}$	$3,60.10^6$	2,00	10,47
44	$\text{CH}_3+\text{C}_2\text{H}_4=\text{C}_2\text{H}_3+\text{CH}_4$	$2,27.10^5$	2,00	38,52
45	$\text{C}_2\text{H}_3+\text{O}_2=\text{HO}_2+\text{C}_2\text{H}_2$	$1,34.10^6$	1,61	-1,61
46	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_2+\text{M}=\text{C}_2\text{H}_3+\text{M}$ $\text{H}_2=2,00; \text{H}_2\text{O}=6,00; \text{CH}_4=2,00; \text{CO}=1,50; \text{CO}_2=2,00; \text{C}_2\text{H}_6=3,00$	$5,60.10^{12}$	0,00	10,05
47	$\text{O}+\text{C}_2\text{H}_2=\text{H}+\text{HCCO}$	$1,35.10^7$	2,00	7,95
48	$\text{O}+\text{C}_2\text{H}_4=\text{CH}_3+\text{HCO}$	$1,25.10^7$	1,83	0,92

Unités : cm, mol, s, kj/mol et K.

FIG. M.1 – Mécanisme de Leroy (2007).

M.2 Mécanisme de Peters

Espèces : O₂, CO₂, CO, H₂O, CH₄, CH₃, H, HO₂, H₂, O, OH, CH₂O, HCO et N₂

N°	Réactions	Facteur Pré exponentiel	Exposant de la température	Energie d'activation
1	CH ₄ +H=>CH ₃ +H ₂	2,2.10 ⁴	3,00	36,60
2	CH ₄ +OH=>CH ₃ +H ₂ O	1,6.10 ⁶	2,10	10,30
3	CH ₃ +O=>CH ₂ O+H	7,0.10 ¹³	0,00	0,00
4	CH ₂ O+H=>HCO+H ₂	2,5.10 ¹³	0,00	16,70
5	CH ₂ O+OH=>HCO+H ₂ O	3,0.10 ¹³	0,00	5,00
6	HCO+H=>CO+H ₂	2,0.10 ¹⁴	0,00	0,00
7	HCO+M=>CO+H+M	7,1.10 ¹⁴	0,00	70,30
8	HCO+O ₂ =>CO+HO ₂	3,0.10 ¹²	0,00	0,00
9	CO+OH=>CO ₂ +H	4,4.10 ⁶	1,50	-3,10
10	CO ₂ +H=>CO+OH	4,9.10 ⁸	1,50	89,76
11	H+O ₂ =>OH+O	2,0.10 ¹⁴	0,00	70,30
12	OH+O=>H+O ₂	1,6.10 ¹³	0,00	3,52
13	O+H ₂ =>OH+H	5,1.10 ⁴	2,67	26,30
14	OH+H=>O+H ₂	2,2.10 ⁴	2,67	18,29
15	OH+H ₂ =>H ₂ O+H	1,0.10 ⁸	1,60	13,80
16	H ₂ O+H=>OH+H ₂	4,3.10 ⁸	1,60	76,46
17	OH+OH=>H ₂ O+O	1,5.10 ⁹	1,14	0,42
18	H ₂ O+O=>OH+OH	1,5.10 ¹⁰	1,14	71,09
19	H+O ₂ +M=>HO ₂ +M	2,3.10 ¹⁸	-0,80	0,00
20	H+OH+M=>H ₂ O+M	2,2.10 ²²	-2,00	0,0
21	HO ₂ +H=>OH+OH	1,5.10 ¹⁴	0,0	4,20
22	HO ₂ +H=>H ₂ +O ₂	2,5.10 ¹³	0,0	2,90
23	HO ₂ +OH=>H ₂ O+O ₂	6,0.10 ¹³	0,0	0,0

Efficacité du 3ème corps : CH₄=6,5 ; O₂=0,4 ; CO₂=1,5 ; H₂O=6,5 ; CO=0,75 ; N₂=0,4.

Unités : cm, mol, s, kj/mol et K.

FIG. M.2 – Mécanisme de Peters (1993).

M.3 Mécanisme de Smooke

Espèces : O₂, CO₂, CO, H₂O, CH₄, CH₃, H, HO₂, H₂, O, OH, CH₂O, HCO, CH₃O, H₂O₂, N et N₂

