



HAL
open science

Étude théorique et expérimentale d'une unité de micro-cogénération biomasse avec moteur Ericsson

Marie Creyx

► **To cite this version:**

Marie Creyx. Étude théorique et expérimentale d'une unité de micro-cogénération biomasse avec moteur Ericsson. Autre. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2014. Français. NNT : 2014VALE0026 . tel-01145367

HAL Id: tel-01145367

<https://theses.hal.science/tel-01145367>

Submitted on 24 Apr 2015

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 de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de
VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS
Spécialité Énergétique

Présentée et soutenue par

Marie CREYX

Le 14/11/2014, à Valenciennes

Ecole doctorale :

Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

Equipe de recherche, Laboratoire :

Laboratoire de Thermique, Écoulement, Mécanique, Matériaux, Mise en Forme, Production (TEMPO)

Étude théorique et expérimentale d'une unité de micro-cogénération biomasse avec moteur Ericsson

JURY

Président du jury

Georges Descombes. Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris.

Rapporteurs

François Lanzetta. Professeur à l'Université de Franche-Comté.

Pascal Stouffs. Professeur à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour.

Examineur

Michel Feidt. Professeur Émérite à l'Université de Lorraine.

Directeur de thèse

Céline Morin. Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis.

Co-encadrant de thèse

Eric Delacourt. Maître de Conférences à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis.

Membres invités

Bernard Desmet. Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis.

Philippe Peultier. Ingénieur.

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire TEMPO de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, dans le cadre du projet régional Sylwatt porté par le laboratoire TEMPO, en partenariat avec le laboratoire PC2A de l'Université de Lille 1, le Centre Commun de Mesures de l'Université du Littoral Côte d'Opale et l'entreprise Enerbiom.

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à ma directrice de thèse Céline Morin ainsi qu'à mes encadrants Eric Delacourt et Bernard Desmet pour leurs conseils, leur grande disponibilité, leur implication et leur soutien au cours de ces trois années. Grâce à eux, j'ai pu découvrir l'aspect passionnant d'un projet de recherche mené en équipe, en collaboration avec des partenaires académiques, industriels et issus de la collectivité régionale.

Je remercie les membres du jury qui ont pris le temps de se pencher sur mes travaux, pour tous les échanges et les remarques qui apportent de nouvelles pistes dans la poursuite des travaux entrepris au laboratoire. Je remercie en particulier le professeur Georges Descombes qui a présidé le jury, les professeurs François Lanzetta et Pascal Stouffs qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse ainsi que le professeur Michel Feidt qui a accepté d'être examinateur.

J'adresse un grand merci aux partenaires du projet Sylwatt avec qui j'ai eu l'occasion de travailler lors de la mise en place du banc d'essai et lors des campagnes de mesure de polluants en sortie de chaudière : Eric Therssen, Salma Bejaoui, Pascale Desgroux du PC2A de Lille, Fabrice Cazier, Paul Genevray, Dorothee Dewaele, Agnès Delbende du Centre Commun de Mesures de Dunkerque.

Que soient également remerciés tous ceux qui ont contribué au financement de ces travaux : la Région Nord-Pas-de-Calais qui a financé le projet Sylwatt (notamment les moyens d'essai), l'entreprise Enerbiom et l'ANRT (Association Nationale de la Recherche et de la Technologie) qui ont financé la bourse Cifre sur les deux premières années. Dans un contexte économique défavorable, les sources de financement de la troisième année de thèse ont dû être repensées. Je remercie du fond du cœur tous ceux qui m'ont soutenue et ont cherché des solutions face à ce moment difficile. Je remercie en particulier Daniel Coutellier qui m'a accueillie en tant qu'Attachée Temporaire d'Enseignement et de Recherche à l'ENSIAME.

En marge du projet Sylwatt, de nombreuses personnes ont été sollicitées lors de l'élaboration du banc d'essai, qu'il s'agisse de modélisation, de dimensionnement, de la mise en place du prototype instrumenté ou de méthodes de mesure. Avant tout, j'adresse des remerciements tout particuliers à Marc Lippert et à Jesse Schiffler, de l'équipe technique du laboratoire TEMPO, qui ont contribué à la conception et ont construit le banc d'essai du prototype de micro-cogénération. Merci à Pascal Stouffs du laboratoire LaTEP pour ses précieux conseils sur la mise en œuvre du banc d'instrumentation du moteur Ericsson. Merci à Arnaud Chielens et aux deux équipes d'étudiants de Polytech'Lille qui ont réalisé la conception mécanique de la distribution de la partie détente du moteur Ericsson, ainsi qu'à Céline Delacourt, Yves Mineur et à l'équipe d'étudiants de l'ENSIAME qui ont contribué à la modification de la distribution ainsi qu'à l'élaboration du banc d'entraînement et de freinage de la partie détente du moteur. Merci à Sylvain Lalot du laboratoire TEMPO et à Sébastien Coupeaux et Annick Many de l'IUT GMP de Valenciennes pour leur contribution à l'élaboration de l'échangeur d'alimentation du moteur Ericsson et pour sa fabrication. Merci à François Lanzetta de l'institut FEMTO-ST pour ses conseils et le prêt des micro-thermocouples à faible temps de réponse permettant une mesure de température dans la chambre de détente du moteur Ericsson. Merci à Damien Méresse du laboratoire TEMPO qui a fabriqué les thermocouples mis en œuvre lors des mesures de températures corrigées par méthode d'extrapolation. Merci à Guillaume Legros de l'UPMC pour ses conseils lors de la mise en place du modèle radiatif. Merci à Frédéric André du CETHIL pour les échanges enrichissants qui ont permis de définir des axes d'amélioration des modèles de rayonnement utilisés au cours de la thèse et des pistes afin de poursuivre les recherches sur ce thème au laboratoire. Merci à tous les étudiants, en projet d'équipe ou en stage, qui ont apporté leur contribution à ce travail, en particulier à Federico Spoldi, stagiaire Erasmus de l'ENSIAME et de Politecnico di Milano, qui a participé à différentes phases d'essais et mesures.

Enfin, pour leur accueil, pour tous les bons moments passés ensemble et pour leur soutien amical, je remercie toutes les personnes que j'ai côtoyées au laboratoire TEMPO durant ces trois ans, avec une mention spéciale à Sabine pour son aide précieuse dans la traversée des subtilités administratives de l'université, ainsi qu'à Coline qui fut longtemps ma voisine de bureau.

Table des matières

Remerciements	3
Table des matières	5
Table des figures	10
Liste des tableaux	14
Nomenclature	15
Introduction générale.....	24
Chapitre 1. Étude bibliographique	29
I. Systèmes de micro-cogénération à combustion de biomasse.....	29
II. Moteurs à air chaud Ericsson	33
III. Échangeurs gaz-gaz adaptés à la combustion de biomasse.....	37
IV. Modèles radiatifs dans les milieux en combustion	41
V. Synthèse sur les recherches bibliographiques	47
Chapitre 2. Dispositifs expérimentaux	49
I. Présentation des dispositifs expérimentaux.....	51
1. Chaudière	51
2. Échangeur	53
3. Partie détente du moteur Ericsson.....	54
4. Banc d'essai de la partie détente du moteur Ericsson	57
4.1. Ligne d'air comprimé chauffé.....	58
4.2. Système d'entraînement et de freinage.....	59
5. Banc d'essai de l'échangeur.....	61
6. Banc d'essai de la partie détente du moteur Ericsson couplée à l'échangeur	61
7. Systèmes d'acquisition (Labview et LMS).....	62
8. Récapitulatif des configurations du banc d'essai.....	64
II. Étalonnages et essais	65
1. Étalonnage de la vis d'alimentation de la chaudière.....	65
2. Cartographie des températures de la chaudière.....	66
2.1. Mesure des températures	66
2.2. Résultats	69
2.2.1. Chambre de combustion sans échangeur gaz-air.....	69
2.2.2. Chambre de combustion avec échangeur gaz-air	71
2.2.3. Estimation d'erreur par la méthode d'extrapolation.....	72
3. Caractérisation expérimentale de l'échangeur	74
3.1. Conditions d'essai	74
3.2. Résultats et analyse	76
3.2.1. Températures mesurées	76
3.2.2. Puissance échangée et coefficient d'échange global	77
4. Caractérisation des frottements de la partie détente du moteur Ericsson.....	78

4.1.	Protocole expérimental.....	79
4.2.	Résultats.....	79
III.	Synthèse sur les dispositifs expérimentaux et essais réalisés.....	81
Chapitre 3.	Modélisation du moteur Ericsson.....	82
I.	Configuration étudiée.....	82
II.	Modélisation thermodynamique en régime établi.....	85
1.	Caractérisation des points des diagrammes indiqués de compression et détente.....	86
1.1.	Phases de compression et de détente.....	86
1.2.	Admission à pression constante par déplacement d'air vers les cylindres de compression et détente.....	87
1.3.	Admission du cylindre de détente par équilibrage de pression.....	88
1.4.	Échappement à pression constante.....	89
1.5.	Échappement du cylindre de détente par équilibrage de pression.....	89
2.	Évaluation des performances du moteur.....	90
2.1.	Quantité de chaleur effective transmise à l'air de travail.....	90
2.2.	Travail indiqué et travail indiqué massique théoriques.....	90
2.3.	Pression moyenne indiquée.....	91
2.4.	Couple indiqué.....	91
2.5.	Débit masse d'air dans le moteur.....	91
2.6.	Puissance thermique et puissance indiquée théoriques.....	91
2.7.	Rendement thermodynamique théorique.....	91
3.	Validité du modèle thermodynamique.....	92
3.1.	Estimation d'erreur.....	92
3.2.	Comparaison du modèle avec les données disponibles dans la littérature.....	92
4.	Résultats du modèle thermodynamique : étude de sensibilité paramétrique.....	94
4.1.	Influence des échanges thermiques à la paroi du cylindre de compression.....	95
4.2.	Influence du réglage des instants de fermeture des soupapes dans le cylindre de détente.....	97
4.2.1.	Influence d'un retard à la fermeture d'admission.....	97
4.2.2.	Influence d'une avance à la fermeture d'échappement.....	100
4.3.	Influence des conditions de température et pression en entrée de cylindre de détente.....	104
4.4.	Performances optimales d'un moteur Ericsson.....	106
III.	Modélisation en régime dynamique sous forme de bond graph du cylindre de détente....	108
1.	Présentation du modèle dynamique.....	108
2.	Équations contenues dans les blocs bond graph.....	110
2.1.	Chambre de détente.....	110
2.2.	Soupapes d'admission et d'échappement.....	111
2.3.	Pertes thermiques à la paroi du cylindre.....	113
2.4.	Conversion d'énergie au niveau du piston.....	114
2.5.	Prise en compte de la pression atmosphérique appliquée sous la tête de piston.....	114

2.6.	Système bielle-manivelle.....	115
2.7.	Couple de frottement	115
3.	Performances évaluées.....	116
4.	Méthode de résolution des équations	117
5.	Validité du modèle dynamique	117
6.	Résultats du modèle dynamique : caractérisation paramétrique des performances du moteur Ericsson	120
6.1.	Influence du réglage des instants d'ouverture et fermeture des soupapes dans le cylindre de détente.....	121
6.2.	Influence des conditions de température et pression à l'admission du cylindre de détente	124
6.3.	Influence de la vitesse de rotation	125
6.4.	Influence des pertes par frottement	126
6.5.	Influence des transferts thermiques à la paroi du cylindre de détente	127
IV.	Synthèse sur la modélisation du moteur Ericsson.....	129
Chapitre 4.	Modélisation de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé.....	130
I.	Configuration de l'échangeur.....	130
II.	Modélisation du rayonnement des gaz de combustion de biomasse	132
1.	Présentation du modèle radiatif.....	132
2.	Équations et méthode de résolution	133
2.1.	Expression du flux radiatif	133
2.2.	Équation du Transfert Radiatif (ETR).....	134
2.3.	Conditions aux limites.....	135
2.3.1.	Intensité radiative au niveau des parois du cylindre contenant les gaz brûlés....	135
2.3.2.	Intensité radiative au niveau de l'axe de symétrie ($r=0$) du cylindre contenant les gaz brûlés	136
2.4.	Propriétés radiatives spectrales du mélange de gaz et de particules de suie	136
2.4.1.	Modélisation des propriétés radiatives des gaz : modèle correlated-K et discrétisation spectrale	137
2.4.1.1.	Bandes de nombres d'ondes contenant un seul gaz absorbant	137
2.4.1.2.	Bandes de nombres d'ondes contenant deux espèces gazeuses absorbantes...	138
2.4.2.	Modélisation des propriétés radiatives des particules de suie	138
2.5.	Méthode aux ordonnées discrètes.....	139
2.5.1.	Discrétisation de la direction de propagation dans l'Équation du Transfert Radiatif	139
2.5.2.	Discrétisation spatiale.....	140
2.5.3.	Schéma de différenciation spatiale : schéma step	141
2.6.	Processus itératif pour la résolution de l'Équation du Transfert Radiatif	141
2.6.1.	Formulation générale de l'intensité radiative directionnelle monochromatique .	142
2.6.2.	Formulation générale du flux radiatif.....	143
3.	Validité du modèle radiatif implémenté.....	145

4.	Résultats du modèle radiatif : étude de sensibilité paramétrique	146
4.1.	Propriétés radiatives spectrales des gaz brûlés issus de la combustion de biomasse ..	147
4.1.1.	Influence de la composition du mélange de CO ₂ et H ₂ O gazeux sur les coefficients d'absorption monochromatiques.....	147
4.1.1.1.	Effet d'une combustion avec excès d'air.....	147
4.1.1.2.	Influence relative de la présence de CO ₂ et de H ₂ O	148
4.1.2.	Influence de la température des gaz brûlés et de la fraction volumique de suie sur les coefficients d'absorption monochromatiques.....	149
4.2.	Flux radiatif à la paroi en fonction de la position verticale dans le cylindre contenant les gaz brûlés.....	151
4.2.1.	Effet de la température des gaz brûlés et de la fraction volumique de suie sur le flux radiatif.....	151
4.2.2.	Effet de l'émissivité hémisphérique globale de la paroi sur le flux radiatif.....	152
4.2.3.	Effet de la température de sortie des gaz brûlés sur le flux radiatif.....	153
5.	Application du modèle radiatif aux données expérimentales mesurées dans la chaudière biomasse	154
III.	Modélisation de l'échange thermique global à travers l'échangeur.....	157
1.	Présentation du modèle	157
2.	Équations et méthode de résolution	159
3.	Résultats	163
3.1.	Effet de la prise en compte du transfert radiatif sur l'échange global	163
3.2.	Performances de l'échangeur dimensionné pour le banc d'essai de l'unité de micro-cogénération	165
4.	Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux.....	166
IV.	Modélisation de l'échange thermique élémentaire – cas d'un tube aileté.....	168
1.	Configuration étudiée.....	168
2.	Équations et méthode de résolution	169
2.1.	Bilan thermique sur une ailette longitudinale soudée à un tube	169
2.2.	Émissivité équivalente de la surface en contact avec les produits de combustion	171
3.	Résultats du modèle d'échangeur élémentaire.....	172
3.1.	Influence de l'émissivité équivalente dans le cas d'une paroi non encrassée	172
3.2.	Influence de la résistance thermique et de l'émissivité équivalente du dépôt de suie ..	174
3.3.	Effet de l'utilisation de l'émissivité équivalente corrélée sur les profils de température le long de l'ailette.....	175
V.	Synthèse des modèles d'échange thermique	177
Chapitre 5.	Analyse exergetique du système de micro-cogénération	178
I.	Présentation du modèle	179
1.	Foyer (F)	180
2.	Échangeur gaz brûlés-air pressurisé (H _a).....	182
3.	Échangeur gaz brûlés-eau (H _w).....	182
4.	Chambre de compression du moteur Ericsson (C).....	182

5.	Chambre de détente du moteur Ericsson (E)	183
6.	Systèmes mécaniques (MC) et (ME)	184
7.	Chaudière	184
8.	Moteur Ericsson	185
9.	Système de micro-cogénération complet	185
II.	Résultats et analyse	186
1.	Flux d'exergie du système de micro-cogénération	188
2.	Rendements exergetiques des composants de l'unité de micro-cogénération	190
III.	Synthèse sur l'analyse exergetique du système de micro-cogénération	192
Conclusion	193
Perspectives	196
Références	198
Annexe 1.	Méthode de compensation électrique	211
Annexe 2.	Fonctionnement de l'unité de micro-cogénération.....	213
1.	Régimes de fonctionnement de la chaudière biomasse.....	213
2.	Mesure des températures des gaz brûlés et compléments de résultats.....	214
3.	Essai de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé.....	217
4.	Essai en frottement de la partie détente du moteur Ericsson	217
5.	Récapitulatif des conditions expérimentales pour les essais réalisés.....	218
Annexe 3.	Cames disponibles pour l'ajustement des instants d'ouverture et fermeture de soupape du cylindre de détente.....	219
Annexe 4.	Éléments des bond graphs	220

Table des figures

Figure 1 – Schéma de l'unité de micro-cogénération bois avec moteur Ericsson	27
Figure 2 – Vue du banc d'essai de l'unité de micro-cogénération bois	50
Figure 3 – Chaudière à biomasse instrumentée.....	51
Figure 4 – Thermocouples positionnés dans la chambre de combustion de la chaudière	52
Figure 5 – Échangeur gaz brûlés-air pressurisé	54
Figure 6 – Partie détente du moteur Ericsson	55
Figure 7 – Loi de levée de soupape réelle adimensionnée par rapport à la levée maximale de la soupape et par rapport à la plage d'angle d'ouverture de la soupape	56
Figure 8 – Ligne d'air comprimé chauffé.....	58
Figure 9 – Schéma de la ligne d'air comprimé chauffé avec intégration de la partie détente du moteur Ericsson.....	59
Figure 10 – Système d'entraînement et de freinage de la partie détente du moteur Ericsson	59
Figure 11 – Capteur de force monté "en balancier" sur la génératrice	60
Figure 12 - Évolution de la configuration du banc d'essai en fonction des étapes d'expérimentation.....	64
Figure 13 – Étalonnage de la vis d'alimentation de la chaudière	65
Figure 14 – Température des gaz brûlés dans la chambre de combustion au point $r=90$ mm et $z=330$ mm et débit masse de pellets apportés dans le foyer sur deux cycles de fonctionnement de la chaudière	70
Figure 15 – Températures des gaz brûlés mesurées dans la chambre de combustion d'origine à plusieurs instants d'un cycle de fonctionnement de la chaudière	71
Figure 16 – Températures des gaz brûlés mesurées dans la chambre de combustion avec échangeur à plusieurs instants d'un cycle de fonctionnement de la chaudière	72
Figure 17 – Températures des gaz brûlés mesurées déduites par la méthode d'extrapolation	74
Figure 18 – Implantation des capteurs de température lors des essais de l'échangeur	75
Figure 19 - Évolution des températures moyennes des fluides et de la paroi au sein de l'échangeur en fonction du débit d'air et pour des températures d'air en entrée d'échangeur de 33 et 150 °C (■ gaz brûlés entrant, ◆ gaz brûlés en sortie, ▲ paroi, ● air en sortie).....	76
Figure 20 – Évolution de la puissance échangée entre les gaz brûlés et l'air et du coefficient d'échange global en fonction du débit d'air parcourant l'échangeur, pour des températures d'entrée d'air de 33 et 150 °C.....	77
Figure 21 – Évolution du couple de frottement global moyen de la partie détente du moteur Ericsson en fonction de la vitesse de rotation du vilebrequin.....	80
Figure 22 – Configuration du moteur Ericsson	83
Figure 23 – Diagramme pression-volume du cycle de compression	84
Figure 24 – Diagramme pression-volume du cycle de détente	84
Figure 25 – Évolution de la pression moyenne indiquée p_{mi} et du rendement thermodynamique η_{th} en fonction du coefficient α_{in} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar)	99
Figure 26 – Évolution du travail massique indiqué théorique w_i et du débit masse adimensionnel \dot{q}_m^* en fonction du coefficient α_{in} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar)	100

Figure 27 – Évolution de la pression moyenne indiquée p_{mi} et du rendement thermodynamique η_{th} en fonction du coefficient α_{EEVC} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar)	102
Figure 28 – Évolution du travail massique indiqué théorique w_i et du débit masse adimensionnel \dot{q}_m^* en fonction du coefficient α_{EEVC} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar)	103
Figure 29 – Évolution de la différence de température $(T_{i,e} - T_h)$, avec $T_{i,e} = T_{1e}$ ou $T_{i,e} = T_{2e}$, en fonction du coefficient α_{EEVC} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar) et pour une température d'admission de 550 °C	103
Figure 30 – Évolution de la pression moyenne indiquée p_{mi} et du rendement thermodynamique η_{th} en fonction de la pression p_h en entrée du cylindre de détente d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) pour plusieurs températures à l'admission du cylindre de détente (450, 550, 650 °C)	105
Figure 31 – Évolution du travail massique indiqué théorique w_i et du débit masse adimensionnel \dot{q}_m^* en fonction de la pression p_h en entrée du cylindre de détente d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) pour plusieurs températures à l'admission du cylindre de détente (450, 550, 650 °C)	106
Figure 32 – Schéma bond graph global du cylindre de détente du moteur Ericsson	110
Figure 33 – Détails de la représentation bond graph de la chambre de détente	111
Figure 34 – Schéma de la section de passage d'une soupape	112
Figure 35 – Évolution des variables d'état en fonction de l'angle vilebrequin pour les modèles 20sim et scilab avec $\omega = 600$ tr/min, $p_h = 6$ bar, $T_h = 550$ °C, soupape d'admission et d'échappement ouvertes respectivement entre -10° et 80° et entre 160° et 360°	119
Figure 36 – Influence des instants d'ouverture et de fermeture des soupapes avec lois d'ouverture sinusoïdales sur le diagramme indiqué du cycle de détente du moteur Ericsson, pour des conditions d'admission de 6 bar et 550 °C et une vitesse de rotation de 600 tr/min	121
Figure 37 – Influence des instants d'ouverture et de fermeture des soupapes avec lois d'ouverture sinusoïdales sur les sections de passage de l'air au travers des soupapes d'admission (a) et d'échappement (b), sur la pression (c) et la température dans la chambre de détente (d) pour des conditions d'admission de 6 bar et 550 °C et une vitesse de rotation de 600 tr/min	122
Figure 38 – Évolution de la pression moyenne indiquée en fonction du coefficient de retard à la fermeture d'admission α_{in} sans et avec avance à la fermeture d'échappement pour une température de 550 °C, des pressions de 4, 6 et 8 bar en entrée du cylindre de détente et une vitesse de rotation de 600 tr/min	124
Figure 39 – Évolution de la pression moyenne indiquée et de la masse aspirée par cycle en fonction de la température d'admission pour différentes pressions d'admission et une vitesse de rotation de 600 tr/min	125
Figure 40 – Évolution de la pression moyenne indiquée et de la masse aspirée par cycle en fonction de la vitesse de rotation du moteur sans et avec transferts thermiques à la paroi (corrélations de Hohenberg [114]) pour une pression d'admission de 6 bar et une température d'admission de 550 °C	126
Figure 41 – Évolution de la pression moyenne indiquée et de la pression moyenne effective en fonction de la vitesse de rotation pour une pression d'admission de 6 bar et une température d'admission de 550 °C avec prise en compte des transferts thermiques à la paroi	127

<i>Figure 42 – Évolution de la pression (a), de la température (b) dans la chambre de détente et de la forme du diagramme indiqué du cycle de détente (c) sans et avec transferts thermiques à la paroi pour une température de paroi de 200 °C, une température d'admission de 550 °C, une pression d'admission de 6 bar et une vitesse de rotation de 600 tr/min</i>	128
<i>Figure 43 – Schéma de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé</i>	131
<i>Figure 44 – Cylindre axisymétrique contenant les gaz brûlés : définition des coordonnées du système (angles et vecteurs) et maillage</i>	133
<i>Figure 45 – Étapes du calcul du flux radiatif à la paroi.....</i>	144
<i>Figure 46 – Comparaison des flux radiatifs adimensionnels en fonction de la position avec les résultats de Ben Salah et al. [91] et de Dua et Cheng [124] pour des coefficients d'absorption du milieu de 0,1, 1 et 5 m⁻¹</i>	146
<i>Figure 47 – Coefficients d'absorption monochromatiques de H₂O en fonction du nombre d'ondes pour plusieurs excès d'air (0,5, 1 et 1,5) et pour plusieurs températures uniformes des gaz brûlés (600 °C, 800 °C et 1000 °C).....</i>	148
<i>Figure 48 – Coefficients d'absorption monochromatiques des espèces gazeuses participant au rayonnement dans les gaz brûlés (CO₂ et H₂O) en fonction du nombre d'ondes, avec un excès d'air de 1 et pour plusieurs températures uniformes des gaz brûlés : 600, 800 et 1000 °C .</i>	149
<i>Figure 49 – Coefficients d'absorption monochromatiques des particules de suie et des gaz séparément (a) ainsi que des gaz brûlés (mélange des gaz et particules de suie) (b) en fonction du nombre d'ondes pour différentes températures et fractions volumiques de suie uniformes des gaz brûlés</i>	150
<i>Figure 50 – Flux radiatif à la paroi du cylindre contenant les gaz brûlés en fonction de la position verticale pour une émissivité hémisphérique globale de 0,90 et plusieurs températures et fractions volumiques de suie uniformes des gaz brûlés</i>	152
<i>Figure 51 – Flux radiatif à la paroi du cylindre contenant les gaz brûlés en fonction de la position verticale pour une température des gaz brûlés de 800 °C, une fraction volumique de suie de 1 ppm et plusieurs émissivités hémisphériques globales de paroi : 0,30, 0,60 et 0,90</i>	153
<i>Figure 52 – Flux radiatif à la paroi du cylindre contenant les gaz brûlés en fonction de la position verticale pour une émissivité hémisphérique globale de paroi fixée à 0,90, une température d'entrée des gaz brûlés de 800 °C, une fraction volumique de suie de 1 ppm et plusieurs températures de sortie des gaz brûlés : 450, 600, 750 °C.....</i>	154
<i>Figure 53 – Répartition du flux radiatif le long de la paroi de la chambre de combustion et températures des gaz et de la paroi à deux instants d'un cycle de fonctionnement de la chaudière (0 min et 7 min)</i>	156
<i>Figure 54 – Schéma des flux thermiques échangés par conduction (φ^{cd}), convection (φ^{cv}) et rayonnement (φ^R) à travers la paroi de l'échangeur élémentaire</i>	158
<i>Figure 55 – Schéma des résistances thermiques d'un élément d'échangeur (la conduction, la convection et le rayonnement sont représentés par les indices (cd), (cv), (R) respectivement)</i>	162
<i>Figure 56 – Flux radiatif moyen pour différents excès d'air sur la plage de températures des gaz en sortie d'échangeur entre 700 et 790 °C.....</i>	163
<i>Figure 57 – Comparaison des coefficients d'échange globaux expérimentaux et théoriques</i>	167
<i>Figure 58 – Schéma d'un tube aileté d'échangeur avec dépôt de suie, avec (a) configuration du tube aileté et (b) notations utilisées.....</i>	169
<i>Figure 59 – Émissivité équivalente réelle et corrélée en fonction de la différence de température entre gaz brûlés et dépôt de suie.....</i>	172
<i>Figure 60 – Température du tube en fonction de l'émissivité équivalente de la surface en contact avec les gaz brûlés.....</i>	173

<i>Figure 61 – Flux thermiques échangés en fonction de l'émissivité équivalente de la surface en contact avec les gaz brûlés</i>	173
<i>Figure 62 – Profils de température de l'ailette et à la surface du dépôt pour différentes résistances thermiques de dépôt r_d ($m^2.K.W^{-1}$).....</i>	174
<i>Figure 63 – Flux thermique total et flux radiatif en fonction de la résistance thermique du dépôt, pour différentes émissivités équivalentes</i>	175
<i>Figure 64 – Émissivité équivalente corrélée et profils de température de la surface du dépôt de suie et de l'ailette le long de l'ailette</i>	176
<i>Figure 65 – Schéma du système de micro-cogénération complet</i>	180
<i>Figure 66 – Diagramme de Sankey des flux exergétiques du système de micro-cogénération biomasse</i>	189
<i>Figure 67 – Exergie détruite dans le système de micro-cogénération répartie sur chaque élément du système</i>	190
<i>Figure 68 – Rendements exergétiques des éléments du système de micro-cogénération</i>	191
<i>Figure 69 – Températures des gaz brûlés mesurées dans la chambre de combustion d'origine (mesures sans correction)</i>	215
<i>Figure 70 – Températures des gaz brûlés mesurées dans la chambre de combustion avec échangeur (mesures sans correction)</i>	216
<i>Figure 71 – Eléments de base des bond graphs</i>	221

Liste des tableaux

<i>Tableau 1 – Comparaison des cogénérateurs adaptés à la micro-cogénération</i>	<i>30</i>
<i>Tableau 2 – Exemples de systèmes de micro-cogénération biomasse de la littérature</i>	<i>32</i>
<i>Tableau 3 – Études numériques du moteur Ericsson à cycle de Joule</i>	<i>35</i>
<i>Tableau 4 – Contenu des modèles de moteurs Ericsson à cycle de Joule de la littérature</i>	<i>36</i>
<i>Tableau 5 – Comparaison d'échangeurs résistant aux hautes températures adaptés pour la micro-cogénération biomasse avec cogénérateur de type moteur Ericsson [62,63].....</i>	<i>38</i>
<i>Tableau 6 – Comparaison de modèles de propriétés radiatives de gaz de la littérature [72,78,89,90].....</i>	<i>44</i>
<i>Tableau 7 – Composition des pellets de bois</i>	<i>53</i>
<i>Tableau 8 – Caractéristiques de la partie détente du moteur Ericsson.....</i>	<i>55</i>
<i>Tableau 9 – Chaîne d'acquisition associée aux bancs d'essai</i>	<i>63</i>
<i>Tableau 10 – Conditions expérimentales des essais réalisés avec l'échangeur gaz-air</i>	<i>75</i>
<i>Tableau 11 – Comparaison des résultats du modèle thermodynamique aux résultats des modèles présents dans la littérature.....</i>	<i>93</i>
<i>Tableau 12 – Performances globales du moteur Ericsson obtenues avec des cycles de compression de Joule et d'Ericsson</i>	<i>95</i>
<i>Tableau 13 – Performances et conditions de fonctionnement d'un moteur Ericsson à cycles de compression et détente de Joule</i>	<i>107</i>
<i>Tableau 14 – Comparaison des performances évaluées avec les modèles 20sim et scilab dans les conditions : $\omega = 600$ tr/min, $p_h = 6$ bar, $T_h = 550$ °C, soupape d'admission et d'échappement ouvertes respectivement entre -10° et 80° et entre 160° et 360°</i>	<i>120</i>
<i>Tableau 15 – Résistances thermiques d'un échangeur élémentaire (cf. Figure 54) pour différentes valeurs du flux radiatif des gaz brûlés vers la paroi (indices cd, cv, R pour les phénomènes de conduction, convection et rayonnement respectivement)</i>	<i>164</i>
<i>Tableau 16 – Performances de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé dimensionné pour le banc d'essai de l'unité de micro-cogénération avec un flux radiatif de $30,2$ kW/m²</i>	<i>165</i>
<i>Tableau 17 – Conditions de fonctionnement de l'unité de micro-cogénération considérées pour l'étude exergétique.....</i>	<i>187</i>
<i>Tableau 18 – Récapitulatif des conditions de réalisation des essais</i>	<i>218</i>
<i>Tableau 19 – Cames disponibles pour l'ajustement des ouvertures et fermetures de soupape de la partie détente du moteur Ericsson.....</i>	<i>219</i>

Nomenclature

A	point de l'axe de symétrie de la chambre de combustion cylindrique
A	surface d'échange, m ²
A _{air}	surface d'échange du côté de l'air pressurisé, m ²
A _c	section d'ailette, m ²
A _{gaz}	surface d'échange du côté des gaz brûlés, m ²
A _k	aire de la face k du volume élémentaire, m ²
A _{v_{eff}}	section de passage efficace d'une soupape, m ²
B	point de la paroi de la chambre de combustion cylindrique
Bi	nombre de Biot $Bi = h_s D_s / \lambda_s$
C _{arbre}	couple réel appliqué sur le vilebrequin, N.m
C _{bielle}	couple réel appliqué sur la bielle du cylindre de détente, N.m
C _d	coefficient de débit empirique, sans unité
C _f	couple de frottement global moyen, N.m
C _i	couple indiqué, N.m
c _p	capacité thermique massique à pression constante, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
c _v	capacité thermique massique à volume constant, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
D _p	diamètre du piston du cylindre de détente, m
D _s	diamètre de la soudure chaude, m
d _w	diamètre du tube d'échangeur, m
E	partie détente du moteur Ericsson
E _{ch} , E _{fr}	efficacité d'échangeur côté fluide chaud, côté fluide froid
Ė _x	flux d'exergie, W
F _{bielle}	force exercée sur la bielle, N

F_{carter}	forces de pression d'air appliquées sur le bas du piston, N
F_{piston}	force appliquée sur le piston, N
f_v	fraction volumique de suie
g	accélération de la pesanteur, m.s^{-2}
h	enthalpie massique, J.kg^{-1}
\dot{H}	flux d'enthalpie, W
h_c	coefficient d'échange convectif de l'air dans un tube, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
$h_{\text{cv-R}}$	coefficient d'échange convectif et radiatif des gaz brûlés, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
h_{paroi}	coefficient d'échange convectif à la paroi du cylindre, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
h_r	coefficient d'échange radiatif, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
h_s	coefficient d'échange convectif sur la soudure chaude, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
I_v	intensité radiative directionnelle monochromatique, $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{(m}^{-1}\text{)}^{-1}$
I_v°	intensité monochromatique du corps noir, $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{(m}^{-1}\text{)}^{-1}$
k	coefficient polytropique de l'air
k_{g_j}	pseudo coefficient d'absorption, m^{-1}
$k_{g_j}^*$	paramètre du modèle CK, m^{-1}
L	longueur de la bielle, m
L	largeur d'ailette, m
l_v	hauteur de levée de soupape, m
m, m_i, m_j	masse d'air, kg
\dot{m}	débit masse, kg.s^{-1}
M	point situé dans les gaz brûlés
Ma	nombre de Mach
m_{cycle}	masse d'air aspiré par cycle, kg
m_{in}	masse d'air aspirée lors de la phase d'admission à pression constante, kg

m_r	masse d'air résiduel contenu dans le volume mort au point mort haut, kg
N	vitesse de rotation, tr/min
\vec{n}_B	vecteur unitaire normal à la paroi de l'échangeur
\vec{n}_{inci}	vecteur unitaire incident normal à la paroi
\vec{n}_k	vecteur unitaire normal à la surface sortant d'un volume élémentaire
N_v	nombre de surfaces d'un volume élémentaire
p, p_i, p_j	pression d'air, Pa
P	périmètre de la section d'ailette, m
p_{atm}	pression atmosphérique, Pa
PCI	pouvoir calorifique inférieur massique, $J.kg^{-1}$
p_h	pression d'air en entrée de cylindre de détente, Pa
P_i	puissance indiquée du moteur Ericsson, W
$P_{i,e}$	puissance indiquée du cycle de détente du moteur Ericsson, W
p_{piston}	pression d'air de la chambre de détente appliquée sur le piston, Pa
P_{th}	puissance thermique apportée à l'air du moteur Ericsson, W
p_{me}	pression moyenne effective du moteur Ericsson, Pa
p_{mi}	pression moyenne indiquée du moteur Ericsson, Pa
$p_{mi,e}$	pression moyenne indiquée du cylindre de détente, Pa
$\delta\dot{q}$	puissance thermique élémentaire perdue à la paroi, W
\dot{Q}	puissance thermique transmise à la paroi, W
Q_{eff}	quantité de chaleur effective transmise à l'air du moteur dans l'échangeur, J
q_m	débit masse, $kg.s^{-1}$
q_m^*	débit masse adimensionnel
$q_{m,ref}$	débit masse de référence, $kg.s^{-1}$
q_{paroi}	quantité de chaleur transmise à la paroi du cylindre de détente, J

\dot{Q}_{paroi}	puissance thermique transmise à la paroi du cylindre de détente, W
q_v	débit volume, $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$Q(T)$	fonction de partition interne
r	constante massique de l'air, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
r	longueur du maneton du cylindre de détente, m
r	coordonnée radiale dans la chambre de combustion de la chaudière, m
R_{aillette}	résistance thermique d'ailette, $\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$
$R_{\text{ch}}, R_{\text{fr}}$	ratio des capacités thermiques côté fluide chaud, côté fluide froid
R_{cd}	résistance thermique de conduction, $\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$
R_{cv}	résistance thermique de convection, $\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$
$R_{\text{cv-R}}$	résistance thermique de convection et rayonnement, $\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$
r_d	résistance thermique linéique du dépôt de suie, $\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$
r_v	rayon de soupape, m
r_v	coordonnée radiale du centre d'un volume élémentaire, m
s	abscisse curviligne, m
s	entropie, $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$
S	surface, m^2
$\dot{S}_{\text{gén}}$	flux d'entropie générée, $\text{W} \cdot \text{K}^{-1}$
t	temps, s
T, T_i, T_j	température, K
T_a	température ambiante, K
T_{cyl}	température d'air de la chambre de détente, K
T_h	température d'air en entrée de cylindre de détente, K
T_h	température des gaz brûlés du modèle d'échangeur élémentaire, K
T_{out}	température d'air à l'échappement du moteur Ericsson, K

T_s	température de surface du dépôt de suie, K
T_w	température de paroi du tube, K
u	énergie interne massique, $J.kg^{-1}$
U	coefficient d'échange global, $W.m^{-2}.K^{-1}$
$\vec{u}, \vec{u}', \vec{u}_m$	vecteurs unitaires direction d'angle solide
U_A	coefficient d'échange global rapporté à la surface A, $W.m^{-2}.K^{-1}$
U_p	vitesse du piston, $m.s^{-1}$
v	vitesse, $m.s^{-1}$
V, V_{adj}	volume élémentaire, volume élémentaire adjacent, m^3
V_c	cylindrée du cylindre de compression, m^3
V_e	cylindrée du cylindre de détente, m^3
V_i, V_j	volume, m^3
V_{me}	volume mort du cylindre de détente, m^3
V_{Me}	volume maximum du cylindre de détente, m^3
W_{eff}	travail effectif du moteur Ericsson, J
\dot{W}_{eff}	puissance effective du moteur Ericsson, W
W_f	travail dissipé par frottement mécanique, J
\dot{W}_f	puissance dissipée par frottement mécanique, W
w_i	travail massique indiqué du moteur Ericsson, J
W_i	travail indiqué du moteur Ericsson, J
W_{ic}	travail indiqué du cycle de compression, J
W_{ie}	travail indiqué du cycle de détente, J
W_{ij}	travail transféré au cours d'une transformation thermodynamique, J
X	fraction molaire
\dot{x}	vitesse du piston, $m.s^{-1}$

z hauteur, m

Caractères grecs

α_{eevc} paramètre de réglage de la fermeture de soupape d'échappement

α_{in} paramètre de réglage de la fermeture de soupape d'admission

$\alpha_{m+1/2}, \alpha_{m-1/2}$ coefficients de redistribution de la courbure angulaire

α_v absorptivité monochromatique directionnelle

γ coefficient de Laplace, rapport des capacités thermiques de l'air

δ épaisseur d'ailette, m

δ_d épaisseur de dépôt de suie, m

δ_v angle de portée de soupape sur son siège, rad

ε_{eq} émissivité équivalente de la paroi

ε_v émissivité monochromatique directionnelle de la paroi

ε_{paroi} émissivité hémisphérique globale de la paroi

η_{ex} rendement exergetique

η_{global} rendement global du moteur Ericsson

η_{th} rendement thermodynamique théorique du moteur Ericsson

$\eta_{\vec{u}}$ vecteur unitaire de la direction de propagation projeté sur \vec{e}_φ

η_v coefficient d'émission monochromatique, $W.m^{-2}.sr^{-1}$

θ angle entre l'axe du cylindre et le maneton, rad

κ_v coefficient d'absorption monochromatique, m^{-1}

λ conductivité thermique d'ailette, $W.m^{-1}.K^{-1}$

λ_{air} excès d'air

λ_s conductivité de la soudure chaude, $W.m^{-1}.K^{-1}$

$\mu_{\vec{u}}$ vecteur unitaire de la direction de propagation projeté sur \vec{e}_r

$v, \Delta v$ nombre d'ondes, largeur de bande de nombres d'ondes, m^{-1}

$\xi_{\bar{u}}$	vecteur unitaire de la direction de propagation projeté sur \bar{e}_z
σ	constante de Stefan $\sigma=5,67.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$
τ	rapport volumétrique de compression
φ	angle entre l'axe du cylindre et la bielle, rad
φ^R	flux radiatif, W.m^{-2}
Φ	puissance thermique totale échangée, W
Φ	puissance thermique linéique (modèle d'échangeur élémentaire), W.m^{-1}
φ_s	flux surfacique des gaz brûlés vers la paroi de l'échangeur, W.m^{-2}
ω	vitesse de rotation, rad.s^{-1}
ω_j^{CK}	poids de la quadrature du modèle CK
Ω, Ω'	angle solide, sr

Indices

adm	soupape d'admission du cylindre de détente
air	air pressurisé
amont	amont de soupape
asp	aspiré
atm	atmosphérique
B	chaudière
c, C	cycle ou cylindre de compression
c	fluide chauffé (modèle d'échangeur élémentaire)
cd	conduction
ch	chaud
col	col de soupape
cv	convection
cyl	air de la chambre de détente

e, E	cycle ou cylindre de détente
<i>E</i>	cycle d'Ericsson
ex	sortant
F	foyer
fr	froid
g	gaz
gaz	gaz brûlés
g_j	point de quadrature du modèle CK
h	entrée de cylindre de détente
h	gaz brûlés (cas du modèle d'échangeur élémentaire)
H	échangeur gaz brûlés-air pressurisé
H_a	échangeur gaz brûlés-air pressurisé
H_w	échangeur gaz brûlés-eau
in	entrant
inci	incident
<i>J</i>	cycle de Joule
max	maximum
MC	systèmes mécaniques de la partie compression du moteur Ericsson
ME	systèmes mécaniques de la partie détente du moteur Ericsson
p	paroi
R	rayonnement
ref	grandeur de référence
s	surface du dépôt de suie (cas du modèle d'échangeur élémentaire)
s, s_1, s_2	soudure de thermocouple (dispositifs expérimentaux)
suie	dépôt de suie
w	paroi d'échangeur

0	valeur initiale
μ CHP	système de micro-cogénération
<i>Exposants</i>	
axe	axe de symétrie de la chambre de combustion de la chaudière
cd	conduction
corr	corrélation
cv	convection
émi	émis
G, gaz	espèces gazeuses, produits de combustion gazeux
inci	incident
paroi	paroi de l'échangeur en contact avec les gaz brûlés
part	particules de suie issues de la combustion de biomasse
R	rayonnement

Acronymes

CK	correlated K
CRO	cycle de Rankine organique
DOM	méthode aux ordonnées discrètes
ETR	équation du transfert radiatif
N	normalisé
NO	normalement ouvert
NUT	nombre d'unités de transfert
PMB	point mort bas
PMH	point mort haut
SMPS	scanning mobility particle sizer

Introduction générale

La micro-cogénération consiste en une production simultanée d'électricité et de chaleur pour de faibles puissances, inférieures à 50 kW en Union Européenne et inférieures à 36 kW en France. La micro-cogénération connaît depuis quelques années un important développement lié aux évolutions du contexte énergétique et environnemental. En effet, les ressources fossiles étant limitées et la consommation énergétique mondiale étant croissante, il s'avère nécessaire de favoriser la production d'énergie à partir de sources renouvelables et de promouvoir l'utilisation de systèmes énergétiques efficaces pour réduire la consommation d'énergie primaire tout en répondant aux besoins énergétiques accrus. Le constat des effets néfastes du réchauffement climatique incite à limiter les émissions de gaz à effet de serre, en majorité associées au secteur de la production d'énergie [1]. Ceci nécessite une utilisation plus efficace de l'énergie tout en ayant recours à des ressources énergétiques limitant l'impact carbone, telles que la biomasse. Les systèmes de micro-cogénération sont des solutions qui peuvent répondre à ces enjeux, en particulier concernant l'amélioration de l'efficacité énergétique et la réduction des émissions de gaz à effet de serre. L'utilisation de chaleur associée à la production d'électricité permet d'obtenir des rendements globaux élevés (ratio entre énergie récupérée et énergie primaire consommée). L'implantation d'un grand nombre de systèmes de micro-cogénération domestiques présente plusieurs avantages. Cela permet d'augmenter la puissance électrique installée à l'échelle nationale et d'effacer ainsi la pointe de consommation électrique hivernale en garantissant la disponibilité électrique à cette période. La décentralisation de la production électrique, positionnée à proximité du lieu de consommation, évite les pertes sur le réseau liées au transport d'électricité.

Pour répondre aux problématiques énergétiques et environnementales actuelles, l'Union Européenne a mis en place différentes directives, déclinées au niveau national dans tous les Etats membres, qui sont structurantes pour le développement de la filière de la micro-cogénération. La directive 2004/8/CE [2] propose d'augmenter l'efficacité énergétique en favorisant les systèmes de cogénération à haut rendement (supérieur à 75%). Le « Paquet Énergie-Climat » (directives 2009/28/CE [3], 2009/29/CE [4], 2009/31/CE [5], 406/2009/CE [6]), adopté le 23 janvier 2008, prévoit à l'horizon 2020 la réduction des émissions de gaz à effet de serre de 20% par rapport aux émissions de 1990, une part d'énergies renouvelables atteignant 20% de l'énergie primaire consommée et une augmentation de l'efficacité

énergétique permettant une réduction de 20% de la consommation d'énergie primaire par rapport aux projections pour l'année 2020. La directive 2010/31/UE [7] se penche sur l'amélioration de la performance énergétique des bâtiments, notamment en proposant d'envisager systématiquement l'utilisation de systèmes alternatifs à haut rendement énergétique tels que la cogénération et la micro-cogénération dans l'analyse de faisabilité associée à la construction ou la rénovation de bâtiments. La directive 2012/27/UE [8] demande à chaque Etat membre de faciliter la mise en place d'une filière de micro-cogénération locale avec une identification des besoins en chaleur pouvant être assurés par des systèmes de micro-cogénération, une mise en œuvre de stratégies pour répondre à ces besoins, une simplification des procédures de mise en place et de raccordement au réseau électrique. Les règlements 811/2013/UE [9] et 813/2013/UE [10] stipulent les exigences en écoconception des systèmes de micro-cogénération et établissent un label de performances énergétiques de ces systèmes de niveau A+ sur une échelle de G à A++, ce qui facilitera leur arrivée sur le marché. Tous ces dispositifs législatifs contribuent fortement au développement de la micro-cogénération en Europe.

Concernant l'utilisation de biomasse comme ressource énergétique, notamment en combustion, des normes ont été mises en place pour inciter à améliorer l'efficacité des appareils de combustion. En particulier, les performances des chaudières à biomasse solide sont classées selon plusieurs normes. En France, les normes européennes NF EN 303-5 et NF EN 12809 différencient les chaudières à biomasse solide à chargement manuel ou automatique de puissance utile inférieure ou égale à 300 kW en trois classes, selon le rendement et la quantité d'émissions polluantes (monoxyde de carbone, poussières). Le label Flamme Verte [11] vient compléter ces normes en proposant une classification des chaudières à bois selon des seuils de performance (rendement énergétique, émissions de monoxyde de carbone et de particules fines) qui évoluent d'année en année pour inciter les fabricants à améliorer continuellement leurs appareils. Une normalisation existe également sur les combustibles issus de la biomasse pour garantir leur qualité, telle que la norme NF biocombustibles solides – granulés [12] qui s'applique aux pellets de bois.

Un système de micro-cogénération est constitué de trois éléments principaux : une source de chaleur, un convertisseur chaleur-électricité ou cogénérateur, et un élément de collecte de la chaleur qui permet d'alimenter à la fois le cogénérateur et un circuit de récupération de chaleur. Les systèmes de micro-cogénération existants peuvent être définis selon plusieurs critères :

- la source d'énergie primaire utilisée, qui peut être l'énergie solaire [13], la géothermie [14,15] ou un combustible gazeux (gaz naturel, biogaz), liquide (gasoil, fioul, biocarburant, GPL) ou solide (charbon, biomasse) [16].
- le type de cogénérateur : moteur à combustion interne, turbine à vapeur à Cycle de Rankine Organique (CRO), micro-turbine à gaz, moteur à air chaud de type Stirling ou de type Ericsson [17,18], pile à combustible [19].
- les procédés et technologies de conversion d'énergie utilisés, qui peuvent être mis en œuvre à différentes étapes de la transformation d'énergie primaire en chaleur puis en électricité, par exemple dans le cas d'un combustible solide, la gazéification et la pyrolyse [20,21], le type de foyer de chaudière (lit fixe [20,22], lit fluidisé[22]).

Le travail présenté ici a pour objectif de réaliser l'étude théorique et expérimentale d'un prototype d'une unité de micro-cogénération alimentée en pellets de bois, en se penchant sur des domaines physiques variés (thermique, thermodynamique et mécanique principalement) et en s'intéressant des phénomènes à différentes échelles (étude de l'unité dans son ensemble, étude locale de phénomènes physiques au sein de ses composants). Cette unité est composée d'une chaudière, d'un moteur à air chaud Ericsson fonctionnant avec un cycle de Joule ouvert (cogénérateur) et d'un échangeur gaz de combustion-air pressurisé permettant d'alimenter en air chaud le moteur (cf. Figure 1). Plusieurs systèmes de micro-cogénération associés à ce type de cogénérateur sont référencés dans la littérature. Ils sont tous développés au Laboratoire de Thermique Énergétique et Procédés (LaTEP) de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour. Ainsi, Bonnet et al. [23] ont réalisé l'étude énergétique, exergétique et économique d'un système de micro-cogénération alimenté en gaz naturel. Alaphilippe et al. [13] ont modélisé et étudié les performances d'une unité de micro-cogénération fonctionnant à l'énergie solaire. L'étude d'un système de micro-cogénération équipé d'un moteur Ericsson à cycle de Joule ouvert alimenté en combustible biomasse solide est une nouveauté. Ce type de combustible produit des gaz brûlés à forte teneur en particules de suie qui sont responsables d'un phénomène de rayonnement important [24,25], d'où la nécessité d'une modélisation spécifique de l'échangeur destiné au chauffage de l'air pressurisé alimentant le moteur.

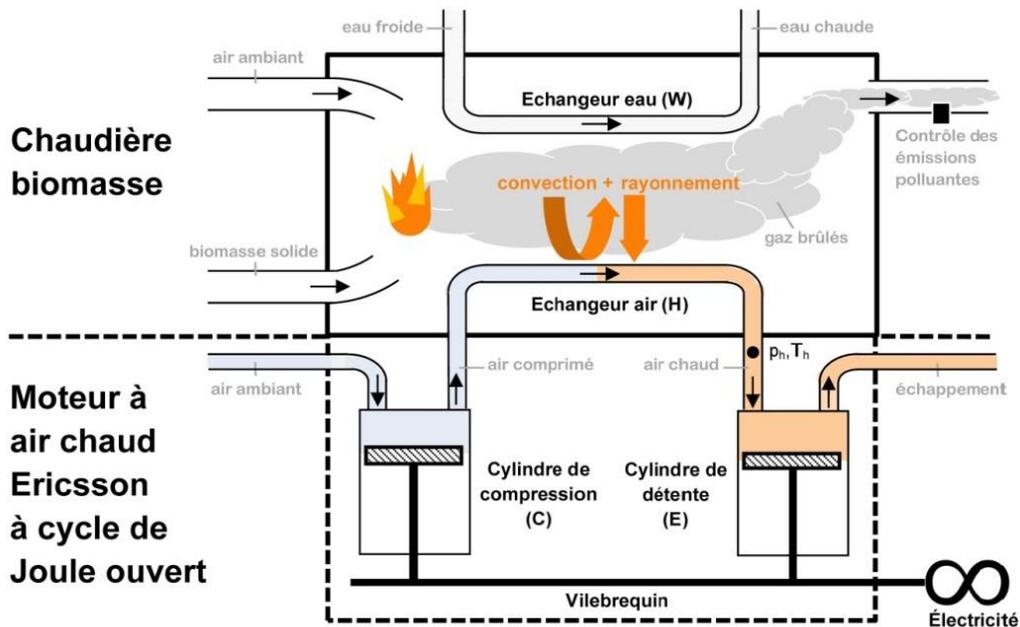


Figure 1 – Schéma de l'unité de micro-cogénération bois avec moteur Ericsson

Ce mémoire est structuré comme suit. La première partie recense les travaux référencés dans la littérature se rapportant aux différents éléments de l'unité de micro-cogénération étudiée : technologies existantes (systèmes de micro-cogénération, moteurs Ericsson, échangeurs adaptés aux gaz de combustion de biomasse) et modélisation (moteur Ericsson, transfert radiatif en provenance des gaz de combustion). La deuxième partie est consacrée au dispositif expérimental mis en place au cours de la thèse, avec une description du banc d'essai de l'unité de micro-cogénération et une présentation des résultats expérimentaux : cartographie des températures dans la chaudière, étude expérimentale de l'échangeur, mesures des frottements de la partie détente du moteur Ericsson. La troisième partie décrit la modélisation du moteur Ericsson. Elle inclut la présentation de deux modèles du moteur (modèle thermodynamique en régime permanent et modèle dynamique), ainsi que les résultats de ces modèles. La quatrième partie porte sur la modélisation des transferts thermiques à travers l'échangeur permettant de récupérer la chaleur des gaz brûlés issus de la combustion de biomasse afin de chauffer l'air pressurisé alimentant le moteur Ericsson. Cette partie comprend la description et les résultats d'un modèle de rayonnement permettant d'évaluer le flux radiatif transmis par les gaz brûlés à la paroi de l'échangeur. Elle inclut également deux modèles permettant l'évaluation de l'échange thermique global à travers l'échangeur (modèle avec résistances thermiques, modèle avec bilan thermique sur un élément d'échangeur). La dernière partie décrit l'analyse exergetique du système de micro-

cogénération. Les figures de ce mémoire sont numérotées par ordre d'apparition. Cette thèse a été réalisée dans le cadre du projet régional Sylwatt porté par le laboratoire TEMPO de l'Université de Valenciennes, en partenariat avec le laboratoire PC2A de l'Université de Lille 1, le Centre Commun de Mesures de l'Université du Littoral Côte d'Opale de Dunkerque et l'entreprise Enerbiom située à Denain. Le projet Sylwatt a été financé par la Région Nord-Pas-de-Calais dans le cadre d'un dispositif ARCIR (Actions de Recherche Concertée d'Initiative Régionale) et par Enerbiom dans le cadre d'un financement de thèse Cifre.

Chapitre 1. Étude bibliographique

I. Systèmes de micro-cogénération à combustion de biomasse

Il existe deux systèmes principaux permettant la conversion d'énergie thermique en énergie mécanique utilisés dans les systèmes de cogénération : les turbines et les machines volumétriques. Différents cogénérateurs adaptés aux échelles de puissance de la micro-cogénération sont présentés dans le Tableau 1 [18,26-35]. Leur utilisation dépend de la source d'énergie primaire employée et des plages de performances souhaitées : puissance installée, rendement électrique (ratio entre énergie électrique produite et énergie primaire consommée). Les rendements globaux associés aux différents cogénérateurs se situent entre 65 et 95%. Dans le cas des systèmes de micro-cogénération à combustion de biomasse solide, les cogénérateurs adaptés sont les micro-turbines à gaz, les générateurs thermoélectriques, les turbines à Cycle de Rankine Organique (CRO) et les moteurs à air chaud de type Stirling et Ericsson [17]. La présence de particules de suie dans les produits de combustion de biomasse conduit à choisir préférentiellement un fonctionnement du cogénérateur avec une combustion externe afin de limiter les contraintes d'encrassement, ce qui exclut l'utilisation des moteurs à combustion interne. Les micro-turbines à gaz présentent un rendement faible (inférieur à 17%) pour les petites puissances (inférieures à 50 kW) et nécessitent une source d'énergie stable [26,31], ce qui limite leur intérêt comparé aux autres systèmes de conversion d'énergie. Les générateurs thermoélectriques ont également un rendement électrique faible, de 4 à 9% [36], et sont encore à un niveau de développement peu avancé. Les turbines à CRO nécessitent la présence d'une source de chaleur stable pour maintenir un niveau de performance élevé [37]. Les moteurs à air chaud de type Stirling et Ericsson présentent de bonnes performances à faible puissance, et celles-ci restent élevées dans les cas de fonctionnement à charge partielle [26]. Le rendement global d'une installation de micro-cogénération munie d'un moteur Ericsson n'a pas encore été évalué, d'où l'intérêt d'étudier ce moteur.

cogénérateurs	sources d'énergie primaire adaptées	puissance installée	combustion	rendement électrique	rendement global
moteur à combustion interne (MCI)	combustibles gazeux et liquides [18]	3 kW _{el} à 10 MW _{el} [26]	interne	25 à 45% [18,26-28]	65 à 92% [18,26-28]
turbine à Cycle de Rankine Organique (CRO)	tout type de combustibles, solaire, géothermie [18,26]	4 kW _{el} à 3 MW _{el} [26,29]	externe	10 à 20% [18]	supérieur à 70% [18,30]
micro-turbine à gaz	combustibles gazeux et liquides [31]	15 kW _{el} à 300 kW _{el} [26]	interne ou externe	15 à 30% [26]	65 à 90% [26]
moteur Stirling	tout type de combustibles, solaire, géothermie [18]	3 kW _{el} à 1,5 MW _{el} [26]	externe	10 à 33% [18,26,27]	65 à 95% [18,26-28]
moteur Ericsson	tout type de combustibles, solaire, géothermie	1 à 35 kW _{méca} [32,33]	interne ou externe	9 à 52%* [32-35]	donnée non disponible
pile à combustible	hydrogène, hydrocarbures [18]	1 à 7 kW _{th} [26]		30 à 40% [18,27]	70 à 90% [18,27,28]
générateur thermo-électrique	tout type de combustibles, solaire, géothermie	2 kW _{el} [36]		4 à 9% [36]	74 à 90% [36]

* rendement thermodynamique

Tableau 1 – Comparaison des cogénérateurs adaptés à la micro-cogénération

Plusieurs installations de micro-cogénération à combustible biomasse solide, à différents stades de développement (modélisation, dimensionnement et fabrication d'un prototype, études expérimentales), sont décrites dans la littérature (cf. Tableau 2) [18,36,38-41]. Les systèmes décrits n'ont pas encore atteint le stade de développement commercial. Les technologies de cogénérateurs utilisés dans ces systèmes sont variées : module thermoélectrique, moteur Stirling, turbine à CRO. Le rendement électrique expérimental le plus élevé (28%) est obtenu avec un moteur Stirling. Il existe également des systèmes de micro-cogénération hybrides utilisant, outre la biomasse, une deuxième source d'énergie primaire, telle que l'énergie solaire, employée par exemple dans le préchauffage du combustible [42].

Les combustibles issus de la biomasse solide envisageables dans les systèmes de micro-cogénération peuvent se présenter sous forme de bûches, de plaquettes, de granulés (pellets), de sciure ou de poudre, qui proviennent de bois d'essences diverses ou de plantes herbacées (paille, foin) [22,43,44]. La combustion de biomasse solide est réalisée en plusieurs étapes : chauffage, séchage, pyrolyse, gazéification, combustion [22,43,45]. Elle induit l'émission de dioxyde de carbone et de polluants, principalement des particules fines (particules de suie, cendres volantes), du monoxyde de carbone, des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP) et des oxydes d'azote [22,44,46], les oxydes de soufre émis restant négligeables [44].

Les quantités de polluants émis varient notamment en fonction de la composition de la biomasse employée. Par exemple, les émissions d'oxydes d'azote sont plus élevées avec des pellets de foin qu'avec des pellets de bois [44]. La combustion de biomasse solide, notamment dans des chaudières, est étudiée dans la littérature par des modèles ou par expérimentation. Différentes approches sont adoptées : modélisation de la combustion d'un point de vue thermique (températures, transferts thermiques), mécanique des fluides (écoulements, vitesses locales) ou chimique (réactions chimiques, produits de combustion, polluants) [24,25,47,48] ; études expérimentales de chaudières, incluant les performances (rendement thermique, rendement de combustion), la répartition des températures dans la chaudière, la mesure des produits de combustion et des polluants émis, avec des combustibles biomasse de divers formats et essences [44,49-51].

auteur	configuration	stade de développement	puissance installée	rendement électrique	rendement global
Alanne et al. [36]	chaudière domestique à pellets de bois avec module thermoélectrique	modélisation	1,91 kW _{el}	8,9%	74 à 91%
Crema et al. [38]	chaudière à pellets de bois avec moteur Stirling	dimensionnement, fabrication d'un prototype	18 kW _{th} 1 kW _{el}	NC*	89,2%
Biedermann et al. [39]	chaudière automatique à plaquettes de bois avec moteur Stirling	étude expérimentale d'un prototype	35 kW _{el}	9,2%	90%
Podesser [40]	chaudière à biomasse solide avec moteur Stirling	étude expérimentale d'un prototype	3,2 kW _{el} 12,5 kW _{th}	25 à 28%	NC*
Thiers et al. [18]	chaudière à pellets de bois avec moteur Stirling	étude expérimentale d'un prototype	1,38 kW _{el} 10,5 kW _{th}	14,3%	72,1%
Qiu et al. [41]	chaudière automatique à pellets de bois avec turbine à cycle de Rankine organique	étude expérimentale d'un prototype	0,86 kW _{el} 61,2 kW _{th}	1,41%	78,69%

*NC : non communiqué

Tableau 2 – Exemples de systèmes de micro-cogénération biomasse de la littérature

II. Moteurs à air chaud Ericsson

Le moteur Ericsson a été inventé par John Ericsson au XIX^e siècle. Il fait partie de la famille des moteurs à air chaud, qui comprend également les moteurs Stirling. Les moteurs à air chaud présentent un rendement thermodynamique élevé pour les niveaux de puissances rencontrés dans les systèmes de micro-cogénération, comparé aux autres cogénérateurs à combustion externe. Les moteurs Ericsson fonctionnent avec des cycles de Joule (transformations isentropiques) ou d'Ericsson (transformations isothermes) qui peuvent être ouverts ou fermés et associés à une combustion interne (cycle ouvert) ou externe (cycle ouvert ou fermé). L'utilisation d'un cycle ouvert permet une réutilisation de l'air chaud à l'échappement, par exemple pour du préchauffage, de la cogénération ou pour des procédés annexes [17]. Les moteurs Stirling suivent un cycle du même nom. Il existe différentes configurations de moteurs Stirling : alpha, bêta, gamma, à piston libre, à déplaceur libre. Ils fonctionnent tous avec un cycle fermé, ce qui nécessite la présence d'un puits froid et induit des contraintes technologiques importantes, notamment une étanchéité adaptée à la pression élevée régnant à l'intérieur du moteur. L'échangeur utilisé comme source chaude dans les moteurs Stirling est également associé à des contraintes de conception importantes : sa surface d'échange doit être grande tandis que son volume doit rester faible pour garantir le bon fonctionnement du moteur [52]. Les moteurs Ericsson à cycle ouvert ne sont pas soumis à des contraintes aussi sévères. Ils fonctionnent avec un niveau de pression plus faible que les moteurs Stirling, limitant les problèmes d'étanchéité. Le volume de l'échangeur associé est peu contraignant car il n'a pas d'effet négatif sur les performances du moteur. Pour des performances similaires à celles du moteur Stirling [32,53], le coût des moteurs Ericsson peut s'avérer potentiellement plus faible que celui des autres technologies concurrentes du fait de ces contraintes limitées [17,23].

La littérature mentionne plusieurs études numériques de moteurs Ericsson à cycle de Joule [32-35,54-56], composés de deux cylindres réalisant respectivement un cycle de compression et un cycle de détente de l'air qui constitue le fluide de travail. Elles sont recensées dans le Tableau 3 qui détaille la configuration des moteurs Ericsson présentés et leurs conditions de fonctionnement. Wojewoda et al. [32] ont montré l'influence de la configuration du moteur sur ses performances dans le cas d'un fonctionnement avec un cycle fermé. Moss et al. [33] ont présenté la conception et le dimensionnement d'un moteur Ericsson à combustion interne et à cycle de Joule ouvert. Bell et al. [34] ont conçu un moteur

similaire et proposé une optimisation des conditions de fonctionnement. Lontsi et al. [35] ont démontré la stabilité du fonctionnement d'un moteur Ericsson à combustion externe et à cycle ouvert. Touré et al. [54,56] ont réalisé une analyse de sensibilité des paramètres de fonctionnement (pression maximale, température, rapport des volumes, rapport des cylindrées de compression et détente, débit masse d'air) sur les performances d'un moteur Ericsson semblable. Fula et al. [55] ont analysé l'effet des transferts thermiques à la paroi des cylindres sur les diagrammes indiqués des cycles de compression et détente. Le cas d'un moteur Ericsson suivant un cycle d'Ericsson fermé avec récupérateur a été décrit par Kaushik et al. [53] et par Chen et al. [57] avec des modèles thermodynamiques en temps fini qui incluent les pertes thermiques et les irréversibilités du cycle. Une étude expérimentale d'un moteur Ericsson à combustion externe et à cycle de Joule ouvert a été amorcée par Touré et al. [54,56] qui se sont penchés principalement sur la caractérisation du cycle du cylindre de détente du moteur.

Comme souligné précédemment, les modèles de moteurs Ericsson à cycle de Joule présentés dans la littérature [32-35,54-56] sont variés. Le Tableau 4 détaille le contenu de ces modèles. Moss et al. [33], Bell et al. [34] et Touré et al. [54,56] ont développé des modèles thermodynamiques en régime permanent, tandis que Wojewoda et al. [32], Lontsi et al. [35] et Fula et al. [55] ont réalisé des modèles dynamiques permettant des simulations de phases transitoires. Ces modèles prennent en compte différents aspects des échanges de puissance au sein du moteur : transformations thermodynamiques, pertes de charge au travers des soupapes, pertes par frottement mécanique, transferts thermiques aux parois des cylindres. Selon les auteurs, les performances observées varient : travail massique indiqué, diagramme indiqué, puissance mécanique, rendement thermodynamique. Tous ces éléments n'ont pas encore été traités simultanément dans un même modèle, et la disparité des performances observées par les auteurs limite les possibilités de comparaison des différentes configurations de moteurs Ericsson étudiées.

auteur	configuration	conditions de fonctionnement			
		p_h/p_{atm} (-)	T_{max} (K)	N (tr/min)	V (cm ³)
Touré et al. [54,56]	échangeur combustion externe, cycle ouvert	2,5	873	950	$V_{Me} : 650 \text{ cm}^3$ $V_{me} : 10 \text{ cm}^3$
Wojewoda et al. [32]	préchauffeur, chauffage, refroidisseur combustion externe, cycle fermé	4,75	873 à 1273	500 à 3000	
Bell et al. [34]	préchauffeur, chambre de combustion combustion interne, cycle ouvert	1 à 20	1300		$V_e/V_c :$ 1,4 à 4,6
Moss et al. [33]	récupérateur combustion interne, cycle ouvert	1 à 16	1000 à 1200	300 à 2000	$V_e : 4650 \text{ cm}^3$
Lontsi et al. [35]	échangeur combustion externe, cycle ouvert	4	873	480	$V_{Me} :$ 4590 cm^3 $V_{me} : 340 \text{ cm}^3$
Fula et al. [55]	préchauffeur, échangeur combustion externe, cycle ouvert	3	923	950	$V_e : 650 \text{ cm}^3$

Tableau 3 – Études numériques du moteur Ericsson à cycle de Joule

auteur	régime modélisé	caractéristiques de fonctionnement et performances observées	éléments modélisés			
			transformations thermodynamiques	pertes de charges	pertes par frottement mécanique	transferts thermiques
Touré et al. [54,56]	permanent	puissance mécanique, rendement thermodynamique	X			
Wojewoda et al. [32]	dynamique	puissance mécanique, rendement thermodynamique, diagramme indiqué	X	X		
Bell et al. [34]	permanent	travail indiqué massique, rendement thermodynamique	X	X	X	
Moss et al. [33]	permanent	rendement thermodynamique	X	X	X	
Lontsi et al. [35]	dynamique	diagramme indiqué	X	X		X
Fula et al. [55]	dynamique	diagramme indiqué	X	X		X

Tableau 4 – Contenu des modèles de moteurs Ericsson à cycle de Joule de la littérature

III. Échangeurs gaz-gaz adaptés à la combustion de biomasse

Les échangeurs utilisés pour la récupération de la chaleur des gaz brûlés issus de la combustion de biomasse sont soumis à différentes contraintes. Ils sont situés dans un environnement hostile. Les gaz brûlés sont à haute température (600-800 °C) [45] et contiennent des particules de suie [58], induisant deux phénomènes : un encrassement des parois [59], ce qui modifie les transferts thermiques par conduction et convection, et une augmentation du flux radiatif sur la paroi de l'échangeur en contact avec les gaz brûlés [60]. L'utilisation de ces échangeurs au sein d'une unité de micro-cogénération ajoute une contrainte de compacité importante, l'espace disponible dans les chaudières à biomasse à échelle domestique étant restreint. Les pertes de charge de l'échangeur doivent être limitées pour chaque fluide de travail, notamment lorsque l'échangeur est associé à un cogénérateur de type moteur à air chaud, car elles peuvent affecter le rendement du cogénérateur (côté gaz d'alimentation du moteur) et le processus de combustion (production de polluants).

Différents types d'échangeurs, constitués de matériaux spécifiques tels que les céramiques et les alliages d'inox [61], peuvent être adaptés aux hautes températures. Les principales configurations d'échangeur supportant ces températures sont les échangeurs tubulaires, les échangeurs à caloducs et les échangeurs à plaques. Le Tableau 5 recense plusieurs catégories d'échangeurs, avec une comparaison de leur intérêt pour une utilisation en micro-cogénération biomasse dans le cas d'un cogénérateur de type moteur Ericsson. Les critères de comparaison retenus, par ordre d'importance, sont les suivants : résistance aux hautes températures, à la pression, encombrement, résistance à l'encrassement et facilité de nettoyage, pertes de charge et coût. Les échangeurs multitubulaires à tubes séparés en inox apparaissent les plus appropriés au regard de ces critères.

catégorie d'échangeur	configuration	haute température (600-800 °C)	pression (10 bar)	encombrement	faible encrassement / facilité de nettoyage	pertes de charge	coût
tubulaire	multitube, à tubes séparés (entretoises)	+++	++	++	+	++	+
à caloduc	caloducs	+++ (1100 °C)	++	++	+	++	---
tubulaire	multitube, à tubes rapprochés (maintien des tubes : ruban spiralé)	+++	++	++	-	++	+
tubulaire	multitubulaires à tubes ailetés	+++	++	++	--	+	+
à plaques à surface primaire	à plaques soudées ou brasées – échangeur platulaire	++ (600°C)	++ (30-40 bar)	++	---	NC*	NC*
tubulaire	multitube, à tubes et calandres	++	++	-	++	-	+
à plaques à surface primaire	à plaques soudées ou brasées – Packinox	++ (600°C)	++ (50 bar)	--	---	NC*	NC*

*NC : non communiqué

Tableau 5 – Comparaison d'échangeurs résistant aux hautes températures adaptés pour la micro-cogénération biomasse avec cogénérateur de type moteur Ericsson [62,63]

Plusieurs études de la littérature mentionnent des échangeurs thermiques adaptés pour le transfert de la chaleur de gaz à haute température vers des gaz à température plus basse, dont certains sont adaptés aux gaz brûlés issus de la combustion de biomasse. McDonald [64] a recensé plusieurs technologies de récupérateurs compacts destinés à des micro-turbines à gaz et supportant des températures élevées (jusqu'à 1150 °C). Ces récupérateurs permettent un échange thermique entre des gaz brûlés chauds à pression atmosphérique et de l'air frais à pression intermédiaire. Certains récupérateurs sont adaptés pour la récupération de chaleur à partir de gaz brûlés issus de combustibles biomasse, mais la plupart présentent un risque d'encrassement accru du fait de leur géométrie très compacte, tels que les échangeurs à plaques ailetés en céramique. Al-attab et Zainal [65] ont mis en place et testé un échangeur tubes et calandres en inox de puissance 57 kW_{th} destiné à être associé à une micro-turbine à gaz à combustion externe alimentée par un combustible biomasse. Gaderer et al. [66] ont modélisé et testé expérimentalement un échangeur à tubes avec déformations radiales sous forme de bosselages, destiné à augmenter le transfert thermique tout en limitant l'encrassement, afin d'alimenter une turbine à gaz avec combustion externe de biomasse en lit fluidisé. Différentes unités de micro-cogénération biomasse avec moteur Stirling comportant des géométries d'échangeurs variées ont été décrites [40,67,68]. El-Ehwany et al. [67] ont étudié un échangeur coudé à angle droit, à tubes et calandres et à courants croisés permettant d'alimenter un moteur Stirling de type alpha en limitant les pertes de charges tout en augmentant l'efficacité de l'échangeur. Podesser [40] a développé un échangeur avec faisceau de tubes, pour un moteur Stirling de type alpha associé à un système de micro-cogénération biomasse, qui permet de limiter l'encrassement. Carlsen et al. [68] ont développé un échangeur avec tubes et ailettes annulaires, destiné à un moteur Stirling alimenté par une combustion de biomasse solide, qui limite l'encrassement et permet un nettoyage régulier des dépôts de suie.

Parmi les références bibliographiques recensées sur les échangeurs à gaz adaptés à la combustion de biomasse, aucune ne mentionne l'étude d'échangeurs destinés spécifiquement à l'alimentation en air pressurisé à haute température d'un moteur Ericsson à cycle ouvert et à combustion externe de faible puissance (correspondant aux puissances de la micro-cogénération). Les échangeurs évoqués précédemment ne couvrent pas exactement les mêmes contraintes que celles du système de micro-cogénération étudié ici. Les échangeurs utilisés pour les micro-turbines à gaz à combustion externe correspondent à des plages de puissances plus élevées que celles de la micro-cogénération. Les échangeurs des moteurs Stirling présentent des contraintes de compacité plus importantes que celles du moteur Ericsson à

cycle ouvert, avec la nécessité d'une grande surface d'échange pour un volume restreint [52], ce qui est lié au fonctionnement en cycle fermé des moteurs Stirling. Une telle configuration limite le niveau de température de l'air d'alimentation du moteur, ce qui n'est pas souhaitable dans le cas d'un moteur Ericsson car cela réduit ses performances [17]. L'étude comparative des technologies d'échangeurs supportant de hautes températures (cf. Tableau 5) conduit à s'intéresser aux échangeurs multitubulaires à tubes séparés en inox pour l'application qui fait l'objet de cette thèse.

IV. Modèles radiatifs dans les milieux en combustion

Lorsque l'on souhaite caractériser les transferts thermiques à travers un échangeur placé en contact avec un milieu en combustion, il est nécessaire de quantifier l'énergie rayonnée par les gaz brûlés vers la paroi. L'échangeur de l'unité de micro-cogénération à combustion de biomasse solide est situé sur la périphérie de la chambre de combustion d'origine de la chaudière, qui a la forme d'un cylindre vertical. Une fois inséré dans la chaudière, la paroi de l'échangeur constitue la nouvelle paroi de la chambre de combustion, également cylindrique. L'échangeur est en contact avec les gaz brûlés qui présentent une forte teneur en suie et des températures élevées. Dans ces conditions, le rayonnement correspond à une part importante du transfert thermique des gaz brûlés vers la paroi [25]. L'évaluation du transfert thermique total à la paroi nécessite la prise en compte des mécanismes de transferts thermiques par rayonnement et par convection, avec une prédominance du transfert radiatif [60].

Les simulations numériques d'installations expérimentales de la littérature qui caractérisent le rayonnement des flammes de diffusion concernent des flammes générées la plupart du temps par des combustibles liquides ou gazeux [69,70], avec des flammes de diffusion stabilisées sur brûleur laminaire [70,71] ou turbulentes [72]. Certaines études expérimentales concernent le rayonnement issu de la combustion de biomasse solide dans des brûleurs à échelle de laboratoire, sur des flammes non confinées [73-75]. Les modèles radiatifs utilisés sur ces installations sont très simplifiés, les propriétés radiatives étant représentées par une émissivité hémisphérique globale moyenne constante déterminée expérimentalement. Peu de travaux se penchent sur le rayonnement des flammes de diffusion turbulentes non stabilisées. Le rayonnement des flammes de diffusion confinées turbulentes issues de la combustion de biomasse solide dans des chaudières domestiques commerciales a été très peu étudié jusqu'ici, notamment avec des modèles radiatifs prenant en compte un milieu non gris dont les propriétés radiatives sont formulées en termes de coefficients d'absorption. Klason et al. [25] ont étudié le rayonnement issu de la combustion de biomasse solide dans des foyers à lit fixe, dans le cas de chaudières de faibles puissances et de puissances élevées, avec une approximation de gaz gris pour l'évaluation des propriétés radiatives des gaz brûlés. Bahador et Sundén [24] se sont penchés sur le rayonnement des

cendres volantes dans des chaudières de puissances élevées avec foyers à lit fixe en utilisant un modèle de gaz non gris.

Le phénomène de rayonnement qui a lieu dans les gaz brûlés issus de la combustion de biomasse est lié à la présence des émissions suivantes : H₂O, CO₂, CO, CH₄ [76] et particules (suie, cendres volantes, goudrons [24]) à haute température. Klason et al. [25] ont considéré que dans le cas d'une chaudière domestique à biomasse solide de puissance 10 kW, la présence de cendres volantes et de goudrons peut être négligée. La vapeur d'eau et le dioxyde de carbone émettent un rayonnement prépondérant, comparé aux autres espèces gazeuses qui rayonnent [76]. Plusieurs modèles développés dans la littérature, listés dans le Tableau 6, permettent l'évaluation des propriétés radiatives de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone qui sont nécessaires pour l'évaluation du flux radiatif transmis par les gaz brûlés. Parmi ces modèles, le modèle CK de Rivière et Soufiani [76] est adapté aux mélanges de gaz non uniformes contenant des particules de suie.

Les propriétés radiatives des suies sont souvent modélisées avec l'hypothèse d'un régime de diffusion de Rayleigh, du fait de leur forme sphérique et de leur petite taille. La taille des particules de suie varie durant les étapes de leur formation : diamètre inférieur à 2 nm durant la nucléation, entre 15 et 30 nm durant la croissance de la surface des particules, et supérieur à 50 nm après coagulation [77]. Les diamètres de particules de suie typiques rencontrés dans les flammes riches sont situés entre 5 et 80 nm, en fonction de l'installation expérimentale et du combustible [78]. D'après Gwaze et al. [58] et Pósfai et al. [79], dans le cas de la combustion de biomasse solide, la taille des particules de suie est située entre 10 et 25 nm. L'approximation de Rayleigh est souvent utilisée pour calculer le coefficient d'absorption des particules de suie κ_v^{part} , qui dépend de la fraction volumique de suie f_v , du nombre d'ondes v et de l'indice complexe de réfraction des suies m [80,81] : $\kappa_v^{\text{part}} = -6\pi f_v v \Im m \left[\frac{(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)} \right]$. Pour une flamme de diffusion, la fraction volumique de suie est généralement située entre 1 et 100 ppm [78]. L'indice complexe de réfraction des suies est évalué dans la littérature avec un grand nombre de modèles, tels que le modèle de Drude-Lorenz [80]. L'influence de l'indice complexe de réfraction des suies sur le coefficient d'absorption des particules de suie peut parfois être approximée par une constante [82] qui est obtenue grâce à des méthodes optiques [83].

Pour évaluer le flux radiatif à la paroi d'une chambre de combustion, l'Équation du Transfert Radiatif (ETR) doit être résolue dans l'enceinte contenant les gaz brûlés. Plusieurs

méthodes, rassemblées notamment par Chaabane et al. [84], Liu et al. [85] et Modest [78] peuvent être utilisées. En particulier, la méthode aux ordonnées discrètes (DOM), adaptée à différents problèmes radiatifs multidimensionnels, est souvent utilisée, avec les inconvénients de l'effet de raie lorsque le maillage est trop fin et de fausse diffusion lorsque le maillage est trop large, nécessitant un compromis dans la discrétisation spatiale de l'Équation du Transfert Radiatif. Pour limiter ces inconvénients, une solution réside dans l'utilisation d'un schéma de différenciation spécifique, qui dépend de la configuration étudiée, tel que le schéma step, le schéma diamant ou le schéma exponentiel [86]. D'autres améliorations de la méthode aux ordonnées discrètes sont décrites par Godoy et Desjardin [87]. Mishra et al. [88] ont montré que la méthode aux ordonnées discrètes avec une quadrature S_4 présente une efficacité de calcul intéressante comparé à d'autres méthodes de résolution de l'Équation du Transfert Radiatif.

modèles	avantages	inconvénients
modèles globaux Simple gray gas (SGG) Weighted-Sum-of-Gray-Gases (WSGG) Spectral line-based Weighted-Sum-of-Gray-Gases (SLW) Spectral Line Moment Based (SLMB) Absorption distribution function (ADF) Absorption distribution function with fictitious gases (ADFFG) Cumulative wavenumber (CW)	Propriétés radiatives sur tout le spectre. Temps de calcul rapide avec peu de ressources informatiques.	Non adapté aux mélanges de gaz non uniformes, en particulier contenant des particules de suie.
modèles à large bandes Box model Exponential Wide Band (EWB) Wide Band correlated-K (WBCK)	Propriétés radiatives moyennes sur de larges bandes spectrales. Plus précis que les modèles globaux.	Ressources informatiques plus importantes et temps de calcul plus long qu'avec les modèles globaux.
modèles à bandes étroites Correlated-K (CK) Correlated-K fictitious gas (CKFG) Statistical Narrow Band (SNB) k-moment Narrow Band k-moment with correlated k assumption (NBKMCK)	Propriétés radiatives sur des bandes spectrales étroites. Adapté à des mélanges de gaz non uniformes avec particules de suie. Plus précis que les modèles à large bande.	Ressources informatiques plus importantes et temps de calcul plus long qu'avec les modèles globaux et larges bandes.
modèles raie par raie Line-by-line (LBL)	Propriétés radiatives spectrales les plus précises à ce jour.	Importantes ressources informatiques, temps de calcul long.

Tableau 6 – Comparaison de modèles de propriétés radiatives de gaz de la littérature [72,78,89,90]

Le transfert radiatif à la paroi d'une enceinte cylindrique est étudié dans plusieurs travaux, en appliquant différents modèles pour résoudre l'Équation du Transfert Radiatif. Liu et al. [85] ont appliqué la méthode des volumes finis (FVM) et la méthode aux ordonnées discrètes (DOM) à un cylindre axisymétrique contenant un milieu absorbant et émissif. Les valeurs des propriétés radiatives sont fixées d'après le spectre d'absorption. Le flux radiatif à la paroi est évalué en fonction de la hauteur pour des maillages structurés et non structurés. Ben Salah et al. [91] ont proposé une modification de la méthode des volumes finis et l'ont appliquée à une enceinte et à un milieu similaires au cas étudié par Liu et al. [85] afin d'améliorer la précision du calcul du flux radiatif à la paroi évalué en fonction de la hauteur. Kim [92] a décrit une amélioration de la méthode des volumes finis dans une enceinte cylindrique verticale axisymétrique et a calculé le flux radiatif à la paroi en fonction de la hauteur pour un cylindre contenant du dioxyde de carbone, de la vapeur d'eau et des particules de suie. La paroi est considérée grise (émissivité hémisphérique globale inférieure à 1). Les propriétés radiatives des gaz sont modélisées avec un modèle WSGG (weighted-sum-of-gray-gas) et les particules de suie sont supposées grises (propriétés radiatives des suies indépendantes du nombre d'ondes). L'influence de la concentration en particules de suie sur le flux radiatif à la paroi (augmentation du flux radiatif couplée à une augmentation de la concentration en particules de suie) est présentée pour un mélange de gaz fixé : 20% de vapeur d'eau et 10% de dioxyde de carbone.

Un modèle radiatif reprenant plusieurs modèles de la littérature est utilisé dans cette thèse. Le modèle CK de Rivière et Soufiani [76] permet d'évaluer les propriétés radiatives des gaz. Le modèle de Taine et al. [82] permet d'évaluer les propriétés radiatives des particules de suie. Une méthode aux ordonnées discrètes appliquée à un cylindre vertical, proche de celles présentées par Liu et al. [85] et par Tessé et Lamet [93], est mise en œuvre pour résoudre l'Équation du Transfert Radiatif. Une étude de l'effet des paramètres (quantités de gaz et de particules de suie, températures) influant sur le flux radiatif à la paroi est réalisée, en considérant le cas de gaz brûlés issus de la combustion de biomasse sous forme de pellets de bois (proportions de CO_2 et H_2O adaptés selon l'excès d'air). Cette approche se distingue d'autres études de la littérature, par exemple celle de Klason et al. [25], en ne préjugant pas des quantités de gaz et de particules de suie, de l'émissivité hémisphérique globale des parois, ni des températures régnant dans la chambre de combustion. En effet, ces éléments, souvent déterminés expérimentalement, peuvent varier au cours du fonctionnement d'une chaudière, ou peuvent être ajustés en modifiant les paramètres de la combustion (excès d'air, température d'entrée d'air, vitesse d'alimentation du foyer en combustible, conditions d'évacuation de la

chaleur produite dans la chaudière sur le circuit d'eau). Au cours du projet Sylwatt, des mesures de quantités de gaz et de particules de suie émises ont été réalisées pour différents réglages de chaudière par le Centre Commun de Mesures (CCM, Université du Littoral Côte d'Opale) et par le laboratoire de PhysicoChimie des Processus de Combustion et de l'Atmosphère (PC2A, Université de Lille 1). Ces mesures ont permis de définir des plages de valeurs réalistes des paramètres du modèle. L'étude de sensibilité paramétrique du modèle de rayonnement a également permis de définir une table de valeurs des flux radiatifs en fonction des paramètres de fonctionnement de la chaudière et de réutiliser ces résultats sous forme de corrélation simplifiée dans des modèles de calcul du transfert thermique global à travers l'échangeur.

V. Synthèse sur les recherches bibliographiques

L'étude bibliographique a montré qu'il existe une grande variété de systèmes de micro-cogénération, dont quelques-uns sont associés à des combustibles sous forme de biomasse solide. L'étude d'un système de micro-cogénération biomasse avec un cogénérateur de type moteur Ericsson à cycle de Joule ouvert est une nouveauté.

Le moteur Ericsson est étudié principalement de manière numérique dans la littérature, avec une grande diversité de configurations. Les modèles présentés ne prennent pas en compte simultanément tous les phénomènes physiques qui influent sur les performances du moteur, tels que les transformations thermodynamiques, pertes de charge au travers des soupapes, pertes par frottement mécanique, transferts thermiques aux parois des cylindres. Les critères de performance du moteur Ericsson présentés dans les références bibliographiques sont variés et ne permettent pas toujours de comparaison entre les modèles. La mise en place de bancs expérimentaux de moteur Ericsson, dont un premier a déjà été initié au Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés (LaTEP, Université de Pau et des Pays de l'Adour), est une nécessité pour valider expérimentalement le fonctionnement et les performances des moteurs Ericsson par des modèles numériques.

Les échangeurs à gaz adaptés à la combustion de biomasse actuels ne correspondent pas exactement aux contraintes liées à l'alimentation en air pressurisé chaud du moteur Ericsson. Une adaptation des échangeurs existants à l'installation de micro-cogénération biomasse à moteur Ericsson est nécessaire. Pour cela, la modélisation des échanges thermiques au travers de l'échangeur doit être réalisée.

La principale difficulté de cette modélisation est la quantification du transfert radiatif entre les gaz brûlés et la paroi de l'échangeur. Les modèles radiatifs proposés dans la littérature, nombreux, se décomposent en deux aspects, souvent traités séparément dans les publications. Plusieurs méthodes de résolution numérique de l'Équation du Transfert Radiatif permettent l'évaluation du flux radiatif transmis des gaz brûlés vers une paroi. Les propriétés radiatives du milieu en combustion, injectées dans l'Équation du Transfert Radiatif, sont évaluées avec des modèles comportant plusieurs niveaux de précision et de complexité : modèles globaux, modèles à larges bandes, modèles à bandes étroites, modèles raie par raie. Les exemples de modèles radiatifs utilisés dans le cas d'une flamme de diffusion confinée de

biomasse, par exemple [25], sont rares et peu détaillés, apportant une difficulté dans la validation d'un nouveau code de calcul. Un focus sur la méthode aux ordonnées discrètes, très largement utilisée dans la littérature et qui permet la résolution de l'Équation du Transfert Radiatif, est réalisé.

Ces recherches bibliographiques ont permis de souligner les points nécessaires et les contraintes quant à la mise en place d'une unité de micro-cogénération biomasse. Elles ont abouti à l'établissement de deux modèles du moteur Ericsson (en régime permanent et en fonctionnement dynamique) et à la modélisation des échanges thermiques au travers de l'échangeur (estimation des échanges radiatifs, modélisation de l'échange global par une méthode du Nombre d'Unités de Transfert modifiée, modélisation de l'échange thermique à travers un élément d'échangeur constitué d'un tube aileté). Les modèles mis en place ont permis une analyse exergetique du système de micro-cogénération complet.

Chapitre 2. Dispositifs expérimentaux

Les composants d'une unité de micro-cogénération bois avec moteur Ericsson ont été mis en place et instrumentés pour permettre la caractérisation expérimentale de leur fonctionnement séparément, puis avec un couplage progressif de chaque élément. Cette unité est composée d'une chaudière à pellets de bois, d'un moteur Ericsson à cycle de Joule ouvert et d'un échangeur gaz brûlés-air pressurisé (cf. Figure 1 et Figure 2). Le moteur Ericsson étudié est composé de deux cylindres séparés pour la compression et la détente qui sont raccordés à un même vilebrequin. La configuration du prototype de micro-cogénération et la configuration du moteur Ericsson sont toutes deux modulaires. Il est donc possible de caractériser séparément différents éléments du système : chaudière, échangeur placé dans la chaudière, partie détente et partie compression du moteur Ericsson. Plusieurs dispositifs destinés à différentes phases d'expériences ont été mis en place. La chaudière a été instrumentée et son système d'alimentation en pellets a été calibré. Un banc d'essai de la partie détente du moteur Ericsson a été réalisé. Une partie de ce banc peut être adaptée pour réaliser des essais sur l'échangeur placé dans la chaudière et sur le couplage de l'échangeur avec la partie détente du moteur. Des phases d'étalonnage et des essais sont également présentés : étalonnage de la vis d'alimentation en pellets de la chaudière, cartographie des températures au sein de la chaudière, essais sur l'échangeur placé dans la chaudière, mesure des frottements de la partie détente du moteur Ericsson.