N°	Réactions	Facteur Pré exponentiel	Exposant de la température	Energie d'activation
1	CH ₄ +H=>CH ₃ +H ₂	2,2.10 ⁴	3,00	36,63
2	CH ₄ +OH=>CH ₃ +H ₂ O	1,6.10 ⁶	2,10	10,30
3	CH ₃ +O=>CH ₂ O+H	6,8.10 ¹³	0,00	0,00
4	CH ₂ O+H=>HCO+H ₂	2,5.10 ¹³	0,00	16,71
5	CH ₂ O+OH=>HCO+H ₂ O	3,0.10 ¹³	0,00	5,00
6	HCO+H=>CO+H ₂	4.10 ¹³	0,00	0,00
7	HCO+M=>CO+H+M	1,6.10 ¹⁴	0,00	61,55
8	CO+OH=>CO ₂ +H	1,5.10 ⁷	1,30	-3,17
9	CO ₂ +H=>CO+OH	1,6.10 ⁷	1,30	93,52
10	H+O ₂ =>OH+O	2,0.10 ¹⁴	0,00	70,34
11	OH+O=>H+O ₂	1,6.10 ¹³	0,00	2,89
12	O+H ₂ =>OH+H	1,8.10 ¹⁰	1,00	36,95
13	H+OH=>H ₂ +O	8,0.10 ⁹	1,00	28,30
14	OH+H ₂ =>H ₂ O+H	1,2.10 ⁹	1,30	15,18
15	H+H ₂ O=>H ₂ +OH	5,1.10 ⁹	1,30	77,82
16	2OH=>O+H ₂ O	6,0.10 ⁸	1,30	0,00
17	O+H ₂ O=>OH+OH	5,9.10 ⁹	1,30	71,30
18	H+O ₂ +M=>HO ₂ +M	2,3.10 ¹⁸	-0,80	0,00
19	OH+H+M=>H ₂ O+M	2,2.10 ²²	-2,00	0,00
20	H+HO ₂ =>2OH	1,5.10 ¹⁴	0,00	4,20
21	H+HO ₂ =>H ₂ +O ₂	2,5.10 ¹³	0,00	2,93
22	OH+HO ₂ =>H ₂ O+O ₂	2,0.10 ¹³	0,00	4,19
23	CH ₄ +M=>CH ₃ +H+M	6,3.10 ¹⁴	0,00	435,43
24	CH ₃ +H+M=>CH ₄ +M	5,2.10 ¹²	0,00	-5,48
25	CH ₃ +H ₂ =>CH ₄ +H	9,6.10 ²	3,00	36,63
26	CH ₃ +H ₂ O=>CH ₄ +OH	3,0.10 ⁵	2,10	72,94
27	CH ₃ +O ₂ =>CH ₃ O+O	7,0. 10 ¹²	0,00	107,40
28	CH ₃ O+H=>CH ₂ O+H ₂	2,0.10 ¹³	0,00	0,00
29	CH ₃ O+M=>CH ₂ O+H+M	2,4.10 ¹³	0,00	120,63
30	HO ₂ +HO ₂ =>H ₂ O ₂ +O ₂	2,0.10 ¹²	0,00	0,00
31	H ₂ O+HO ₂ =>H ₂ O ₂ +OH	2,9.10 ¹³	0,00	137,29
32	H ₂ O ₂ +M=>OH+OH+M	1,3.10 ¹⁷	0,00	190,50
33	H ₂ O ₂ +OH=>H ₂ O+HO ₂	1,0.10 ¹³	0,00	7,54
34	OH+OH+M=>H ₂ O ₂ +M	9,9.10 ¹⁴	0,00	-21,23
35	H+H+M=>H ₂ +M	1,8.10 ¹⁸	-1,00	0,00

Efficacité du 3ème corps : CH₄=6,5 ; H₂O=6,5 ; CO₂=1,5 ; CO=0,75 ; O₂=0,4 ; N₂=0,4.

Unités : cm, mol, s, kJ/mol et K.

FIG. M.3 – Mécanisme de Smooke et Giovangigli (1991).

M.4 Mécanisme de Zhou

Espèces : O₂, CO₂, CO, H₂O, CH₄, CH₃, H, HO₂, H₂, O, OH, CH₂O, HCO et N₂

N°	Réactions	Facteur Pré exponentiel	Exposant de la température	Energie d'activation
1	CH ₄ +H=>CH ₃ +H ₂	6,6.10 ⁸	1,60	70,51
2	CH ₄ +OH=>CH ₃ +H ₂ O	1,0.10 ⁸	1,60	13,00
3	CH ₃ +O=>CH ₂ O+H	5,1.10 ¹³	0,00	0,00
4	CH ₂ O+H=>HCO+H ₂	5,7.10 ⁷	1,90	11,48
5	CH ₂ O+OH=>HCO+H ₂ O	3,4.10 ⁹	1,20	-1,87
6	HCO+H=>CO+H ₂	7,3.10 ¹³	0,00	0,00
7	HCO+M=>CO+H+M	1,9.10 ¹⁷	-1,00	71,18
8	HCO+O ₂ =>CO+HO ₂	1,3.10 ¹³	0,00	1,67
9	CO+OH=CO ₂ +H	4,8.10 ⁷	1,20	0,29
10	H+O ₂ =OH+O	2,6.10 ¹⁶	-0,70	71,35
11	O+H ₂ =OH+H	3,9.10 ⁴	2,70	26,20
12	OH+H ₂ =H ₂ O+H	2,2.10 ⁸	1,50	14,36
13	OH+OH=H ₂ O+O	3,6.10 ⁴	2,40	-8,83
14	H+O ₂ +M=>HO ₂ +M	2,8.10 ¹⁸	-9,0	0,00
15	H+OH+M=>H ₂ O+M	2,2.10 ²²	-2,00	0,00
16	HO ₂ +H=>OH+OH	8,4.10 ¹³	0,00	2,66
17	HO ₂ +H=>H ₂ +O ₂	4,5.10 ¹³	0,00	4,47
18	HO ₂ +OH=>H ₂ O+O ₂	1,5.10 ¹³	0,00	-2,10
19	CH ₄ +O=>CH ₃ +OH	1,0.10 ⁹	1,50	36,06
20	CH ₃ +OH=>CH ₂ O+H ₂	8,0.10 ⁹	0,50	-7,35
21	CH ₃ +H=>CH ₄	2,6.10 ²⁸	-5,10	-11,01
22	HCO+OH=>CO+H ₂ O	5,0.10 ¹³	0,00	0,00

Efficacité du 3ème corps : CH₄=6,54 ; O₂=0,4 ; CO₂=1,5 ; H₂O=6,5 ; CO=0,75 ; N₂=0,4.

Unités : cm, mol, s, kj/mol et K.

FIG. M.4 – Mécanisme de Zhou et Mahalingam (2001).

Annexe N

Méthodes de résolution numériques

L'ensemble de ce chapitre est basé sur Patankar (1980).

N.1 Définition des volumes de contrôle pour la discrétisation des équations de Navier-Stokes

Pour résoudre les équations de Navier-Stokes numériquement, il est nécessaire de remplacer les équations différentielles par des équations discrétisées. La figure N.1 présente le maillage unidimensionnel utilisé pour l'illustration des méthodes de résolution. E, P et W sont les points du maillage. Pour simplifier, nous choisissons e au milieu de P et E et w au milieu de W et P. Dans le cas de maillage en deux dimensions, on ajoute les points N et S. Dans le cas tridimensionnel, on introduit les points T et B.

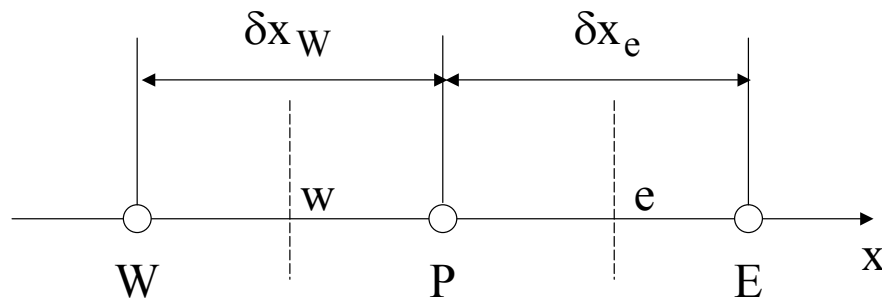


FIG. N.1 – Schéma représentant le maillage de dimension 1.

N.2 Méthodes de discrétisation spatiale

Dans un soucis de clarté, nous explicitons les différentes méthodes de discrétisation à l'aide des équations de convection-diffusion stationnaire de dimension 1 :

$$\frac{d\rho.u.\Phi}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\Phi}{dx} \right) \quad (\text{N.1})$$

$$\frac{d\rho.u}{dx} = 0 \quad (\text{N.2})$$

On a donc $\rho.u = \text{constante}$.

En intégrant l'équation N.1 sur le volume de contrôle (figure N.1), on obtient l'équation suivante :

$$(\rho.u.\Phi)_e - (\rho.u.\Phi)_w = \left(\Gamma \frac{d\Phi}{dx} \right)_e - \left(\Gamma \frac{d\Phi}{dx} \right)_w \quad (\text{N.3})$$

Nous avons besoin de Γ sur les deux faces du volume de contrôle Γ_e et Γ_w . Toutefois, ces valeurs ne sont connues qu'aux points du maillage.

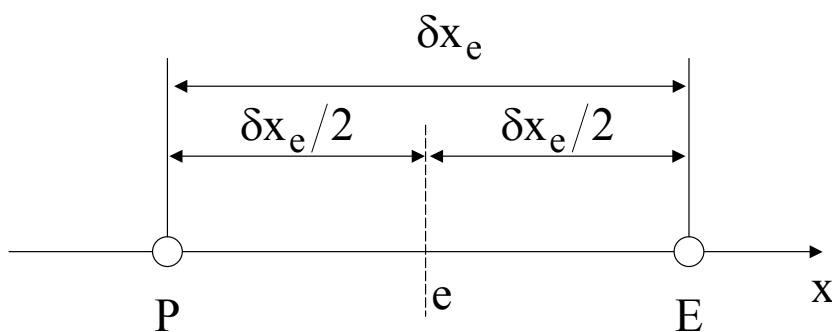


FIG. N.2 – Distances associées à l'interface e .