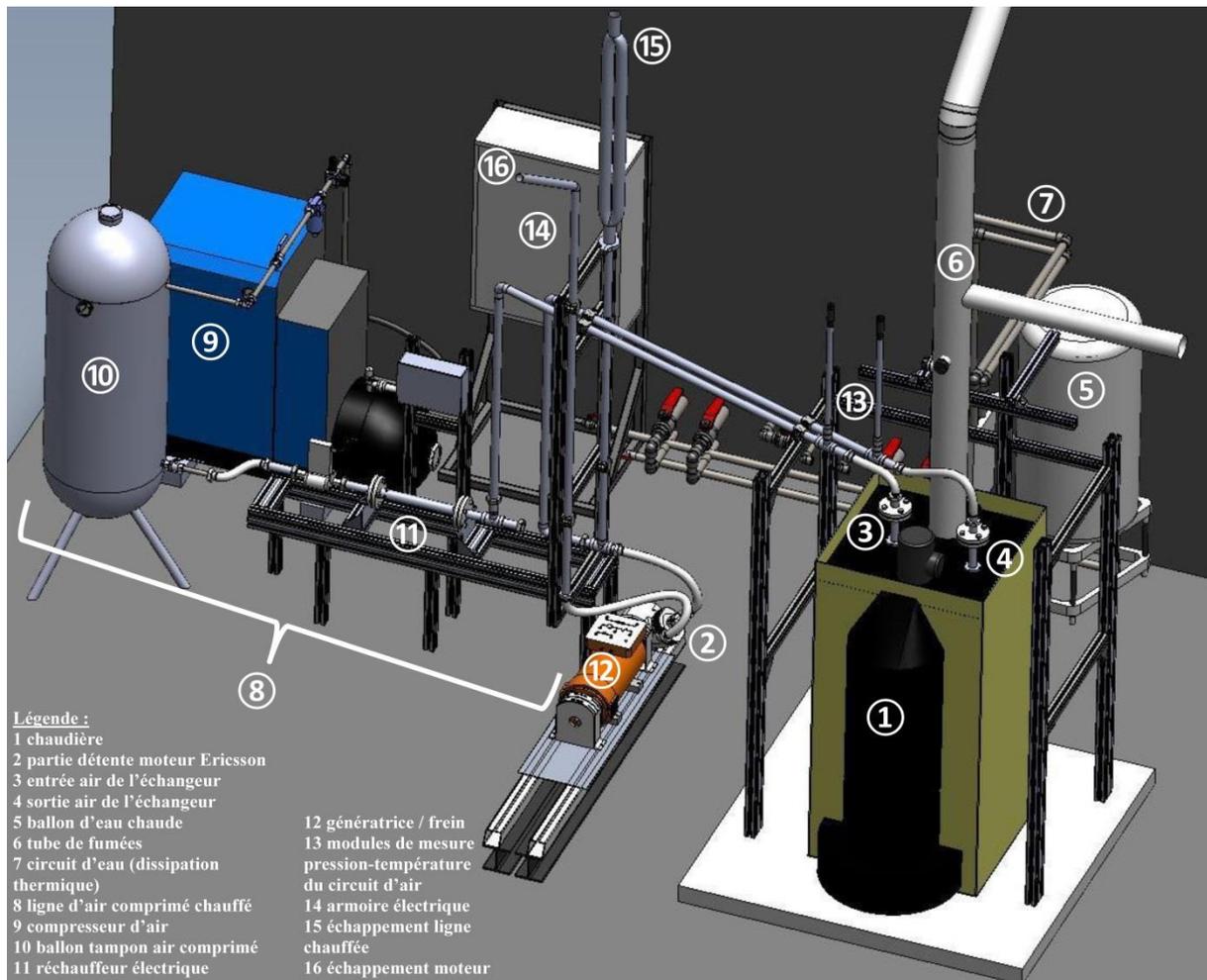


Figure 2 – Vue du banc d'essai de l'unité de micro-cogénération bois

I. Présentation des dispositifs expérimentaux

1. Chaudière

La chaudière utilisée est une chaudière domestique Silène automatique à granulés de bois (pellets) de puissance 30 kW, avec un foyer à lit fixe (cf. Figure 3). Le foyer est alimenté en pellets par une vis sans fin. L'air circule grâce à un ventilateur d'extraction dont la vitesse de rotation est réglée par une sonde lambda placée dans le tube de fumées en sortie de chaudière. La chaudière fonctionne selon un mode on/off : le foyer est alimenté en pellets de manière cyclique tant que la température de l'eau en sortie de chaudière est inférieure à sa consigne. Lorsque la consigne est atteinte, la chaudière n'est plus alimentée. Le cycle d'alimentation en pellets est lié à un réglage des durées de rotation et d'arrêt de la vis d'alimentation. Un circuit d'eau lié à un aérotherme est utilisé afin de dissiper la puissance thermique reçue par l'eau de la chaudière (cf. Figure 1 et Figure 2). Un extracteur secondaire placé en sortie du tube de fumées, à l'extérieur de la cellule d'essai, permet d'assurer une dépressurisation contrôlée dans le tube d'extraction des gaz brûlés pour éviter tout reflux dans la cellule.



Figure 3 – Chaudière à biomasse instrumentée

Plusieurs instruments de mesure sont placés sur la chaudière. Deux sondes de température PT100 de diamètre 3,0 mm (incertitude de 0,8 °C à 100°C) sont positionnées en entrée et en sortie de l'échangeur eau de la chaudière. Le débit d'eau circulant à l'intérieur est mesuré avec un débitmètre électromagnétique permettant une mesure entre 20 et 500 dm³/min

(incertitude de 0,5% de la mesure). Un capteur magnétique de position angulaire (précision $\pm 2,5\%$ de la pleine échelle) permet de mesurer la position angulaire de la vis d'alimentation en pellets. Cette mesure permet de déduire la quantité de pellets consommée en fonction du temps. Pour cela, un étalonnage de la vis d'alimentation en pellets a été réalisé (cf. paragraphe II.1 suivant). Dans le conduit de fumées, en sortie de chaudière, a été placé un thermocouple type S (platine-10% rhodium / platine) constitué de fils de diamètre 0,2 mm (incertitude de 0,25% de la mesure), ainsi qu'un débitmètre de type aile de mesure par prises de pression réparties qui permet d'évaluer le débit des fumées. Tous ces instruments de mesure permettent de réaliser un bilan d'énergie sur la chaudière. La chambre de combustion de la chaudière est cylindrique, de diamètre 40 cm et de hauteur 36 cm. À l'intérieur, six thermocouples de type S (incertitude de 0,25% de la mesure), constitués de fils de diamètres 0,13 et 0,2 mm, peuvent être installés à différentes positions radiales (à partir du centre : 68 mm, 90 mm, 100 mm, 135 mm, 140 mm, 167 mm) et dans toutes les positions verticales grâce à un système de raccords coulissants situé sur le capot de la chaudière (cf. Figure 4). Les passages des raccords coulissants à travers le capot de la chaudière ont été réalisés par l'équipe du laboratoire de PhysicoChimie des Processus de Combustion et de l'Atmosphère (PC2A, Université de Lille 1). Ils permettent de cartographier les champs de température dans la chambre de combustion, en présence ou non de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé qui alimente le moteur Ericsson.

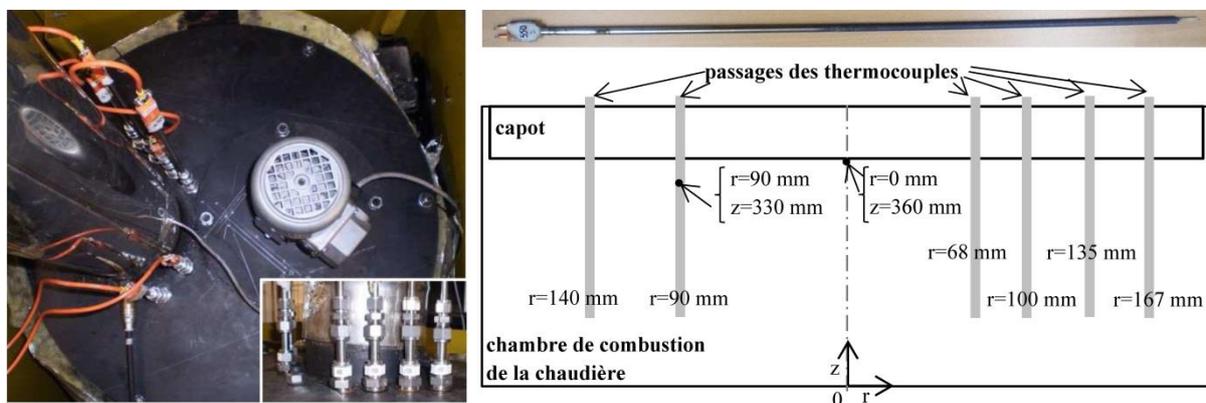
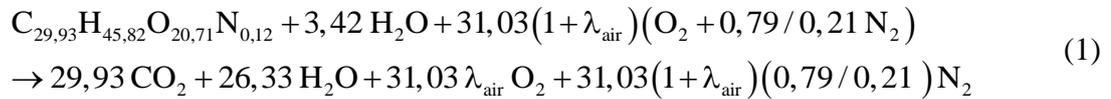


Figure 4 – Thermocouples positionnés dans la chambre de combustion de la chaudière

Le combustible utilisé dans la chaudière est du pellet de bois certifié selon la norme NF biocombustibles solides – granulés. L'analyse de ces pellets de bois a été réalisée par le Centre Commun de Mesures de Dunkerque (cf. Tableau 7), incluant la mesure de l'humidité et du taux de cendres par analyse gravimétrique (pourcentage massique sur la masse totale des pellets), l'analyse chimique élémentaire des pellets secs (pourcentage massique sur la masse des pellets secs) et la mesure du Pouvoir Calorifique Inférieur (PCI) par une bombe

calorimétrique. Le PCI est estimé à 17,85 MJ/kg sur pellet sec avec une déviation standard de 0,28%. Une composition des pellets de bois simplifiée, négligeant la présence de soufre et de cendres, permet d'établir l'équation de combustion sans dissociation des produits de combustion ayant lieu dans la chaudière (cf. Tableau 7) :



avec λ_{air} excès d'air.

Composition	Proportion (% massique)	Déviati standard (%)	Compositi simplifi (% molaire)
H ₂ O	7,42	4,58	3,42
cendres	0,55	38,57	0
C	46,76	6,71	29,93
H	5,97	8,34	45,82
O	43,15	4,78	20,71
N	0,22	14,60	0,12
S	0,83	8,44	0

Tableau 7 – Composition des pellets de bois

2. Échangeur

L'échangeur gaz brûlés-air pressurisé alimentant le moteur Ericsson est présenté en Figure 5. Il a fait l'objet d'une étude spécifique (géométrie, dimensionnement, étude thermique) permettant la réalisation d'un prototype fabriqué au département GMP de l'IUT de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis (cf. Chapitre 4). Il est de forme cylindrique et est composé de seize tubes en inox réfractaire (type 310S) reliés entre eux par des ailettes longitudinales. L'échangeur est placé dans la chambre de combustion de la chaudière, également cylindrique, qui est située juste au-dessus du foyer. Ses dimensions, hors tubes d'entrée et de sortie, sont les suivantes : hauteur de 32 cm, diamètre extérieur de 40

cm et diamètre intérieur de 28 cm. Les gaz brûlés circulent autour de l'échangeur, tandis que l'air pressurisé est situé à l'intérieur des tubes. Il s'agit d'un échangeur à deux passes côté air et à deux passes côté gaz brûlés. Des collecteurs annulaires à section carrée sont positionnés en amont et en aval des tubes pour assurer une répartition homogène du débit d'air dans les tubes. La surface d'échange côté air est de $0,22 \text{ m}^2$. Sept thermocouples de type K (incertitude de 0,75% de la mesure), constitués de fils de diamètre 0,3 mm avec gaine en soie de verre, sont placés sur l'échangeur. Ils permettent les mesures des températures d'ailette, des tubes (deux thermocouples correspondant à chaque passe d'air), des trois collecteurs et des gaz brûlés en sortie d'échangeur. Dans un premier temps, quatre des thermocouples précédents ont été placés au centre des ailettes (trois côté extérieur et un côté intérieur) afin de réaliser une caractérisation préliminaire de l'échangeur.



Figure 5 – Échangeur gaz brûlés-air pressurisé

3. Partie détente du moteur Ericsson

La partie détente du moteur Ericsson a été réalisée à partir d'un moteur à combustion interne monocylindre à quatre temps Honda dont le vilebrequin est monté sur des roulements à billes pour limiter les frottements mécaniques (cf. Figure 6).

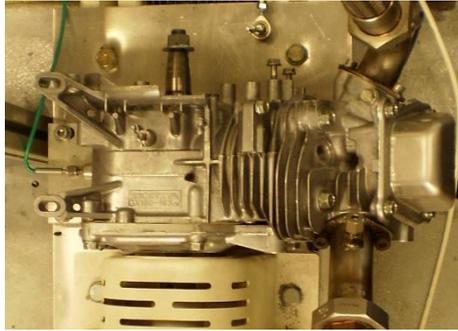


Figure 6 – Partie détente du moteur Ericsson

La distribution du moteur, culbutée à soupapes, a été modifiée afin de réaliser un cycle de détente à deux temps (admission, détente, refoulement) dans le cylindre, correspondant au cycle de détente du moteur Ericsson à cycle de Joule ouvert (cf. paragraphe I du Chapitre 3). Les caractéristiques de la partie détente du moteur Ericsson résultant des modifications du moteur conventionnel utilisé sont décrites dans le Tableau 8.

cycle	2 temps
cylindrée	160 cm ³
volume mort	20 cm ³
course	45 mm
alésage	68 mm
longueur de la bielle	76 mm
entraxe maneton-tourillon	22,5 mm
pression d'admission du cylindre de détente	4-8 bar
température d'admission du cylindre de détente	450-650 °C
débit d'air	2-10 m ³ /h (N)
vitesse de rotation	100-1400 tr/min

Tableau 8 – Caractéristiques de la partie détente du moteur Ericsson

La loi de levée des soupapes (rampes de silence, d'accélération et de décélération), maintenue identique à celle d'origine après modification du moteur, a été déterminée grâce à une mesure des profils des cames d'origine du moteur, avec la méthode suivante. En plaçant chaque came sur un plateau tournant motorisé de fraiseuse muni d'un comparateur, une mesure de l'angle et du déplacement ont été réalisées simultanément pour déduire le profil de came (mesures effectuées par une équipe d'étudiants de l'ENSIAME dans le cadre d'un projet d'étude). La loi de levée de soupape obtenue est représentée sur la Figure 7.

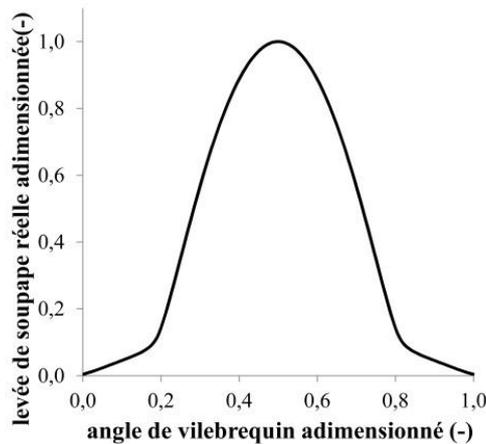


Figure 7 – Loi de levée de soupape réelle adimensionnée par rapport à la levée maximale de la soupape et par rapport à la plage d'angle d'ouverture de la soupape

Les modifications de la distribution, transformant le moteur conventionnel utilisé en cylindre de détente de moteur Ericsson, ont été réalisées dans le cadre d'un projet étudiant à Polytech'Lille. Elles ont porté sur différents aspects. Le cycle de détente se rapprochant d'un cycle à deux temps (un cycle par tour de vilebrequin), le rapport de réduction entre l'arbre à cames et le vilebrequin est de 1, ce qui a nécessité un changement des roues dentées de l'arbre à cames et du vilebrequin. Afin d'étudier l'influence des instants d'ouverture et de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement sur le cycle de détente (définis à partir de la position angulaire du vilebrequin, le point mort haut étant à 0°), un jeu de dix cames interchangeable de formes différentes a été mis en place pour chaque soupape (cf. Annexe 3). L'arbre à cames a été modifié en conséquence pour faciliter le positionnement des cames. L'admission du cylindre de détente du moteur Ericsson est à pression élevée, contrairement au fonctionnement conventionnel de l'admission du moteur d'origine qui est à pression atmosphérique. Ainsi, l'effort du ressort qui maintient la soupape d'admission fermée et assure son étanchéité est augmenté (pressions de contact de la soupape sur son siège et de la tige de culbuteur sur la came plus élevées). Pour limiter la valeur de cet effort, le diamètre de

la soupape d'admission et celui de son siège ont été réduits. L'augmentation de l'effort du ressort de la soupape d'admission a induit plusieurs modifications de la culasse. Le ressort a été changé. Un déplacement de l'axe des culbuteurs a également été nécessaire pour maintenir la plage de déplacement des soupapes en limitant les pressions de contact, d'où un changement de culbuteurs et un décalage de la position des tiges de culbuteurs.

La partie détente du moteur Ericsson est munie de plusieurs capteurs. Un capteur de pression piézorésistif refroidi à eau est positionné à l'emplacement de la bougie du moteur d'origine pour mesurer la pression du cylindre au cours du cycle de détente. Un thermocouple de type K de diamètre 1,5 mm (incertitude de 0,75% de la mesure) est placé dans le bas du carter pour mesurer la température d'huile. Un thermocouple similaire est positionné dans la conduite d'échappement en sortie de cylindre de détente. Quatre thermocouples de type K de diamètre 1 mm (incertitude de 0,75% de la mesure) sont placés sur la paroi extérieure de la partie détente pour mesurer les températures au niveau du carter, de la culasse, du haut et du bas du cylindre. La culasse est percée à proximité de l'emplacement de la bougie afin de positionner un thermocouple mesurant la température de l'air de la chambre de détente au cours du cycle. Différents thermocouples de type K, constitués de fils de diamètre 79 μm et à faible temps de réponse, sont disponibles pour mesurer cette température. Ils ont été réalisés à l'institut FEMTO-ST (Franche-Comté Électronique, Mécanique, Thermique et Optique - Sciences et Technologies, CNRS UMR 6174, Université de Franche-Comté, École Nationale Supérieure de Mécanique et de Microtechniques et Université de Technologie de Belfort-Montbéliard) [94].

4. Banc d'essai de la partie détente du moteur Ericsson

La partie détente du moteur Ericsson peut être caractérisée séparément des autres éléments de l'unité de micro-cogénération. Une ligne d'air comprimé chaud instrumentée, qui simule la partie compression du moteur et l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé (cf. Figure 1), permet d'établir des conditions de température et pression en entrée du cylindre de détente similaires à celles obtenues en sortie d'échangeur avec l'unité de micro-cogénération complète. Un système d'entraînement et de freinage est associé à la partie détente.

4.1.Ligne d'air comprimé chauffé

Les Figure 2 et Figure 8 présentent les différents composants de la ligne d'air comprimé chauffé.



Figure 8 – Ligne d'air comprimé chauffé

Un compresseur rotatif à vis équipé d'un sécheur d'air par réfrigération et d'un filtre déshuileur submicronique (filtrage des particules de taille supérieure à $0,1 \mu\text{m}$) permet de produire de l'air comprimé sec à 10 bar, jusqu'à un débit de $28 \text{ m}^3/\text{h}$ (N). Un ballon tampon de 250 L est placé en sortie de compresseur pour limiter les fluctuations de pression en amont de la partie détente. Une vanne manuelle permet d'ajuster le débit d'air en entrée de détente. Un débitmètre massique à effet thermique, mesurant une gamme de $0,2$ à $10 \text{ m}^3/\text{h}$ (N) avec une précision de $\pm 0,6\%$ de la mesure, est placé en sortie de ballon tampon. Un réchauffeur d'air de puissance 6 kW permet d'augmenter la température de l'air pressurisé fourni par le

compresseur jusqu'à une valeur de 760 °C. Une vanne de sécurité NO (normalement ouverte), placée en aval du réchauffeur, permet d'assurer l'évacuation de l'air chaud produit en cas d'arrêt du moteur afin d'éviter la détérioration du réchauffeur. Deux modules de mesure de température et pression identiques sont positionnés en amont du réchauffeur et en entrée du cylindre de détente. La température est mesurée avec un thermocouple de type K de diamètre 1,5 mm. Un capteur de pression piézorésistif étalonné sur la gamme 0 à 10 bar relatif avec une précision de 0,04% de la pleine échelle est utilisé. La Figure 9 récapitule les éléments d'instrumentation de la ligne d'air comprimé chauffé.

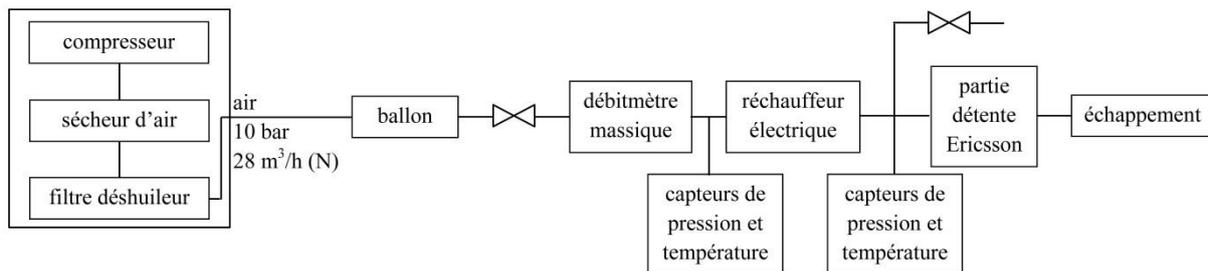


Figure 9 – Schéma de la ligne d'air comprimé chauffé avec intégration de la partie détente du moteur Ericsson

4.2. Système d'entraînement et de freinage

Le système d'entraînement et de freinage de la partie détente du moteur Ericsson est présenté en Figure 10.

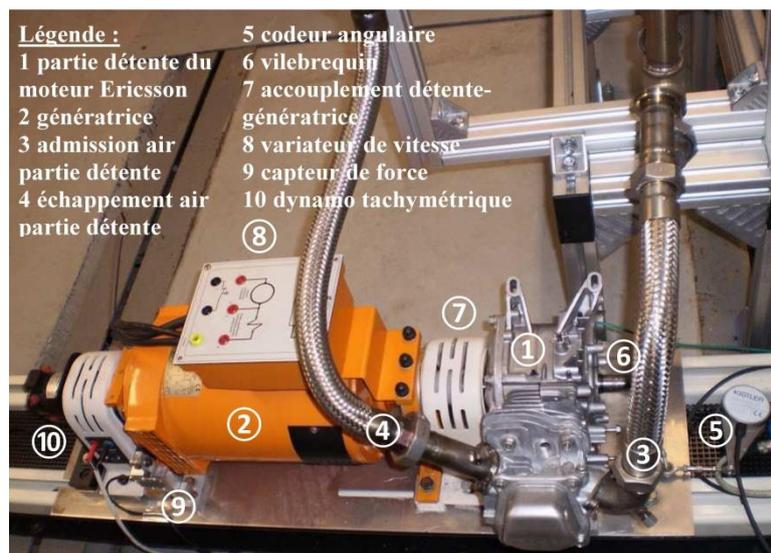


Figure 10 – Système d'entraînement et de freinage de la partie détente du moteur Ericsson

Le vilebrequin de la partie détente du moteur Ericsson est accouplé à un moteur électrique à courant continu avec montage en balancier (ou montage oscillant) de puissance 1,5 kW qui peut fonctionner en mode moteur d'entraînement (essais en frottement de la partie détente) ou en mode génératrice (freinage et dissipation de l'énergie produite dans la partie détente). Ce moteur peut atteindre une vitesse de rotation maximale de 1500 tr/min. Une dynamo tachymétrique placée en bout d'arbre de la génératrice permet de mesurer et d'assurer la régulation de la vitesse de rotation du moteur. Un variateur de vitesse permet de piloter le moteur électrique en vitesse ou en courant (régulation du couple), en mode moteur entraîné ou freiné. Un codeur angulaire, avec cellule photoélectrique et disque gradué de précision, de résolution ajustable entre 0,1 et 6 degrés, est fixé en bout d'arbre pour mesurer la position angulaire du vilebrequin en fonction du temps. Un calage de la position angulaire par rapport au point mort haut est réalisé grâce à un comparateur. Un capteur de force fonctionnant en traction et en compression, avec une gamme de mesure atteignant 100 N maximum et une tolérance de sensibilité de $\pm 0,1\%$, est associé à l'arbre de la génératrice électrique grâce à un montage en balancier (cf. Figure 11). Il est placé à 10 cm de l'arbre et permet des mesures de couples situés entre 0 et 10 N.m (couples moyens générés sur l'arbre, couples de frottement ou couples instantanés). L'étalonnage a été réalisé avec et sans masse étalon placée sur un bras de levier. Il permet d'évaluer le couple moyen généré sur l'arbre par la partie détente du moteur Ericsson.



Figure 11 – Capteur de force monté "en balancier" sur la génératrice

5. Banc d'essai de l'échangeur

La ligne d'air pressurisé chauffé présentée dans le paragraphe 4.1 précédent est prolongée et utilisée pour ajuster la pression et la température de l'air en entrée d'échangeur (cf. Figure 2). La température de l'air entrant dans l'échangeur est ajustée grâce au réchauffeur entre la température ambiante et une température maximale de 250 °C, correspondant à la plage de température d'air après compression isentropique dans le moteur Ericsson (simulation de la partie compression). Une modification est ajoutée à la ligne d'air pressurisé chaud par rapport au banc d'essai de la partie détente du moteur Ericsson : les modules de pression et température situés de part et d'autre du réchauffeur sont déplacés au niveau de l'entrée et de la sortie de l'échangeur, permettant d'évaluer les pertes de charge et la puissance thermique reçue par l'air lors du passage dans l'échangeur. Dans cette configuration, la conduite associée à la vanne de sécurité de la ligne d'air pressurisé chaud est déconnectée de la sortie du réchauffeur et réutilisée à l'échappement de l'échangeur avec une deuxième vanne qui permet d'ajuster le niveau de pression (et par conséquent le débit) de l'air traversant l'échangeur.

6. Banc d'essai de la partie détente du moteur Ericsson couplée à l'échangeur

Pour tester le fonctionnement de la partie détente du moteur Ericsson couplée à l'échangeur, la partie amont du banc d'essai de l'échangeur présentée dans le paragraphe précédent est maintenue. La sortie de l'échangeur est reliée à l'entrée du cylindre de détente. Le module de mesure de pression et température positionné précédemment en sortie d'échangeur est déplacé jusqu'à l'entrée du cylindre de détente. La conduite associée à la vanne NO (normalement ouverte) utilisée pour le banc d'essai de la partie détente est mise en place en sortie du réchauffeur de la ligne d'air pressurisé chauffé pour éviter toute détérioration en cas de calage de la partie détente (réduction soudaine du débit d'air empêchant un refroidissement correct du réchauffeur).

7. Systèmes d'acquisition (Labview et LMS)

Les différents dispositifs expérimentaux et les relevés des mesures sont pilotés sous Labview. Un système d'acquisition à haute fréquence LMS est aussi disponible au laboratoire pour caractériser expérimentalement le diagramme indiqué du cycle de détente du moteur Ericsson. La vitesse de rotation du moteur Ericsson pouvant atteindre 1500 tr/min et le relevé du diagramme indiqué du cycle de détente nécessitant une mesure par degré vilebrequin, une fréquence d'échantillonnage de 18 kHz au minimum est nécessaire lors de ces essais (d'après le théorème de Shannon). Le système LMS permet de synchroniser les mesures, notamment avec la position angulaire du vilebrequin. Un filtre analogique en entrée du système permet d'éviter le phénomène de repliement de spectre. Le Tableau 9 récapitule les chaînes d'acquisition associées aux différentes variables des bancs d'essai.

logiciel	module d'acquisition	ports disponibles	variables enregistrées
Labview	National Instrument	8 entrées de courant analogique	débit d'eau de la chaudière 2 pressions d'air comprimé de la ligne chauffée débit d'air comprimé de la ligne chauffée
		16 entrées de tension analogique	position de la vis d'alimentation en pellets débit volume de fumées vitesse de rotation de la partie détente couple moyen sur l'arbre de la partie détente
		16 entrées de thermocouple	6 thermocouples de type S (gaz brûlés) 10 thermocouples de type K (échangeur, partie détente, ligne d'air comprimé chauffé)
		4 entrées de sonde PT100	3 sondes PT100 (température ambiante, températures d'eau de la chaudière)
		16 sorties de tension	sens de rotation de la génératrice marche / arrêt de la génératrice vitesse de rotation ou couple de la génératrice
LMS	LMS SCADAS	8 entrées	position angulaire du vilebrequin pression d'air du cylindre de détente température d'air du cylindre de détente couple instantané sur l'arbre (partie détente)

Tableau 9 – Chaîne d'acquisition associée aux bancs d'essai

8. Récapitulatif des configurations du banc d'essai

La Figure 12 présente les différentes configurations du banc selon les essais réalisés. Le banc d'essai est conçu pour être évolutif, avec une réutilisation et un réagencement de ses composants (éléments de l'unité de micro-cogénération, instrumentation) à chaque étape d'expérimentation.

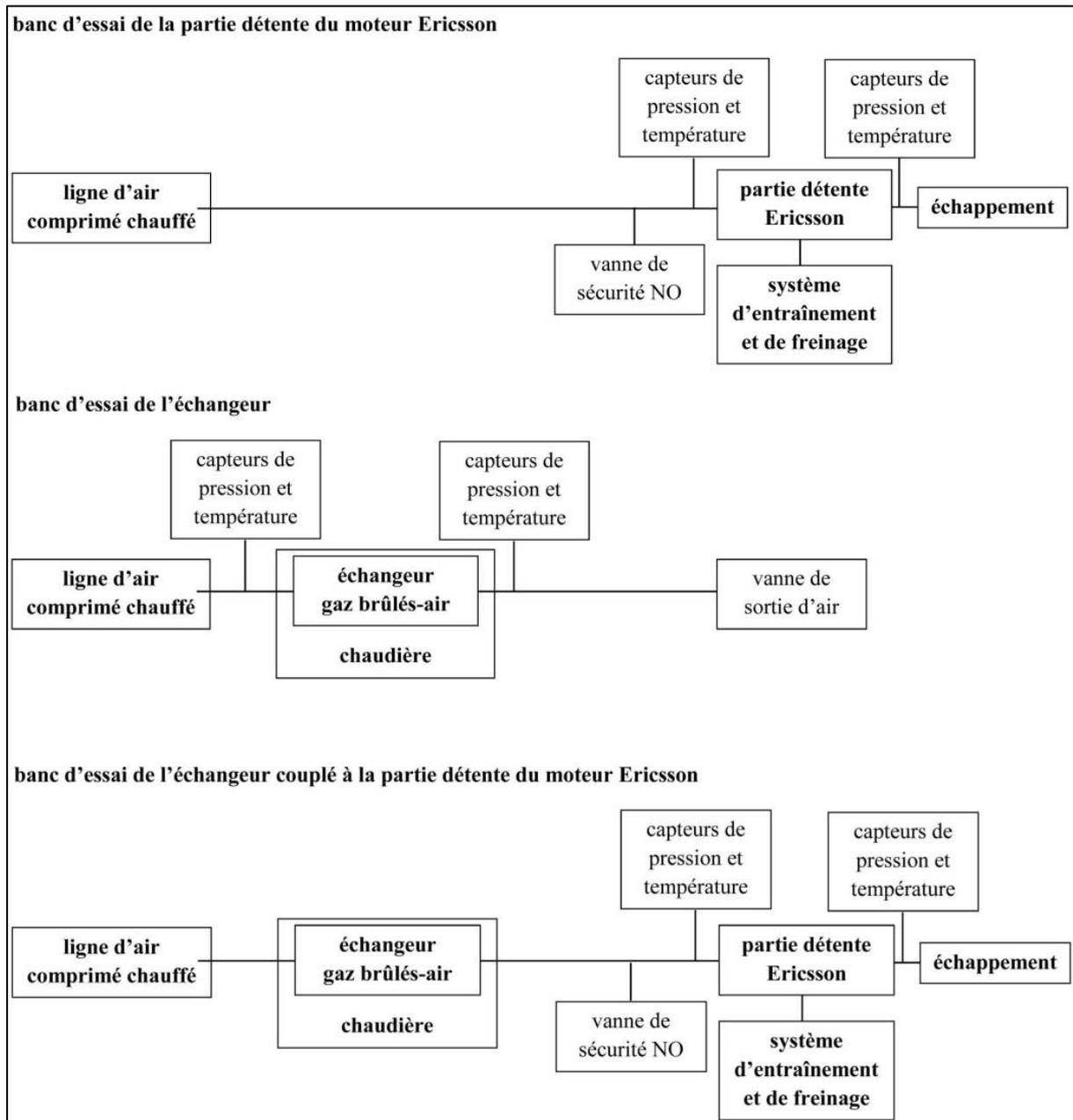


Figure 12 - Évolution de la configuration du banc d'essai en fonction des étapes d'expérimentation

II. Étalonnages et essais

1. Étalonnage de la vis d'alimentation de la chaudière

Un étalonnage a été réalisé sur la vis d'alimentation de la chaudière afin de déterminer la masse de pellets apportée par unité d'angle de rotation de la vis. La masse de pellets a été mesurée grâce à un peson ayant une précision de ± 20 g. L'angle de rotation de la vis est obtenu grâce à un capteur magnétique de position angulaire placé sur l'arbre du moteur électrique entraînant la vis d'alimentation. La rotation de la vis de pellets a été actionnée manuellement, de manière intermittente (mode on/off similaire au fonctionnement automatique de la chaudière). La masse de pellets apportée totale a ensuite été mesurée. Plusieurs réglages des durées de marche et arrêt de la vis d'alimentation de pellets ont été testées. L'absence d'influence de ces durées de marche et arrêt sur la masse de pellets apportée par unité d'angle de rotation a été démontrée. La Figure 13 montre les résultats de l'étalonnage de la vis d'alimentation. Les différents essais réalisés sont matérialisés par des points. Ils permettent d'établir une régression linéaire sur la masse de pellets apportée en fonction de l'angle parcouru par la vis d'alimentation, avec une précision liée à l'incertitude du peson. À partir de la mesure de la position angulaire de la vis de pellets, la droite de régression obtenue permet d'estimer le débit masse de pellets entrant dans la chaudière lors de son fonctionnement et d'en déduire la puissance calorifique.

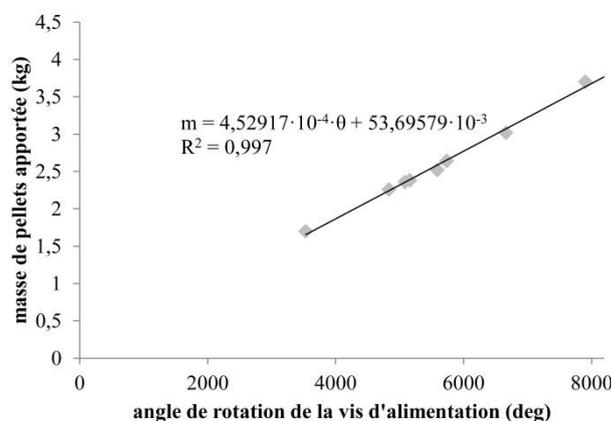


Figure 13 – Étalonnage de la vis d'alimentation de la chaudière

2. Cartographie des températures de la chaudière

2.1. Mesure des températures

Une cartographie de la température des gaz brûlés dans la chambre de combustion de la chaudière a été réalisée. Elle permet d'évaluer plus précisément les échanges thermiques au sein de la chaudière, notamment en renseignant les paramètres de température d'un modèle de calcul du rayonnement des gaz brûlés vers la paroi (cf. paragraphe II du Chapitre 4). Six thermocouples de type S (incertitude de 0,25% de la mesure) ont été placés dans les passages coulissants du capot de la chaudière (cf. Figure 4), à différentes positions verticales. Les thermocouples de type S disponibles pour les mesures sont constitués de fils de diamètre 0,2 mm (six thermocouples) et de diamètre 0,13 mm (un thermocouple). L'utilisation de thermocouples avec fils de diamètres différents permet une estimation de l'erreur de mesure liée aux échanges radiatifs au sein de la chambre de combustion de la chaudière. La chaudière est utilisée dans un régime de fonctionnement cyclique stabilisé. Les mesures de température sont réalisées sur deux cycles de fonctionnement de la chaudière, pour chaque position des thermocouples (cf. Annexe 2).

Plusieurs hypothèses sont considérées pour la mise en œuvre des mesures de température. La chambre de combustion, de forme cylindrique, est traversée verticalement par les gaz brûlés, d'où une répartition des températures considérée axisymétrique. Les soudures des thermocouples sont supposées sphériques. Pour chaque thermocouple, les diamètres des fils sont supposés faibles devant le diamètre de la soudure. La conduction dans les fils est donc négligée. La soudure est supposée à température homogène. Cette hypothèse a été vérifiée en suivant la démarche de El Khatib et Javelas [95] : pour les différents diamètres de soudure des thermocouples utilisés, le nombre de Biot reste inférieur à $5 \cdot 10^{-5}$, valeur très inférieure à 0,1 correspondant à un système thermiquement mince dont la température peut être considérée comme homogène. La fréquence d'acquisition des températures est de 1 Hz. Le capteur est donc supposé atteindre l'équilibre thermique avec les gaz brûlés sur une durée inférieure à la seconde.

Dans la chambre de combustion de la chaudière à biomasse, les gaz brûlés présentent une température élevée et une forte teneur en particules de suie. Dans ces conditions, une différence de température entre les gaz brûlés et la soudure chaude du thermocouple apparaît, du fait des différents facteurs suivants [96-98]. La présence de platine dans le fil de thermocouple peut induire des réactions catalytiques exothermiques à la surface de la soudure

chaude. Les échanges radiatifs avec la soudure chaude deviennent importants lorsque la température est élevée. La géométrie de la chambre de combustion ne permet pas de s'assurer que la soudure du thermocouple reste à température constante, d'où une possible conduction dans les fils du thermocouple. Les vitesses des gaz dans la chambre de combustion, modifiées localement au niveau de la soudure du thermocouple, peuvent entraîner une augmentation locale de la température, désignée sous le terme de « température d'arrêt » [99]. Ici, les vitesses des gaz brûlés sont faibles (régime subsonique), ce qui permet de négliger la variation locale de température liée à ce facteur. Une fluctuation rapide de la température des gaz brûlés se répercute avec retard sur la température de la soudure chaude et le signal mesuré peut être amorti à cause de la durée des échanges conductifs au sein de la soudure chaude et de l'inertie thermique de la soudure.

Pour retrouver la température réelle des gaz brûlés, il existe différentes méthodes de correction de la température mesurée : isolation de la soudure chaude par un film céramique [100], écran thermique [96,97], méthode d'extrapolation [96,98], méthode de correction multi-éléments [98], méthode de compensation électrique [101], méthodes semi-analytiques ou numériques [95,98]. Les réactions catalytiques associées à la présence de platine peuvent être évitées en plaçant une couche de céramique réfractaire (mélange d'oxydes de béryllium et d'yttrium) sur la soudure chaude du thermocouple [100]. Pour s'affranchir des échanges radiatifs, une méthode consiste à placer un écran thermique annulaire autour de la soudure du thermocouple associé à une pompe qui crée une dépression à l'intérieur du cylindre, assurant la mise en contact des gaz avec la soudure chaude [96,97]. La méthode d'extrapolation [96,98] consiste à utiliser deux thermocouples avec fils de diamètres différents placés simultanément à la même position. Le flux radiatif échangé est supposé proportionnel à la surface de la soudure chaude, d'où un flux radiatif nul lorsque la surface de la soudure est infiniment faible. À partir des deux températures mesurées, une extrapolation permet d'obtenir la valeur de la température pour une surface de soudure nulle correspondant à une absence de rayonnement. En réduisant le volume de la soudure, son temps de réponse est réduit, ce qui permet de prendre en compte des fluctuations de température plus rapides. Cette méthode permet donc de corriger les erreurs liées aux échanges radiatifs et dans une certaine mesure aux fluctuations de température. La méthode de correction multi-éléments [98], proche de la méthode d'extrapolation, se base sur la mesure d'une température par plusieurs thermocouples avec différents diamètres de soudure, qui sont situés au même point simultanément. La température des gaz brûlés est obtenue à partir des différentes températures mesurées par une résolution analytique d'un système d'équations (bilans thermiques sur les

soudures des thermocouples). La méthode de compensation électrique [101] permet de compenser les effets des échanges radiatifs avec la soudure chaude pour corriger la mesure de la température des gaz brûlés. Un courant à haute fréquence est injecté dans le thermocouple, dont la soudure est placée dans une enceinte sous vide (absence de convection, échanges radiatifs seuls considérés), afin d'obtenir une courbe caractéristique de la température de la soudure sous vide en fonction de l'intensité électrique injectée. Le thermocouple est ensuite placé au point de mesure et la température est relevée pour différentes intensités électriques injectées. La courbe obtenue, superposée avec la courbe caractéristique réalisée sous vide, permet de retrouver la température des gaz brûlés (point d'intersection des deux courbes) en s'affranchissant de l'erreur liée aux échanges radiatifs. Des méthodes semi-analytiques ou numériques [95,98] sont également utilisées pour modéliser les flux radiatifs, convectifs et conductifs échangés au niveau de la soudure et des fils du thermocouple. Elles permettent de déduire la température des gaz brûlés à partir de la température mesurée par le thermocouple par résolution numérique d'équations de bilan thermique. Afin de prendre en compte les erreurs de mesure liées à la dynamique des thermocouples, un étalonnage préalable des thermocouples peut être réalisé à la fois dans le cas de transferts thermiques convectifs et radiatifs, ce qui permet ensuite une analyse du signal mesuré pour retrouver la valeur réelle de la température du milieu mesuré repositionnée dans le temps (correction de l'amplitude et du retard du signal) [94].

Plusieurs sources d'erreur de mesure sont négligées au cours des essais. L'hypothèse d'une absence de réaction catalytique avec le platine est établie (malgré l'absence de traitement céramique sur la soudure). La conduction dans les fils du thermocouple et l'effet des fluctuations de température sont négligés. Les six thermocouples avec soudure de diamètre de fils 0,2 mm sont placés au contact des gaz brûlés dans la chambre de combustion de la chaudière. Une première cartographie de température est réalisée dans la chambre de combustion d'origine (sans échangeur gaz brûlés-air pressurisé). Une seconde cartographie de température est réalisée dans la chambre de combustion contenant l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé, permettant de montrer l'effet du changement de volume de la chambre de combustion sur les températures des gaz brûlés (le débit d'air traversant l'échangeur est nul lors de ces essais). Ces deux séries de mesures sont réalisées sans correction, avec un relevé direct des températures mesurées par les thermocouples. Afin d'estimer l'erreur réalisée sur les températures obtenues, la méthode d'extrapolation [96,98] est mise en œuvre. Cette méthode nécessite deux mesures de température simultanées au même point avec deux thermocouples de diamètres de soudure – donc de fils – différents (ici les diamètres des fils

mesurent 0,2 et 0,13 mm), pour déduire une température des gaz brûlés corrigée des erreurs de mesure liées aux transferts radiatifs. Avec le matériel disponible, les mesures de température ne peuvent être réalisées exactement au même point simultanément. Les deux thermocouples de diamètres différents ont donc été placés simultanément à la même hauteur dans la chambre de combustion et à deux positions radiales proches (3,2 cm d'écart). Les températures mesurées à chaque instant par les deux thermocouples sont extrapolées dans le cas d'une soudure de thermocouple avec surface nulle pour obtenir la température corrigée des gaz brûlés T_g , en supposant la relation suivante :

$$T(S_s) = \frac{\bar{T}(S_{s_1}) - \bar{T}(S_{s_2})}{S_{s_1} - S_{s_2}} S_s + T_g \quad (2)$$

avec S_{s_1} et S_{s_2} les surfaces des soudures de thermocouple respectivement de diamètre minimum et de diamètre maximum, S_s la surface de soudure, T la température de soudure estimée et \bar{T} la température de soudure moyenne mesurée. Les diamètres de soudure des thermocouples, de 0,64 et 0,95 mm, sont évalués grâce à une loupe binoculaire connectée à une caméra permettant un étalonnage des distances. Pour différents instants où les températures mesurées par le thermocouple de diamètre de soudure 0,95 mm (fils de diamètre 0,2 mm) atteignent 600, 700, 800, 900 et 1000 °C, la température du deuxième thermocouple (de diamètre de soudure 0,64 mm et de diamètre de fils 0,13 mm) est relevée. Cette méthode de mesure permet de limiter l'effet d'erreurs expérimentales dues au rayonnement de la soudure chaude du thermocouple.

2.2. Résultats

2.2.1. Chambre de combustion sans échangeur gaz-air

Les mesures de température des gaz brûlés dans la chambre de combustion d'origine ont été obtenues par une méthode de mesure directe (sans correction ultérieure). La Figure 14 présente une mesure de température des gaz brûlés réalisée en un point de la chambre de combustion sur deux cycles de fonctionnement de la chaudière, ainsi que le débit masse de pellets apporté dans le foyer en fonction du temps. Lors du démarrage de la phase d'alimentation en pellets, la température augmente rapidement pour atteindre un plateau après quelques minutes. L'arrêt d'alimentation en pellets induit avec retard une chute de la température des gaz brûlés.

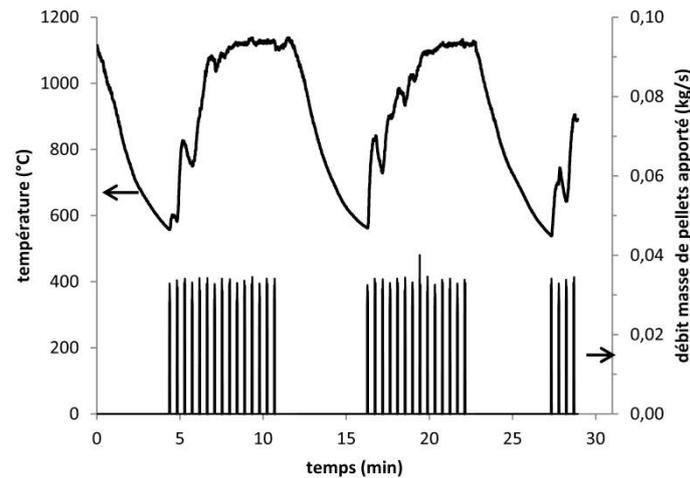


Figure 14 – Température des gaz brûlés dans la chambre de combustion au point $r=90$ mm et $z=330$ mm et débit masse de pellets apportés dans le foyer sur deux cycles de fonctionnement de la chaudière

La Figure 15 présente les champs de température des gaz brûlés dans la chambre de combustion pour chaque position et à différents instants d'un cycle de fonctionnement de la chaudière (compléments de résultats en Annexe 2). Les mesures sont représentées par des points. Une interpolation à partir de ces mesures permet de représenter également les champs de température avec des plages de couleur. Un apport de pellets induit, avec retard, une augmentation de température dans la chambre. La température moyenne mesurée sur la phase de températures stabilisées du cycle de fonctionnement de la chaudière peut présenter un écart maximal de 50 °C entre deux cycles. Cet écart montre une absence de répétabilité des cycles de température des gaz brûlés dans la chambre de combustion. Les températures mesurées au cours des cycles de fonctionnement de la chaudière varient entre 500 et 1200 °C. Ces ordres de grandeur des températures sont conformes aux résultats numériques de Klason et al. [25], qui ont modélisé un foyer à lit fixe de 10 kW alimenté en pellets de bois, et de Collazo et al. [47], qui ont modélisé une chaudière automatique à lit fixe de 18 kW alimentée en pellets. Les zones de températures les plus élevées, avec un plus fort gradient thermique, sont situées à proximité de la position radiale centrale de la chaudière et verticalement au centre ainsi qu'en haut de la chambre de combustion. Les températures les plus élevées sont obtenues en milieu de cycle de fonctionnement de la chaudière, tandis qu'en début et en fin de cycle, les gradients de température sont plus faibles et les températures plus basses.