Considérons le volume de contrôle autour de P.

On note :

$$q = -\Gamma \frac{d\Phi}{dx} \quad (\text{N.4})$$

On a alors

$$q_e = \Gamma_P \frac{\Phi_P - \Phi_e}{\frac{\delta x_e}{2}} \quad (\text{N.5})$$

et

$$q_e = \Gamma_E \frac{\Phi_e - \Phi_E}{\frac{\delta x_e}{2}} \quad (\text{N.6})$$

En éliminant Φ_e , on a :

$$q_e = \frac{\Phi_P - \Phi_E}{\frac{\delta x_e}{2\Gamma_P} + \frac{\delta x_e}{2\Gamma_E}} \quad (\text{N.7})$$

On pose :

$$\Gamma_e = \frac{2\Gamma_P\Gamma_E}{\Gamma_P + \Gamma_E} \quad (\text{N.8})$$

Γ_e est appelé moyenne harmonique.

A partir des équations N.7 et N.8, on déduit alors que :

$$\left(\Gamma \frac{d\Phi}{dx} \right)_e = \Gamma_e \frac{\Phi_P - \Phi_E}{\delta x_e} \quad (\text{N.9})$$

Les valeurs en w sont calculées de la même manière.

N.2.1 Schéma amont (*upwind*)

Dans le cas du schéma amont, la valeur de la fonction à l'interface est égale à la valeur de la fonction au point du maillage situé en amont. Ainsi,

- $\Phi_e = \Phi_P$ si l'écoulement va de W vers E.
- $\Phi_e = \Phi_E$ si l'écoulement va de E vers W.

La valeur de Φ_w est définie de manière similaire.

Afin d'avoir une écriture globale, on définit l'opérateur $\|\|\|$ tel que $\|\|A,B\|$ soit le terme le plus grand entre A et B. Ainsi,

$$F_e\Phi_e = \Phi_P\|\|F_e,0\| - \Phi_E\|\| - F_e,0\| \quad (\text{N.10})$$

- si $F_e > 0$: $F_e\Phi_e = F_e\Phi_P$
- si $F_e < 0$: $F_e\Phi_e = F_e\Phi_E$

Pour le schéma amont, l'équation discrétisée est alors définie par :

$$a_P\Phi_P = a_E\Phi_E + a_W\Phi_W \quad (\text{N.11})$$

avec

$$a_E = D_e + \|\| - F_e,0\|, \quad a_W = D_w + \|\|F_w,0\| \quad \text{et} \quad a_P = a_E + a_W + (F_e - F_w)$$

N.2.2 Schéma aux différences centrées

Dans le cas du schéma aux différences centrées, on choisit un profil linéaire pour la fonction Φ , soit :

$$\Phi_e = \frac{\Phi_E + \Phi_P}{2} \quad (\text{N.12})$$

et

$$\Phi_w = \frac{\Phi_W + \Phi_P}{2} \quad (\text{N.13})$$

L'équation N.3 devient alors :

$$\frac{1}{2}(\rho.u.)_e(\Phi_E + \Phi_P) - \frac{1}{2}(\rho.u)_w(\Phi_P + \Phi_W) = \frac{\Gamma_e(\Phi_E - \Phi_P)}{\delta x_e} - \frac{\Gamma_w(\Phi_P - \Phi_W)}{\delta x_w} \quad (\text{N.14})$$

Pour simplifier l'écriture, on pose :

$$F = \rho.u \text{ et } D = \Gamma/\delta x.$$

Finalement, l'équation N.14 peut s'écrire :

$$a_P \Phi_P = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W \quad (\text{N.15})$$

avec $a_E = D_e - F_e/2$, $a_W = D_w - F_w/2$ et $a_P = D_e + F_e/2 + D_w - F_w/2$

N.3 Méthode de discrétisation temporelle

Afin d'illustrer la méthode de discrétisation temporelle, nous considérons l'équation de la chaleur N.16 :

$$\rho.C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (\text{N.16})$$

Dans la suite, dans un souci de simplicité, nous faisons l'hypothèse que $\rho.C_p$ est constant. Comme le temps est une variable unidirectionnelle, il est possible d'obtenir la solution à $t + \Delta t$ à partir des valeurs de l'instant t . On note T_P^0, T_E^0, T_W^0 les valeurs à l'instant t et T_P^1, T_E^1, T_W^1 celles à l'instant $t + \Delta t$ sur les points du maillage (figure N.1).