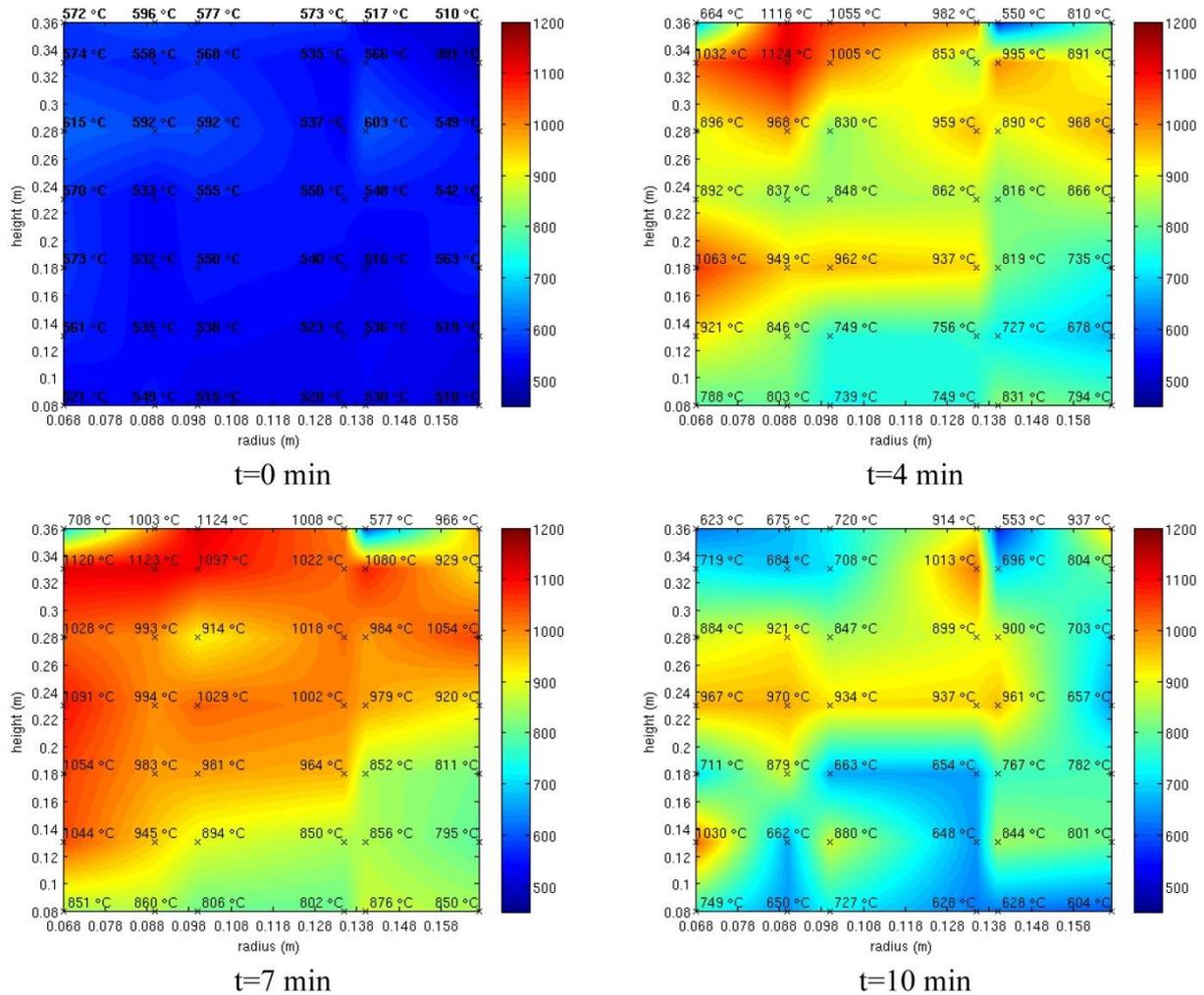


Figure 15 – Températures des gaz brûlés mesurées dans la chambre de combustion d’origine à plusieurs instants d’un cycle de fonctionnement de la chaudière

2.2.2. Chambre de combustion avec échangeur gaz-air

Les températures des gaz brûlés dans la chambre de combustion avec échangeur gaz-air, sans correction des mesures, sont représentées sur la Figure 16, avec des compléments de résultats disponibles en Annexe 2. L’encombrement de l’échangeur est matérialisé par un rectangle. La montée en température au cours d’un cycle est plus lente lorsque l’échangeur gaz-air est présent dans la chambre de combustion. La plage de températures observées est plus restreinte (500 à 1100 °C). Les zones de températures élevées et les zones où les températures sont plus basses restent similaires au cas de la chambre de combustion d’origine (sans échangeur), malgré la variation de volume de la chambre (réduction de volume de 56%).

L'instant où les températures sont les plus élevées, en milieu de cycle de fonctionnement de la chaudière, est similaire au cas sans échangeur.

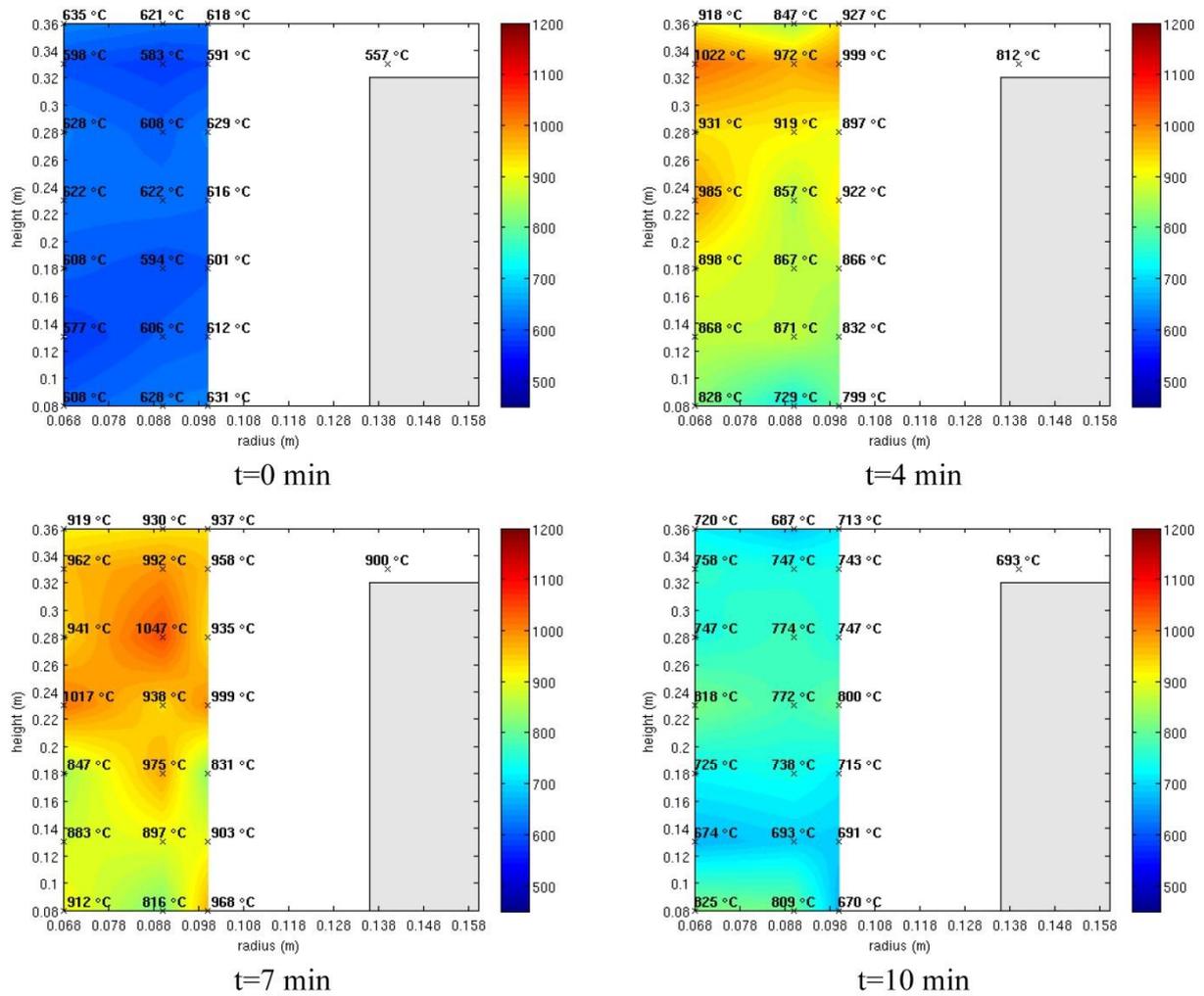


Figure 16 – Températures des gaz brûlés mesurées dans la chambre de combustion avec échangeur à plusieurs instants d'un cycle de fonctionnement de la chaudière

2.2.3. Estimation d'erreur par la méthode d'extrapolation

Les erreurs réalisées en mesurant directement les températures des gaz brûlés peuvent être estimées d'après plusieurs études issues de la littérature. Guéniche [102] a montré, lors de mesures dans une flamme laminaire de méthane/oxygène/argon et pour un thermocouple de type B platine-rhodium6% / platine-rhodium30% de diamètre de fil 100 μm , que l'erreur sur la température est comprise entre 30 $^{\circ}\text{C}$ pour une température de 560 $^{\circ}\text{C}$ et 170 $^{\circ}\text{C}$ pour une température de 1080 $^{\circ}\text{C}$. Ferrières [103] a utilisé un thermocouple similaire pour des mesures

dans des flammes de gaz naturel/hydrogène/oxygène/azote et a constaté que l'erreur pouvait atteindre 200 °C sur la plage de températures située entre 30 et 630 °C. Étant donné la plage de températures des gaz brûlés considérée ici (valeurs de 500 à 1200 °C obtenues avec une méthode de mesure directe des températures) et le fait que les fils des thermocouples utilisés ont un diamètre supérieur à celui des thermocouples des deux études citées précédemment, une erreur proche de 200 °C, sous-estimant la température des gaz brûlés, doit être obtenue pour les températures les plus élevées.

La Figure 17 présente les températures mesurées simultanément avec les deux thermocouples de diamètres de soudure différents en fonction de la surface de leur soudure chaude. Différents instants de mesure sont considérés pour une même température du thermocouple de soudure de plus gros diamètre (fils de diamètre 0,2 mm). L'écart-type des mesures effectuées avec le thermocouple de diamètre de soudure le plus faible (fils de diamètre 0,13 mm) est représenté. En raison du protocole de mesure utilisé, l'écart-type des mesures de température du second thermocouple est considéré nul (les mesures retenues correspondent à des valeurs fixées de température affichées par le second thermocouple). Pour une température fixée du thermocouple de soudure de plus gros diamètre, la droite reliant ce point à la moyenne des températures mesurées simultanément par le thermocouple de diamètre de soudure plus fin est prolongée jusqu'à l'ordonnée à l'origine du graphique. Le point d'intersection obtenu, représenté sur la Figure 17, correspond au cas d'un thermocouple de surface de soudure nulle (sans échange radiatif). Il donne une estimation de la valeur de la température réelle des gaz brûlés.

Pour une température relevée avec le thermocouple de soudure de plus gros diamètre (fils de diamètre 0,2 mm), l'erreur relative maximum de température affichée par le thermocouple de diamètre de soudure plus fin est de 7,6%, ce qui induit une erreur relative sur la température réelle des gaz extrapolée d'au maximum 13,5%. À partir des corrections de mesure de température par la méthode d'extrapolation, l'erreur réalisée sur les mesures effectuées sans correction avec des thermocouples de diamètre de fil 0,2 mm peut être estimée. Ainsi, avec une température de 600 °C obtenue sans correction, l'erreur absolue sur la température mesurée est estimée à 44 °C, tandis qu'avec une température mesurée de 1000 °C, l'erreur est estimée à 187 °C. Ces plages d'erreur correspondent aux résultats de Guéniche [102] qui a mesuré des températures de flamme sur des gammes similaires.

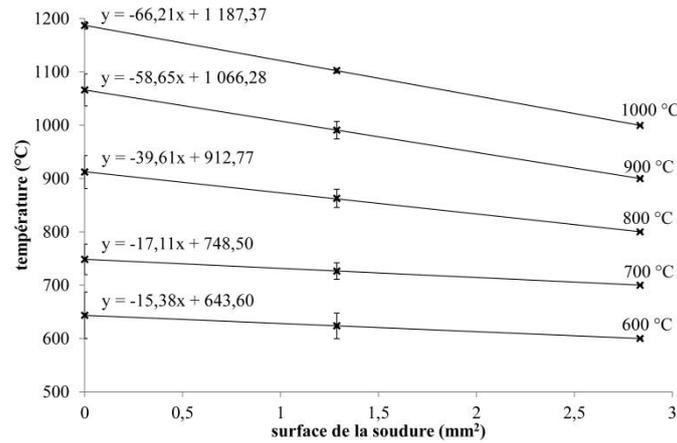


Figure 17 – Températures des gaz brûlés mesurées déduites par la méthode d'extrapolation

3. Caractérisation expérimentale de l'échangeur

Les premiers essais sur l'échangeur correspondent à des expériences préliminaires permettant de caractériser les échanges thermiques entre les gaz brûlés de la chaudière et l'air parcourant l'échangeur. Les essais sont réalisés à pression atmosphérique, ce qui ne correspond pas au fonctionnement de l'échangeur dans le cadre de l'unité de micro-cogénération (air pressurisé à température élevée en entrée d'échangeur) mais permet l'élaboration par la suite d'un protocole expérimental pour des essais ultérieurs avec des conditions d'entrée d'air dans l'échangeur correspondant aux conditions de sortie de la partie compression du moteur Ericsson. Les conditions d'essai et les résultats sont présentés dans la suite.

3.1. Conditions d'essai

L'échangeur gaz brûlés-air pressurisé est placé dans la chaudière et instrumenté, conformément au banc d'essai décrit au paragraphe I.5 précédent. La chaudière fonctionne avec un régime stabilisé sans cycle pour maintenir une température des gaz brûlés stable en entrée d'échangeur. La Figure 18 présente le positionnement des différents thermocouples de type S et de type K pour la mesure des températures des gaz brûlés, de paroi et de l'air en entrée et sortie d'échangeur. Les pertes de charge de l'échangeur côté air sont inférieures à 400 Pa, l'air est donc considéré à pression constante (pression atmosphérique) dans l'ensemble de l'échangeur.

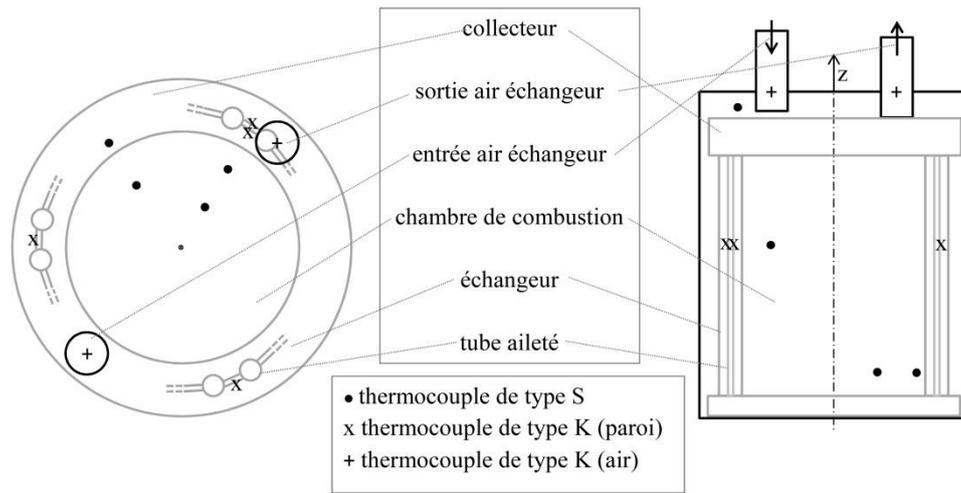


Figure 18 – Implantation des capteurs de température lors des essais de l'échangeur

Le Tableau 10 récapitule les différentes conditions d'essai. Certains essais, avec une température d'air entrant dans l'échangeur de 150 °C, permettent d'approcher les conditions de température d'air obtenues après compression adiabatique de l'air dans la partie compression du moteur Ericsson.

paramètre	valeur de réglage	variation maximum par rapport à la moyenne
débit volume d'air	2,5, 5, 7,5, 10 m ³ /h (N)	4,3 %
température d'air entrant	33, 150 °C	-
température des gaz brûlés entrant	818 - 980 °C	9,4 %
durée des essais	10 min	-
fréquence d'acquisition	1 Hz	-

Tableau 10 – Conditions expérimentales des essais réalisés avec l'échangeur gaz-air

3.2. Résultats et analyse

3.2.1. Températures mesurées

La Figure 19 montre les différentes températures mesurées dans l'échangeur en fonction du débit volume d'air, pour des températures d'entrée d'air de 33 et 150 °C. En sortie d'échangeur, les températures ont varié au maximum de 7,4% pour les gaz brûlés et de 11,1% pour l'air. La température de paroi d'ailette du côté intérieur de l'échangeur a varié avec un écart maximum de 4,7%. La température des gaz brûlés en entrée d'échangeur a varié de manière importante d'un essai à l'autre (cf. Tableau 10), ce qui représente une limite pour la comparaison des résultats obtenus, notamment pour l'analyse de l'effet de l'augmentation du débit d'air sur les températures.

La température de paroi, située entre 638 et 737 °C, présente les mêmes évolutions que la température des gaz en entrée d'échangeur pour les différents débits d'air testés. La température de l'air sortant de l'échangeur augmente avec le débit d'air, ce qui montre que l'augmentation de la vitesse de l'air a un impact direct sur le transfert thermique global, malgré la variation de température des gaz brûlés en entrée d'échangeur. Lors des essais réalisés, la température d'air en sortie d'échangeur est légèrement plus faible lorsque l'air entre préchauffé dans l'échangeur qu'en l'absence de préchauffage. Ce résultat, qui semble contradictoire, est dû au fait que la température des gaz brûlés en entrée d'échangeur a un impact plus important sur l'échange thermique que la température d'air en entrée d'échangeur.

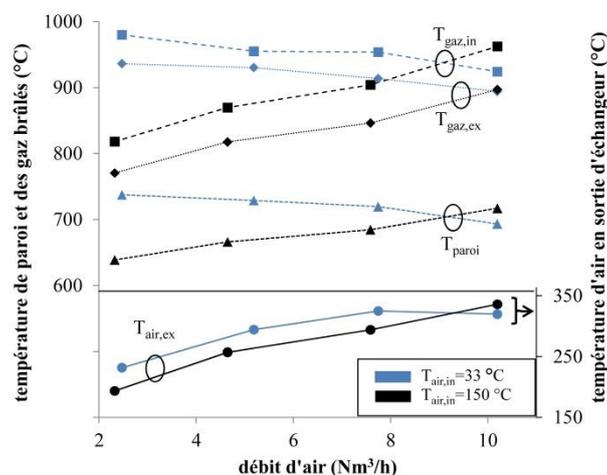


Figure 19 - Évolution des températures moyennes des fluides et de la paroi au sein de l'échangeur en fonction du débit d'air et pour des températures d'air en entrée d'échangeur de 33 et 150 °C (■ gaz brûlés entrant, ◆ gaz brûlés en sortie, ▲ paroi, ● air en sortie)

3.2.2. Puissance échangée et coefficient d'échange global

La Figure 20 représente, en fonction du débit volume d'air et pour des températures d'air entrant dans l'échangeur de 33 et 150 °C, la puissance transmise dans l'échangeur des gaz brûlés vers l'air ainsi que le coefficient d'échange global ramené à la surface d'échange côté air. La puissance transmise augmente avec le débit, ce qui est également lié à l'augmentation de température d'air sortant de l'échangeur observée (cf. Figure 19). De même que pour la température d'air en sortie d'échangeur, la puissance échangée est plus faible avec les essais où l'air entrant est préchauffé et où les gaz brûlés entrants sont à plus faible température, ce qui montre l'impact plus important de la température des gaz brûlés par rapport à la température de l'air en entrée d'échangeur sur le transfert thermique. L'influence du débit d'air et de la température d'air en entrée d'échangeur sur le coefficient d'échange global (évalué à partir de la surface d'échange côté air pressurisé) est similaire au cas de la puissance échangée. Le coefficient d'échange global est situé entre 0,3 et 4,1 W/m².K sur la gamme de débit étudiée. Cette valeur peu élevée est liée au faible débit d'air dans l'échangeur pour une importante section de passage qui conduit à un écoulement laminaire de l'air et à un échange thermique limité par le faible échange convectif entre l'air pressurisé et la paroi de l'échangeur (cf. paragraphe III du Chapitre 4).

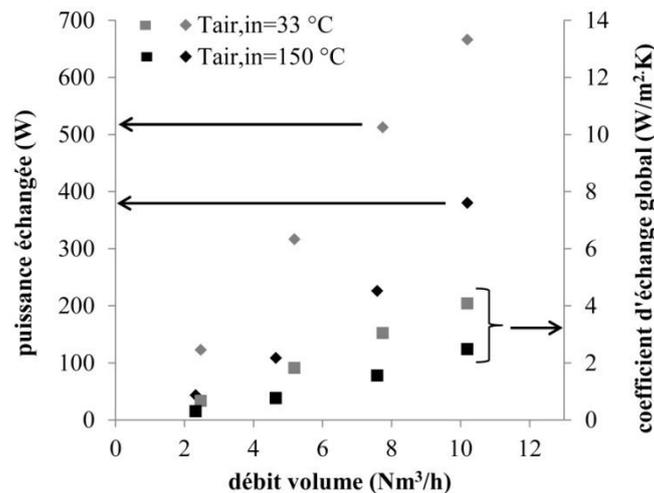


Figure 20 – Évolution de la puissance échangée entre les gaz brûlés et l'air et du coefficient d'échange global en fonction du débit d'air parcourant l'échangeur, pour des températures d'entrée d'air de 33 et 150 °C.

4. Caractérisation des frottements de la partie détente du moteur Ericsson

Le couple instantané d'un moteur résulte des couples des forces de volume, de contact et d'inertie. Ces couples correspondent, pour un moteur monocylindre similaire à la partie détente du moteur Ericsson, aux couples de frottement des forces de frottement mécanique (piston-chemise, paliers, système de distribution) et également aux couples des forces de pesanteur, de pression et d'inertie. Les forces de pression et d'inertie n'interviennent pas dans le couple moyen mesuré sur la durée d'un cycle de fonctionnement du moteur [104]. Les modèles permettant de calculer les couples de frottement associés aux contacts frottants prennent en compte les conditions de lubrification : lubrification limite (ou régime onctueux), lubrification mixte, lubrification hydrodynamique. Le couple de frottement global peut être estimé à partir de relations empiriques dépendant de la vitesse de rotation, variant avec la géométrie du moteur. En particulier, les frottements liés à des contacts avec lubrification mixte sont indépendants de la vitesse de rotation, les frottements liés à des contacts avec lubrification hydrodynamique sont proportionnels à la vitesse et les frottements associés à de la dissipation turbulente (au cours du pompage lors des phases d'admission et d'échappement et lors des transferts de fluides de refroidissement) sont proportionnels au carré de la vitesse de rotation [105]. Il existe différentes méthodes expérimentales permettant d'estimer le couple de frottement global moyen d'un moteur [105,106], dont certaines sont également adaptées au cas d'un moteur monocylindre à combustion externe (partie détente du moteur Ericsson). La méthode de mesure directe consiste à soustraire la pression moyenne indiquée à la pression moyenne effective (calculs à partir des diagrammes pression-volume réel et théorique du cycle moteur) pour obtenir la pression moyenne de frottement. La méthode de mesure par moteur entraîné nécessite l'utilisation d'un moteur électrique (ou génératrice) accouplé au vilebrequin entraînant le moteur à froid. Le couple exercé sur la génératrice est mesuré en fonction de la vitesse de rotation. La méthode de mesure par déshabillage est proche de la méthode de mesure par moteur entraîné. Elle consiste à enlever successivement les éléments qui sont sources de frottement dans le moteur. Le moteur est ensuite entraîné par une génératrice et le couple exercé sur la génératrice est mesuré en fonction de la vitesse de rotation dans chacune des configurations successives. Par soustraction, les couples de frottement fonction de la vitesse de rotation de chaque composant du moteur peuvent être déduits.

Les essais réalisés ici ont pour objectif d'évaluer le couple de frottement global moyen de la partie détente du moteur Ericsson. La méthode de mesure par moteur entraîné a été utilisée. Le protocole expérimental et les résultats obtenus sont décrits dans la suite. Des compléments sont donnés dans l'Annexe 2.

4.1. Protocole expérimental

La partie détente du moteur Ericsson est accouplée à une génératrice électrique sur un banc d'essai instrumenté (cf. Figure 10). Pour des raisons de disponibilité, la base de moteur correspondant à la partie détente est utilisée avec la configuration d'origine de la distribution et de la culasse (sans modification) en enlevant le ventilateur lors des essais. Le couple de frottement global moyen est supposé identique dans la configuration d'origine et dans la configuration finale de la partie détente (avec arbre à cames, cames, soupape d'admission modifiés). Le couple moyen exercé sur la génératrice, la vitesse de rotation, la température d'huile de lubrification et la température ambiante ont été mesurés pour des vitesses de rotation variant de 100 à 1000 tr/min, avec une fréquence d'acquisition de 50 Hz et sur une période de 100 secondes. Le couple moyen est tracé en fonction de la vitesse de rotation du vilebrequin. Les phénomènes dépendant du carré de la vitesse de rotation sont négligés. Cela conduit à une corrélation expérimentale du couple de frottement dépendant linéairement de la vitesse de rotation sous forme de polynôme du premier ordre, conformément à l'un des modèles décrits par Heywood [105].

4.2. Résultats

La température de l'huile de lubrification varie peu (autour de 30 °C) au cours des essais en frottement de la partie détente du moteur Ericsson, d'où des conditions thermiques de fonctionnement considérées stables. La Figure 21 représente le couple de frottement global moyen de la partie détente du moteur Ericsson mesuré en fonction de la vitesse de rotation du vilebrequin. Le couple de frottement semble augmenter avec la vitesse de rotation. Une régression linéaire permet d'obtenir une corrélation sur le couple de frottement global moyen en fonction de la vitesse de rotation :

$$C_f = 2,253 \cdot 10^{-4} \cdot N + 0,5207 \quad (3)$$

avec C_f couple de frottement en N.m et N vitesse de rotation en tr/min. Le coefficient de corrélation atteint une valeur de $R^2=0,88$ qui est liée à l'incertitude des mesures. Les barres

d'erreur montrent que cette incertitude est dans certains cas de l'ordre de grandeur des mesures. Cela est dû à la présence d'importantes vibrations du moteur lors des essais. Ces vibrations ne correspondent pas à des harmoniques particulières (la fréquence des harmoniques rencontrées dépend de la vitesse de rotation), d'où l'impossibilité de filtrer les signaux d'acquisition. Certaines vitesses de rotation (par exemple 800 tr/min) génèrent des vibrations excessives pour permettre des mesures avec une précision correcte. Pour améliorer ces mesures, il est nécessaire d'augmenter la masse du volant d'inertie du moteur, ce qui permettrait de réduire les vibrations. Les couples de frottement moyens expérimentaux de la partie détente du moteur Ericsson sont du même ordre de grandeur que le couple de frottement de la partie compression du moteur. Ils permettent d'établir un seuil de valeurs minimum pour le couple indiqué assurant le fonctionnement du moteur Ericsson.

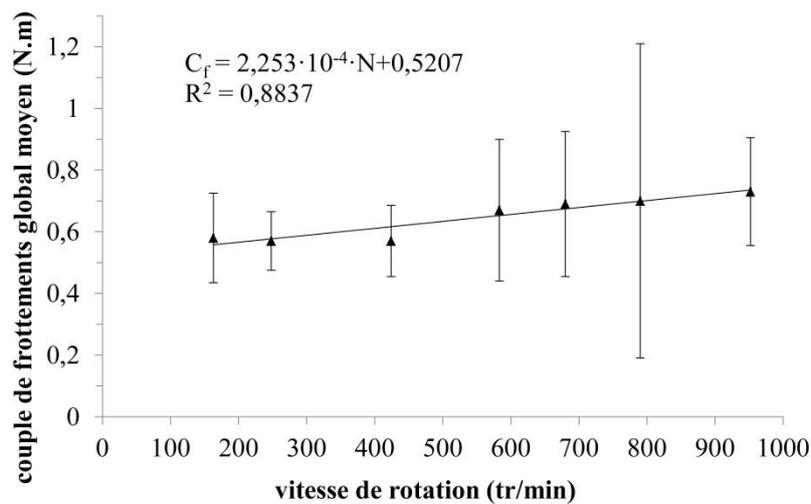


Figure 21 – Évolution du couple de frottement global moyen de la partie détente du moteur Ericsson en fonction de la vitesse de rotation du vilebrequin

III. Synthèse sur les dispositifs expérimentaux et essais réalisés

Les différents dispositifs expérimentaux mis en place sont destinés à valider et à affiner les connaissances du fonctionnement de l'unité de micro-cogénération biomasse. Chaque élément de l'unité de micro-cogénération (chaudière, échangeur, partie détente du moteur Ericsson) peut être caractérisé séparément. Cela permet de s'affranchir des interactions entre chaque partie du système pour déterminer les conditions optimales de fonctionnement élément par élément et ajuster en conséquence les réglages du système complet. Tous les modules de l'unité de micro-cogénération peuvent ensuite être couplés pour caractériser le fonctionnement et évaluer les performances de l'ensemble du système. La partie compression du moteur Ericsson, actuellement simulée avec un compresseur, pourra être dimensionnée et implémentée après caractérisation des autres éléments du système de micro-cogénération. Les premiers essais réalisés (cartographie des températures des gaz brûlés, tests de l'échangeur à pression atmosphérique, mesure du couple de frottement moyen du moteur Ericsson) permettent d'affiner les connaissances sur le système et d'élaborer les protocoles expérimentaux à mettre en œuvre pour déterminer les performances de l'unité de micro-cogénération complète.

Chapitre 3. Modélisation du moteur

Ericsson

I. Configuration étudiée

Le moteur Ericsson étudié ici fonctionne avec une combustion externe et un cycle ouvert. Il est composé de deux cylindres reliés à un même vilebrequin : un cylindre de compression et un cylindre de détente, et d'un échangeur inséré dans une chaudière à biomasse solide permettant la récupération d'une partie de la chaleur des gaz brûlés issus de la combustion (cf. Figure 1 et Figure 22). Le fluide de travail est l'air ambiant qui suit deux transformations thermodynamiques principales successives, la première dans le cylindre de compression et la seconde dans le cylindre de détente. L'air entre dans le cylindre de compression à pression atmosphérique et à température ambiante. Il est ensuite comprimé, envoyé vers l'échangeur où il est chauffé par les gaz brûlés, puis il est transféré dans le second cylindre où il se détend, et enfin, il est rejeté à l'échappement.

Les diagrammes indiqués des cycles thermodynamiques réalisés dans les cylindres de compression et de détente sont présentés respectivement sur les Figure 23 et Figure 24. Ces diagrammes indiqués peuvent représenter des cycles de Joule (compression et détente de l'air isentropiques), le moteur est alors dénommé « moteur Ericsson à cycle de Joule ». Ils peuvent également représenter des cycles d'Ericsson. Dans ce cas, la compression et la détente sont isothermes et le moteur est un « moteur Ericsson à cycle d'Ericsson ». Les cycles thermodynamiques réalisés dans chaque cylindre peuvent être différents, avec un cycle de compression d'Ericsson (isotherme) et un cycle de détente de Joule (isentropique), ou inversement, un cycle de compression de Joule et un cycle de détente d'Ericsson. Sur les Figure 23 et Figure 24, les transformations de compression ou de détente isothermes et isentropiques sont représentées superposées, même si dans les cas isothermes et isentropiques, l'échelle de volume est différente : une transformation de compression ou de détente entre deux niveaux de pression s'effectue sur une plage de volume plus large dans le cas d'une transformation isotherme. Le niveau de pression p_h atteint en régime permanent entre la sortie du cylindre de compression et l'entrée du cylindre de détente est représenté sur les diagrammes pression-volume (diagrammes de Watt) des Figure 23 et Figure 24. Il dépend des

volumes des deux cylindres, de la température en sortie d'échangeur et des instants d'ouverture et fermeture des soupapes. Ce niveau de pression p_h est considéré constant dans l'échangeur. Afin d'améliorer les performances du moteur, les formes des cycles de compression et de détente peuvent être modifiées en ajustant les instants d'ouverture et de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement de chaque cylindre. Ainsi, la Figure 24 prend en compte un allongement de la durée de la phase d'admission du cylindre de détente (retard à la fermeture de la soupape d'admission) qui induit une détente partielle (isentropique ou isotherme) de l'air du moteur jusqu'à une pression intermédiaire supérieure à la pression atmosphérique et un équilibrage de pression à l'ouverture de la soupape d'échappement (phase $1_e-2_e'-3_e'-3_e''$). Une avance à la fermeture de soupape d'échappement est également représentée. Elle induit la compression partielle de l'air résiduel contenu dans le volume mort au point mort haut et une réduction de la phase d'équilibrage de pression à l'ouverture de la soupape d'admission (phase $3_e-0_e'-0_e''-1_e$).

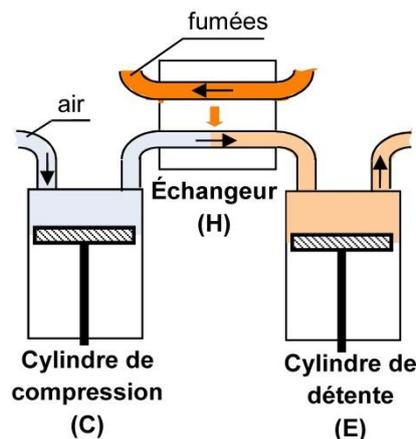


Figure 22 – Configuration du moteur Ericsson

Deux modèles du moteur Ericsson décrit sur la Figure 22 ont été implémentés : un modèle thermodynamique du moteur complet (cylindre de compression, cylindre de détente et échangeur) et un modèle dynamique du cylindre de détente. Les paramètres influents retenus pour caractériser le fonctionnement du moteur sont les suivants : pression et température en sortie d'échangeur (qui correspond à l'entrée du cylindre de détente), réglage des instants d'ouverture et fermeture des soupapes. En régime dynamique, l'influence de la vitesse de rotation, des pertes par frottement et des pertes thermiques à la paroi du cylindre de détente sur les performances du moteur est également étudiée. Les principales performances observées avec les deux modèles sont la pression moyenne indiquée, le travail massique indiqué et le rendement thermodynamique. En régime permanent (modèle thermodynamique),

les cas de cycles isentropiques et isothermes (respectivement de Joule et d'Ericsson) réalisés dans les cylindres de compression et de détente sont étudiés. Cependant, étant donné la vitesse de balayage des pistons, la durée disponible pour la réalisation d'un échange thermique à travers la paroi de chaque cylindre au cours des phases de compression et de détente est très faible, ce qui limite fortement la puissance thermique transférée. Ainsi, le modèle de transformations thermodynamiques sans transfert thermique (adiabatiques), correspondant à un cycle de Joule, s'avère plus proche de la réalité. Pour cette raison, le modèle dynamique a été appliqué dans le cas d'un fonctionnement du moteur avec un cycle de Joule. Les compressions et détentes de l'air du cylindre de détente peuvent être modifiées dans ce modèle par la prise en compte des transferts thermiques à la paroi du cylindre, induisant des compressions et détentes non isentropiques.

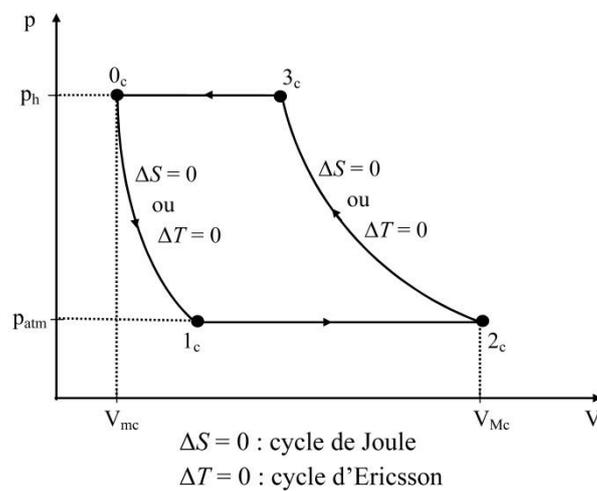


Figure 23 – Diagramme pression-volume du cycle de compression

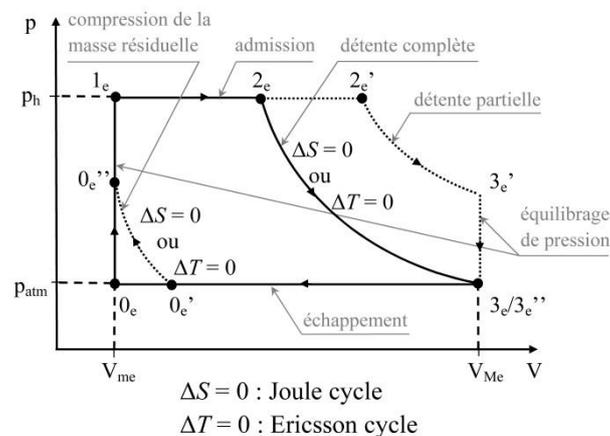


Figure 24 – Diagramme pression-volume du cycle de détente

II. Modélisation thermodynamique en régime établi

Un modèle de moteur Ericsson basé sur les transformations thermodynamiques en régime permanent de l'air de travail a été mis en place. L'air est considéré comme un gaz parfait. Les effets dynamiques liés aux phases transitoires (pertes de charge au passage de l'air dans l'échangeur et à travers les soupapes, pertes mécaniques, transferts thermiques aux parois des cylindres) sont négligés. Les volumes des cylindres de compression et détente sont couplés. Le point de fonctionnement du moteur est ajusté automatiquement pour assurer l'égalité des débits masse d'air traversant chaque cylindre, ce qui impose une condition sur le ratio des cylindrées de compression et détente. L'échangeur est modélisé de façon très simplifiée. Les conditions de température et pression en sortie d'échangeur sont considérées comme des paramètres d'entrée de la partie détente fixés et la quantité de chaleur apportée est estimée à partir de l'énergie reçue par l'air (échangeur idéal avec une efficacité de 100%). Le coefficient isentropique de l'air, évalué avec une corrélation tirée de [107], dépend de la température de manière monotone. La température ambiante est de 20 °C et la température en sortie d'échangeur est supposée entre 400 et 650 °C, d'où un coefficient isentropique situé entre 1,35 (à 650 °C) et 1,4 (à 20°C). Ce coefficient est fixé ici à une valeur constante de 1,4 sur la plage de température de fonctionnement considérée.

Les paramètres de réglage utilisés dans le modèle sont les suivants :

- pression et température dans les conditions atmosphériques
- pression et température dans les conditions de sortie d'échangeur (entrée de détente)
- instants de fermeture des soupapes du cylindre de détente
- volumes morts des cylindres de compression et détente
- volume maximum du cylindre de détente
- vitesse de rotation

Différentes variables intermédiaires permettent l'évaluation des performances du moteur. Dans un premier temps, les caractéristiques du cycle de détente (pression, volume, température, masse d'air présent dans le cylindre, travail thermodynamique transféré, travail indiqué du cycle de détente) sont évaluées, ainsi que le débit masse d'air traversant le cylindre de détente. La cylindrée du cylindre de compression est ajustée automatiquement pour obtenir

un débit masse identique dans les deux cylindres. Les caractéristiques du cycle de compression, similaires à celles du cycle de détente, sont ensuite déterminées. Enfin, les performances du moteur (énergie thermique apportée, travail indiqué théorique, puissance thermique et puissance indiquée, pression moyenne indiquée, couple, rendement thermodynamique théorique) sont évaluées.

1. Caractérisation des points des diagrammes indiqués de compression et détente

Les équations permettant de déterminer les caractéristiques des points des diagrammes indiqués de compression (C) et détente (E), représentés sur les Figure 23 et Figure 24, sont décrites ci-dessous pour des cycles isentropiques et isothermes (respectivement de Joule et d'Ericsson). La forme des diagrammes indiqués de compression et détente, définie par les paramètres de réglage du modèle, permet d'obtenir les pressions et volumes en plusieurs points des diagrammes indiqués des cycles. Pour simplifier l'écriture des équations, les différentes transformations sont supposées avoir lieu d'un point i à un point j (points précisés pour chaque transformation selon les notations des Figure 23 et Figure 24).

1.1. Phases de compression et de détente

Les phases de compression et détente (i - j) qui ont lieu au cours des cycles sont notées respectivement (2_c - 3_c) et (0_c - 1_c) pour le cycle de compression (cf. Figure 23), (0_e '- 0_e '') et (2_e - 3_e) ou (2_e '- 3_e ') pour le cycle de détente (cf. Figure 24). Certaines de ces transformations sont partiellement réalisées, avec une pression intermédiaire atteinte au point mort haut (PMH) ou au point mort bas (PMB) induisant un changement de la forme des cycles (cf. Figure 24), ce qui est étudié dans la suite.

Un coefficient polytropique k est utilisé ici pour décrire à la fois les transformations isentropiques et isothermes avec la même équation : $k=1$ pour les transformations isothermes (cycle d'Ericsson) et $k=\gamma$ pour les transformations isentropiques (cycle de Joule).

À la fin de chaque transformation, les pressions et températures sont les suivantes :

$$p_j = p_i \left(\frac{V_i}{V_j} \right)^k \quad (4)$$

$$T_j = T_i \left(\frac{p_j}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (5)$$

L'air étant considéré comme un gaz parfait, le travail transféré pour une compression ou une détente isentropique (équation (6)) et isotherme (équation (7)) s'écrit respectivement :

$$W_{ij} = m \frac{r}{\gamma-1} (T_j - T_i) \quad (6)$$

$$W_{ij} = m r T_i \ln \left(\frac{p_j}{p_i} \right) \quad (7)$$

1.2. Admission à pression constante par déplacement d'air vers les cylindres de compression et détente

L'admission d'air dans les cylindres de compression et détente, phase (i-j) correspondant aux transformations (1_c-2_c) sur la Figure 23 et (1_e-2_e) sur la Figure 24, est supposée à pression constante (sans perte de charge) et correspond à un déplacement d'air de la conduite d'aspiration vers le cylindre. L'air admis est supposé à température T. La relation suivante, valide pour les cycles de l'air des cylindres de compression et de détente, donne la masse d'air aspirée pendant la phase d'admission à pression constante :

$$m_{in} = p(V_j - V_i)/(rT) \quad (8)$$

L'air entrant dans le cylindre de compression provient de l'atmosphère, à pression p_{atm} et température T_{atm}. En entrée du cylindre de détente, l'air est dans les mêmes conditions qu'en sortie d'échangeur, avec une pression p_h et une température T_h. Dans le cas d'un cycle de détente avec compression maximale de la masse résiduelle d'air contenu dans le volume mort, où le point 0_e' se superpose au point 1_e (phase (0_e'-0_e'')) sur la Figure 24), la masse m_{in} correspond à la masse aspirée par cycle, notée m_{cycle}.

Un bilan d'énergie sur la masse aspirée m_{in} et sur la masse m₁ dans le cylindre considéré (ici, m₁= m_{1c} pour le cycle de compression et m₁= m_{1e} pour le cycle de détente), avec l'hypothèse d'un transfert de masse adiabatique (valide pour les cycles de Joule et Ericsson), permet d'obtenir les températures T_{2c} et T_{2e} en fin d'admission :

$$T_j = (m_1 T_i + m_{in} T_k) / (m_1 + m_{in}) \quad (9)$$

avec T_k température en entrée de la masse m_{in} (T_k = T_{atm} pour le cylindre de compression et T_k = T_h pour le cylindre de détente).