L'équation discrétisée est obtenue en intégrant l'équation N.16 sur le volume de contrôle présenté par la figure N.1 et sur l'intervalle de temps allant de t à $t + \Delta t$. Ainsi,

$$\rho.C_p \int_w^e \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial T}{\partial t} dt dx = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx dt \quad (\text{N.17})$$

L'ordre de l'intégration est choisi en fonction de la nature des termes. Pour le calcul du terme $\frac{\partial T}{\partial t}$, nous allons supposer que la valeur de T au point du maillage prévaut pour tout le volume de contrôle. On a alors :

$$\rho.C_p \int_w^e \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial T}{\partial t} dt dx = \rho.C_p \cdot \Delta x (T_P^1 - T_P^0) \quad (\text{N.18})$$

En utilisant la même méthode que dans le cas stationnaire, on obtient pour le second terme :

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\lambda_e(T_E - T_P)}{\delta x_e} - \frac{\lambda_w(T_P - T_W)}{\delta x_w} \right] dt \quad (\text{N.19})$$

Pour continuer le calcul, il est nécessaire de proposer une variation de T_P , T_E et T_W entre t et $t + \Delta t$. Nous utilisons la forme générale suivante :

$$\int_t^{t+\Delta t} T_P dt = [fT_P^1 + (1-f)T_P^0] \Delta t \quad (\text{N.20})$$

où f est un poids compris entre 0 et 1. On utilise les mêmes formules pour T_E et T_W . On obtient :

$$\begin{aligned} \rho \cdot C_p \cdot \frac{\Delta x}{\Delta t} (T_P^1 - T_P^0) = f \left[\frac{\lambda_e(T_E^1 - T_P^1)}{\delta x_e} - \frac{\lambda_w(T_P^1 - T_W^1)}{\delta x_w} \right] \\ + (1-f) \left[\frac{\lambda_e(T_E^0 - T_P^0)}{\delta x_e} - \frac{\lambda_w(T_P^0 - T_W^0)}{\delta x_w} \right] \end{aligned} \quad (\text{N.21})$$

En abandonnant l'exposant 1, on obtient :

$$\begin{aligned} a_P T_P = a_E [fT_E + (1-f)T_E^0] + a_W [fT_W + (1-f)T_W^0] \\ + [a_P^0 - (1-f)a_E - (1-f)a_W] T_P^0 \end{aligned} \quad (\text{N.22})$$

avec $a_E = \lambda_e / (\delta x)_e$, $a_W = \lambda_w / (\delta x)_w$, $a_P^0 = \rho \cdot C_p \cdot \Delta x / \Delta t$ et $a_P = f a_E + f a_W + a_P^0$.

Pour certaines valeurs particulières de f , on obtient des schémas connus :

– pour $f=0$, le schéma est dit explicite. L'équation N.22 devient :

$$a_P T_P = a_E T_E^0 + a_W T_W^0 + (a_P^0 - a_E - a_W) T_P^0 \quad (\text{N.23})$$

T_P n'est donc pas calculée à partir de valeurs inconnues telles que T_e ou T_w mais est *explicitement* obtenue à partir des températures connues T_P^0 , T_E^0 et T_W^0 .

– pour $f \neq 0$, le schéma est implicite.

– pour $f=0,5$, le schéma est dit de Crank-Nicolson

– pour $f=1$, le schéma est dit complètement implicite.

N.4 Couplage vitesse-pression - Algorithme SIMPLE

Le but du couplage vitesse-pression est d'améliorer la valeur calculée de la pression afin de se rapprocher du champ de vitesse satisfaisant l'équation de continuité. Nous illustrons la méthode utilisée en 3 dimensions.

N.4.1 Equation de correction de vitesse

L'équation discrète de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit sur le volume de contrôle (figure N.1) :

$$a_e u_e = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + b + (p_P - p_E) S_e \quad (\text{N.24})$$

avec S_e l'aire sur laquelle la pression agit.

Soit p la pression corrigée. On pose :

$$p = p^* + p' \quad (\text{N.25})$$

où p^* est la pression estimée et p' est la correction de pression.
De la même manière, en notant (u, v, w) le champ de vitesse, on pose :

$$u = u^* + u' \quad (\text{N.26})$$

$$v = v^* + v' \quad (\text{N.27})$$

$$w = w^* + w' \quad (\text{N.28})$$

avec (u^*, v^*, w^*) le champ de vitesse satisfaisant l'équation de la conservation de la quantité de mouvement avec comme pression p^* .