Le travail transféré durant la phase d'admission d'air à pression constante s'écrit :

$$W_{ij} = m_1 r T_i - (m_{in} + m_1) r T_j \quad (10)$$

1.3. Admission du cylindre de détente par équilibrage de pression

L'équilibrage de pression à l'ouverture de la soupape d'admission du cylindre de détente, transformation (i-j), correspond à la phase (0_e-1_e) ou $(0_e''-1_e)$ de la Figure 24. Le transfert de la masse d'air est supposé adiabatique pour les cycles de Joule et d'Ericsson. Le bilan d'énergie sur la masse aspirée m_{ij} et la masse résiduelle m_{re} (m_{re} correspondant à la masse au point 0_e ou $0_e'$ selon la forme du diagramme indiqué du cycle) permet d'obtenir la masse aspirée m_{ij} entrant dans le cylindre de détente au cours de la phase d'équilibrage de pression ainsi que la masse présente dans le cylindre de détente en fin d'équilibrage m_{1e} :

$$m_{ij} = (p_h - p_i) V_{me} / (\gamma r T_h) \quad (11)$$

$$m_{1e} = m_{re} + m_{ij} \quad (12)$$

La masse aspirée par cycle dans le moteur lorsque le diagramme indiqué du cycle de détente comporte une phase d'équilibrage de pression à l'admission s'exprime sous la forme :

$$m_{cycle} = m_{in} + m_{ij} \quad (13)$$

Cette dernière équation résulte d'une admission effectuée en deux phases dans le cylindre de détente : équilibrage de pression (0_e-1_e) ou $(0_e''-1_e)$ et déplacement d'air à pression constante (1_e-2_e) ou $(1_e-2_e')$ (cf. Figure 24). La masse d'air entrant dans le cylindre de détente durant la phase d'équilibrage de pression dépend de l'instant de fermeture de la soupape d'échappement au point $0_e'$ (avance à la fermeture de la soupape d'échappement). En effet, une avance à la fermeture de la soupape d'échappement induit une compression de la masse d'air résiduel contenu dans le volume mort au point $0_e''$, établissant un niveau de pression intermédiaire au début de la phase d'équilibrage de pression, situé entre la pression atmosphérique et la pression en entrée de cylindre de détente. La masse entrant dans le cylindre de détente lors de l'admission à pression constante est liée à la durée de cette phase qui dépend de l'instant de fermeture de la soupape d'admission au point $2_e'$ de la Figure 24 (retard à la fermeture d'admission).

1.4. Échappement à pression constante

La phase (i-j) d'échappement de l'air, correspondant aux transformations (3_c-0_c) dans le cylindre de compression (cf. Figure 23), ou (3_e-0_e), ($3_e''-0_e$), ($3_e-0_e'$) ou ($3_e''-0_e'$) dans le cylindre de détente (cf. Figure 24), est dépendante des instants de fermeture de soupape. Cette phase est isobare et supposée isotherme pour les cas des diagrammes indiqués des cycles de Joule et d'Ericsson. La masse résiduelle présente dans le cylindre en fin de phase d'échappement est estimée grâce à la loi des gaz parfaits. Le travail transféré est :

$$W_{ij} = (m_i - m_j)rT_i \quad (14)$$

1.5. Échappement du cylindre de détente par équilibrage de pression

La transformation ($3_e'-3_e''$) du diagramme indiqué du cycle de détente (cf. Figure 24) correspond à une phase d'échappement de l'air du cylindre par équilibrage de pression. La masse d'air initialement présente dans le cylindre à pression intermédiaire se détend dans la conduite d'échappement jusqu'à la pression atmosphérique en suivant une transformation adiabatique (valable pour les cas de fonctionnement avec des cycles de Joule et d'Ericsson). L'air restant dans le cylindre au point $3_e''$ est supposé suivre une détente isentropique depuis le point $3_e'$. L'équation (5) avec $i = 3_e'$, $j = 3_e''$ et $k = \gamma$ relie la température au point $3_e''$ au ratio de pression en début et en fin de détente.

Lorsqu'un équilibrage de pression a lieu au cours de la phase d'échappement du cylindre de détente, la température dans la conduite d'échappement T_{out} est différente de la température dans le cylindre en fin d'échappement T_i , avec $i = 0_e$ ou $i = 0_e'$ (cf. Figure 24). Un bilan d'énergie sur la masse d'air de travail au point $3_e'$ qui est détendue dans le cylindre et dans la conduite d'échappement permet d'obtenir la température dans la conduite d'échappement :

$$T_{out} = \frac{p_{atm}(V_{Me} - V_i) + m_{3_e'}c_v T_{3_e'} - m_{re}c_v T_i}{(m_{3_e'} - m_i)c_p} \quad (15)$$

2. Évaluation des performances du moteur

Les conditions de références choisies sont les conditions atmosphériques.

2.1. Quantité de chaleur effective transmise à l'air de travail

La quantité de chaleur effective transmise à l'air de travail du moteur Ericsson avec cycles de compression et de détente d'Ericsson s'exprime comme suit :

$$Q_{\text{eff}} = \underbrace{m_{\text{cycle}} c_p (T_h - T_{0_c})}_{Q_{\text{eff,H}}} + \underbrace{(m_{\text{cycle}} + m_{\text{re}}) r T_i \ln \left(\frac{P_i}{P_j} \right)}_{Q_{\text{eff,E}}} + \underbrace{m_{\text{rc}} r T_{0_c} \ln \left(\frac{P_{0_c}}{P_{1_c}} \right)}_{Q_{\text{eff,C}}} \quad (16)$$

La transformation (i-j) correspond ici à la transformation (2_e-3_e) ou (2_e'-3_e') du diagramme indiqué du cycle de détente (cf. Figure 24). Le terme Q_{eff,H} correspond à la quantité de chaleur transmise à l'air de travail dans l'échangeur. Le terme Q_{eff,E} se réfère à la quantité de chaleur transmise pendant la phase de détente à travers la paroi du cylindre de détente (étapes (2_e-3_e) et (2_e'-3_e') de la Figure 24). Le terme Q_{eff,C} est associé à la quantité de chaleur transmise à travers la paroi du cylindre pendant la phase de détente du diagramme indiqué du cycle de compression (étape (0_c-1_c) de la Figure 23). Dans le cas d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de compression de Joule, la quantité de chaleur transmise Q_{eff,C} est nulle. De même, avec un cycle de détente de Joule, la quantité de chaleur transmise Q_{eff,E} est également nulle.

2.2. Travail indiqué et travail indiqué massique théoriques

Le travail indiqué théorique correspond au travail indiqué du cycle thermodynamique théorique de l'air de travail récupéré par le vilebrequin commun aux cylindres de compression et détente. Il est évalué avec l'équation suivante :

$$W_i = |W_{ie}| - W_{ic} \quad (17)$$

où W_{ie} est le travail indiqué du cycle de détente (cf. Figure 24) et W_{ic} le travail indiqué du cycle de compression (cf. Figure 23). Le travail indiqué massique théorique w_i est défini comme le travail indiqué théorique W_i divisé par la masse d'air aspiré par cycle thermodynamique dans le moteur m_{cycle} :

$$w_i = W_i / m_{\text{cycle}} \quad (18)$$

2.3. Pression moyenne indiquée

La pression moyenne indiquée s'écrit :

$$p_{mi} = W_i / (V_{Me} - V_{me}) \quad (19)$$

avec V_{Me} le volume maximum et V_{me} le volume mort de la chambre de détente.

2.4. Couple indiqué

Les cylindres de compression et détente fonctionnant de manière découplée, un seul cycle thermodynamique par tour de vilebrequin est réalisé. Le couple indiqué du moteur s'écrit donc :

$$C_i = W_i / 2\pi \quad (20)$$

2.5. Débit masse d'air dans le moteur

Le débit masse d'air est lié à la vitesse de rotation ω du moteur et à la masse d'air aspiré par cycle :

$$q_m = m_{cycle} \omega / 2\pi \quad (21)$$

Cette équation n'est valable que dans le cas d'un seul cycle thermodynamique réalisé par tour de vilebrequin.

2.6. Puissance thermique et puissance indiquée théoriques

La puissance thermique apportée à l'air du moteur est définie par :

$$P_{th} = Q_{eff} \cdot \omega / 2\pi \quad (22)$$

et la puissance indiquée s'écrit :

$$P_i = C_i \cdot \omega \quad (23)$$

2.7. Rendement thermodynamique théorique

Le rendement thermodynamique des parties compression et détente du moteur (en considérant l'échangeur idéal et en négligeant l'effet des auxiliaires permettant la circulation des fluides dans le moteur), est calculé à partir du ratio entre le travail indiqué théorique et la quantité de chaleur effective transférée à l'air de travail :

$$\eta_{th} = W_i / Q_{eff} \quad (24)$$

3. Validité du modèle thermodynamique

Le modèle thermodynamique réalisé est un modèle théorique qui permet une estimation des conditions de fonctionnement et des performances du moteur Ericsson en fonction de différents paramètres de réglage. Seule une étude expérimentale permettrait de valider ce modèle et d'estimer les erreurs engendrées, mais aucune étude expérimentale approfondie n'est disponible dans la littérature. Une estimation d'erreur liée à l'utilisation d'un coefficient isentropique constant a été réalisée. La comparaison de résultats obtenus avec ce modèle par rapport à d'autres modèles décrits dans la littérature est effectuée pour des conditions de fonctionnement restreintes.

3.1. Estimation d'erreur

Le coefficient isentropique γ est considéré constant dans les calculs et égal à 1,4 sur la plage de température entre 20 et 650 °C. L'erreur relative engendrée par l'utilisation d'un coefficient isentropique constant est inférieure à 3,4% pour le rendement thermodynamique et inférieure à 7,9% pour la pression moyenne indiquée.

3.2. Comparaison du modèle avec les données disponibles dans la littérature

Le Tableau 11 montre une comparaison entre les performances, issues de modèles, de différents moteurs Ericsson décrits dans la littérature (configurations détaillées dans le Tableau 3) et les performances obtenues avec le modèle thermodynamique présenté précédemment dans les mêmes conditions de fonctionnement. Des cas particuliers de vitesse de rotation N , de température T_h et de pression p_h en sortie d'échangeur sont présentés.

Les résultats du modèle thermodynamique sont proches des résultats de la littérature en ce qui concerne le rendement thermodynamique η_{th} , la puissance indiquée théorique du moteur P_i , le débit masse d'air q_m , le travail indiqué massique théorique w_i et la puissance indiquée théorique générée par le cylindre de détente $P_{i.e}$. Conformément à des études antérieures [32-35,54,56], ce modèle présente des résultats satisfaisants. Cependant, la puissance thermique du moteur décrit par Moss et al. [33] est plus faible que celle évaluée avec le modèle, ce qui peut s'expliquer par la présence d'un récupérateur non pris en compte

dans le modèle développé ici. Une différence réside également dans le rendement thermodynamique du moteur étudié par Bell et al. [34], qui est plus élevé que celui obtenu avec le modèle thermodynamique. Cela est dû à la configuration du moteur qui diffère de celle considérée ici, avec la présence d'un récupérateur et d'une chambre de combustion (moteur Ericsson à combustion interne). Avec des configurations de moteurs proches de celle utilisée dans le modèle, les résultats obtenus sont très similaires [35,54,56]. Cette comparaison des résultats du modèle développé avec les données bibliographiques est une première étape dans la validation de ce modèle.

auteur	conditions de fonctionnement	résultats de référence	résultats du modèle thermodynamique
Touré et al. [54,56]	$p_h/p_{atm} = 2,5$ $T_h = 873 \text{ K}$ $N = 950 \text{ rpm}$	$q_m = 0,005 \text{ kg/s}$ $P_{i,e} = 1,1 \text{ kW}$	$q_m = 0,005 \text{ kg/s}$ $P_{i,e} = 1,1 \text{ kW}$
Wojewoda et al. [32]	$p_h/p_{min} = 95/20$ $T_h = 1273 \text{ K}$ $N = 3000 \text{ rpm}$	$q_m = 0,2 \text{ kg/s}$ $P_i = 28 \text{ kW}$ $\eta_{th} = 32\%$	$q_m = 0,2 \text{ kg/s}$ $P_i = 28,4 \text{ kW}$ $\eta_{th} = 33,5 \%$
Bell et al. [34]	$p_h/p_{atm} = 7$ $T_h = 1300 \text{ K}$	$w_i = 250-300 \text{ kJ/kg}$ $\eta_{th} = 40-50 \%$	$w_i = 287 \text{ kJ/kg}$ $\eta_{th} = 36,59 \%$
Moss et al. [33]	$p_h/p_{atm} = 7,5$ $N = 1000 \text{ rpm}$	$P_i = 5 \text{ kW}$ $P_{th} = 8,12 \text{ kW}$ $\eta_{th} > 40 \%$	$P_i = 5,0 \text{ kW}$ $P_{th} = 12,1 \text{ kW}$ $\eta_{th} = 41,5 \%$
Lontsi et al. [35]	$p_h/p_{atm} = 3,6$ $T_h = 873 \text{ K}$ $N = 480 \text{ rpm}$	$\eta_{th} = 27 \%$ $q_m = 0,0165 \text{ kg/s}$	$\eta_{th} = 28 \%$ $q_m = 0,02 \text{ kg/s}$

Tableau 11 – Comparaison des résultats du modèle thermodynamique aux résultats des modèles présents dans la littérature

4. Résultats du modèle thermodynamique : étude de sensibilité paramétrique

Plusieurs paramètres influant sur les performances du moteur Ericsson sont étudiés : présence d'échanges thermiques à la paroi du cylindre de compression, réglages des instants de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement du cylindre de détente, conditions de pression et température en entrée de détente (sortie d'échangeur). Afin de simplifier l'analyse des résultats, l'étude de l'influence des échanges thermiques à la paroi du cylindre de détente sur les performances du moteur Ericsson a été réalisée avec un diagramme indiqué du cycle de détente défini arbitrairement (cycle $(0_e-1_e-2_e-3_e)$, cf. Figure 24) : cycle de Joule, réglages des instants de fermeture des soupapes du cylindre de détente ajustés pour assurer une détente jusqu'à la pression atmosphérique au PMB et une absence de recompression de l'air contenu dans le volume mort au PMH. Ce réglage du diagramme indiqué du cycle de détente permet d'assurer un débit masse d'air fixe traversant le cylindre de compression. De même, l'étude des paramètres influents du cycle de détente (réglages des instants de fermeture des soupapes, pression et température en entrée du cylindre de détente) est réalisée avec un cycle de compression de Joule théorique (compression et détente isentropiques de l'air contenu dans le volume mort, cf. Figure 23), pour les cycles de détente de Joule et d'Ericsson étudiés. Le cycle de compression de Joule, par rapport à un cycle de compression d'Ericsson isotherme, est mieux adapté à l'étude des performances globales du moteur Ericsson car il correspond à un cas de fonctionnement plus réaliste où les transferts thermiques à la paroi du cylindre de compression n'ont pas le temps d'être réalisés au cours d'un cycle. Le coefficient isentropique de l'air γ est considéré constant dans les calculs, avec une valeur de 1,4, sachant que ses valeurs réelles sont situées entre 1,35 et 1,4 sur la plage de températures rencontrées (20 à 650 °C). Les simulations réalisées permettent d'obtenir les performances théoriques du moteur Ericsson dans une configuration basique (cylindre de compression, cylindre de détente, échangeur) avec un focus sur le couplage des cylindres de compression et détente et sur l'effet des différentes configurations des diagrammes indiqués des cycles de compression et détente : transformations isothermes ou isentropiques, retard à la fermeture de la soupape d'admission et de la soupape d'échappement.

4.1. Influence des échanges thermiques à la paroi du cylindre de compression

Afin de montrer l'influence des échanges thermiques à la paroi du cylindre de compression sur les performances globales du moteur Ericsson, deux simulations ont été réalisées avec un cycle de compression de Joule et un cycle de compression d'Ericsson. Le cycle de Joule modélise des transformations isentropiques dans un cylindre avec paroi isolée, alors que le cycle d'Ericsson modélise le cas d'un cylindre avec transferts thermiques importants à la paroi, permettant de maintenir la température de l'air constante dans le cylindre. Plusieurs paramètres sont fixés dans les simulations : ratio de pression au cours de la compression, pression et température de l'air entrant (conditions ambiantes), volume mort du cylindre de détente. Un cycle de détente du moteur est fixé pour assurer un débit masse d'air traversant le cylindre de compression identique pour les deux simulations. La différence entre les deux simulations réside dans la valeur du coefficient de compression et détente polytropique k : 1 pour le cycle d'Ericsson et γ pour le cycle de Joule (cf. équations (4) et (5)). Les résultats sont présentés dans le Tableau 12.

Joule	Ericsson
$\tau_c = 11,68$	$\tau_c = 14,06$
$T_{0c} = 216^\circ\text{C}$	$T_{0c} = 20^\circ\text{C}$
$w_i = 107,5 \text{ kJ/kg}$	$w_i = 153,4 \text{ kJ/kg}$
$Q_{\text{eff}} = 332,2 \text{ kJ/kg}$	$Q_{\text{eff}} = 527,7 \text{ kJ/kg}$
$\eta_{\text{th}} = 32,36\%$	$\eta_{\text{th}} = 29,06\%$

Tableau 12 – Performances globales du moteur Ericsson obtenues avec des cycles de compression de Joule et d'Ericsson

Le rapport volumétrique de compression dans le cylindre de compression, noté τ_c , est plus élevé dans le cas du cycle de compression d'Ericsson. En effet, dans le diagramme pression-volume, la détente isotherme de la masse résiduelle contenue dans le volume mort du cylindre de compression (étape (0_c-1_c) de la Figure 23) nécessite une plus grande différence de volume ($V_{1c}-V_{0c}$) pour atteindre la pression atmosphérique p_{atm} qu'avec une détente isentropique. La phase d'admission (étape (1_c-2_c) de la Figure 23) nécessite le même volume pour des cycles de compression de Joule ou d'Ericsson. En conséquence, le volume maximum de la chambre du cylindre de compression est plus important avec un cycle d'Ericsson.

Le travail massique indiqué théorique du moteur w_i (cf. équation (18)) obtenu avec un cycle de compression d'Ericsson (transformations isothermes) est plus élevé que dans le cas du cycle de compression de Joule. Le rendement thermodynamique (cf. équation (24)) est plus élevé avec un cycle de Joule (transformations isentropiques), bien que le travail massique indiqué théorique soit plus faible à cause de la plus grande quantité de chaleur effective nécessaire au cours des transformations subies par l'air dans le cas du cycle de compression d'Ericsson (transformations isothermes). En effet, avec un cycle de compression d'Ericsson, l'air entrant dans l'échangeur est à plus faible température que pour le cycle de compression de Joule, ce qui induit un transfert de quantité de chaleur plus important à cette étape, tel que présenté dans l'équation (16) avec $Q_{eff,H}$. Comparé au cycle de compression de Joule, un transfert de quantité de chaleur supplémentaire a lieu avec le cycle d'Ericsson au cours de la détente de la masse résiduelle contenue dans le volume mort au PMH, noté $Q_{eff,C}$ dans l'équation (16).

Un cylindre de compression fonctionnant avec un cycle de Joule est plus favorable qu'un fonctionnement avec cycle d'Ericsson en ce qui concerne les coûts d'investissement (volume du cylindre de compression plus faible) et le rendement thermodynamique, malgré un travail indiqué théorique plus élevé dans le cylindre de compression. Les transferts thermiques à travers la paroi du cylindre de compression doivent donc être limités pour améliorer les performances du moteur Ericsson. Le diagramme indiqué du cycle de compression de Joule est proche du diagramme indiqué du cycle de compression réel. En effet, la faible durée de contact de l'air du cylindre de compression avec la paroi au cours d'un cycle limite les échanges thermiques à travers la paroi. La mise en œuvre d'un tel cycle dans un moteur Ericsson réel est donc facilitée.

4.2. Influence du réglage des instants de fermeture des soupapes dans le cylindre de détente

L'influence du réglage des instants de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement dans le cylindre de détente est étudiée en considérant un cycle de Joule dans le cylindre de compression. Le diagramme indiqué du cycle de détente peut inclure une détente incomplète liée à un retard à la fermeture de la soupape d'admission (étape $(2'_e - 3'_e - 3''_e)$ de la Figure 24), ou une recompression de la masse résiduelle contenue dans le volume mort liée à une avance à la fermeture de la soupape d'échappement (étape $(0'_e - 0''_e)$ de la Figure 24). Les transformations de compression et détente dans le cylindre de détente peuvent être isentropiques (cycle de Joule) ou isothermes (cycle d'Ericsson).

4.2.1. Influence d'un retard à la fermeture d'admission

La détente incomplète de l'air contenu dans le cylindre de détente induite par un retard à la fermeture d'admission (tel que le cycle $(0_e - 1_e - 2'_e - 3'_e - 3''_e)$ de la Figure 24 qui correspond aussi à un cas sans recompression de la masse résiduelle du volume mort au PMH) peut être ajustée dans le modèle via un coefficient noté α_{in} . Il est défini par le ratio du volume balayé durant l'admission d'air (étape $(1_e - 2'_e)$ de la Figure 24) et de la cylindrée du cylindre de détente.

$$\alpha_{in} = \frac{V_{2'_e} - V_{me}}{V_{Me} - V_{me}} \quad (25)$$

Les valeurs de α_{in} sont comprises entre la valeur du cas d'une détente complète (étape $(2_e - 3_e)$ de la Figure 24) et 1.

Plusieurs simulations sont réalisées pour déterminer l'influence du coefficient α_{in} sur les performances du moteur Ericsson, dans le cas de différentes pressions à l'admission du cylindre de détente (cf. Figure 25 et Figure 26). La Figure 25 représente la pression moyenne indiquée (p_{mi}) définie dans l'équation (19) ainsi que le rendement thermodynamique η_{th} défini dans l'équation (24). La Figure 26 représente le travail massique indiqué théorique w_i , décrit dans l'équation (18), et le débit masse adimensionnel q_m^* en fonction du coefficient α_{in} , pour des cycles de détente de Joule et d'Ericsson. Le débit adimensionnel q_m^* est défini par :

$$q_m^* = q_m / q_{m,ref} \quad (26)$$

La valeur de référence du débit masse $q_{m,ref}$ est évaluée à partir de l'équation (21) avec m_{cycle} choisie égale à la masse d'air présente dans un volume équivalent à la cylindrée du cylindre de détente à pression et température atmosphériques.

La pression à l'admission du cylindre de détente p_h influe sur la valeur minimum de α_{in} (valeur pour une détente complète (2_e-3_e), cf. Figure 24) : plus la pression est élevée, plus la valeur minimum de α_{in} est faible (cf. Figure 25 et Figure 26), ce qui correspond à un volume au point 2_e plus faible. Cette tendance est due à la forme des courbes des détentes isothermes et isentropiques dans le diagramme pression-volume : pour une courbe de détente isentropique fixée (déterminée par le volume maximum du cylindre de détente V_{Me}), une pression plus élevée est liée à un volume plus faible.

Avec une pression p_h fixée, une augmentation de α_{in} induit une augmentation du débit masse d'air traversant le moteur (cf. Figure 26). Ceci s'explique par un volume d'air aspiré ($V_{2_e} - V_{1_e}$) plus élevé lorsque le retard à la fermeture d'admission est plus important, ce qui induit une masse d'air aspirée par cycle plus importante. La vitesse de rotation du moteur étant considérée constante dans les simulations étudiées ici, l'augmentation de la masse d'air aspirée par cycle induit proportionnellement une augmentation du débit d'air.

La pression moyenne indiquée présente une valeur maximum pour les cycles de détente de Joule et d'Ericsson lorsque α_{in} augmente (cf. Figure 25). Cela est lié à une valeur maximum atteinte du travail indiqué théorique défini par l'équation (17), qui provient de l'augmentation simultanée de la valeur absolue du travail indiqué du cycle de détente $|W_{ie}|$ et du travail indiqué du cycle de compression W_{ic} lorsque la masse d'air aspirée par cycle augmente. Le premier augmente plus rapidement en valeur absolue que le second pour les faibles valeurs de α_{in} et augmente plus lentement pour les valeurs de α_{in} élevées, induisant une valeur optimale de α_{in} maximisant la pression moyenne indiquée pour chaque niveau de pression d'admission du cylindre de détente rencontré.

Le travail indiqué massique théorique w_i atteint une valeur maximum pour les mêmes raisons que pour la pression moyenne indiquée, mais la valeur maximum est atteinte pour de plus faibles valeurs de α_{in} à cause de l'augmentation de la masse d'air aspirée qui influe sur le travail massique indiqué théorique (cf. équation (18)). De la même manière, le rendement thermodynamique atteint un maximum pour de plus faibles valeurs de α_{in} que dans le cas de la pression moyenne indiquée. Cela est dû à l'effet de l'augmentation du transfert de chaleur

dans l'échangeur avec l'augmentation du débit masse d'air, qui découle de l'augmentation du coefficient α_{in} .

Les courbes correspondant à la pression moyenne indiquée, au travail massique indiqué théorique et au rendement thermodynamique sont parfois interrompues pour les valeurs élevées de α_{in} , lorsque le travail indiqué du cycle de compression W_{ic} devient plus élevé que la valeur absolue du travail indiqué du cycle de détente $|W_{ie}|$.

Les évolutions des performances du moteur en fonction du coefficient α_{in} sont similaires pour les cycles de détente de Joule et d'Ericsson. Pour une pression fixée, les débits d'air sont similaires, la pression moyenne indiquée maximum et le travail massique indiqué théorique sont plus élevés, et le rendement thermodynamique est plus faible pour un cycle de détente d'Ericsson. D'après ces résultats, les transferts de chaleur à la paroi du cylindre de détente doivent être favorisés pour optimiser la pression moyenne indiquée et le travail massique indiqué théorique, ou alors doivent être évités pour optimiser le rendement thermodynamique. Pour optimiser les performances du moteur par réglage du retard à la fermeture d'admission, le choix d'une variable principale observée (pression moyenne indiquée, travail massique indiqué théorique, rendement thermodynamique), ou d'un compromis entre plusieurs valeurs optimales de α_{in} , doit être réalisé. Les valeurs de α_{in} utilisées par la suite sont soit celles du cas d'une détente complète (2_e-3_e) (cf. Figure 24), soit les valeurs maximisant le rendement thermodynamique.

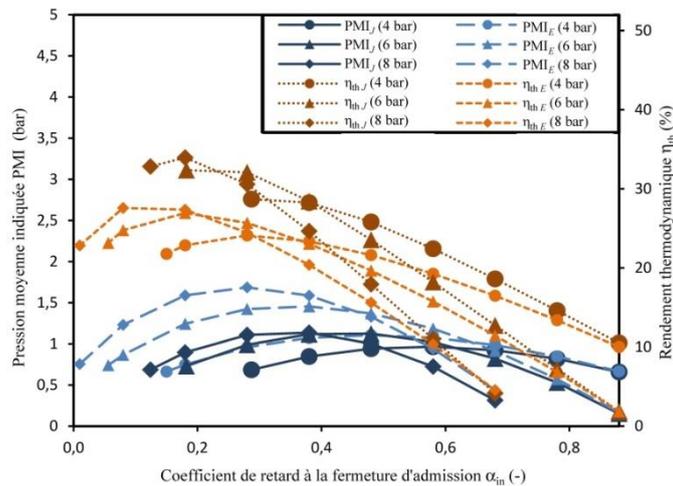


Figure 25 – Évolution de la pression moyenne indiquée p_{mi} et du rendement thermodynamique η_{th} en fonction du coefficient α_{in} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar)

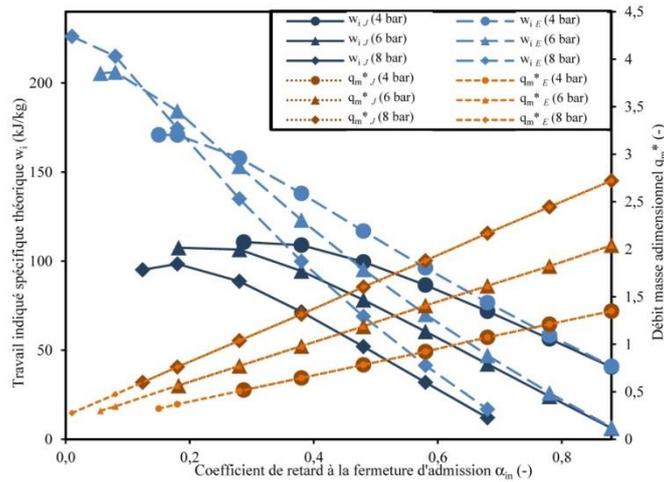


Figure 26 – Évolution du travail massique indiqué théorique w_i et du débit masse adimensionnel q_m^* en fonction du coefficient α_{in} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar)

4.2.2. Influence d'une avance à la fermeture d'échappement

De façon similaire au cas du retard à la fermeture de la soupape d'admission, un coefficient α_{EEVC} permet de définir l'avance à la fermeture de la soupape d'échappement, qui correspond à une recompression de la masse d'air résiduelle contenue dans le volume mort au PMH (étape $(0_e' - 0_e'')$ cf. Figure 24) :

$$\alpha_{EEVC} = \left(V_{0_e'} - V_{me} \right) / \left(V_{Me} - V_{me} \right) \quad (27)$$

Les valeurs du coefficient α_{EEVC} sont comprises entre 0 et la valeur pour laquelle la recompression de la masse résiduelle permet d'atteindre au PMH la pression d'admission du cylindre de détente p_h .

Les Figure 27 et Figure 28 représentent les performances du moteur Ericsson en fonction du coefficient α_{EEVC} pour différentes pressions d'admission du cylindre de détente p_h : la pression moyenne indiquée p_{mi} , le rendement thermodynamique η_{th} (cf. Figure 27), le travail massique indiqué théorique w_i , le débit masse adimensionnel q_m^* (cf. Figure 28), pour un cycle avec détente complète (cycle $(0_e' - 0_e'' - 1_e - 2_e - 3_e)$ de la Figure 24). Les différences de température $(T_{i,e} - T_h)$, avec l'indice i correspondant aux points (1_e) et (2_e) (cf. Figure 24), en fonction du coefficient α_{EEVC} et pour différentes pressions d'admission sont présentées en

Figure 29. Les résultats sont obtenus avec un cycle de compression de Joule, pour des cycles de détente de Joule et d'Ericsson.

La valeur maximum de α_{EEVC} est plus élevée lorsque la pression d'admission p_h augmente (cf. Figure 27 et Figure 28) car l'évolution de la pression d'air en fonction du volume du cylindre de détente correspondant à la recompression isentropique ou isotherme maximum de la masse résiduelle change lorsque la pression p_h change.

À pression p_h fixée, le débit d'air traversant le moteur diminue avec le coefficient α_{EEVC} pour les cycles de détente de Joule et d'Ericsson (cf. Figure 28). En effet, la recompression de la masse résiduelle à partir d'un volume plus élevé (ou avance à la fermeture de la soupape d'échappement) induit la présence d'une plus grande masse résiduelle dans le volume mort au PMH, ce qui réduit la masse aspirée pendant la phase d'admission. Lorsque le coefficient α_{EEVC} augmente, l'étape ($0'_e-1_e$) de la Figure 24 est réduite (plus faible différence de pression) et la masse aspirée à l'admission dans le cylindre de détente durant la phase d'équilibrage de pression est réduite, ce qui diminue le débit d'air.

L'équilibrage de pression ($0'_e-1_e$) (cf. Figure 24) induit une température T_{1_e} plus élevée que la température de l'air en entrée de cylindre de détente T_h , pour les cas des cycles de Joule et d'Ericsson (cf. Figure 29), à cause de la compression d'air adiabatique dans le cylindre durant la phase d'équilibrage de pression (cf. paragraphe II.1.3 du Chapitre 3). Plus la différence de pression est élevée au cours de cette phase (coefficient α_{EEVC} plus faible), plus la température T_{1_e} est élevée. L'augmentation de la température T_{1_e} induit une augmentation de la température T_{2_e} à cause du mélange entre l'air entrant et l'air déjà présent dans le cylindre de détente au point 1_e durant la phase d'admission à pression constante (1_e-2_e) (cf. Figure 24).

Une valeur maximale de la pression moyenne indiquée en fonction du coefficient α_{EEVC} est observée pour les cycles de Joule et d'Ericsson de la Figure 27. Cela résulte des variations simultanées des travaux indiqués des cycles de compression et détente qui diminuent différemment lorsque le coefficient α_{EEVC} augmente.

Le rendement thermodynamique η_{th} (cf. Figure 27) et le travail massique indiqué théorique w_i (cf. Figure 28) varient en fonction du coefficient α_{EEVC} et atteignent des valeurs maximales sur la plage de fonctionnement du moteur pour les cycles de Joule et d'Ericsson. Ces valeurs maximales sont atteintes pour des valeurs de α_{EEVC} plus élevées que dans le cas de la pression moyenne indiquée à cause de l'influence du débit masse d'air sur le rendement

thermodynamique et sur le travail massique indiqué théorique. En effet, lorsque le coefficient α_{EEVC} augmente, la masse d'air aspirée par cycle m_{cycle} diminue, de sorte que l'apport thermique au niveau de l'échangeur est réduit. Ces deux variables α_{EEVC} et m_{cycle} ont une influence importante sur le rendement thermodynamique (équation (24)) et sur le travail massique indiqué théorique (cf. équation (18)).

Les performances du moteur avec des cycles de détente de Joule et d'Ericsson présentent des comportements similaires dans le domaine de fonctionnement du moteur (cas où le travail produit par le moteur, qui résulte de la différence du travail fourni par le cycle de détente et du travail consommé par le cycle de compression, est positif). Le rendement thermodynamique et le débit masse adimensionnel sont plus élevés, et le travail massique indiqué théorique est plus faible pour un cycle de détente de Joule, tandis que la pression moyenne indiquée présente des valeurs similaires. Pour le cas de l'utilisation du moteur Ericsson dans un système de micro-cogénération biomasse, sur la plage de pression et température d'air en sortie d'échangeur, le cycle de Joule (avec transformations isentropiques) est plus adapté que le cycle d'Ericsson (avec transformations isothermes) pour améliorer les performances du moteur, en particulier le rendement thermodynamique.

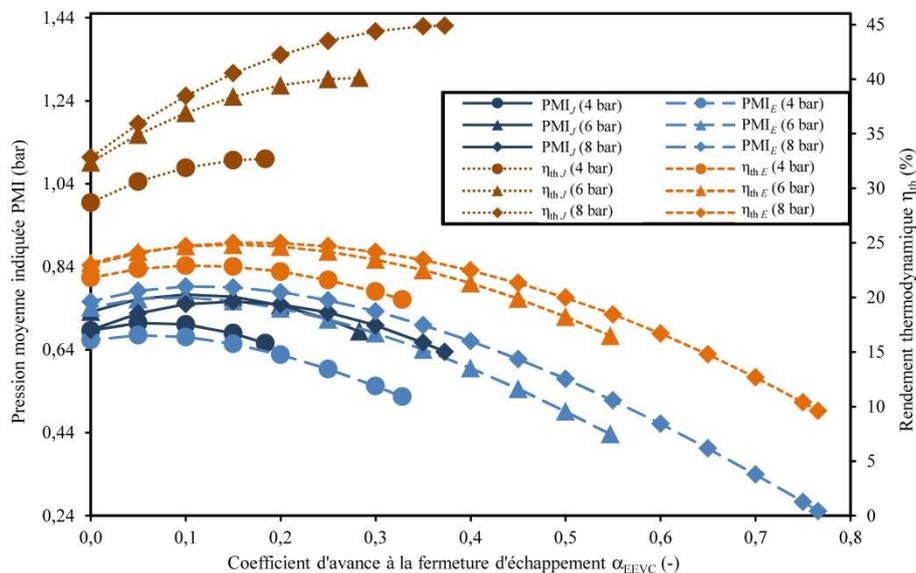


Figure 27 – Évolution de la pression moyenne indiquée p_{mi} et du rendement thermodynamique η_{th} en fonction du coefficient α_{EEVC} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar)

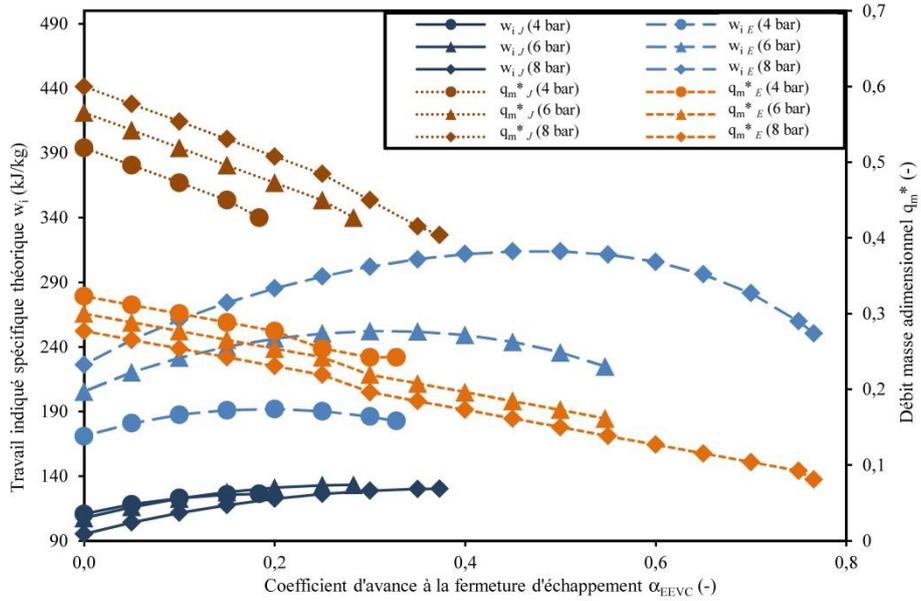


Figure 28 – Évolution du travail massique indiqué théorique w_i et du débit masse adimensionnel q_m^* en fonction du coefficient α_{EVC} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar)

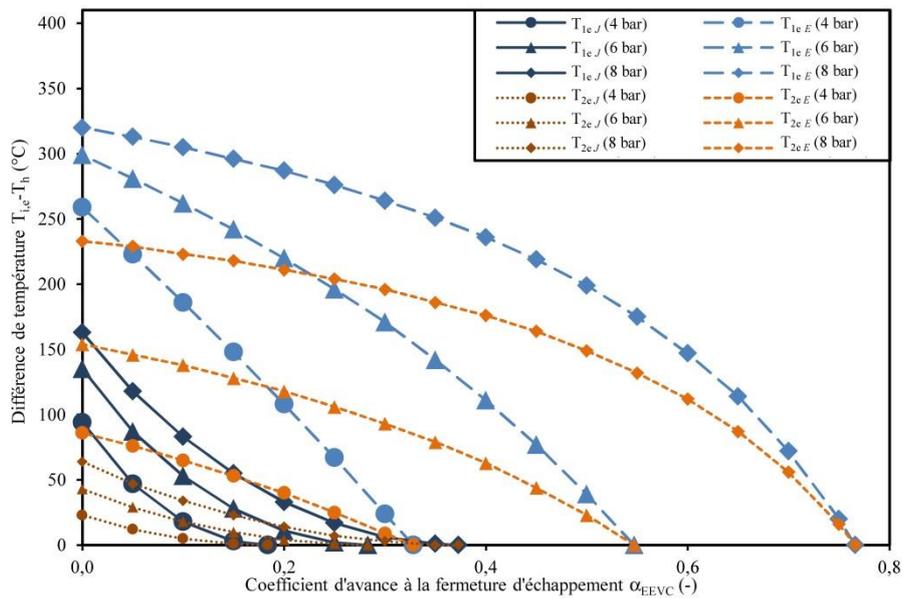


Figure 29 – Évolution de la différence de température ($T_{i,e} - T_h$), avec $T_{i,e} = T_{i_e}$ ou $T_{i,e} = T_{2_e}$, en fonction du coefficient α_{EVC} d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) dans le cas de différentes pressions d'admission du cylindre de détente (4, 6 et 8 bar) et pour une température d'admission de 550 °C

Le coefficient α_{EEVC} optimum peut être choisi pour améliorer soit le rendement thermodynamique, soit le travail massique indiqué théorique, soit la pression moyenne indiquée. Il peut aussi résulter d'un compromis entre les valeurs optimales de ce coefficient obtenues pour ces trois variables. Le coefficient α_{EEVC} choisi dans la suite maximise le rendement thermodynamique.

4.3. Influence des conditions de température et pression en entrée de cylindre de détente

L'influence de la pression p_h et de la température T_h sur les performances du moteur est étudiée pour le diagramme indiqué du cycle de détente ($0_e' - 0_e'' - 1_e - 2_e' - 3_e' - 3_e''$) (cf. Figure 24) avec les valeurs optimales des coefficients α_{in} et α_{EEVC} maximisant le rendement thermodynamique. Les valeurs choisies pour α_{in} et α_{EEVC} pourraient aussi être ajustées pour maximiser la pression moyenne indiquée, menant à un diagramme indiqué du cycle de détente différent de celui maximisant le rendement thermodynamique choisi dans ce paragraphe. Le cycle de compression considéré ici est un cycle de Joule, à la fois pour les cycles de détente de Joule et d'Ericsson. La Figure 30 montre la pression moyenne indiquée et le rendement thermodynamique en fonction de la pression p_h , pour différentes valeurs de T_h . La Figure 31 présente le travail massique indiqué théorique et le débit masse adimensionnel en fonction de la pression p_h , pour différentes valeurs de T_h .

Une augmentation de la température T_h conduit à augmenter la pression moyenne indiquée, le rendement thermodynamique (cf. Figure 30) et le travail massique indiqué théorique (cf. Figure 31). En effet, pour un travail indiqué du cycle de compression fixé, le travail indiqué du cycle de détente augmente, ce qui augmente les performances du moteur.

Le rendement thermodynamique est amélioré pour des valeurs de pression p_h élevées car la valeur absolue du travail indiqué du cycle de détente $|W_{ie}|$ augmente plus vite avec la pression que le travail indiqué du cycle de compression W_{ic} (cf. équation (17)). Cependant, lorsque le rendement thermodynamique est élevé, le débit masse d'air et la pression moyenne indiquée sont faibles, de sorte que les performances globales du moteur ne sont pas optimales.

Dans le cas d'un diagramme indiqué du cycle de détente de Joule avec une détente complète et une recompression maximale de la masse d'air résiduel au PMH (points $0_e'$ et 1_e de la Figure 24 confondus), le rendement thermodynamique est indépendant de la température T_h :

$$\eta_{th} = 1 - \left(p_{atm} / p_h \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (28)$$

La pression moyenne indiquée et le débit masse adimensionnel en fonction de la pression p_h atteignent une valeur maximum qui est à la même pression lorsque la température T_h varie. En effet, dans le modèle, la température T_h est une variable d'entrée indépendante de la pression p_h .

Pour un cycle de détente de Joule, le travail indiqué massique reste stable avec les variations de pression p_h . Il augmente avec la pression p_h pour un cycle de détente d'Ericsson.

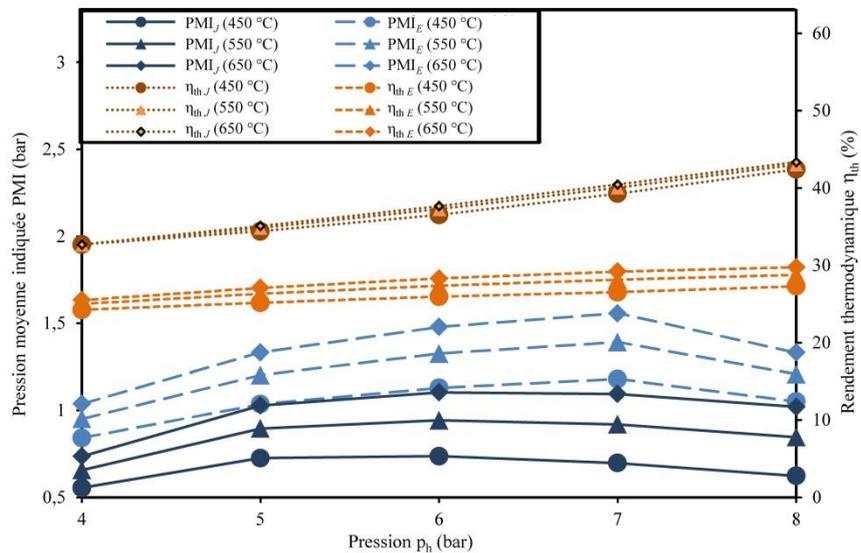


Figure 30 – Évolution de la pression moyenne indiquée p_{mi} et du rendement thermodynamique η_{th} en fonction de la pression p_h en entrée du cylindre de détente d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) pour plusieurs températures à l'admission du cylindre de détente (450, 550, 650 °C)

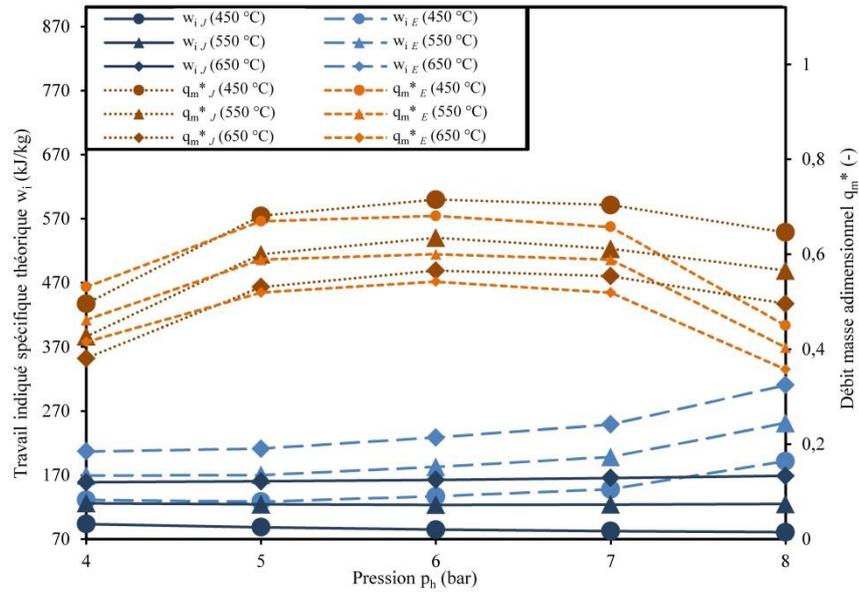


Figure 31 – Évolution du travail massique indiqué théorique w_i et du débit masse adimensionnel q_m^* en fonction de la pression p_h en entrée du cylindre de détente d'un moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de détente d'Ericsson (E) ou de Joule (J) pour plusieurs températures à l'admission du cylindre de détente (450, 550, 650 °C)

4.4. Performances optimales d'un moteur Ericsson

Le Tableau 13 montre les conditions de fonctionnement et les performances d'un moteur Ericsson permettant un compromis satisfaisant entre des valeurs élevées de rendement thermodynamique et de pression moyenne indiquée (p_{mi} supérieure à 1 bar pour contrer la pression moyenne de frottement maximale). Les cycles de compression et de détente choisis sont des cycles de Joule (parois des cylindres sans transferts thermiques au cours des cycles thermodynamiques), ce qui permet d'obtenir une valeur élevée du rendement thermodynamique. La pression p_h est fixée à 6 bar pour maximiser la pression moyenne indiquée. La température T_h est égale à 650 °C (valeur de température élevée pour les technologies d'échangeurs potentiellement utilisables). Ces réglages de pression p_h et de température T_h améliorent simultanément la pression moyenne indiquée, le rendement thermodynamique et le travail massique indiqué théorique. Les coefficients α_{in} et α_{EEVC} choisis pour le diagramme indiqué du cycle de détente sont ajustés pour maximiser le rendement thermodynamique. Cela mène à des performances qui résultent d'un compromis entre les valeurs les plus élevées du rendement thermodynamique (cf. équation (24)), de la

pression moyenne indiquée (cf. équation (19)) et du travail massique indiqué théorique (cf. équation (18)).