En utilisant les relations précédentes, on obtient :

$$a_e u'_e = \sum_{nb} a_{nb} u'_{nb} + (p'_P - p'_E) S_e \quad (\text{N.29})$$

Dans le cas de l'algorithme SIMPLE, le terme $\sum_{nb} a_{nb} u'_{nb}$ est négligé. Il vient :

$$a_e u'_e = (p'_P - p'_E) S_e \quad (\text{N.30})$$

ou

$$u'_e = d_e (p'_P - p'_E) \quad (\text{N.31})$$

avec $d_e = S_e / a_e$.

L'équation appelée **formule de correction de vitesse** s'écrit aussi :

$$u_e = u_e^* + d_e (p'_P - p'_E) \quad (\text{N.32})$$

$$v_n = v_n^* + d_e(p'_P - p'_E) \quad (\text{N.33})$$

$$w_t = w_t^* + d_e(p'_P - p'_E) \quad (\text{N.34})$$

N.4.2 Equation de correction de pression

Pour corriger la pression, nous transformons l'équation de la conservation de la masse. Dans le cas tridimensionnel et pour une masse volumique ne dépendant pas de la pression :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (\text{N.35})$$

Nous intégrons l'équation N.35 sur le volume de contrôle. Pour l'intégration du terme $\frac{\partial \rho}{\partial t}$, nous faisons l'hypothèse que la densité ρ_P prévaut sur tout le volume de contrôle. On fait la même hypothèse pour u_e . On utilise un schéma implicite. Les nouvelles valeurs de la vitesse et de la masse volumique prévalent au temps $t + \Delta t$, l'ancienne masse volumique n'apparaît qu'à travers le terme $\frac{\partial \rho}{\partial t}$. On a donc :

$$\frac{(\rho_P - \rho_P^0)\Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t} + [(\rho u)_e - (\rho u)_w]\Delta y \Delta z + [(\rho v)_n - (\rho v)_s]\Delta z \Delta x + [(\rho w)_t - (\rho w)_b]\Delta x \Delta y = 0 \quad (\text{N.36})$$

En utilisant les termes de correction définis dans le paragraphe N.4.1, on obtient l'équation de correction de pression :

$$a_P p'_P = a_E p'_E + a_W p'_W + a_N p'_N + a_S p'_S + a_T p'_T + a_B p'_B + b \quad (\text{N.37})$$

avec

$$a_E = \rho_e d_e \Delta y \Delta z \quad (\text{N.38})$$

$$a_N = \rho_n d_n \Delta z \Delta x \quad (\text{N.39})$$

$$a_T = \rho_t d_t \Delta x \Delta y \quad (\text{N.40})$$

$$a_W = \rho_w d_w \Delta y \Delta z \quad (\text{N.41})$$

$$a_S = \rho_s d_s \Delta z \Delta x \quad (\text{N.42})$$

$$a_B = \rho_b d_b \Delta x \Delta y \quad (\text{N.43})$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_T + a_B \quad (\text{N.44})$$

$$b = \frac{(\rho_P^0 - \rho_P)\Delta x\Delta y\Delta z}{\Delta t} + [(\rho u^*)_w - (\rho u^*)_e]\Delta y\Delta z \\ + [(\rho v^*)_s - (\rho v^*)_n]\Delta z\Delta x + [(\rho w^*)_b - (\rho w^*)_t]\Delta x\Delta y \quad (\text{N.45})$$

Puisque les valeurs de la masse volumique ne sont nécessaires qu'aux points du maillage principal, les masses volumiques des interfaces seront calculées par interpolation. Le terme b représente une source de masse que la correction de pression doit supprimer.

N.4.3 Algorithme SIMPLE

L'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) est défini par une suite d'opérations successives :

1. On propose un champ de pression p^*
2. On résout les équations de conservation de la conservation de la quantité de mouvement pour obtenir u^*, v^*, w^* .
3. On résout l'équation N.37 afin d'obtenir p' .
4. On calcule p grâce à l'équation N.25.
5. On calcule u, v, w à partir de u^*, v^*, w^* en utilisant les formules de correction de vitesse N.32 à N.34.
6. Si des variables telles que la température ou la concentration influencent l'écoulement, on résout les équations discrètes faisant intervenir ces variables.
7. On prend la pression p trouvée et on pose $p^* = p$. On reprend ensuite la boucle à partir du point 2, jusqu'à la convergence.

N.5 Sous et sur-relaxation

Dans le cas des problèmes non linéaires, il est souvent utile d'accélérer (sur-relaxation) ou de freiner (sous-relaxation) le procédé itératif. La sur-relaxation est souvent utilisée avec la méthode de Gauss-Seidel. Par contre, la sous-relaxation peut être employées pour éviter une divergence quand les équations sont fortement non linéaires.

L'équation générale discrétisée s'écrit sous la forme :

$$a_P T_P = \sum a_{nb} T_{nb} + b \quad (\text{N.46})$$

ce qui correspond à :

$$T_P = \frac{\sum a_{nb} T_{nb} + b}{a_P} \quad (\text{N.47})$$

On note T_P^* la valeur de T_P obtenue lors de l'itération précédente. Si on additionne T_P^* au membre de droite et qu'on le soustrait, on a :

$$T_P = T_P^* + \left(\frac{\sum a_{nb} T_{nb} + b}{a_P} - T_P^* \right) \quad (\text{N.48})$$

Le terme entre parenthèses représente la modification apportée par l'itération en cours. Cette valeur peut être modifiée par l'introduction d'un coefficient α :

$$T_P = T_P^* + \alpha \left(\frac{\sum a_{nb} T_{nb} + b}{a_P} - T_P^* \right) \quad (\text{N.49})$$

ou

$$\frac{a_P}{\alpha} T_P = \sum a_{nb} T_{nb} + b + (1 - \alpha) \frac{a_P}{\alpha} T_P^* \quad (\text{N.50})$$

Quand α est compris entre 0 et 1, nous avons sous-relaxation. T_P est alors plus proche de T_P^* . Quand α est plus grand que 1, nous avons sur-relaxation. Il n'y a pas de règles pour choisir α . La valeur optimale dépend d'un grand nombre de facteurs tels que la nature du problème, le nombre de points du maillage, de l'espacement des mailles et du procédé itératif utilisé. Seule l'expérience peut permettre de trouver une valeur adéquate pour α . La valeur de α peut par ailleurs être modifiée au cours des itérations.

Annexe O

Tests pour l'élaboration du domaine de calcul

Afin de déterminer les dimensions du domaine de calcul et la taille du maillage, nous réalisons trois séries successives de tests (figure O.1). Ces essais ont pour but de définir la dimension du domaine, la taille des cellules et la dilatation verticale du maillage. A l'issue de chaque test, nous choisissons la solution permettant la réduction du temps de calcul sans diminution de la précision des résultats. Finalement, nous optons pour un domaine de 3,5 x 15 cm. Les cellules ont une taille de 0,2 mm sur les six premiers centimètres du domaine situés au-dessus du brûleur. Dans le reste du domaine, une dilatation verticale du maillage est réalisée avec un rapport de 1,03.

<p>1. Taille du domaine</p> <p>⇒15 x 6 cm } résultat équivalent ⇒15 x 3,5 cm } solution retenue → 15 x 3,5 cm</p> <p>2. Taille des cellules</p> <p>⇒1 mm } ⇒0,7 mm } résultat invariant pour des ⇒0,5 mm } cellules de 0,2 et 0,1 mm ⇒0,2 mm } solution retenue → 0,2 mm ⇒0,1 mm }</p> <p>3. Dilatation verticale</p> <p>⇒avec un rapport de 1,03 } sur l'ensemble du domaine } Modification importante des résultats pour une dilatation sur l'ensemble du domaine. Résultats équivalent pour une ⇒avec un rapport de 1,03 } au-dessus de 6 cm } dilatation au-dessus de 6 cm : solution retenue → dila- tation verticale de rapport 1,03 au-dessus de 6 cm</p>
--

FIG. O.1 – Tests réalisés pour l'élaboration du domaine de calcul.

Annexe P

Calcul des propriétés de l'air humide

Cette annexe a pour but de déterminer les propriétés de l'air humide introduit dans le domaine lors des calculs numériques. Dans la suite, on note p_{H_2O} la pression de vapeur d'eau contenue dans l'air, p_{sat} la pression de vapeur saturante et θ la température de l'air en °C . Les principaux constituants de l'air sont le diazote et le dioxygène. Toutefois, on retrouve dans l'air d'autres gaz tels que l'argon, le dioxyde de carbone et la vapeur d'eau. Pour simplifier, on fait l'hypothèse que l'air sec est uniquement composé de diazote et de dioxygène dont les fractions molaires sont respectivement de 0,79 et de 0,21. La masse molaire de l'air sec vaut donc :

$$W_{\text{air sec}} = W_{N_2} \cdot X_{N_2} + W_{O_2} \cdot X_{O_2} = 28,84 \text{ g} \quad (\text{P.1})$$

Les fractions massiques de diazote et de dioxygène dans l'air sec sont respectivement de $Y_{N_2\text{air sec}} = 0,767$ et $Y_{O_2\text{air sec}} = 0,233$.