L'étude des paramètres influant sur les performances globales du moteur Ericsson (cycles de compression et détente couplés) permet un ajustement optimisé des conditions de fonctionnement. Cette approche permet la définition d'une série de valeurs optimales des paramètres de fonctionnement, ce qui permet de restreindre les conditions d'étude du moteur dans le cas d'une modélisation dynamique de son fonctionnement. Les aspects dynamiques négligés dans la modélisation thermodynamique sont, entre autres, les phases de fonctionnement transitoires, les pertes de charge au passage des soupapes, les pertes de charge dans l'échangeur et les frottements mécaniques. Bien qu'absents de ce modèle, les frottements mécaniques sont un aspect important de la modélisation du moteur Ericsson. Notamment, une attention particulière doit être portée à la pression moyenne indiquée : sa valeur doit dépasser la pression moyenne de frottement (de l'ordre de 1 bar pour les moteurs conventionnels) pour assurer le fonctionnement du moteur. L'aspect frottement mécanique est traité dans le paragraphe suivant avec la modélisation dynamique de la partie détente du moteur Ericsson.

Conditions de fonctionnement	Performances
$V_{\text{cyl,e}} = 720 \text{ cm}^3$	$\text{pmi} = 1,104 \text{ bar}$
$\tau_e = 10$	$C_i = 12,6 \text{ N.m}$
$\tau_c = 11,7$	$q_m = 4,9 \text{ g/s}$
$\alpha_{\text{in}} = 0,3$	$P_{\text{th}} = 2111,8 \text{ W}$
$\alpha_{\text{EEVC}} = 0,283$	$P_i = 795 \text{ W}$
$p_h = 6 \text{ bar}$	$\eta_{\text{th}} = 37,6 \%$
$T_h = 650 \text{ }^\circ\text{C}$	$m_{\text{cycle}} = 0,489 \text{ g/cycle}$
$N = 600 \text{ rpm}$	$Q_{\text{eff}} = 211 \text{ J/cycle}$
	$W_i = 79 \text{ J/cycle}$
	$T_{\text{out}} = 290 \text{ }^\circ\text{C}$

Tableau 13 – Performances et conditions de fonctionnement d'un moteur Ericsson à cycles de compression et détente de Joule

III. Modélisation en régime dynamique sous forme de bond graph du cylindre de détente

Une modélisation dynamique du cylindre de détente du moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de Joule a été établie. Elle a été réalisée avec le logiciel 20sim en utilisant le formalisme des bond graphs (ou graphes à liens). Le principe de l’outil bond graph est d’utiliser une représentation graphique des différents sous-ensembles d’un système pour modéliser son comportement dynamique. Cet outil repose sur la conservation de la puissance. Les échanges de puissance entre sous-systèmes sont représentés de manière unifiée pour les différents domaines physiques, en utilisant des variables d’effort et de flux dont le produit correspond à la puissance transmise [108-111]. La représentation bond graph permet de mettre en évidence les liens de causalité entre les différents éléments d’un système. Des compléments sur la modélisation bond graph sont décrits dans l’Annexe 4. Il existe également d’autres outils permettant de représenter graphiquement la causalité, tels que l’approche graphique causale (en anglais : causal ordering graph) [112] et la représentation énergétique macroscopique (en anglais : energetic macroscopic representation) [113]. Le modèle dynamique réalisé permet de simuler les phases transitoires de fonctionnement du cylindre de détente du moteur Ericsson et de représenter l’évolution des variables du système au cours du temps.

1. Présentation du modèle dynamique

La Figure 32 représente le schéma bond graph du cylindre de détente du moteur Ericsson qui comporte les blocs suivants : soupapes d’admission et d’échappement, chambre de détente, paroi du cylindre de détente, piston, volume intérieur du carter moteur, système bielle-manivelle, frottements mécaniques. Les blocs modélisant les soupapes d’admission et d’échappement permettent de prendre en compte les débits masse instantanés liés aux pertes de charge de l’air traversant les soupapes et de relier les conditions de pression et température à l’entrée et à la sortie de chaque soupape. Les débits masse et les flux d’enthalpie instantanés traversant les soupapes sont également évalués. Le bloc correspondant à la chambre de détente comporte un bilan de masse et un bilan d’énergie sur l’air contenu dans la chambre de

détente entre deux pas de temps successifs (cf. Figure 33). Les échanges d'énergie avec l'air de la chambre sont liés à l'entrée et à la sortie d'air par les soupapes, au mouvement du piston et aux échanges thermiques aux parois. Différentes variables caractérisant l'air de la chambre sont évaluées à chaque instant : masse, pression, température, volume. Le bloc modélisant la paroi du cylindre de détente permet d'évaluer le transfert de chaleur entre l'air de la chambre de détente et l'extérieur. Le bloc piston permet de relier la force exercée par le piston sur l'air du cylindre ainsi que le volume d'air déplacé dans la chambre à la pression exercée par le piston sur l'air dans le cylindre de détente et à la vitesse de déplacement du piston. Le bloc qui correspond au volume de l'air contenu à l'intérieur du carter du moteur situé sous le piston permet de prendre en compte la force exercée par la pression atmosphérique sur le bas du piston. Cette force s'additionne à la force exercée par la bielle sur le piston (cf. élément de jonction 1 sur la Figure 32). Le bloc représentant le système bielle-manivelle permet de relier le couple exercé par la bielle sur le vilebrequin et la vitesse de rotation du vilebrequin à la force exercée par la bielle sur le piston et à la vitesse de déplacement du piston. Les pertes par frottement mécanique sont représentées dans un bloc qui contient un modèle établi expérimentalement du couple de frottement global exercé sur le vilebrequin. Ce couple de frottement est additionné au couple indiqué pour obtenir le couple effectif exercé sur le vilebrequin (élément de jonction 1). Le modèle bond graph du cylindre de détente est appliqué en imposant les valeurs des variables suivantes : vitesse de rotation du moteur, pression et température d'air en entrée du cylindre de détente, pression atmosphérique à l'échappement (sources d'effort S_e et de flux S_f de la Figure 32). À l'instant initial, le piston est supposé positionné au point mort haut, avec une position angulaire du vilebrequin de 0° . Une température de référence est définie à la valeur de 25°C pour les calculs d'énergie interne et d'enthalpie. Les performances évaluées sont le travail du cylindre de détente, la pression moyenne indiquée et la pression moyenne effective. La partie compression du moteur Ericsson, qui entre en jeu notamment dans le calcul du travail indiqué du moteur et de la pression moyenne indiquée, est prise en compte de façon théorique en utilisant un cycle thermodynamique de Joule. Les parois du cylindre de compression sont donc supposées adiabatiques, ce qui correspond à un cas proche de la réalité étant donné la faible durée des échanges thermiques à la paroi sur un cycle de fonctionnement du moteur Ericsson. Dans la suite, les équations contenues dans les différents blocs bond graph sont détaillées. Les performances moyennes du moteur évaluées sont similaires au cas du modèle thermodynamique. Des performances supplémentaires sont également calculées : couple

effectif sur l'arbre, puissance effective du cycle de détente et du moteur complet, pression moyenne effective, rendement global du moteur.

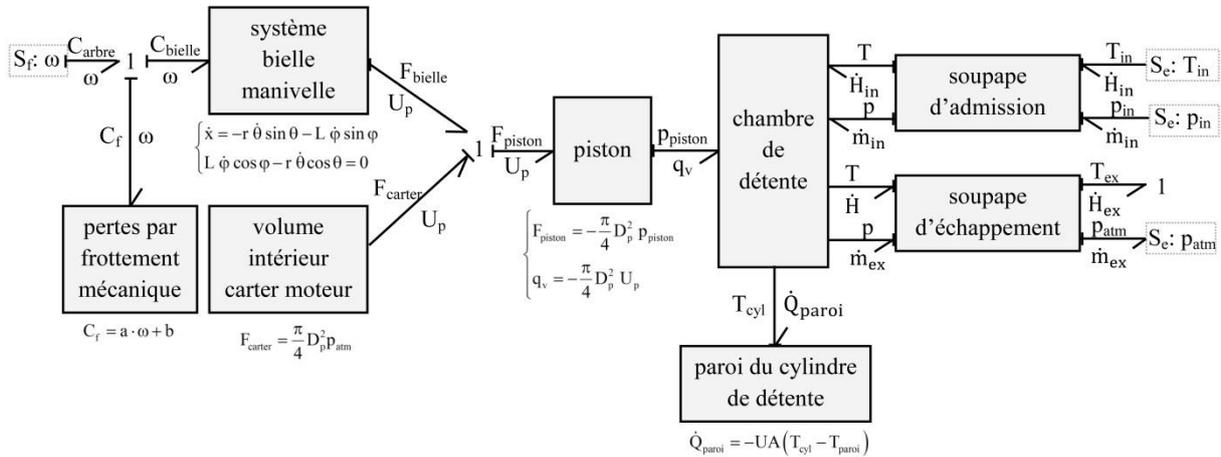


Figure 32 – Schéma bond graph global du cylindre de détente du moteur Ericsson

2. Équations contenues dans les blocs bond graph

2.1. Chambre de détente

Le détail de la représentation sous forme de bond graph du cylindre de détente est présenté sur la Figure 33. Un bilan de masse est appliqué à l'air contenu dans le cylindre de détente entre deux instants successifs :

$$\frac{dm_{\text{cyl}}}{dt} = \dot{m}_{\text{in}} - \dot{m}_{\text{ex}} \quad (29)$$

avec m_{cyl} masse d'air contenue dans la chambre de détente, \dot{m}_{in} et \dot{m}_{ex} respectivement débits masse d'air entrant et sortant de la chambre de détente. Un bilan d'énergie est également réalisé sur l'air de la chambre entre deux instants successifs. La variation de l'énergie potentielle entre l'air entrant et sortant par les soupapes est négligée. Par convention, les puissances positives présentées ici sont considérées « entrantes » dans le système isolé.

$$\frac{dm_{\text{cyl}}}{dt} u_{\text{cyl}} + m_{\text{cyl}} c_v(T_{\text{cyl}}) \frac{dT_{\text{cyl}}}{dt} = \dot{Q}_{\text{paroi}} - p_{\text{cyl}} \frac{dV_{\text{cyl}}}{dt} + \dot{m}_{\text{in}} \left(h_{\text{in}} + \frac{v_{\text{in}}^2}{2} \right) - \dot{m}_{\text{ex}} \left(h_{\text{ex}} + \frac{v_{\text{ex}}^2}{2} \right) \quad (30)$$

avec p_{cyl} , V_{cyl} , T_{cyl} respectivement pression, volume et température de l'air de la chambre, u_{cyl} énergie interne massique de l'air de la chambre, $c_v(T_{\text{cyl}})$ capacité thermique massique de l'air à volume constant, \dot{Q}_{paroi} puissance thermique perdue par la paroi de la chambre, h_{in} et h_{ex} respectivement enthalpies massiques de l'air entrant et sortant de la chambre, v_{in} et v_{ex} respectivement vitesses de l'air entrant et sortant de la chambre.

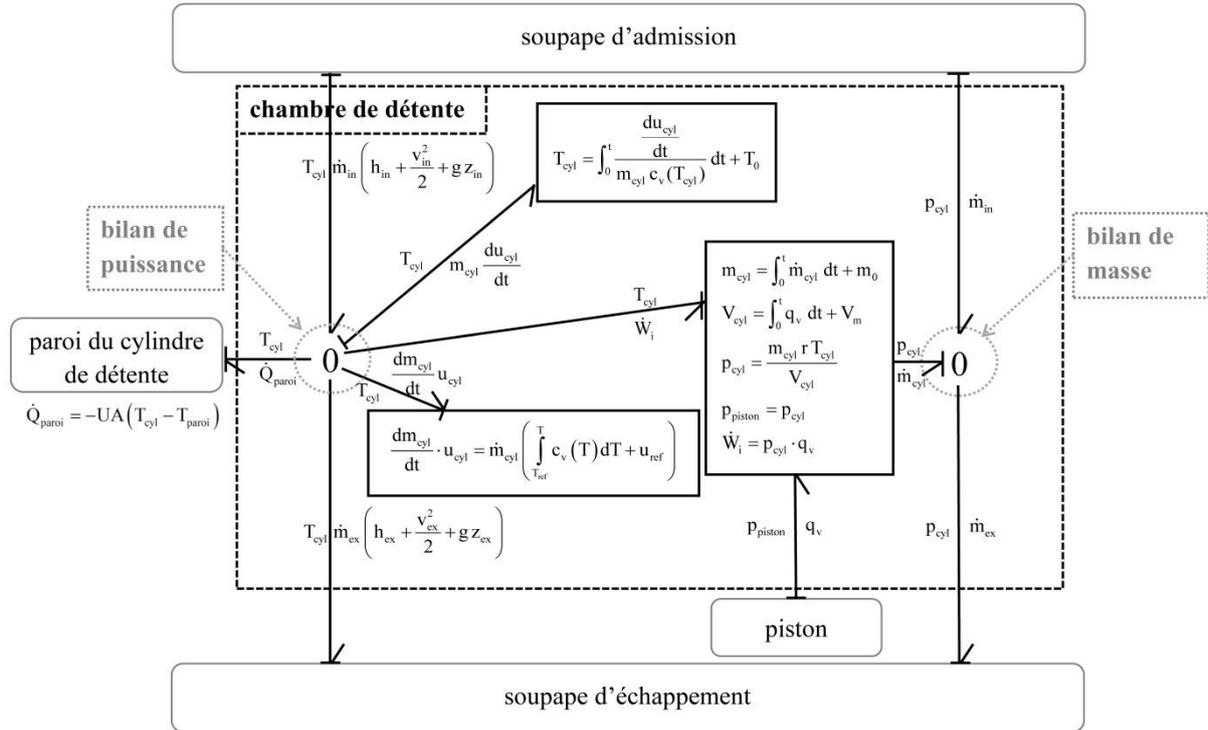


Figure 33 – Détails de la représentation bond graph de la chambre de détente

2.2. Soupapes d'admission et d'échappement

Les blocs correspondant aux modèles de la soupape d'admission et de la soupape d'échappement du cylindre de détente sont construits de manière similaire. La Figure 34 représente la section de passage d'une soupape avec les notations utilisées. Dans un premier temps, la section de passage effective de la soupape $A_{v_{\text{eff}}}$ est évaluée avec l'équation suivante :

$$A_{v_{\text{eff}}} = C_d \pi l_v \sin \delta_v (2r_v + l_v \sin \delta_v \cos \delta_v) \quad (31)$$

avec C_d le coefficient de débit [105], l_v la hauteur de levée de soupape, r_v le rayon de soupape, δ_v l'angle de portée de soupape sur son siège. Dans cette équation, la forme de la fonction décrivant la levée de soupape l_v selon l'angle vilebrequin peut être choisie rectangulaire, sinusoïdale, ou conforme à la loi de levée de soupape expérimentale (cf. Figure 7). Ici, la levée de soupape sinusoïdale est utilisée.

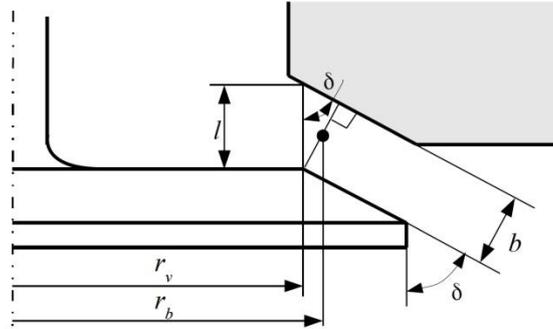


Figure 34 – Schéma de la section de passage d'une soupape

La vitesse et la température au niveau de la section minimale de la soupape puis le débit masse traversant la soupape sont ensuite évalués en différenciant les cas d'écoulements en régime subsonique et en régime sonique. Le modèle utilisé pour représenter l'écoulement au travers de la soupape est celui d'une tuyère convergente. En amont et en aval des soupapes, les vitesses de l'air sont supposées négligeables. L'écoulement est supposé quasi-stationnaire et adiabatique réversible entre l'amont et la section minimale de la soupape (équivalente à un col de tuyère). L'air est considéré comme un gaz parfait. Dans ces conditions, l'équation de Barré de Saint-Venant permet d'écrire :

$$\frac{T_{\text{amont}}}{T_{\text{col}}} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \text{Ma}^2 \quad (32)$$

avec T_{amont} et T_{col} les températures respectivement en amont et au niveau de la section minimale de la soupape, γ le coefficient de Laplace de l'air, Ma le nombre de Mach. Le coefficient de Laplace de l'air (ou rapport des capacités thermiques massiques) est évalué en fonction de la température à partir d'une corrélation sur les capacités thermiques massiques à pression et volume constant (unités SI) [107] :

$$c_p(T) = 974,82 + 6,821 \cdot 10^{-2} T + 1,665 \cdot 10^{-4} T^2 - 6,818 \cdot 10^{-8} T^3 \quad (33)$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_p - r} \quad (34)$$

avec r la constante massique de l'air. Le coefficient de Laplace est calculé à la température de l'air en amont de soupape et est considéré constant par la suite.

La transformation de l'air entre l'amont et le « col » de la soupape étant adiabatique réversible, la condition correspondant à un régime sonique ($Ma = 1$), est la suivante :

$$\frac{p_{\text{col}}}{p_{\text{amont}}} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (35)$$

En appliquant le théorème de Barré de Saint-Venant (conservation de l'enthalpie totale), la vitesse au « col » de la soupape s'écrit, pour les régimes subsonique et sonique :

$$v_{\text{col}} = \sqrt{2 \frac{\gamma r T_{\text{amont}}}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{p_{\text{col}}}{p_{\text{amont}}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right)} \quad (36)$$

avec r la constante massique de l'air. Dans le cas d'un régime subsonique, la température au « col » de la soupape est évaluée à partir de la loi de Laplace (cf. équation (5)) et le débit masse s'écrit :

$$\dot{m}_{\text{col}} = A_{v_{\text{eff}}} \frac{p_{\text{amont}}}{\sqrt{r T_{\text{amont}}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p_{\text{col}}}{p_{\text{amont}}} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \left(1 - \left(\frac{p_{\text{col}}}{p_{\text{amont}}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right)} \quad (37)$$

Dans le cas d'un régime sonique, l'écoulement est bloqué au niveau de la section de passage minimale de la soupape. À cet endroit, la température et le débit masse s'écrivent respectivement :

$$T_{\text{col}} = T_{\text{amont}} \frac{2}{\gamma + 1} \quad (38)$$

$$\dot{m}_{\text{col}} = A_{v_{\text{eff}}} \frac{p_{\text{amont}}}{\sqrt{r T_{\text{amont}}}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}}} \quad (39)$$

2.3. Pertes thermiques à la paroi du cylindre

Les pertes thermiques à la paroi du cylindre de détente sont estimées à partir de la température de l'air dans la chambre de détente, de la température de paroi, du coefficient d'échange à la paroi et de la surface d'échange :

$$\dot{Q}_{\text{paroi}} = h_{\text{paroi}} A_{\text{cyl}} (T_{\text{cyl}} - T_{\text{paroi}}) \quad (40)$$

Le coefficient d'échange convectif à la paroi est estimé avec la corrélation de Hohenberg [114] qui conduit à des valeurs intermédiaires par rapport aux coefficients résultant d'autres corrélations de la littérature [55] :

$$h_{\text{paroi}} = 0,0001 \cdot 130 \cdot V_{\text{cyl}}^{-0,06} \cdot p_{\text{cyl}}^{0,8} \cdot T_{\text{cyl}}^{-0,4} \cdot (\bar{U}_p + 1,4) \quad (41)$$

avec V_{cyl} , p_{cyl} et T_{cyl} respectivement le volume, la pression et la température d'air du cylindre de détente et \bar{U}_p la vitesse moyenne du piston.

2.4. Conversion d'énergie au niveau du piston

La conversion d'énergie mécanique en énergie pneumatique est représentée dans le bloc modélisant le piston par les équations suivantes :

$$F_{\text{piston}} = -\frac{\pi}{4} D_p^2 p_{\text{piston}} \quad (42)$$

$$q_v = -\frac{\pi}{4} D_p^2 U_p \quad (43)$$

avec F_{piston} la force résultant de la pression d'air de la chambre appliquée sur le haut de la tête de piston, D_p le diamètre de la tête de piston, p_{piston} la pression appliquée sur le haut de la tête de piston, q_v la variation de volume de la chambre de détente, U_p la vitesse instantanée du piston.

2.5. Prise en compte de la pression atmosphérique appliquée sous la tête de piston

La pression atmosphérique régnant dans le carter du moteur est associée à la force appliquée par l'air du carter sous la tête de piston F_{carter} :

$$F_{\text{carter}} = \frac{\pi}{4} D_p^2 p_{\text{atm}} \quad (44)$$

avec D_p le diamètre de la tête de piston. Cette force, ajoutée à la force appliquée par la bielle sur le piston F_{bielle} , est liée à la résultante des forces appliquées sous la tête de piston F_{piston} :

$$F_{\text{piston}} = F_{\text{carter}} + F_{\text{bielle}} \quad (45)$$

2.6. Système bielle-manivelle

Le bloc du système bielle-manivelle permet d'évaluer la vitesse de déplacement du piston à partir de la vitesse de rotation du vilebrequin. Pour cela, deux équations sont implémentées :

$$\dot{x} = -r \sin \theta \dot{\theta} - L \sin \varphi \dot{\varphi} \quad (46)$$

$$L \cos \varphi \dot{\varphi} - r \cos \theta \dot{\theta} = 0 \quad (47)$$

avec \dot{x} la vitesse de déplacement du piston (aussi notée U_p , cf. Figure 32), r et L longueurs du maneton et de la bielle respectivement, θ angle vilebrequin, $\dot{\theta}$ vitesse de rotation du vilebrequin (aussi notée ω , cf. Figure 32), φ angle formé par la bielle et l'axe de symétrie du piston.

2.7. Couple de frottement

Le couple de frottement global moyen de la partie détente du moteur Ericsson (prenant en compte les frottements au niveau du piston, du système bielle-manivelle, des roulements, du système de distribution) est évalué en fonction de la vitesse de rotation du vilebrequin à partir d'une corrélation obtenue expérimentalement (cf. Figure 21).

3. Performances évaluées

Le modèle dynamique permet d'évaluer les performances du moteur Ericsson, présentées auparavant avec le modèle thermodynamique en régime permanent, en tenant compte de l'influence des pertes liées aux frottements mécaniques, aux transferts thermiques à la paroi du cylindre et aux pertes de charge au niveau des soupapes. Les performances liées à la partie compression sont estimées à partir d'un cycle de Joule théorique, de la même manière que dans le modèle en régime permanent. Les performances similaires au cas du modèle thermodynamique sont les suivantes : travail indiqué du cycle de détente et travail indiqué du moteur complet, travail indiqué massique, pression moyenne indiquée, couple indiqué, puissance thermique apportée, puissance indiquée (cf. paragraphe II.2 du Chapitre 3). D'autres variables de performances permettent de compléter l'analyse des performances du moteur avec pertes énergétiques. Le couple effectif sur l'arbre de la partie détente du moteur Ericsson est évalué à partir du couple appliqué sur la bielle et du couple de frottement global :

$$C_{\text{arbre}} = C_{\text{bielle}} + C_f \quad (48)$$

Le travail dissipé par frottement dans la partie détente du moteur Ericsson s'écrit :

$$W_f = 2\pi C_f \quad (49)$$

La puissance mécanique perdue par frottements dans les systèmes mécaniques de la partie détente du moteur Ericsson s'exprime comme suit :

$$\dot{W}_f = C_f \omega \quad (50)$$

En supposant que le travail dissipé par frottement est identique dans les parties compression et détente du moteur (parties compression et détente avec des cylindrées proches), le travail effectif récupéré sur l'arbre du moteur complet est évalué grâce à l'équation suivante :

$$W_{\text{eff}} = W_i - 2W_f \quad (51)$$

où W_i est le travail indiqué du moteur complet. La puissance effective sur l'arbre, respectivement pour les parties compression et détente, s'écrit :

$$\dot{W}_{\text{eff,C}} = \dot{W}_{i,C} + \dot{W}_f \quad (52)$$

$$\dot{W}_{\text{eff,E}} = |\dot{W}_{i,E}| - \dot{W}_f \quad (53)$$

La puissance effective du moteur complet s'écrit donc :

$$\dot{W}_{\text{eff}} = \dot{W}_{\text{eff,E}} - \dot{W}_{\text{eff,C}} \quad (54)$$

Le rendement global du moteur Ericsson s'exprime comme suit :

$$\eta_{\text{global}} = \frac{W_{\text{eff}}}{Q_{\text{eff}}} \quad (55)$$

La pression moyenne effective du moteur Ericsson correspond à :

$$p_{\text{me}} = \frac{W_{\text{eff}}}{V_{\text{Me}} - V_{\text{me}}} \quad (56)$$

4. Méthode de résolution des équations

Les équations implémentées dans le logiciel 20sim sont résolues par une méthode implicite : la méthode BDF modifiée (modified backward differentiation formula method), avec un pas de calcul de 1.10^{-8} secondes, sur une durée correspondant à deux cycles de fonctionnement stabilisés en régime permanent (paramètres d'entrée du modèle ajustés). Le cas du fonctionnement du moteur Ericsson en régime transitoire n'a pas été étudié ici.

5. Validité du modèle dynamique

La validation du modèle dynamique du cylindre de détente du moteur Ericsson est délicate du fait du manque de données dans la littérature, à la fois du point de vue de la modélisation et des résultats expérimentaux. En effet, la configuration étudiée ici, qui modélise un cylindre de détente par une décomposition des équations sous forme de bond graph en incluant les transformations thermodynamiques, les débits masse instantanés liés aux pertes de charge de l'air traversant les soupapes, les frottements mécaniques et les transferts thermiques à la paroi du cylindre est novatrice, les autres modèles existants ne présentant jamais tous ces aspects simultanément (cf. Tableau 3 et Tableau 4). Afin de vérifier la validité du modèle dynamique bond graph implémenté sous 20sim, un second modèle dynamique, implémenté sous scilab et basé sur des équations similaires au modèle bond graph, a été utilisé. Il permet de comparer l'allure des variables et les performances de la partie détente du moteur Ericsson dans le cas de cycles de fonctionnement établis et de vérifier la validité de la méthode de résolution des équations choisie dans le logiciel 20sim.

Le modèle implémenté sous scilab reprend les équations du modèle bond graph du cylindre de détente, en se plaçant sur un cycle de fonctionnement du moteur Ericsson stabilisé. Ainsi, le bilan de masse et le bilan de puissance présentés précédemment (cf.

équations (29) et (30)) sont réécrits en fonction de l'angle vilebrequin sous la forme équivalente suivante :

$$\frac{dm_{cyl}}{d\theta} = \frac{1}{\omega} (\dot{m}_{in} - \dot{m}_{ex}) \quad (57)$$

$$\frac{dT}{d\theta} = \frac{\frac{\dot{Q}_{paroi}}{\omega} - p_{cyl} \frac{dV_{cyl}}{d\theta} + r T_{cyl} \frac{dm_{cyl}}{d\theta} + \frac{1}{\omega} \left[\dot{m}_{in} \left(h_{in} + \frac{v_{in}^2}{2} - h_{cyl} \right) - \dot{m}_{ex} \left(h_{ex} + \frac{v_{ex}^2}{2} - h_{cyl} \right) \right]}{m_{cyl} c_v (T_{cyl})} \quad (58)$$

Dans le modèle scilab, les équations sont implémentées sous forme de lignes de code, sans décomposition par blocs comme dans le modèle bond graph. L'intégration des équations différentielles est réalisée grâce à un schéma prédicteur-correcteur précis au deuxième ordre.

Les résultats des modèles 20sim et scilab sont présentés sur la Figure 35 et dans le Tableau 14, dans un cas de fonctionnement particulier du moteur Ericsson : vitesse de rotation de 600 tr/min, pression et température à l'admission du cylindre de détente respectivement de 6 bar et de 550 °C, soupape d'admission ouverte entre -10° et 80°, soupape d'échappement ouverte entre 160° et 360°. Le couple de frottement global et les transferts thermiques à la paroi sont pris en compte dans ces simulations. L'évolution des variables d'état de la chambre de détente (volume, pression et température d'air) obtenue est très proche pour les deux modèles. Sur la plage d'angle vilebrequin correspondant à la phase de refoulement, la température de l'air dans le cas du modèle 20sim est au maximum de 30 °C inférieure à celle obtenue avec le modèle scilab. Ce résultat est dû à la manière dont les variations d'énergie interne et d'enthalpie sont implémentées dans les modèles (l'intégration des capacités thermiques est obtenue de manière exacte dans le modèle scilab, contrairement au modèle 20sim où les intégrales sont linéarisées). Les écarts sur les performances du cylindre de détente (travail et puissance indiqués, pression moyenne indiquée du cycle de détente sans prise en compte du travail de compression, quantité de chaleur transmise à la paroi du cylindre), qui résultent en partie des écarts sur les variables d'état, sont également faibles (cf. Tableau 14). Un écart plus important de 6,6% est observé sur la quantité de chaleur transmise à travers la paroi du cylindre à chaque cycle, ce qui résulte de l'écart observé sur les températures. Cette bonne concordance entre deux modèles implémentés de manière très différente permet de vérifier que les deux modèles sont acceptables et correspond à une première étape de validation du modèle bond graph. L'outil bond graph permet de faciliter la résolution des équations en représentant l'aspect physique des transferts d'énergie, d'où le

choix de développer un tel modèle. Il est également modulable, facilitant l'intégration de nouvelles équations, par exemple pour représenter la partie compression du moteur Ericsson ou les autres éléments de l'unité de micro-cogénération.

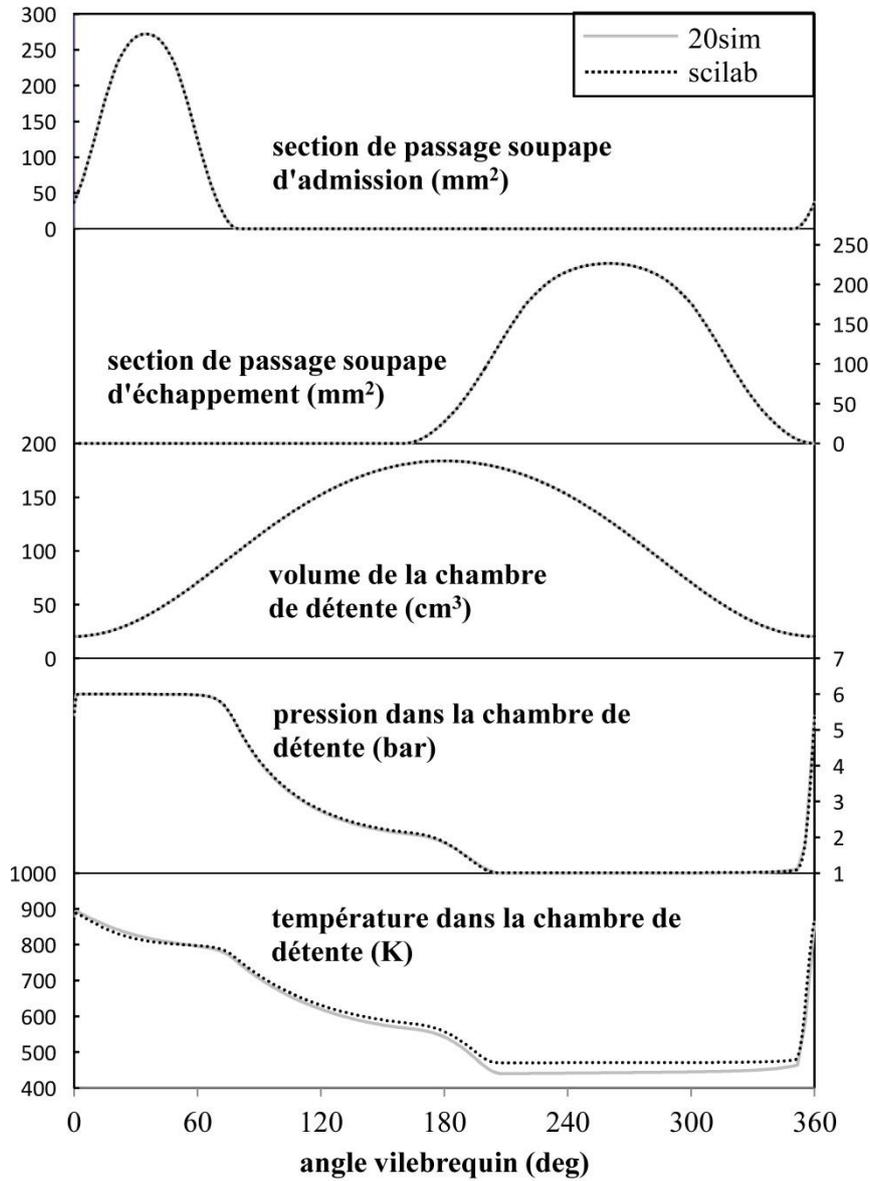


Figure 35 – Évolution des variables d'état en fonction de l'angle vilebrequin pour les modèles 20sim et scilab avec $\omega = 600 \text{ tr/min}$, $p_h = 6 \text{ bar}$, $T_h = 550 \text{ °C}$, soupape d'admission et d'échappement ouvertes respectivement entre -10° et 80° et entre 160° et 360°

	modèle 20sim	modèle scilab	écart (%)
m_{cycle} (g/cycle)	0,2157	0,2160	0,15%
W_{ie} (J)	-56,88	-57,02	0,24%
\dot{W}_{ie} (W)	568,83	-570,20	0,24%
p_{mi_e} (bar)	3,4807	3,4888	0,23%
Q_{paroi} (J/cycle)	-17,61	-18,85	6,56%

Tableau 14 – Comparaison des performances évaluées avec les modèles 20sim et scilab dans les conditions : $\omega = 600 \text{ tr/min}$, $p_h = 6 \text{ bar}$, $T_h = 550 \text{ °C}$, soupape d'admission et d'échappement ouvertes respectivement entre -10° et 80° et entre 160° et 360°

6. Résultats du modèle dynamique : caractérisation paramétrique des performances du moteur Ericsson

Les résultats présentés dans cette partie ont été générés avec le modèle scilab. Ils coïncident avec ceux du modèle bond graph. Le modèle bond graph, comparé au modèle scilab, permet de traiter une plus grande variété de simulations, telles que les cas de fonctionnement de la partie détente en régime transitoire (phases de mise en marche et d'arrêt du moteur). Les résultats du modèle de la partie détente du moteur Ericsson décrits dans la suite sont focalisés sur les cas où le cycle de fonctionnement du moteur Ericsson est stabilisé. L'influence des instants d'ouverture et de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement sur la pression et la température de l'air du cylindre de détente et sur la pression moyenne indiquée est étudiée. L'effet des conditions de pression et température à l'admission du cylindre de détente sur la pression moyenne indiquée, de même que l'effet de la prise en compte des transferts thermiques à travers la paroi du cylindre de détente, est décrit. L'influence de la vitesse de rotation sur la pression moyenne indiquée et sur la pression moyenne effective est également présentée.

6.1. Influence du réglage des instants d'ouverture et fermeture des soupapes dans le cylindre de détente

L'influence des instants d'ouverture et fermeture des soupapes d'admission et d'échappement est étudiée dans le cas d'un cylindre avec des lois de levée de soupape sinusoïdales. Les transferts thermiques à la paroi du cylindre sont pris en compte. Les frottements mécaniques sont négligés. L'effet de l'ajustement des instants d'ouverture et fermeture des soupapes d'admission et d'échappement sur la forme du diagramme indiqué du cycle de détente est présenté sur la Figure 36 pour une température de 550 °C, une pression de 6 bar en entrée du cylindre de détente et une vitesse de rotation de 600 tr/min. Les sections de passage de l'air au travers des soupapes, la pression et la température dans la chambre de détente en fonction de l'angle vilebrequin (point mort haut à 0°) qui en résultent sont représentés sur la Figure 37.

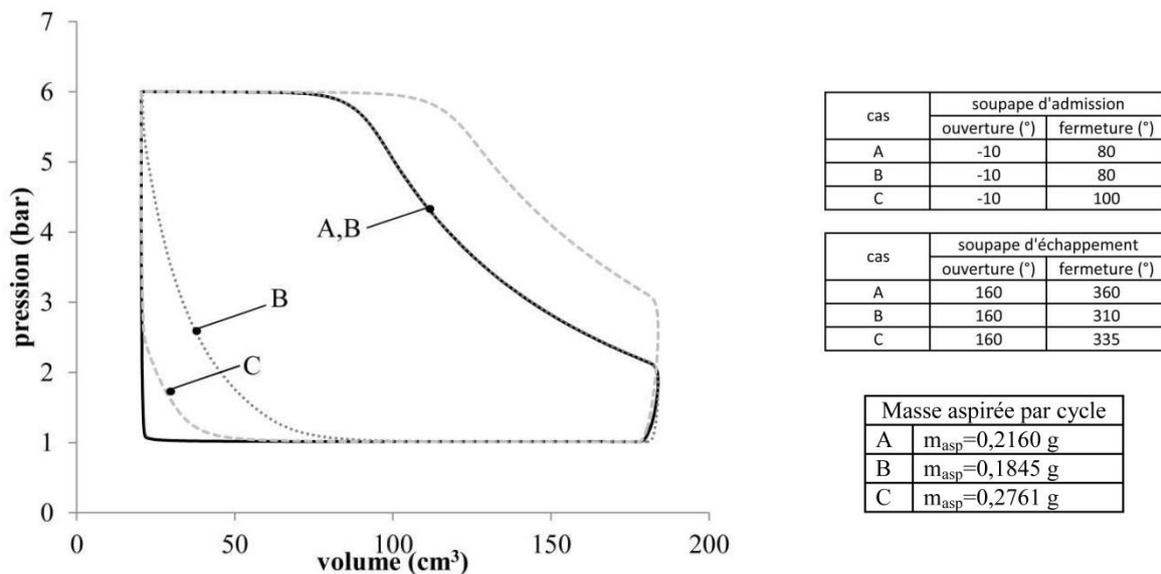


Figure 36 – Influence des instants d'ouverture et de fermeture des soupapes avec lois d'ouverture sinusoïdales sur le diagramme indiqué du cycle de détente du moteur Ericsson, pour des conditions d'admission de 6 bar et 550 °C et une vitesse de rotation de 600 tr/min

Au moment de l'ouverture de la soupape d'échappement, une partie du fluide admis dans le cylindre est détendu de façon irréversible jusqu'à l'équilibrage entre la pression de la chambre de détente et celle régnant dans la conduite de refoulement. Dans le cas A, le refoulement est prolongé jusqu'à l'extrémité de la course du piston. L'avance à la fermeture d'échappement permet une recompression de l'air contenu dans le volume mort, jusqu'à la

pression d'admission dans le cas B et jusqu'à une pression intermédiaire dans le cas C. Cette avance à la fermeture d'échappement induit une réduction de la masse aspirée par cycle et une augmentation de température dans la chambre en fin de phase de refoulement. L'ouverture de la soupape d'admission induit un équilibrage des pressions, correspondant à une compression de l'air résiduel contenu dans le volume mort jusqu'à la pression de la conduite d'admission, et à l'ajout d'une quantité d'air aspiré. La compression d'air résiduel conduit à une augmentation de température liée aux irréversibilités. Un allongement de la phase d'aspiration est présenté dans le cas C, par rapport aux cas A et B, lié à un retard à la fermeture d'admission, ce qui induit une augmentation de la masse aspirée par cycle.

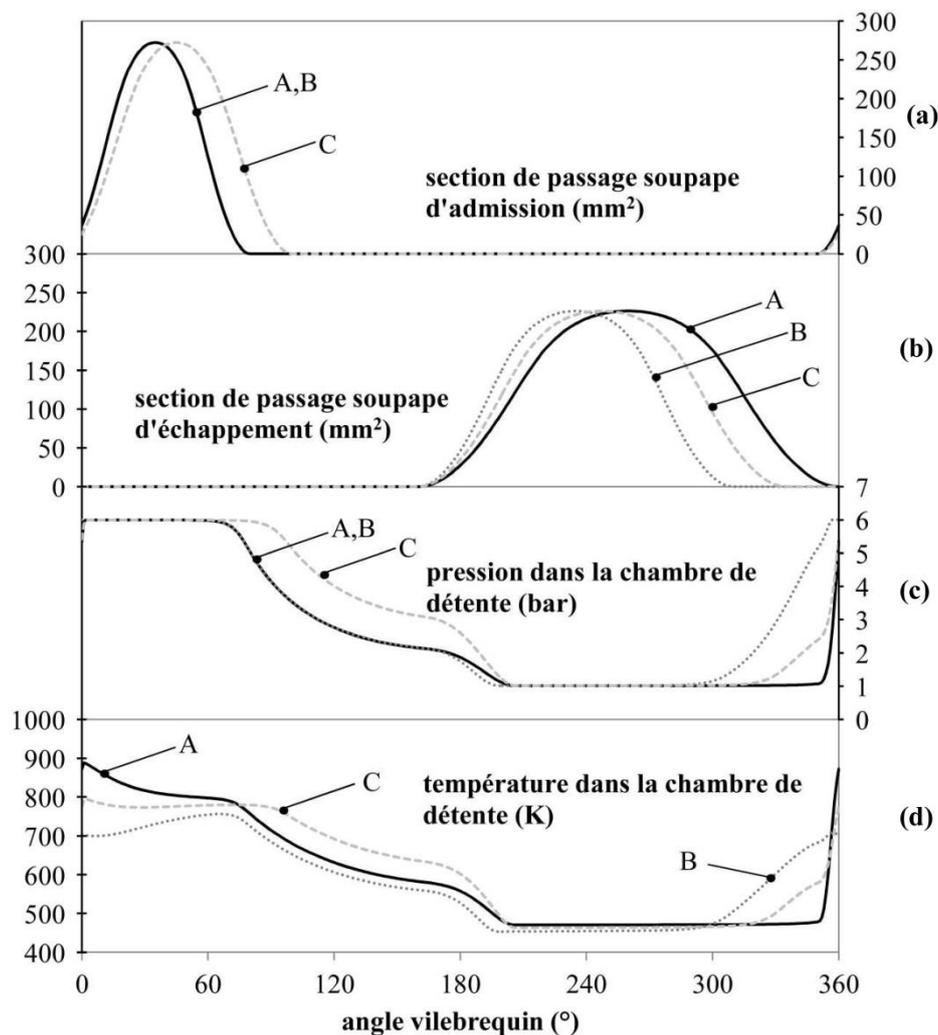


Figure 37 – Influence des instants d'ouverture et de fermeture des soupapes avec lois d'ouverture sinusoïdales sur les sections de passage de l'air au travers des soupapes d'admission (a) et d'échappement (b), sur la pression (c) et la température dans la chambre de détente (d) pour des conditions d'admission de 6 bar et 550 °C et une vitesse de rotation de 600 tr/min

La pression moyenne indiquée du moteur Ericsson en fonction du coefficient de retard à la fermeture d'admission α_{in} est présentée en Figure 38 pour une température d'admission de 550 °C, des pressions d'admission de 4, 6 et 8 bar et une vitesse de rotation de 600 tr/min. Les cas des diagrammes indiqués des cycles de détente sans et avec recompression maximale du volume mort (respectivement fermeture de la soupape de refoulement en fin de course du piston et avance à la fermeture de soupape de refoulement avec recompression de l'air résiduel contenu dans la chambre jusqu'à la pression d'admission) sont traités. La pression moyenne indiquée présente un maximum pour chaque niveau de pression à l'admission du cylindre de détente, ce qui correspond à une valeur de α_{in} associée à un réglage déterminé de l'instant de fermeture de la soupape d'admission, conformément aux résultats du modèle thermodynamique en régime permanent présenté précédemment. Ce réglage optimal de la durée d'aspiration reste identique pour les différentes avances à la fermeture de l'échappement. Les pressions moyennes indiquées les plus élevées sont obtenues avec une pression d'admission de 6 bar et un réglage de la durée d'aspiration de $\alpha_{in} \approx 0,487$. Les valeurs de α_{in} maximisant la pression moyenne indiquée obtenues avec le modèle thermodynamique sont surestimées d'environ $\Delta\alpha_{in} \approx 0,1$ par rapport au modèle dynamique qui prend en compte la loi de levée sinusoïdale (et non rectangulaire) des soupapes, l'écoulement d'air et les pertes de charge à travers les soupapes. Les valeurs maximales de pression moyenne indiquée obtenues à pression d'admission fixée sont également surestimées d'environ 0,1 bar par rapport au modèle dynamique. Le travail du cycle de détente est plus faible pour les diagrammes indiqués de cycles avec recompression mais, en contrepartie, la masse d'air aspirée par cycle est aussi plus faible, ce qui réduit le travail nécessaire à la compression. Un assez faible écart est observé entre les pressions moyennes indiquées avec et sans recompression des gaz résiduels. Dans la suite, le réglage de α_{in} maximisant la pression moyenne indiquée pour les différentes pressions d'admission est choisi comme suit : α_{in} (4 bar) = 0,619 ; α_{in} (6 bar) = 0,487 ; α_{in} (8 bar) = 0,396. Le réglage du coefficient d'avance à la fermeture d'échappement α_{evc} choisi permet une recompression de l'air contenu dans le volume mort jusqu'à la pression d'admission.

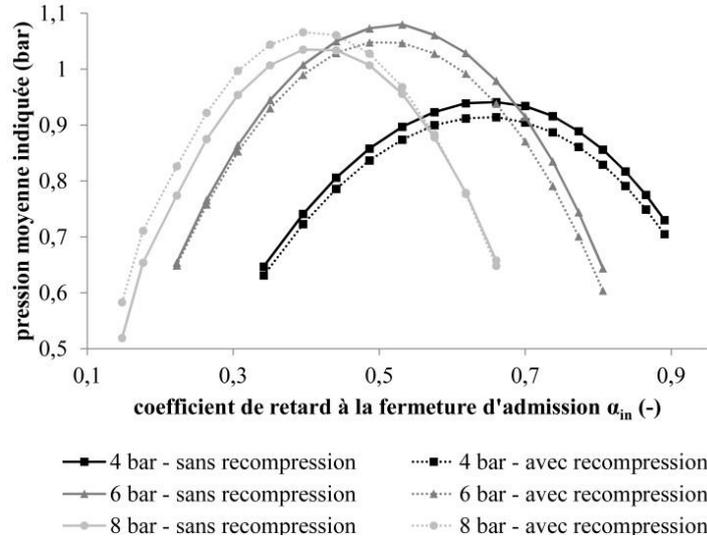


Figure 38 – Évolution de la pression moyenne indiquée en fonction du coefficient de retard à la fermeture d'admission α_{in} sans et avec avance à la fermeture d'échappement pour une température de 550 °C, des pressions de 4, 6 et 8 bar en entrée du cylindre de détente et une vitesse de rotation de 600 tr/min

6.2. Influence des conditions de température et pression à l'admission du cylindre de détente

La Figure 39 représente les évolutions de la pression moyenne indiquée et de la masse aspirée par cycle en fonction de la température d'admission, pour des pressions d'admission de 4, 6 et 8 bar et avec une vitesse de rotation de 600 tr/min. Les transferts thermiques à la paroi du cylindre et les frottements mécaniques sont négligés. Le travail indiqué du cycle de détente évolue peu avec la température d'admission. L'augmentation de la pression moyenne indiquée avec la température s'explique par une diminution de la masse aspirée par cycle, donc une diminution du travail nécessaire à la compression. Ce résultat est conforme à celui du modèle thermodynamique en régime permanent (cf. paragraphe II précédent). Par comparaison avec les résultats du modèle dynamique, le modèle thermodynamique en régime permanent sous-estime la pression moyenne indiquée jusqu'à un décalage maximum de 0,2 bar pour une plage de température de 450 à 650 °C et une plage de pression de 4 à 8 bar en entrée du cylindre de détente. La plage de pression maximisant la pression moyenne indiquée reste la même avec les deux modèles, entre 6 et 8 bar.

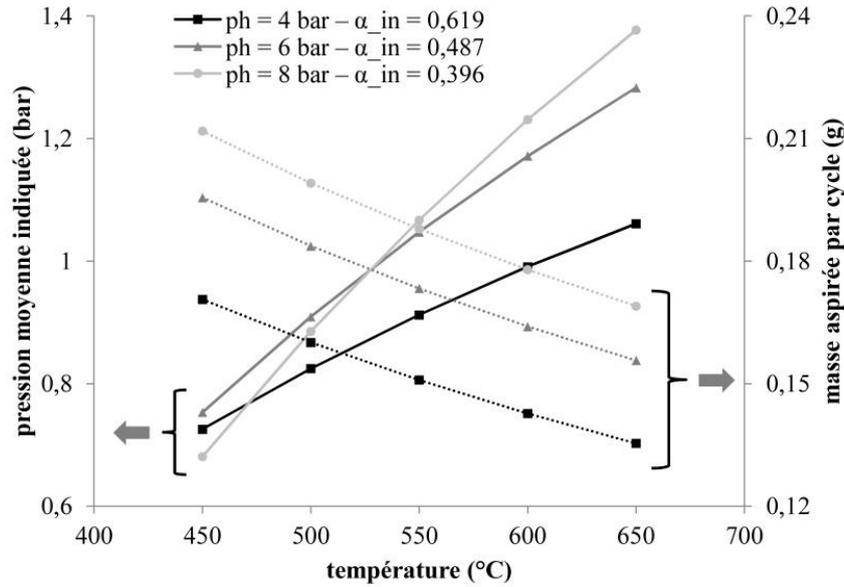


Figure 39 – Évolution de la pression moyenne indiquée et de la masse aspirée par cycle en fonction de la température d'admission pour différentes pressions d'admission et une vitesse de rotation de 600 tr/min

6.3. Influence de la vitesse de rotation

La Figure 40 présente l'effet de la vitesse de rotation sans et avec prise en compte des transferts thermiques à la paroi sur la forme du diagramme indiqué du cycle de détente pour une température d'admission de 550 °C et une pression d'admission de 6 bar. Les frottements mécaniques sont négligés. La masse aspirée par cycle diminue avec l'augmentation de la vitesse de rotation, ce qui résulte de l'augmentation des pertes de charge au travers des soupapes. La pression moyenne indiquée diminue également avec l'augmentation de la vitesse de rotation. La masse aspirée par cycle est plus importante avec des échanges thermiques que dans le cas adiabatique, ce qui résulte du refroidissement de l'air dans le cylindre par la paroi.

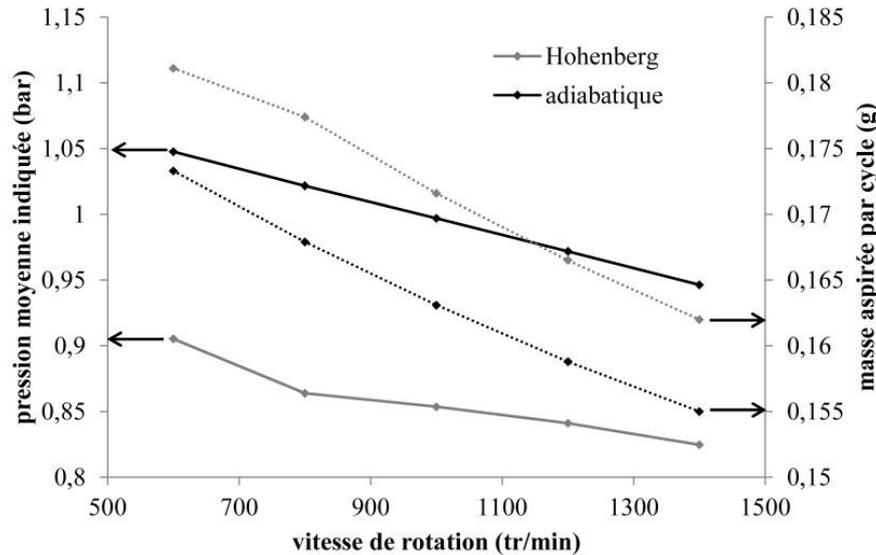


Figure 40 – Évolution de la pression moyenne indiquée et de la masse aspirée par cycle en fonction de la vitesse de rotation du moteur sans et avec transferts thermiques à la paroi (corrélations de Hohenberg [114]) pour une pression d’admission de 6 bar et une température d’admission de 550 °C

6.4. Influence des pertes par frottement

Les pressions moyennes indiquées et effectives (respectivement p_{mi} et p_{me}) en fonction de la vitesse de rotation sont présentées en Figure 41 pour une température d’admission de 550 °C, une pression d’admission de 6 bar et des transferts thermiques à la paroi du cylindre de détente évalués avec la corrélation de Hohenberg [114]. La pression moyenne effective correspond à la pression moyenne indiquée diminuée des pertes par frottement mécanique. Ces pertes correspondent à 28 à 34% de la pression moyenne indiquée sur la gamme de vitesse de rotation étudiée, et augmentent avec la vitesse de rotation, ce qui est lié à l’augmentation du couple de frottement. Avec les paramètres de réglage du diagramme indiqué du cycle de détente choisis pour cette étude, qui sont proches des conditions optimales maximisant la pression moyenne indiquée, les pressions moyennes effectives obtenues sont de l’ordre de 0,6 bar. Une augmentation de la température à l’aspiration du cylindre de détente pourrait permettre d’améliorer ce résultat (cf. Figure 39).

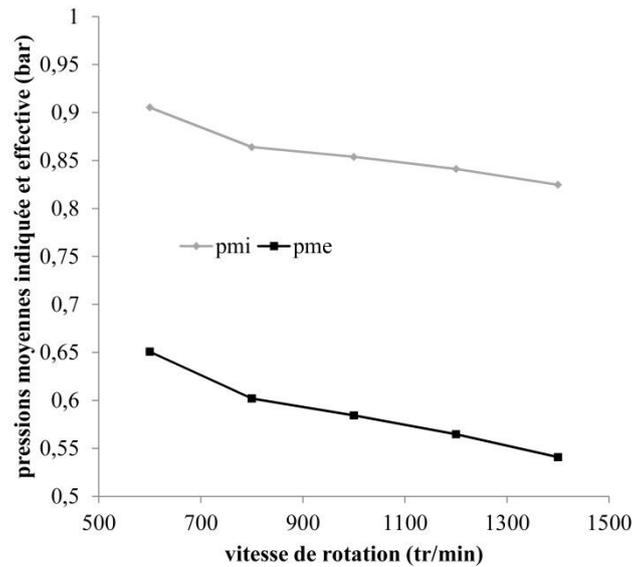


Figure 41 – Évolution de la pression moyenne indiquée et de la pression moyenne effective en fonction de la vitesse de rotation pour une pression d'admission de 6 bar et une température d'admission de 550 °C avec prise en compte des transferts thermiques à la paroi

6.5. Influence des transferts thermiques à la paroi du cylindre de détente

L'influence des transferts thermiques à la paroi du cylindre de détente sur la température et la pression dans le cylindre et sur la forme du diagramme indiqué du cycle de détente est présenté en Figure 42 pour une température de paroi de 200 °C, une température d'admission de 550 °C, une pression d'admission de 6 bar en entrée du cylindre de détente et une vitesse de rotation de 600 tr/min. Les transferts thermiques convectifs internes à la paroi sont modélisés grâce à la corrélation de Hohenberg [114]. La prise en compte des transferts thermiques influe peu sur le niveau de pression dans la chambre et sur la forme du diagramme indiqué du cycle de détente, même si la détente de l'air n'est plus isentropique. L'effet sur la température est plus marqué : supposer la paroi du cylindre adiabatique induit une surestimation de la température de l'air dans le cylindre de l'ordre de 70 °C pour une vitesse de rotation de 600 tr/min. Les calculs montrent que les pertes thermiques aux parois diminuent lorsque la vitesse de rotation augmente : le travail indiqué massique varie de 100 kJ/kg à 74,8 kJ/kg lorsque la vitesse de rotation augmente de 600 à 1400 tr/min. Ce phénomène est lié à la réduction de la durée des échanges thermiques entre l'air de la chambre et la paroi, du fait de la réduction de la durée du cycle de détente. Ainsi, les écarts sur la

pression moyenne indiquée et la masse aspirée par cycle sans et avec prise en compte des transferts à la paroi du cylindre ont tendance à se réduire légèrement lorsque la vitesse de rotation augmente (cf. Figure 40).

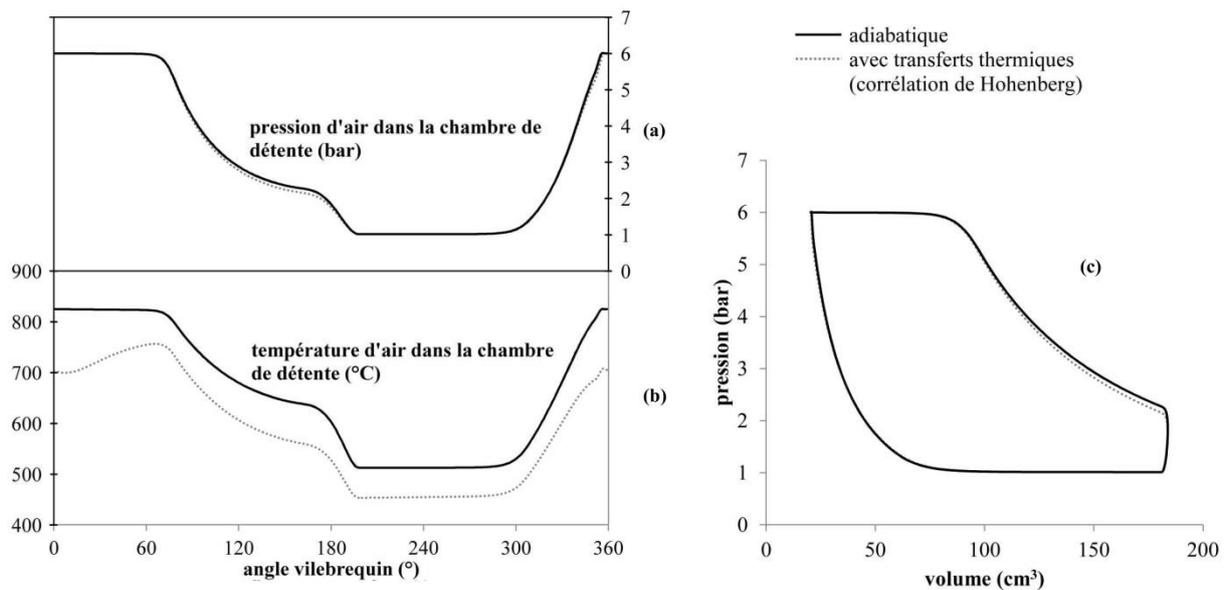


Figure 42 – Évolution de la pression (a), de la température (b) dans la chambre de détente et de la forme du diagramme indiqué du cycle de détente (c) sans et avec transferts thermiques à la paroi pour une température de paroi de 200 °C, une température d'admission de 550 °C, une pression d'admission de 6 bar et une vitesse de rotation de 600 tr/min

IV. Synthèse sur la modélisation du moteur Ericsson

Les différents modèles du moteur Ericsson développés ont permis de caractériser les cycles de fonctionnement du moteur et de mettre en lumière les paramètres influant sur ses performances, principalement la température et la pression à l'admission du cylindre de détente, ainsi que les réglages des instants de fermeture des soupapes du cylindre de détente. Les effets dynamiques qui affectent les performances du moteur (aspects dynamiques de la distribution avec lois de levée de soupape sinusoïdales, écoulements et pertes de charge dans les soupapes ; transferts thermiques à la paroi du cylindre ; frottements des contacts et liaisons mécaniques) sont pris en compte dans les modèles bond graph et scilab. Ces modèles permettent d'affiner les résultats obtenus avec le modèle thermodynamique. Les modèles réalisés ont permis de définir un dimensionnement de la partie détente du moteur Ericsson pour la mise en place d'un banc d'essai (cf. Tableau 8). Les résultats présentés ici se concentrent sur le cas d'un régime établi. Cependant, le modèle dynamique implémenté sous forme de bond graph permet également de modéliser le fonctionnement de la partie détente du moteur Ericsson en régime transitoire et devrait permettre de retrouver des résultats similaires à ceux présentés par Lontsi et al. [35] qui ont modélisé en régime dynamique un moteur Ericsson à combustion externe et à cycle de Joule ouvert en se penchant sur les phases transitoires de démarrage. La prise en compte des frottements mécaniques dans le modèle peut être améliorée en modélisant, au-delà du couple de frottement moyen expérimental, les différents couples de frottement instantanés [106]. L'aspect modulaire du code bond graph permet d'utiliser le modèle actuel de la partie détente du moteur dans un bloc bond graph qui pourra être couplé dans la suite à différents blocs correspondant aux éléments de l'unité de micro-cogénération (partie compression du moteur Ericsson, échangeur, chaudière). Le modèle thermodynamique en régime établi du moteur Ericsson a fait l'objet d'une publication dans la revue Energy [17]. Les premiers résultats du modèle dynamique ont été présentés en conférence au COFRET'14 [115]. L'article correspondant a été sélectionné pour une publication dans la revue Termotehnika.

Chapitre 4. Modélisation de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé

I. Configuration de l'échangeur

L'échangeur gaz brûlés-air pressurisé qui permet d'alimenter le moteur Ericsson est positionné dans la chambre de combustion de la chaudière biomasse (cf. Figure 1) afin de maximiser la température de l'air en entrée de cylindre de détente, ce qui améliore les performances du moteur Ericsson (cf. Figure 30 et Figure 39). L'échangeur retenu est un échangeur multitubulaire à tubes séparés en inox réfractaire. L'étude bibliographique a montré que les échangeurs de ce type présentent de nombreux avantages pour une utilisation dans un système de micro-cogénération biomasse avec moteur Ericsson (cf. Tableau 5). Ils sont adaptés aux hautes températures rencontrées dans la chaudière biomasse et supportent les niveaux de pression de l'air du moteur Ericsson. Ils ont un encombrement réduit, présentent une bonne résistance à l'encrassement et peuvent être nettoyés facilement. Les pertes de charge associées à ces échangeurs sont réduites et leur coût est peu important comparé à d'autres technologies d'échangeur. La Figure 43 montre un schéma de l'échangeur fabriqué. Il est composé de tubes, reliés entre eux par des entretoises qui ont un rôle d'ailettes, et de collecteurs qui permettent une répartition régulière du débit d'air dans les tubes. Les passages de l'air et des gaz brûlés sont représentés, avec une passe côté gaz brûlés et deux passes côté air pressurisé.

Afin de dimensionner cet échangeur et de caractériser les échanges thermiques le traversant, il est nécessaire de prendre en compte le rayonnement émis par les gaz brûlés vers la paroi, les transferts conductifs (à travers la paroi et à travers le dépôt de suie lié à l'encrassement des parois) et les transferts convectifs côté gaz brûlés et côté air pressurisé. Plusieurs modèles présentés dans la suite ont été réalisés pour prendre en compte ces différents phénomènes d'échange thermique. Un modèle radiatif a été utilisé pour estimer le flux radiatif transmis par les gaz brûlés. Un modèle basé sur la méthode du Nombre d'Unités de Transfert a permis d'estimer l'échange thermique global. Un modèle affiné des transferts thermiques à travers un élément d'échangeur (tube aileté) a été mis en place.

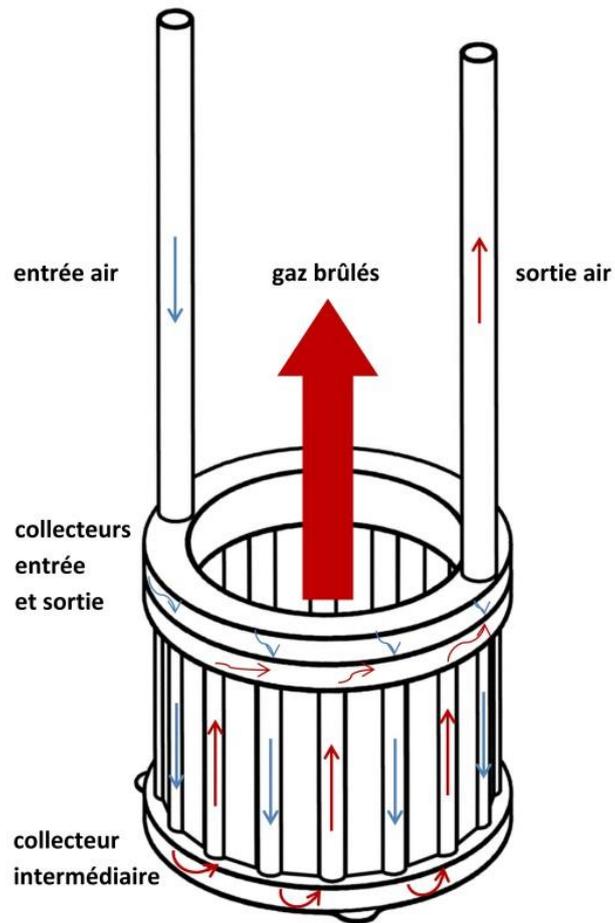


Figure 43 – Schéma de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé

II. Modélisation du rayonnement des gaz de combustion de biomasse

1. Présentation du modèle radiatif

Le flux radiatif transmis des gaz brûlés de la chambre de combustion de la chaudière biomasse vers la paroi de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé est estimé grâce à un modèle du rayonnement spectral des gaz en combustion décrit dans la littérature [76,85,93]. Plusieurs hypothèses sont considérées. La paroi d'échange entre les gaz brûlés et l'échangeur est supposée cylindrique. Les zones d'entrée et de sortie des gaz brûlés, de faibles dimensions par rapport aux surfaces des parois inférieures et supérieures de la chambre de combustion, ne sont pas considérées dans l'estimation des conditions aux limites (en particulier lors de l'établissement des valeurs d'émissivité hémisphérique globale des parois). La zone contenant les gaz brûlés est donc assimilée à un cylindre vertical axisymétrique fermé (cf. Figure 44). Les émissivités hémisphériques globales ainsi que les températures de chaque paroi (latérale, inférieure et supérieure) sont supposées uniformes dans le modèle. Les gaz brûlés issus de la combustion de biomasse sont considérés à pression atmosphérique. Le rayonnement issu de la vapeur d'eau, du dioxyde de carbone et des particules de suie est pris en compte en négligeant le rayonnement des autres produits de combustion. Les fractions molaires de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone ainsi que la fraction volumique de suie sont considérées constantes et homogènes pour un excès d'air fixé dans l'équation de combustion (1). Les valeurs d'excès d'air sont considérées entre 0,5 et 1,5, en lien avec la plage de fonctionnement de la chaudière biomasse. La température des gaz brûlés (gaz et particules de suie) est supposée ne dépendre que de la position verticale dans le cylindre. D'après Kim [92], la dépendance radiale de la température qu'il a établie numériquement est faible et peut donc être négligée dans cette étude. La répartition verticale de la température des gaz brûlés est une donnée initiale du modèle. La température des particules de suie est égale à celle des gaz. Le phénomène radiatif est supposé en régime établi. L'indice de réfraction du milieu est supposé uniforme et constant. Le régime de diffusion de Rayleigh est considéré.

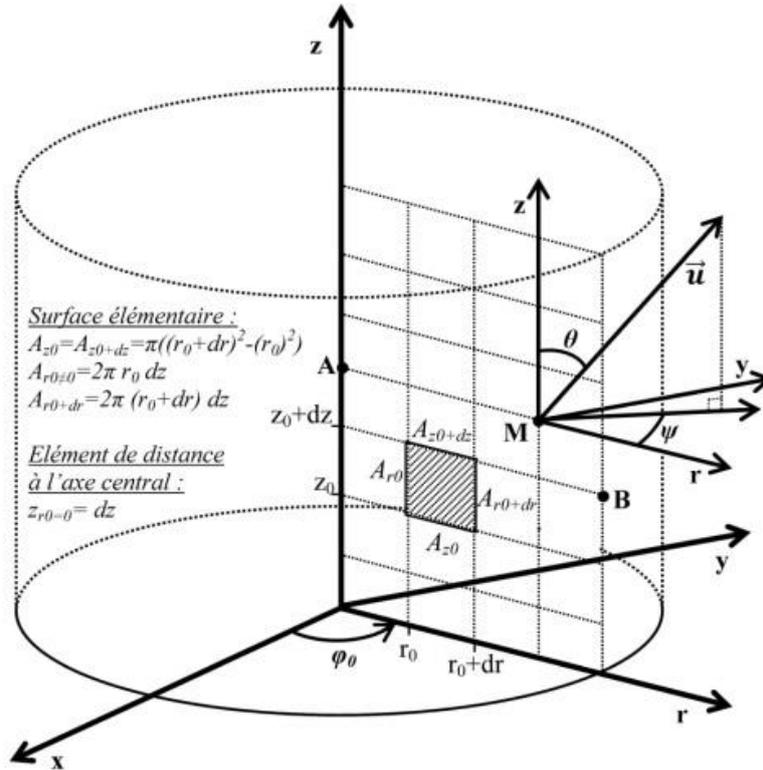


Figure 44 – Cylindre axisymétrique contenant les gaz brûlés : définition des coordonnées du système (angles et vecteurs) et maillage

2. Équations et méthode de résolution

2.1. Expression du flux radiatif

Le flux radiatif entrant dans la paroi cylindrique de l'échangeur au point B peut être exprimé avec la relation suivante [93] :

$$\varphi^R(B) = \int_0^{+\infty} \int_{2\pi(\vec{u} \cdot \vec{n}_B < 0)} \alpha_\nu(B, \vec{u}) I_\nu^{\text{inci}}(B, \vec{u}) |\vec{u} \cdot \vec{n}_B| d\Omega d\nu - \int_0^{+\infty} \int_{2\pi(\vec{u} \cdot \vec{n}_B > 0)} I_\nu^{\text{émi}}(B, \vec{u}) |\vec{u} \cdot \vec{n}_B| d\Omega d\nu \quad (59)$$

avec $I_\nu^{\text{inci}}(B, \vec{u})$ et $I_\nu^{\text{émi}}(B, \vec{u})$ les intensités radiatives directionnelles monochromatiques respectivement incidente et émise au point B, $\alpha_\nu(B, \vec{u})$ l'absorptivité monochromatique directionnelle au point B, \vec{n}_B le vecteur unitaire normal à la surface au point B, \vec{u} le vecteur direction d'angle solide unitaire, $d\Omega$ l'angle solide élémentaire, $d\nu$ le nombre d'ondes

élémentaire. Le premier terme correspond au flux radiatif absorbé et le second au flux radiatif émis par la paroi.

L'hypothèse d'Équilibre Thermodynamique Local, où l'intensité radiative est égale en tout point à l'intensité du corps noir et où le nombre moyen de molécules à un niveau énergétique donné est constant et gouverné par une distribution de Boltzmann [78] (habituellement considérée dans le domaine de la combustion), mène aux équations [93] :

$$\alpha_v(\mathbf{B}, \vec{u}) = \varepsilon_v(\mathbf{B}, \vec{u}) \quad (60)$$

$$I_v^{\text{émi}}(\mathbf{B}, \vec{u}) = \varepsilon_v(\mathbf{B}, \vec{u}) I_v^{\circ}(T_B) \quad (61)$$

avec $I_v^{\circ}(T)$ l'intensité monochromatique du corps noir (ou fonction de Planck), $\varepsilon_v(\mathbf{B}, \vec{u})$ l'émissivité monochromatique directionnelle de la paroi au point B.

L'intensité monochromatique du corps noir est gouvernée par l'équation suivante (constante de Planck $h=6,62.10^{-34}$ J.s, vitesse de la lumière dans le vide $c_0=3,10^8$ m/s, constante de Boltzmann $k=1,38.10^{-23}$ J.K⁻¹) :

$$I_v^{\circ}(T) = \frac{2hc_0^2 v^3}{\exp(hc_0 v / kT) - 1} \quad (62)$$

Dans la suite, l'intensité incidente I_v^{inci} est notée I_v .

2.2. Équation du Transfert Radiatif (ETR)

Dans l'équation (59), les intensités radiatives directionnelles monochromatiques incidentes entrant dans la paroi cylindrique doivent être déterminées pour obtenir le flux radiatif. L'Équation du Transfert Radiatif, bilan d'énergie sur l'énergie radiative monochromatique se déplaçant dans une direction spécifique le long d'un faisceau de rayons [78,93], est résolue dans ce but, dans le cylindre contenant les gaz brûlés (mélange de gaz et particules de suie) à haute température. Ce milieu est supposé composé d'un ensemble de particules sphériques de faibles dimensions modélisant les molécules de gaz (CO₂ et H₂O) et les particules de suie, avec un diamètre des particules de suie supposé inférieur à 10 nm (d'après Modest [78]). Le régime de diffusion de Rayleigh (diffusion quasiment isotropique, phénomène de diffusion négligeable comparé au phénomène d'absorption [78]) peut donc être considéré. Dans ces conditions, l'Équation du Transfert Radiatif, qui relie la dérivée curvilinéaire aux phénomènes d'absorption et d'émission du milieu, s'écrit :

$$\frac{\partial I_v(\mathbf{M}, \vec{u})}{\partial s} = \eta_v(\mathbf{M}) - \kappa_v(\mathbf{M}) I_v(\mathbf{M}, \vec{u}) \quad (63)$$

avec \mathbf{M} le point situé dans les gaz brûlés, $\kappa_v(\mathbf{M})$ et $\eta_v(\mathbf{M})$ respectivement les coefficients d'absorption et d'émission monochromatiques des gaz brûlés [93]. Le terme de gauche de l'équation (63) peut s'écrire $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} I_v(\mathbf{M}, \vec{u})$ ou $\text{div}(I_v(\mathbf{M}, \vec{u}) \cdot \vec{u})$ car le vecteur direction unitaire est indépendant de la position spatiale [93].

La dérivée curviligne du terme de gauche de l'équation (63) doit être appliquée à la géométrie étudiée [116,117] (cf. Figure 44). Les coordonnées cylindriques sont notées (r, φ_0, z) et le vecteur direction unitaire s'écrit $\vec{u} = \mu_{\vec{u}} \vec{e}_r + \eta_{\vec{u}} \vec{e}_{\varphi_0} + \xi_{\vec{u}} \vec{e}_z$ ($\mu_{\vec{u}} = \sin \theta \cos \psi$, $\eta_{\vec{u}} = \sin \theta \sin \psi$, $\xi_{\vec{u}} = \cos \theta$), menant au résultat suivant [78,85,91,92] :

$$\frac{\partial I_v(\mathbf{M}, \vec{u})}{\partial s} = \frac{\mu_{\vec{u}}}{r} \frac{\partial(r I_v)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\eta_{\vec{u}} I_v)}{\partial \varphi_0} - \frac{1}{r} \frac{\partial(\xi_{\vec{u}} I_v)}{\partial \psi} + \xi_{\vec{u}} \frac{\partial I_v}{\partial z} \quad (64)$$

Le cylindre contenant les gaz brûlés est axisymétrique (indépendant de la coordonnée φ_0), la dérivée dépendant du changement d'angle azimutal φ_0 est donc éliminée de l'équation (64) [92].

2.3. Conditions aux limites

2.3.1. Intensité radiative au niveau des parois du cylindre contenant les gaz brûlés

Les parois du cylindre contenant les gaz brûlés sont supposées être des surfaces parfaitement réfléchissantes. L'intensité radiative directionnelle monochromatique quittant la paroi au point \mathbf{B} s'exprime comme suit [78,85,93] :

$$I_v^{\text{paroi}}(\mathbf{B}, \vec{u}) = \varepsilon_v(\mathbf{B}, \vec{u}) I_v^\circ(T_B) + \frac{1 - \varepsilon_v(\mathbf{B}, \vec{u})}{\pi} \int_{2\pi(\vec{u}' \cdot \vec{n}_B < 0)} I_v^{\text{inci}}(\mathbf{B}, \vec{u}') |\vec{u}' \cdot \vec{n}_B| d\Omega' \quad (65)$$

avec $I_v^{\text{inci}}(\mathbf{B}, \vec{u}')$ l'intensité radiative directionnelle monochromatique incidente au point \mathbf{B} , $\varepsilon_v(\mathbf{B}, \vec{u})$ l'émissivité monochromatique directionnelle au point \mathbf{B} , \vec{n}_B le vecteur unitaire normal à la surface au point \mathbf{B} , \vec{u} et \vec{u}' les vecteurs direction d'angle solide unitaires, $d\Omega'$ l'angle solide élémentaire. En considérant que les parois du cylindre contenant les gaz brûlés

sont grises, les émissivités monochromatiques directionnelles des parois $\varepsilon_v(B, \vec{u})$ sont constantes, indépendantes du nombre d'ondes et de la direction d'angle solide.

2.3.2. Intensité radiative au niveau de l'axe de symétrie ($r=0$) du cylindre contenant les gaz brûlés

Pour chaque point A de l'axe de symétrie, une technique « d'effet miroir » est appliquée pour évaluer les intensités radiatives $I_v^{axe}(A, \vec{u})$ en provenance de l'axe et se propageant vers les gaz brûlés [85] : les intensités radiatives directionnelles monochromatiques sont réfléchies sur l'axe de symétrie dans la direction « miroir ». Lorsque les directions spatiales sont discrétisées, les directions « miroir » peuvent différer des directions discrétisées. Dans ce cas, l'intensité radiative directionnelle monochromatique quittant l'axe au point A dans une direction discrétisée est évaluée par interpolation entre les intensités radiatives directionnelles monochromatiques I_{v_1} , I_{v_2} , I_{v_3} provenant des trois faisceaux de rayons réfléchis les plus proches, en prenant en compte les longueurs d'arc de cercle r_1 , r_2 , r_3 entre les faisceaux de rayons réfléchis et la direction discrétisée \vec{u} :

$$I_v^{axe}(A, \vec{u}) = \frac{I_{v_1}/r_1 + I_{v_2}/r_2 + I_{v_3}/r_3}{1/r_1 + 1/r_2 + 1/r_3} \quad (66)$$

2.4. Propriétés radiatives spectrales du mélange de gaz et de particules de suie

Les coefficients monochromatiques d'absorption et d'émission des gaz brûlés en un point M du cylindre considéré sont évalués à partir des coefficients d'absorption du mélange de gaz et des particules de suie, respectivement notés $\kappa_v^{gaz}(M)$ et $\kappa_v^{part}(M)$ [93] :

$$\kappa_v(M) = \kappa_v^{gaz}(M) + \kappa_v^{part}(M) \quad (67)$$

$$\eta_v(M) = \kappa_v^{gaz}(M) I_v^\circ(T_M^{gaz}) + \kappa_v^{part}(M) I_v^\circ(T_M^{part}) \quad (68)$$

Les températures des particules de suie et du mélange de gaz au point M sont notées T_M^{part} et T_M^{gaz} . Dans la suite, ces températures sont supposées égales, ce qui permet de factoriser l'intensité radiative monochromatique du corps noir dans l'équation (68).

2.4.1. Modélisation des propriétés radiatives des gaz : modèle correlated-K et discrétisation spectrale

Les gaz contenus dans le cylindre sont supposés composés de CO₂ et de H₂O (gaz de combustion principalement impliqués dans le phénomène de rayonnement). Les propriétés radiatives des gaz sont modélisées à partir d'un modèle correlated-K (ou modèle CK) développé par Rivière et Soufiani [76]. Ce modèle, construit à partir des bases de données CDS-4000 [118], HITEMP 2010 [119] et HITRAN 2008 [120], donne les coefficients monochromatiques d'absorption du CO₂ et de H₂O pour une discrétisation spectrale en nombres d'ondes en respectivement 40 et 51 bandes, dans la plage de valeurs de 37,5 à 11262,5 cm⁻¹. Les 40 bandes de nombres d'ondes permettant de calculer les propriétés radiatives du CO₂ correspondent à des bandes du spectre d'absorption de H₂O. Les largeurs de bande de ce modèle CK assurent une discrétisation spectrale coïncidant pour les coefficients d'absorption du CO₂ et de H₂O avec une fonction de Planck à l'intérieur des bandes spectrales ayant une variation relative presque constante [76]. Pour chaque bande de nombres d'ondes de chaque espèce gazeuse G considérée, le spectre d'absorption est réorganisé en ordre ascendant et la bande est divisée en sept points de quadrature g_j, avec des poids de quadrature ω_j^{CK}. En chaque point de quadrature, les coefficients d'absorption réorganisés sont définis par la relation suivante [90] :

$$k_{g_j}^G = k_{g_j}^* X p / (T \cdot Q(T)) \quad (69)$$

avec k_{g_j}^{*} le paramètre de quadrature du modèle CK (homogène à un coefficient d'absorption) pour le gaz considéré en fonction de la température et de la fraction molaire, X la fraction molaire du gaz, p la pression totale du mélange de gaz, Q(T) la fonction de partition interne du gaz en fonction de la température T. Les fonctions de partition internes du CO₂ et de H₂O sont évaluées avec les corrélations de Gamache et al. [121] et de Vidler et Tennyson [122] respectivement.

2.4.1.1. Bandes de nombres d'ondes contenant un seul gaz absorbant

Pour les bandes de nombres d'ondes incluant un seul gaz absorbant G, la discrétisation spectrale considérée correspond aux sept points de quadrature g_j du modèle CK [76]. L'Équation du Transfert Radiatif (cf. équation (63)) correspond alors à un système de sept équations différentielles monochromatiques, en remplaçant le nombre d'ondes ν par les points g_j. Le coefficient d'absorption du mélange de gaz κ_ν^{gaz} (M) des équations (67) et (68) égale le

coefficient d'absorption réorganisé $k_{g_j}^G$ du modèle CK. Avec les sept intensités radiatives directionnelles monochromatiques $I_{g_j}(M, \bar{u})$ obtenues en résolvant l'Équation du Transfert Radiatif, l'intensité radiative directionnelle moyenne sur la bande de nombres d'ondes considérée $\bar{I}_{\Delta v}(M, \bar{u})$ est évaluée par la relation [76,90,93] :

$$\bar{I}_{\Delta v}(M, \bar{u}) = \sum_{j=1}^7 \omega_j^{CK} I_{g_j}(M, \bar{u}) \quad (70)$$

avec ω_j^{CK} les poids de la quadrature du modèle CK [90].

2.4.1.2. Bandes de nombres d'ondes contenant deux espèces gazeuses absorbantes

Lorsque deux espèces gazeuses absorbent simultanément sur une même bande spectrale, une corrélation spectrale entre les coefficients d'absorption doit être prise en compte. Les deux coefficients d'absorption monochromatiques sont supposés statistiquement non corrélés [90,93]. En considérant la discrétisation en bandes de nombres d'ondes du modèle CK en sept points de quadratures g_{j_1} et g_{j_2} pour les gaz CO_2 et H_2O respectivement [76], cela revient à convertir l'Équation du Transfert Radiatif (cf. équation (63)) en un système de $7 \times 7 = 49$ équations différentielles spectrales, en remplaçant l'indice v par $g_{j_1}g_{j_2}$ dans l'équation (63) et en remplaçant le coefficient d'absorption du mélange de gaz $\kappa_v^{gaz}(M)$ des équations (67) et (68) par la somme des coefficients d'absorption réorganisés du modèle CK ($k_{g_{j_1}}^{CO_2} + k_{g_{j_2}}^{H_2O}$) [90,93]. L'intensité radiative directionnelle moyenne de la bande de nombres d'ondes considérée $\bar{I}_{\Delta v}(M, \bar{u})$ est déduite des intensités $I_{g_{j_1}g_{j_2}}(M, \bar{u})$, solutions de l'Équation du Transfert Radiatif (cf. équation (63)), avec l'hypothèse d'un spectre statistiquement non corrélé :

$$\bar{I}_{\Delta v}(M, \bar{u}) = \sum_{j_1=1}^7 \sum_{j_2=1}^7 \omega_{j_1}^{CK} \omega_{j_2}^{CK} I_{g_{j_1}g_{j_2}}(M, \bar{u}) \quad (71)$$

avec $\omega_{j_1}^{CK}$ et $\omega_{j_2}^{CK}$ poids de la quadrature du CO_2 et de H_2O respectivement [76].

2.4.2. Modélisation des propriétés radiatives des particules de suie

La plage de valeurs et la discrétisation des nombres d'ondes considérées pour le coefficient d'absorption monochromatique des particules de suie sont les mêmes que pour le

modèle des propriétés radiatives des gaz CO₂ et H₂O de Rivière et Soufiani [76]. Le régime de diffusion de Rayleigh est considéré. Le coefficient d'absorption spectral des particules de suie est supposé constant et égal à la valeur moyenne $\bar{\kappa}_{\Delta\nu}^{\text{part}}$ sur chaque bande de nombres d'ondes et pour chaque point de quadrature g_j du modèle CK présenté dans le paragraphe précédent. Le coefficient $\bar{\kappa}_{\Delta\nu}^{\text{part}}$, inséré dans les équations (67) et (68) pour remplacer $\kappa_{\nu}^{\text{part}}$ en considérant la discrétisation spectrale du modèle CK [76], est exprimé par la corrélation empirique suivante qui dépend du nombre d'ondes au centre ν_c de la bande discrétisée $\Delta\nu$ et de la fraction volumique de suie f_v [93] :

$$\bar{\kappa}_{\Delta\nu}^{\text{part}} = A^{\text{part}} \nu_c f_v \quad (72)$$

Le coefficient empirique A^{part} est fixé à partir de données expérimentales à la valeur 5,5, avec un écart-type de 1,5 [82] dépendant des caractéristiques des particules de suie, en particulier de l'indice complexe de réfraction [78,80].

2.5. Méthode aux ordonnées discrètes

La discrétisation en nombres d'ondes avec sept points de quadrature du modèle CK combinée avec l'Équation du Transfert Radiatif (équation (63)) permet d'obtenir un système de ((51-40)x7+40x7x7) équations différentielles indépendantes à résoudre. La méthode aux ordonnées discrètes est utilisée dans ce but. Elle consiste en une discrétisation des directions de propagation des intensités radiatives associée à une discrétisation spatiale représentant la position dans le cylindre contenant les gaz brûlés.

2.5.1. Discrétisation de la direction de propagation dans l'Équation du Transfert Radiatif

Une quadrature de Gauss ou quadrature S_N est appliquée pour diviser l'espace tridimensionnel en $n=N(N+2)$ directions représentées par n angles solides et pour convertir les intégrales sur les angles solides en sommes pondérées approximées (en particulier dans l'équation (65)). La quadrature S_4 est utilisée ici, ce qui mène à 24 directions discrétisées. L'Équation du Transfert Radiatif monochromatique (cf. équation (63)) est transformée en un système de $m=24$ équations différentielles directionnelles. La condition aux limites est ensuite modifiée comme suit et l'équation (65) devient :

$$I_v^{\text{paroi}}(\mathbf{B}, \bar{\mathbf{u}}_m) = \varepsilon_v(\mathbf{B}, \bar{\mathbf{u}}_m) I_v^\circ(T_B) + \frac{1 - \varepsilon_v(\mathbf{B}, \bar{\mathbf{u}}_m)}{\pi} \sum_{\substack{m'=24/2(2\pi) \\ (\bar{\mathbf{u}}_m \cdot \bar{\mathbf{n}}_B < 0)}} \Omega_{m'} I_v^{\text{inci}}(\mathbf{B}, \bar{\mathbf{u}}_{m'}) |\bar{\mathbf{u}}_{m'} \cdot \bar{\mathbf{n}}_B| \quad (73)$$

2.5.2. Discrétisation spatiale

La chambre de combustion est cylindrique et axisymétrique. Ainsi, les coordonnées cylindriques 2D, rayon et hauteur, sont discrétisées avec un maillage structuré régulier (cf. Figure 44). Cependant, lorsque la surface d'un volume élémentaire est considérée, un tore élémentaire à section rectangulaire est utilisé. Sur l'axe central, les propriétés évaluées (intensités radiatives monochromatiques directionnelles locales) sont supposées varier linéairement avec la distance z .

Le terme de gauche de l'Équation du Transfert Radiatif monochromatique directionnelle déduite de l'équation (63), détaillé dans l'équation (64), doit être discrétisé à partir du maillage précédent.

Une méthode de différenciation spécifique doit être appliquée au terme de dérivation angulaire $\partial(\eta_{\bar{\mathbf{u}}} I_v) / \partial\psi$ car une différenciation directe mènerait à un couplage directionnel non physique. Les coefficients de redistribution de la courbure angulaire $\alpha_{m+1/2}$ et $\alpha_{m-1/2}$ de l'artifice de Carlson et Lathrop [123] sont utilisés, avec l'indice m correspondant à la numérotation de la direction discrétisée $\bar{\mathbf{u}}$ considérée. Ils sont définis par une relation récursive dépendant d'une condition de non divergence du flux [85]. Un indice m est introduit dans les équations suivantes pour représenter la direction aux ordonnées discrètes considérée.

$$\frac{\partial(\eta_{\bar{\mathbf{u}}} I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_m))}{\partial\psi} = \frac{\alpha_{m+1/2} I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_{m+1/2}) - \alpha_{m-1/2} I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_{m-1/2})}{\Omega_m} \quad (74)$$

Dans l'équation (74) :

$$\begin{aligned} I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_{1/2}) &= I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_{3/2}) = I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_1) \\ I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_{m+1/2}) &= I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_m) \text{ et } I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_{m-1/2}) = I_v(\mathbf{M}, \bar{\mathbf{u}}_{m-1}) \\ \alpha_{1/2} &= 0 \text{ et } \alpha_{m+1/2} - \alpha_{m-1/2} = (r_v \Omega_m / V) \cdot \sum_{k=1}^{N_v^{\text{faces}}} A_k (\bar{\mathbf{u}}_m \cdot \bar{\mathbf{n}}_k) \end{aligned} \quad (75)$$

avec Ω_m l'angle solide, V le volume élémentaire, r_v la coordonnée radiale du centre du volume élémentaire V , N_v^{faces} et A_k le nombre et l'aire des surfaces du volume élémentaire, $\bar{\mathbf{n}}_k$ le vecteur unitaire normal à la surface sortant du volume élémentaire.

Concernant la discrétisation radiale et axiale des coordonnées r et z de l'équation (64), une intégration des Équations du Transfert Radiatif directionnelles monochromatiques (cf. équation (63)) sur le volume élémentaire V est réalisé. Le théorème de la divergence est appliqué, suivi par une discrétisation des surfaces du volume élémentaire, menant à l'équation suivante.

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1}^{N_v^{\text{faces}}} I_v(A_k, \bar{u}_m) \cdot A_k \cdot (\bar{u}_m \cdot \bar{n}_k) - \frac{V}{r_v \Omega_m} (\alpha_{m+1/2} I_v(V, \bar{u}_{m+1/2}) - \alpha_{m-1/2} I_v(V, \bar{u}_{m-1/2})) \\ & = V \cdot (\eta_v(V) - \kappa_v(V)) I_v(V, \bar{u}_m) \end{aligned} \quad (76)$$

Les intensités radiatives surfaciques et volumiques $I_v(A_k, \bar{u}_m)$ et $I_v(V, \bar{u}_m)$ sont supposées constantes respectivement sur les surfaces et dans le volume élémentaire.