La pression de vapeur saturante dépend de la température et peut se calculer à l'aide de la formule empirique de Cadiergues (Duminil, 1999):

$$\log(p_{sat}) = \frac{7,625 \cdot (T - 273,15)}{241,0 + (T - 273,15)} + 2,7877 \quad (\text{P.2})$$

D'après la formule de Dalton, on a :

$$p_{atm} = p_{\text{air sec}} + p_{H_2O} \quad (\text{P.3})$$

L'humidité relative de l'air notée HR est donnée par la relation :

$$HR = 100 \cdot \frac{p_{H_2O}}{p_{sat}} \quad (\text{P.4})$$

L'humidité absolue notée HA est définie comme étant la masse de vapeur d'eau contenue dans l'air par kg d'air sec :

$$HA = \frac{m_{H_2O}}{m_{\text{air sec}}} = \frac{n_{H_2O} \cdot W_{H_2O}}{n_{\text{air sec}} \cdot W_{\text{air sec}}} = \frac{W_{H_2O}}{W_{\text{air sec}}} \cdot \frac{p_{H_2O}}{p_{\text{air sec}}} = \frac{W_{H_2O}}{W_{\text{air sec}}} \cdot \frac{p_{H_2O}}{p_{\text{atm}} - p_{H_2O}} \quad (\text{P.5})$$

La fraction massique d'eau contenue dans l'air humide est définie par :

$$Y_{H_2O} = \frac{m_{H_2O}}{m_{\text{air humide}}} = HA \cdot \frac{m_{\text{air sec}}}{m_{\text{air humide}}} = HA \cdot (1 - Y_{H_2O}) \quad (\text{P.6})$$

On a donc :

$$Y_{H_2O} = \frac{HA}{1 + HA} \quad (\text{P.7})$$

La fraction massique de dioxygène contenu dans l'air humide est donnée par la relation suivante :

$$Y_{O_2} = \frac{m_{O_2}}{m_{\text{air humide}}} = Y_{O_2 \text{ air sec}} \cdot (1 - Y_{H_2O}) \quad (\text{P.8})$$

De même, la fraction massique de diazote contenu dans l'air humide est définie par :

$$Y_{N_2} = Y_{N_2 \text{ air sec}} \cdot (1 - Y_{H_2O}) \quad (\text{P.9})$$

Les caractéristiques de l'air humide sont déterminées à partir de la température et de l'humidité relative de l'air. La température permet d'obtenir la pression de vapeur saturante. Grâce à cette valeur et à celle de l'humidité relative de l'air, on obtient la pression de la vapeur d'eau contenu dans l'air. On en déduit ensuite l'humidité absolue ce qui permet de déterminer les fractions massiques des différentes espèces. Lors des expériences, la température de l'air ambiant est égale à 22°C et l'humidité relative est de l'ordre de 44 %. Les caractéristiques de l'air sont résumées dans le tableau P.1 :

T (K)	HR (%)	p_{sat} (Pa)	p_{H_2O} (Pa)	HA	Y_{H_2O}	Y_{O_2}	Y_{N_2}
295.13	44	2664	1172,2	0,0073	0,007	0,231	0,762

TAB. P.1 – Valeurs numériques intervenant dans le calcul des propriétés de l'air humide.

Contribution expérimentale et théorique pour la modélisation de la combustion dans les feux de forêt

Cette étude présente une analyse du comportement au feu de différentes espèces végétales. Elle a pour but de définir le rôle des propriétés des végétaux sur leur combustion et de proposer un modèle d'oxydation en phase gazeuse suffisamment simple pour servir de point de départ à un modèle de propagation. Les espèces végétales sont broyées pour limiter l'influence du rapport surface-volume sur leur comportement au feu. La combustion de ces broyats engendre des flammes laminaires. L'étude expérimentale comprend la caractérisation des propriétés thermo-physiques et physico-chimiques des combustibles, l'analyse des gaz de dégradation et la détermination du comportement des phases solide et gazeuse et de leur couplage. Dans l'étude numérique, différents mécanismes squelettiques et globaux sont testés afin de définir un modèle simple d'oxydation des gaz de dégradation. Ce modèle est appliqué aux flammes de combustibles végétaux.

Mots clés: Comportement au feu, combustibles végétaux, flamme laminaire, gaz de dégradation, modèle d'oxydation, phases solide et gazeuse, couplage gaz-solide.

Experimental and theoretical contribution for the modeling of combustion in forest fire

This study presents the analysis of the fire behaviour of different species. The aim is to define the role of the fuel properties during its burning and to propose a simple reliable model for the oxidation of degradation gases to be included in a wildland fire spread model. The different species are crushed to reduce the influence of the surface to volume ratio on their fire behaviour. The burning of the samples produces laminar flames. The experimental study includes the characterization of the fuel properties, the analysis of degradation gases, the determination of the behaviour of the solid and gas phases and the understanding of the coupling between phases. In the numerical study, different skeletal and global mechanisms are tested to define a simple model for the oxidation of degradation gases. This model is applied to the experimental flames.

Keywords: Fire behaviour, forest fuels, laminar flame, degradation gases, oxidation model, solid and gaseous phases, coupling gas-solid.