2.5.3. Schéma de différenciation spatiale : schéma step

Le nombre d'intensités inconnues de l'équation (76) doit être réduit pour résoudre le système d'équations différentielles directionnelles monochromatiques représentant l'Équation du Transfert Radiatif. Le schéma de différenciation spatiale utilisé est le schéma step. Les intensités surfaciques sortant d'un volume élémentaire V sont égales à l'intensité dans le volume élémentaire. Les intensités surfaciques entrant dans l'élément de volume sont égales aux intensités des volumes élémentaires adjacents V_{adj} [85]. Les intensités surfaciques aux limites de l'enceinte cylindrique restent inchangées.

$$\begin{aligned} & I_v(A_k, \bar{u}_m) \cdot A_k \cdot (\bar{u}_m \cdot \bar{n}_k) \\ & = \max(A_k \cdot (\bar{u}_m \cdot \bar{n}_k), 0) \cdot I_v(V, \bar{u}_m) - \max(-A_k \cdot (\bar{u}_m \cdot \bar{n}_k), 0) \cdot I_v(V_{\text{adj}}, \bar{u}_m) \end{aligned} \quad (77)$$

Ici, la fonction max se réfère à la valeur maximum des deux termes considérés.

2.6. Processus itératif pour la résolution de l'Équation du Transfert Radiatif

Le processus itératif de Gauss-Seidel est utilisé pour obtenir les intensités monochromatiques directionnelles en fonction de la position dans le cylindre contenant les gaz brûlés [93].

2.6.1. Formulation générale de l'intensité radiative directionnelle monochromatique

L'intensité radiative directionnelle monochromatique (cf. équation (76)) peut être exprimée sous la forme des équations (78) et (79). Le nombre d'ondes ν peut être assimilé aux points de quadrature g_j du modèle CK [76] ou aux points fictifs $g_{j_1} g_{j_2}$ dépendant du nombre d'espèces gazeuses absorbantes sur la bande de nombres d'ondes discrétisée considérée (cf. paragraphe 2.4.1 précédent). Les conditions aux limites du volume élémentaire sont représentées, avec k_{paroi} et k_{axe} les nombres de surfaces aux limites de l'enceinte cylindrique contenant les gaz brûlés, respectivement de type paroi et axe central, qui sont égaux à 0 ou 1. Les surfaces aux limites et les distances sont notées respectivement A_k et z_k . L'équation de l'intensité radiative dans la première direction discrétisée $m=1$ diffère de l'équation correspondant aux autres directions à cause de la définition des coefficients de redistribution de la courbure angulaire de l'artifice de Carlson et Lathrop (cf. équation (75)).

Pour $m=1$:

$$I_\nu(\mathbf{V}, \bar{\mathbf{u}}_1) = \left(\begin{array}{l} \sum_{k=1}^{N_{\text{faces}}} A_k \max(-\bar{\mathbf{u}}_1 \cdot \bar{\mathbf{n}}_k, 0) I_\nu(\mathbf{V}_{\text{adj}}, \bar{\mathbf{u}}_1) \\ - \sum_{\substack{k_{\text{paroi}} \\ \bar{\mathbf{u}}_1 \cdot \bar{\mathbf{n}}_k > 0}} A_k (\bar{\mathbf{u}}_1 \cdot \bar{\mathbf{n}}_k) I_\nu^{\text{paroi}}(A_k, \bar{\mathbf{u}}_1) \\ - \sum_{\substack{k_{\text{axe}} \\ \bar{\mathbf{u}}_1 \cdot \bar{\mathbf{n}}_k > 0}} z_k (\bar{\mathbf{u}}_1 \cdot \bar{\mathbf{n}}_k) I_\nu^{\text{axe}}(z_k, \bar{\mathbf{u}}_1) \\ + \eta_\nu(\mathbf{V}) \cdot \mathbf{V} \end{array} \right) \div \left(\begin{array}{l} \sum_{k=1}^{N_{\text{faces}}} A_k \max(\bar{\mathbf{u}}_1 \cdot \bar{\mathbf{n}}_k, 0) \\ - \frac{\mathbf{V}}{r_\nu \Omega_1} (\alpha_{3/2} - \alpha_{1/2}) \\ + \kappa_\nu(\mathbf{V}) \cdot \mathbf{V} \end{array} \right) \quad (78)$$

Pour $m>1$:

$$I_\nu(\mathbf{V}, \bar{\mathbf{u}}_m) = \left(\begin{array}{l} \sum_{k=1}^{N_{\text{faces}}} A_k \max(-\bar{\mathbf{u}}_m \cdot \bar{\mathbf{n}}_k, 0) I_\nu(\mathbf{V}_{\text{adj}}, \bar{\mathbf{u}}_m) \\ - \sum_{\substack{k_{\text{paroi}} \\ \bar{\mathbf{u}}_m \cdot \bar{\mathbf{n}}_k > 0}} A_k (\bar{\mathbf{u}}_m \cdot \bar{\mathbf{n}}_k) I_\nu^{\text{paroi}}(A_k, \bar{\mathbf{u}}_m) \\ - \sum_{\substack{k_{\text{axe}} \\ \bar{\mathbf{u}}_m \cdot \bar{\mathbf{n}}_k > 0}} z_k (\bar{\mathbf{u}}_m \cdot \bar{\mathbf{n}}_k) I_\nu^{\text{axe}}(z_k, \bar{\mathbf{u}}_m) \\ - \frac{\mathbf{V} \cdot \alpha_{m-1/2}}{r_\nu \Omega_m} \cdot I_\nu(\mathbf{V}, \bar{\mathbf{u}}_{m-1}) \\ + \eta_\nu(\mathbf{V}) \cdot \mathbf{V} \end{array} \right) \div \left(\begin{array}{l} \sum_{k=1}^{N_{\text{faces}}} A_k \max(\bar{\mathbf{u}}_m \cdot \bar{\mathbf{n}}_k, 0) \\ - \frac{\mathbf{V} \cdot \alpha_{m+1/2}}{r_\nu \Omega_m} \\ + \kappa_\nu(\mathbf{V}) \cdot \mathbf{V} \end{array} \right) \quad (79)$$

L'intensité radiative directionnelle spectrale moyenne de chaque bande de nombre d'ondes du modèle CK [76] est évaluée à partir des équations (70) et (71) qui dépendent du nombre d'espèces gazeuses absorbantes sur la bande spectrale considérée (cf. paragraphe 2.4.1 précédent).

2.6.2. Formulation générale du flux radiatif

Le flux radiatif est exprimé à partir des équations (59) à (62), à partir du modèle CK de Rivière et Soufiani [76] qui discrétise les nombres d'ondes en 51 bandes de largeur $\Delta\nu_n$ pour CO_2 et H_2O et à partir de la discrétisation de la méthode aux ordonnées discrètes avec une quadrature de Gauss S_4 en 24 directions.

$$\varphi^R(\mathbf{B}) = \varepsilon_{\text{paroi}} \left(\left(\sum_{n=1}^{51} \Delta\nu_n \sum_{\substack{m=1 \\ \vec{u}_m \cdot \vec{n}_{\text{inci}} > 0}}^{24} \Omega_m \bar{I}_{\Delta\nu_n}(\mathbf{B}, \vec{u}_m) |\vec{u}_m \cdot \vec{n}_{\text{inci}}| \right) - \frac{2\pi^5 (k_B \cdot T_B)^3}{15 \cdot h^2 \cdot c_0} \right) \quad (80)$$

L'émissivité monochromatique directionnelle de la paroi, supposée constante et isotropique, est notée $\varepsilon_{\text{paroi}}$. La température de paroi au point B est notée T_B . La Figure 45 récapitule les étapes du calcul du flux radiatif présentées précédemment.

équations		domaines de discrétisation et notations	
formulation intégrale du flux radiatif sur la paroi de la chambre de combustion (point B) : $\varphi^R(B) = \int_0^{+\infty} \int_{2\pi(\vec{u} \cdot \vec{n}_B < 0)} \alpha_v(B, \vec{u}) I_v^{inci}(B, \vec{u}) \vec{u} \cdot \vec{n}_B d\Omega dv - \int_0^{+\infty} \int_{2\pi(\vec{u} \cdot \vec{n}_B > 0)} I_v^{emi}(B, \vec{u}) \vec{u} \cdot \vec{n}_B d\Omega dv$		- position géométrique B - direction \vec{u} (ou angle solide Ω) - nombre d'ondes v	
$\alpha_v(B, \vec{u}) = \varepsilon_v(B, \vec{u})$ $\begin{cases} I_v^{emi}(B, \vec{u}) = \varepsilon_v(B, \vec{u}) I_v^o(T_B) \\ I_v^o(T) = \frac{2hc_0^2 v^3}{\exp(hc_0 v / kT) - 1} \end{cases}$			
résolution de l'Équation du Transfert Radiatif (ETR) dans les gaz brûlés (point M) : $\frac{\partial I_v(M, \vec{u})}{\partial s} = \eta_v(M) - \kappa_v(M) I_v(M, \vec{u})$		- position géométrique M - direction \vec{u} - nombre d'ondes v	
dérivée curviligne en coordonnées cylindriques : $\frac{\partial I_v(M, \vec{u})}{\partial s} = \frac{\mu_{\vec{u}}}{r} \frac{\partial (r I_v)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial (\eta_{\vec{u}} I_v)}{\partial \psi} + \xi_{\vec{u}} \frac{\partial I_v}{\partial z}$		coefficients d'absorption du mélange de gaz et de particules de suie : $\begin{cases} \kappa_v(M) = \kappa_v^{gaz}(M) + \kappa_v^{part}(M) \\ \eta_v(M) = \kappa_v^{gaz}(M) I_v^o(T_M^{gaz}) + \kappa_v^{part}(M) I_v^o(T_M^{part}) \end{cases}$	
discrétisation directionnelle : artifice de Carlson et Lathrop $\frac{\partial (\eta_{\vec{u}} I_v(M, \vec{u}_m))}{\partial \psi} = \frac{\alpha_{m+1/2} I_v(M, \vec{u}_{m+1/2}) - \alpha_{m-1/2} I_v(M, \vec{u}_{m-1/2})}{\Omega_m}$		coefficients d'absorption des gaz : modèle CK quadrature 7 points g_j sur chaque bande de nombres d'ondes Δv et pour chaque gaz : $\kappa_v^{gaz} = k_{g_{j_1}}^{CO_2} + k_{g_{j_2}}^{H_2O}$ $\frac{\partial I_{g_{j_1} g_{j_2}}}{\partial s} = \eta_v - \kappa_v I_{g_{j_1} g_{j_2}} \quad \text{et} \quad \bar{I}_{\Delta v} = \sum_{j_1=1}^7 \sum_{j_2=1}^7 \omega_{j_1}^{CK} \omega_{j_2}^{CK} I_{g_{j_1} g_{j_2}}$	
discrétisation géométrique (radiale et axiale) : théorème de la divergence $\sum_{k=1}^{N_{\text{faces}}} I_v(A_k, \vec{u}_m) \cdot A_k \cdot (\vec{u}_m \cdot \vec{n}_k) - \frac{V}{r \Omega_m} (\alpha_{m+1/2} I_v(V, \vec{u}_{m+1/2}) - \alpha_{m-1/2} I_v(V, \vec{u}_{m-1/2})) = V \cdot (\eta_v(V) - \kappa_v(V) I_v(V, \vec{u}_m))$ schéma step $I_v(A_k, \vec{u}_m) \cdot A_k \cdot (\vec{u}_m \cdot \vec{n}_k) = \max(A_k \cdot (\vec{u}_m \cdot \vec{n}_k), 0) \cdot I_v(V, \vec{u}_m) - \max(-A_k \cdot (\vec{u}_m \cdot \vec{n}_k), 0) \cdot I_v(V_{adj}, \vec{u}_m)$		coefficients d'absorption des particules de suie : $\bar{\kappa}_{\Delta v}^{part} = A^{part} v_c f_v$	
résolution de l'ETR par la méthode itérative de Gauss-Seidel : intensités directionnelles monochromatiques en chaque point du maillage			
formulation discrétisée du flux radiatif sur la paroi de la chambre de combustion (point B) : $\varphi^R(B) = \varepsilon_{\text{paroi}} \left(\left(\sum_{n=1}^{51} \Delta v_n \sum_{\substack{m=1 \\ \vec{u}_m \cdot \vec{n}_{inci} > 0}}^{24} \Omega_m \bar{I}_{\Delta v_n}(B, \vec{u}_m) \vec{u}_m \cdot \vec{n}_{inci} \right) - \frac{2\pi^5 (k_B \cdot T_B)^3}{15 \cdot h^2 \cdot c_0} \right)$		- position géométrique B - direction \vec{u}_m (ou angle solide Ω_m) - bande de nombres d'ondes Δv_n	

Figure 45 – Étapes du calcul du flux radiatif à la paroi

3. Validité du modèle radiatif implémenté

Une validation de la méthode de résolution de l'Équation du Transfert Radiatif a été réalisée par comparaison avec les résultats de Ben Salah et al. [91] et Dua et Cheng [124]. Les propriétés radiatives choisies par ces auteurs ont été utilisées et le flux radiatif obtenu avec le modèle présenté précédemment a été comparé à leurs résultats.

Ben Salah et al. [91] et Dua et Cheng [124] ont étudié la résolution de l'Équation du Transfert Radiatif dans une enceinte cylindrique axisymétrique remplie d'un milieu absorbant et émissif, respectivement avec la méthode des volumes finis et avec une résolution analytique exacte. Le rayon du cylindre est de 1 m et la hauteur est de 2 m, avec une discrétisation spatiale de respectivement 15 et 35 mailles. Les parois du cylindre sont supposées noires et à une température de 0 °C. Le milieu est à une température de 100 °C. Ses propriétés radiatives, homogènes dans l'enceinte cylindrique, sont définies par des coefficients d'absorption fixés. Les flux radiatifs adimensionnels résultant (flux radiatifs divisés par l'émittance du corps noir à la température du milieu σT^4) dépendant de la position verticale sur la paroi latérale sont représentés pour plusieurs niveaux de coefficients d'absorption du milieu (0,1, 1 et 5 m^{-1}) sur la Figure 46. En considérant les valeurs des coefficients d'absorption étudiés dans [91,124], le flux radiatif à la paroi est évalué dans un cylindre avec les mêmes hypothèses que celles utilisées par Ben Salah et al. [91] et par Dua et Cheng [124], mais avec une méthode de résolution de l'Équation du Transfert Radiatif différente : la méthode aux ordonnées discrètes (cf. Figure 46).

Les résultats montrent que le modèle utilisé est adapté pour les coefficients d'absorption supérieurs à 1 m^{-1} . Cependant, le flux radiatif à la paroi est sous-estimé avec une erreur relative inférieure à 17% comparé avec la solution exacte du flux radiatif à la paroi évaluée par Dua et Cheng [124]. Cette erreur est liée à l'utilisation de la méthode aux ordonnées discrètes et correspond aux plages de valeurs d'erreur de cette méthode de résolution de l'Équation du Transfert Radiatif [87]. Pour les coefficients d'absorption de valeur inférieure à 1 m^{-1} , l'erreur devient excessive et le modèle inapproprié, ce qui a été observé par Ben Salah et al. [91] qui ont mis en lumière l'inadéquation du schéma step de la méthode aux ordonnées discrète dans ce cas.

Pour une flamme de diffusion de combustible contenant des composés hydrocarbonés (par exemple un combustible biomasse solide), la fraction volumique de suie est située entre 1 et 100 ppm [78]. Cela mène, à partir des équations (67) et (72), à des valeurs des coefficients

d'absorption du mélange de gaz et particules de suie considéré ici supérieures à 1 m^{-1} pour les plages de nombres d'ondes du rayonnement thermique infrarouge. Ainsi, le modèle radiatif présenté est bien adapté pour l'évaluation du flux radiatif à la paroi du cylindre correspondant aux parois de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé, même si il présente une non-concordance pour certaines plages de nombre d'ondes.

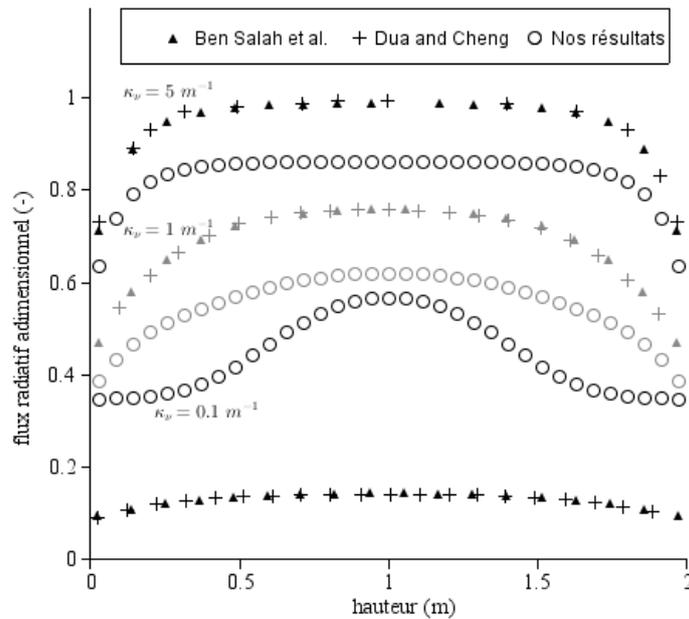


Figure 46 – Comparaison des flux radiatifs adimensionnels en fonction de la position avec les résultats de Ben Salah et al. [91] et de Dua et Cheng [124] pour des coefficients d'absorption du milieu de 0,1, 1 et 5 m^{-1}

4. Résultats du modèle radiatif : étude de sensibilité paramétrique

Le modèle radiatif présenté précédemment est appliqué à l'enceinte cylindrique contenant les gaz brûlés dont les parois latérales correspondent à celles de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé. L'enceinte considérée présente un rayon de 0,2 m et une hauteur de 0,4 m. La température de paroi est supposée de $600 \text{ }^\circ\text{C}$. Le critère de convergence de la procédure itérative de résolution de l'Équation du Transfert Radiatif pour l'évaluation des intensités radiatives correspond à 30 itérations. Ce critère assure une erreur relative liée à la convergence du processus itératif inférieure à 0,4% pour toutes les intensités radiatives

monochromatiques et permet de limiter la durée des calculs. L'influence des paramètres de la combustion sur les propriétés radiatives des gaz brûlés est d'abord étudiée. Les conséquences sur le flux radiatif à la paroi sont présentées. Les paramètres de fonctionnement considérés (excès d'air, températures, fractions volumiques de suie et émissivité hémisphérique globale de paroi) correspondent à des valeurs associées à la combustion de biomasse, citées par exemple dans [45,47,74,75]. Cette étude est réalisée avec des excès d'air situés entre 0,5 et 1,5, des températures du mélange de gaz et de particules de suie situées entre 600 et 1000 °C, des fractions volumiques de suie situées entre 1 et 10 ppm et des émissivités hémisphériques globales de paroi situées entre 0,30 et 0,90.

4.1. Propriétés radiatives spectrales des gaz brûlés issus de la combustion de biomasse

Les propriétés radiatives des gaz brûlés sont exprimées avec des coefficients d'absorption monochromatiques pour les gaz et particules de suie étudiés ici. Ainsi, le coefficient d'absorption est utilisé dans la suite pour quantifier les propriétés radiatives spectrales du milieu. Cette variable permet l'évaluation du terme de droite de l'Équation du Transfert Radiatif (cf. équations (63), (67), (68)). Une température uniforme des gaz brûlés est considérée dans cette partie.

4.1.1. Influence de la composition du mélange de CO₂ et H₂O gazeux sur les coefficients d'absorption monochromatiques

Les fractions molaires de CO₂ et H₂O dans les gaz brûlés sont estimées par l'équation de combustion (1) qui dépend de l'excès d'air λ_{air} .

4.1.1.1. Effet d'une combustion avec excès d'air

Une augmentation de l'excès d'air induit une réduction des fractions molaires de CO₂ et H₂O (dilution avec du O₂ et du N₂, gaz dont les propriétés radiatives sont négligeables). Le coefficient d'absorption monochromatique du CO₂, qui est indépendant de la fraction molaire dans le modèle CK de Rivière et Soufiani [76], n'est pas affecté. Le coefficient d'absorption monochromatique de H₂O est réduit de 34% en moyenne pour des excès d'air entre 0,5 et 1, avec un écart-type maximum de la diminution moyenne du coefficient d'absorption de 3,7%. Ce coefficient d'absorption monochromatique est réduit de 20% en moyenne pour des excès d'air entre 1 et 1,5, avec un écart-type maximum de 1,5% par rapport à la diminution moyenne du coefficient d'absorption (cf. Figure 47). Les valeurs de température des gaz

brûlés, entre 600 et 1000 °C, ont un impact plus important sur le coefficient d'absorption monochromatique de H₂O que les variations d'excès d'air. Un excès d'air de 1 est choisi arbitrairement dans la suite ($x_{\text{CO}_2} = 0,093$ et $x_{\text{H}_2\text{O}} = 0,082$, cf. équation (1)) car l'impact de ce paramètre sur le phénomène radiatif est faible comparé à l'effet de la température.

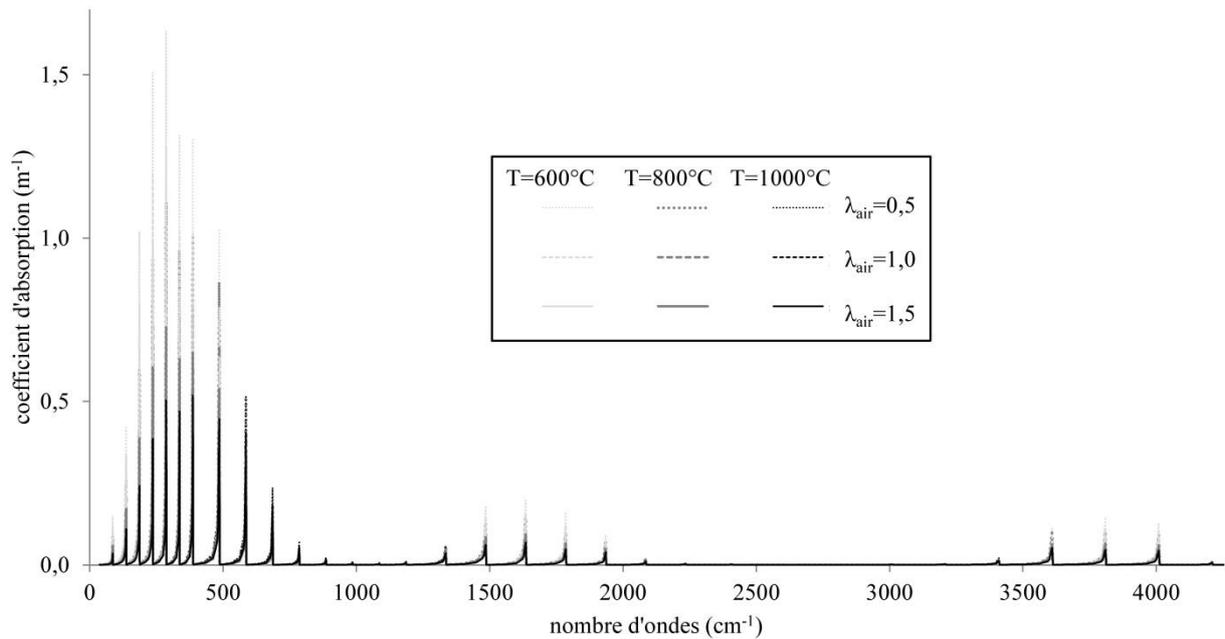


Figure 47 – Coefficients d'absorption monochromatiques de H₂O en fonction du nombre d'ondes pour plusieurs excès d'air (0,5, 1 et 1,5) et pour plusieurs températures uniformes des gaz brûlés (600 °C, 800 °C et 1000 °C)

4.1.1.2. Influence relative de la présence de CO₂ et de H₂O

Sur la plage de nombres d'ondes situés entre 62,5 et 11012,5 cm⁻¹, les coefficients d'absorption monochromatiques du CO₂ et de H₂O ont des valeurs significatives pour les nombres d'ondes inférieurs à 4112,5 cm⁻¹ (représenté en Figure 48). Les nombres d'ondes présentant un pic du coefficient d'absorption monochromatique différent pour CO₂ et H₂O. Ainsi, l'espèce gazeuse principalement impliquée dans le phénomène radiatif (CO₂, H₂O ou un mélange de ces deux gaz) varie selon la position spectrale. Pour des températures de gaz brûlés situées entre 600 et 1000 °C, une augmentation de la température mène à une diminution des coefficients d'absorption monochromatiques du CO₂ et de H₂O pour les valeurs de nombres d'ondes les plus significatives. Cependant, pour des nombres d'ondes avec des coefficients d'absorption monochromatiques inférieurs à 0,045 m⁻¹, une augmentation de la température induit une légère augmentation de ces coefficients, ce qui a un faible impact sur le phénomène de rayonnement sur la plage de nombres d'ondes considérée.

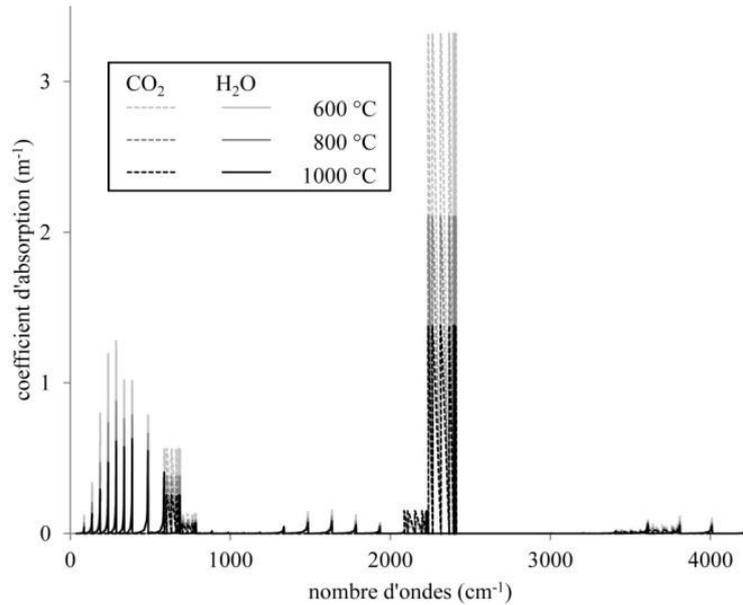


Figure 48 – Coefficients d'absorption monochromatiques des espèces gazeuses participant au rayonnement dans les gaz brûlés (CO_2 et H_2O) en fonction du nombre d'ondes, avec un excès d'air de 1 et pour plusieurs températures uniformes des gaz brûlés : 600, 800 et 1000 °C

4.1.2. Influence de la température des gaz brûlés et de la fraction volumique de suie sur les coefficients d'absorption monochromatiques

En considérant le modèle CK de Rivière et Soufiani [76], le coefficient d'absorption monochromatique du mélange gazeux de CO_2 et de H_2O varie avec la température. D'après l'équation (72), celui des particules de suie dépend proportionnellement de la fraction volumique de suie. L'influence de la température sur le coefficient d'absorption monochromatique du mélange de gaz et l'influence de la fraction volumique de suie sur le coefficient d'absorption monochromatique des particules de suie sont représentés sur la Figure 49a. L'effet d'une augmentation de température sur le coefficient d'absorption monochromatique du mélange de CO_2 et H_2O est similaire pour les deux gaz (cf. Figure 48). Les pics des coefficients d'absorption monochromatiques du CO_2 et de H_2O se reportent sur le coefficient d'absorption monochromatique résultant du mélange de ces deux gaz. Pour chaque nombre d'ondes, plus la fraction volumique de suie est élevée, plus le coefficient d'absorption des particules de suie est élevé. Pour une fraction volumique de suie située entre 1 et 10 ppm, le coefficient d'absorption monochromatique des particules de suie est prépondérant pour les valeurs de nombre d'ondes élevées. Le coefficient d'absorption

monochromatique du mélange de gaz est important pour les faibles nombres d'ondes lorsque la fraction volumique de suie est inférieure ou proche de 1 ppm (cf. Figure 49a). Ainsi, le coefficient d'absorption monochromatique des particules de suie en fonction du nombre d'ondes donne la tendance du coefficient d'absorption monochromatique des gaz brûlés (mélange des gaz et particules de suie). Les pics des coefficients d'absorption monochromatiques du mélange de gaz (CO_2 et H_2O) aux faibles nombres d'ondes sont visibles également dans le coefficient d'absorption global des gaz brûlés (cf. Figure 49b). Les valeurs les plus faibles du coefficient d'absorption monochromatique des gaz brûlés sont proches de 1 m^{-1} .

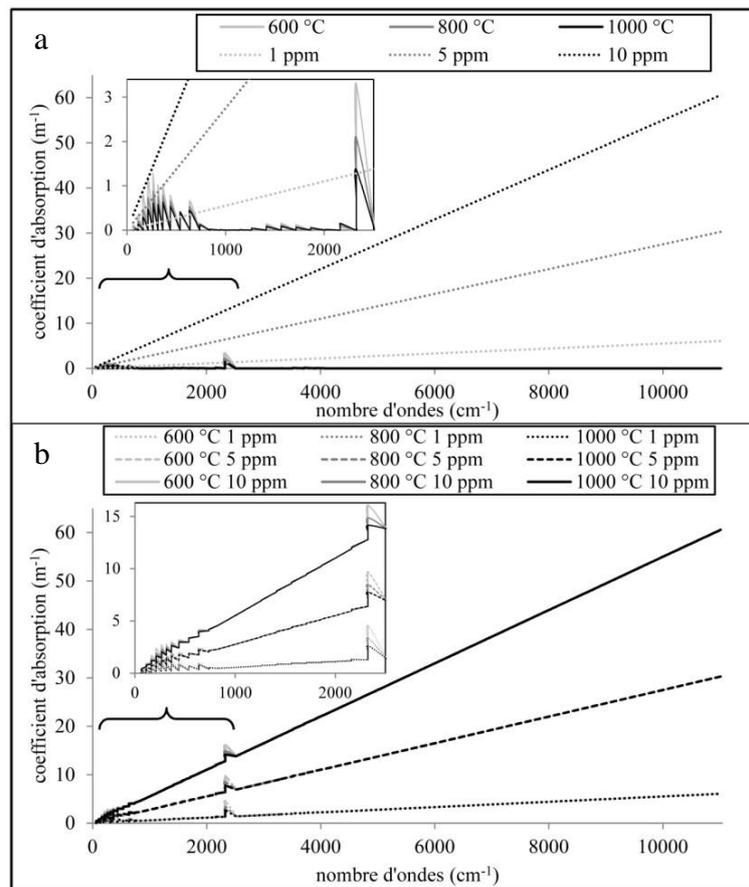


Figure 49 – Coefficients d'absorption monochromatiques des particules de suie et des gaz séparément (a) ainsi que des gaz brûlés (mélange des gaz et particules de suie) (b) en fonction du nombre d'ondes pour différentes températures et fractions volumiques de suie uniformes des gaz brûlés

4.2. Flux radiatif à la paroi en fonction de la position verticale dans le cylindre contenant les gaz brûlés

Les effets des principaux paramètres influant sur le flux radiatif à la paroi pour la configuration cylindrique étudiée sont présentés ici.

4.2.1. Effet de la température des gaz brûlés et de la fraction volumique de suie sur le flux radiatif

Le flux radiatif à la paroi augmente avec la température et la fraction volumique de suie sur la plage de températures situées entre 600 et 1000 °C et pour des fractions volumiques de suie situées entre 1 et 10 ppm (cf. Figure 50). La température présente une influence plus importante sur le flux radiatif que la fraction volumique de suie. La température affecte le coefficient d'absorption monochromatique du mélange de gaz, tandis que la fraction volumique de suie influe sur le coefficient d'absorption monochromatique des particules de suie (cf. paragraphe 2.4 précédent). Pour les faibles nombres d'ondes, le coefficient d'absorption monochromatique des gaz brûlés (mélange de gaz et de particules de suie) suit la tendance du coefficient d'absorption monochromatique du mélange de gaz (CO₂ et H₂O). Pour les nombres d'ondes élevés, ce coefficient d'absorption est proche de celui des particules de suie (cf. Figure 49a et Figure 49b). Le coefficient d'absorption monochromatique des particules de suie est indépendant de la température. Ainsi, le coefficient d'absorption monochromatique des gaz brûlés sur les plages de valeur des faibles nombres d'ondes a une plus grande influence sur le flux radiatif que dans le cas des nombres d'ondes les plus élevés, même si le coefficient d'absorption monochromatique des gaz brûlés est plus important pour les nombres d'ondes plus élevés.

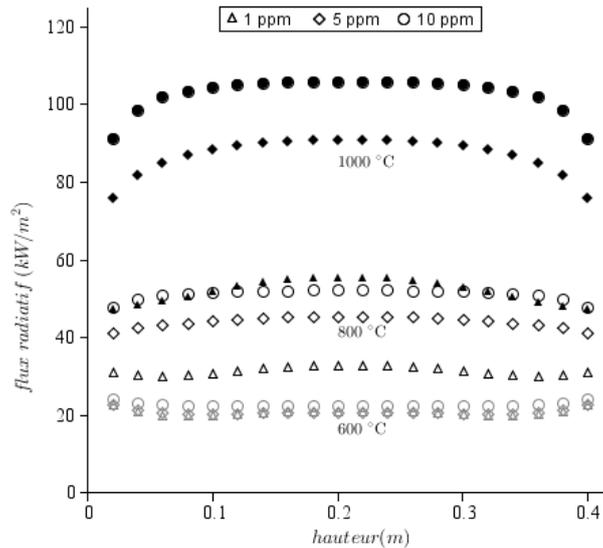


Figure 50 – Flux radiatif à la paroi du cylindre contenant les gaz brûlés en fonction de la position verticale pour une émissivité hémisphérique globale de 0,90 et plusieurs températures et fractions volumiques de suie uniformes des gaz brûlés

4.2.2. Effet de l'émissivité hémisphérique globale de la paroi sur le flux radiatif

La valeur de l'émissivité hémisphérique globale dépend de la paroi, c'est-à-dire du matériau et de la présence d'un dépôt lié à l'encrassement. L'émissivité de certains inox est proche de 0,30, tandis que l'émissivité d'un dépôt de suie est proche de 0,90 [78]. Le flux radiatif augmente avec l'émissivité hémisphérique globale de la paroi dans des proportions importantes (cf. Figure 51). L'encrassement des surfaces a donc un effet positif sur l'augmentation du flux radiatif à la paroi. Le cylindre contenant les gaz brûlés est situé juste après le foyer de la chaudière biomasse. Les gaz brûlés traversent des zones d'entrée et de sortie du cylindre de sections restreintes (situées respectivement en bas et en haut du cylindre), permettant de considérer un cylindre fermé pour l'étude du rayonnement à la paroi. Les émissivités hémisphériques globales des « couvercles » sont fixées à la même valeur que l'émissivité hémisphérique globale de la paroi latérale du cylindre. La présence de « couvercles » en haut et en bas du cylindre (cf. Figure 44) induit des conditions aux limites particulières de parois émissives pour les surfaces situées en bas et en haut du cylindre, ce qui induit une modification de la valeur du flux radiatif sur la paroi latérale à proximité des positions hautes et basses du cylindre contenant les gaz brûlés (cf. Figure 50 et Figure 51).

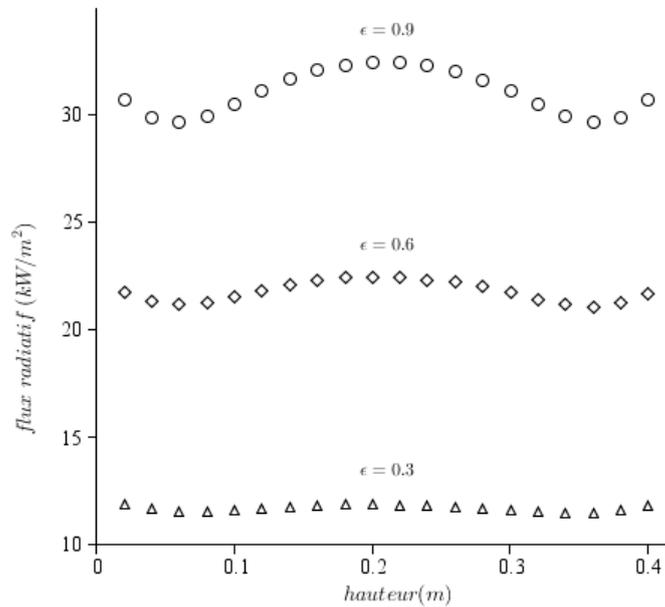


Figure 51 – Flux radiatif à la paroi du cylindre contenant les gaz brûlés en fonction de la position verticale pour une température des gaz brûlés de 800 °C, une fraction volumique de suie de 1 ppm et plusieurs émissivités hémisphériques globales de paroi : 0,30, 0,60 et 0,90

4.2.3. Effet de la température de sortie des gaz brûlés sur le flux radiatif

Dans le cylindre contenant les gaz brûlés présenté en Figure 44, un transfert de chaleur a lieu à travers la paroi le long de l'axe vertical, menant à une diminution de la température des gaz brûlés en fonction de la position verticale. Pour étudier les effets de ce phénomène, plusieurs températures de sortie des gaz brûlés sont choisies pour une température d'entrée des gaz brûlés dans le cylindre fixée. La diminution du flux radiatif à la paroi est augmentée lorsque la température de sortie des gaz brûlés est plus faible (cf. Figure 52). Un transfert de chaleur à travers la paroi réduit donc localement le flux radiatif à la paroi.

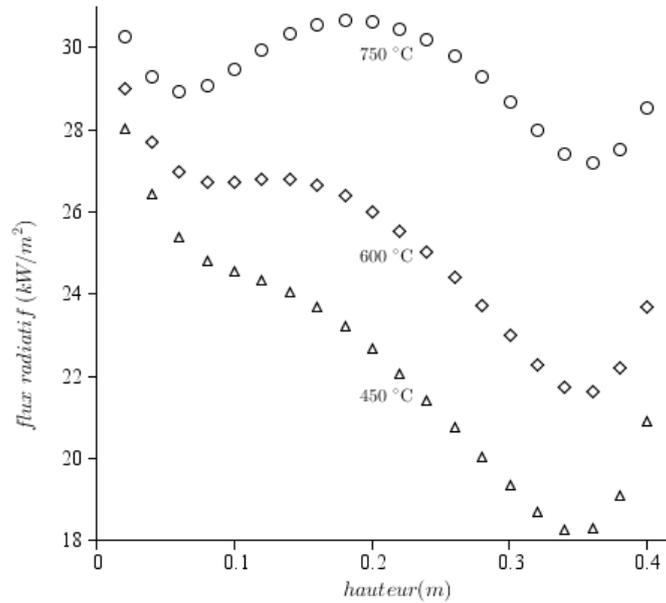


Figure 52 – Flux radiatif à la paroi du cylindre contenant les gaz brûlés en fonction de la position verticale pour une émissivité hémisphérique globale de paroi fixée à 0,90, une température d'entrée des gaz brûlés de 800 °C, une fraction volumique de suie de 1 ppm et plusieurs températures de sortie des gaz brûlés : 450, 600, 750 °C

5. Application du modèle radiatif aux données expérimentales mesurées dans la chaudière biomasse

Plusieurs mesures réalisées dans la chambre de combustion de la chaudière biomasse où est situé l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé sont utilisées comme données d'entrée du modèle radiatif. La cartographie des températures des gaz brûlés sans correction des mesures (cf. Figure 15) est utilisée. Une interpolation linéaire sur les températures mesurées expérimentalement permet d'obtenir une répartition verticale des températures adaptée au maillage du modèle radiatif. Les températures des gaz brûlés sont assimilées aux températures interpolées à partir des mesures réalisées au plus près de l'axe central. Les températures de paroi correspondent à l'interpolation des mesures de température sur l'axe vertical le plus proche de la paroi. La proportion de gaz brûlés participant au rayonnement (CO_2 et H_2O) est obtenue à partir de l'équation de combustion (1) tirée de l'analyse des pellets de bois par l'équipe du Centre Commun de Mesures de Dunkerque (cf. Tableau 7) en considérant un excès d'air de 1. La fraction volumique de suie, située entre 2 et 4 ppm [125], a été mesurée

avec des méthodes optiques (techniques d'incandescence induite par laser) par l'équipe du laboratoire de PhysicoChimie des Processus de Combustion et de l'Atmosphère (PC2A, Université de Lille 1) [125-127]. La distribution des tailles de particules de suie a également été déterminée grâce à une technique SMPS (scanning mobility particle sizer) par l'équipe du laboratoire PC2A. Les diamètres des particules de suie mesurés sont inférieurs à 40 nm. La paroi est supposée encrassée, avec une émissivité hémisphérique globale du dépôt de suie de 0,90.

À partir de ces données, le flux radiatif à la paroi a été évalué en deux instants du cycle de fonctionnement de chaudière (cf. Figure 14), où les températures les plus faibles ($t=0$ min) et les plus élevées ($t=7$ min) sont atteintes, et pour la plage de fractions volumiques de suie mesurées (cf. Figure 53). Le flux radiatif à la paroi est situé entre environ 70 et 110 kW/m². Ces valeurs sont probablement surestimées à cause du nombre limité de données sur les températures des gaz brûlés (peu de mesures de température des gaz brûlés en proche paroi) et sur les températures de la paroi (absence de données mesurées). La précision de ces calculs pourrait être améliorée en utilisant toutes les données expérimentales de répartition des températures dans le cylindre contenant les gaz brûlés plutôt que les seules températures des gaz brûlés mesurées sur l'axe vertical le plus proche de l'axe central. En effet, le modèle ne prend en compte actuellement que la répartition verticale de la température des gaz brûlés et néglige la répartition radiale de la température. De même, des mesures de température de paroi à la place des mesures de température des gaz disponibles les plus proches de la paroi utilisées permettraient une amélioration des résultats.

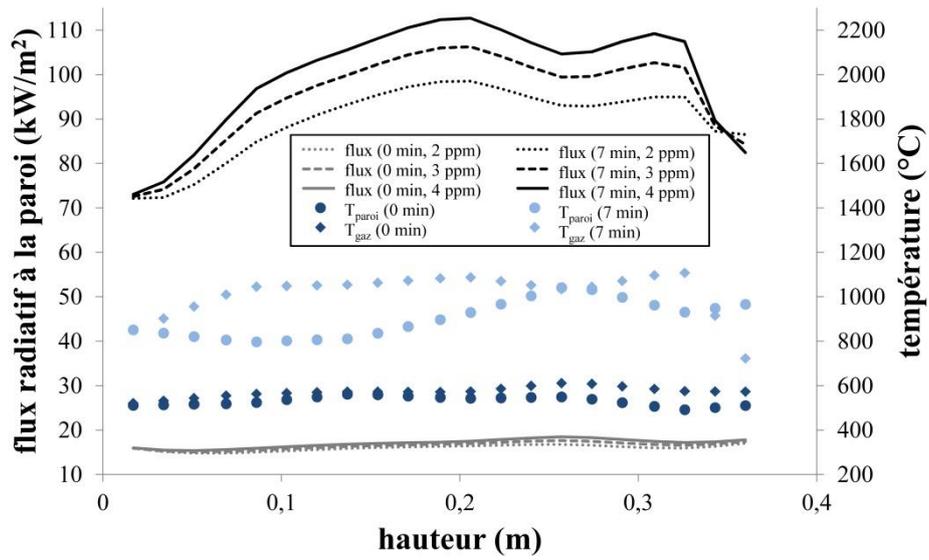


Figure 53 – Répartition du flux radiatif le long de la paroi de la chambre de combustion et températures des gaz et de la paroi à deux instants d'un cycle de fonctionnement de la chaudière (0 min et 7 min)

III. Modélisation de l'échange thermique global à travers l'échangeur

1. Présentation du modèle

Pour évaluer les performances de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé présenté en Figure 43 et adapter ses dimensions dans le cas du moteur Ericsson utilisé pour le banc d'essai de l'unité de micro-cogénération (cf. Tableau 8), il est nécessaire d'évaluer le transfert thermique global à travers l'échangeur. Les phénomènes de conduction, de convection et de rayonnement, notamment les transferts conductifs et radiatifs en provenance des gaz brûlés, doivent être pris en compte.

Quelques références de la littérature traitent des transferts thermiques de gaz de combustion à haute température sur la paroi d'un tube en prenant en compte le couplage du rayonnement spectral et de la convection pour différents régimes d'écoulement [128-130]. Viskanta [128] a récapitulé différentes études numériques sur la convection et le rayonnement avec prise en compte des propriétés radiatives spectrales des gaz par des modèles globaux. Sediki et al. [129,130] ont étudié numériquement les interactions convection-rayonnement dans des conduites circulaires avec une convection laminaire et une convection mixte. Ces modèles traitent principalement de l'effet relatif des phénomènes de convection et de rayonnement sur l'état local du fluide et nécessite de larges ressources de calcul qui les rendent difficiles d'utilisation dans le cadre de l'évaluation d'un transfert thermique dans un échangeur prototype.

L'échangeur modélisé ici est supposé constitué d'un assemblage de tubes munis de deux ailettes, tel que représenté sur la Figure 54, formant un échangeur à une passe côté gaz brûlés et deux passes côté air pressurisé (cf. Figure 43). Les transferts radiatifs (φ^R), convectifs (φ^{cv}) et conductifs (φ^{cd}) sont pris en compte (cf. Figure 54) en appliquant une variante de la méthode du Nombre d'Unités de Transfert [131]. Le rayonnement des gaz brûlés est estimé à partir du modèle radiatif spectral présenté dans la partie précédente. L'encrassement des parois est pris en compte en considérant une épaisseur de dépôt de suie uniforme. Les fluides de travail traversant l'échangeur (gaz brûlés et air pressurisé) doivent être caractérisés préalablement avant d'évaluer l'échange thermique global. Les conditions en entrée d'échangeur de l'air pressurisé qui alimente le moteur Ericsson sont estimées grâce au

modèle thermodynamique du moteur présenté précédemment : pressions entre 4 et 8 bar, températures entre 150 et 200 °C et débit masse ajusté selon le niveau de pression choisi. La composition et le débit des gaz brûlés sont estimés à partir de l'équation de combustion des pellets de bois, avec un excès d'air situé entre 0,8 et 1,5 (cf. équation (1)), et à partir de la puissance de la chaudière biomasse. La température des gaz brûlés entrant dans l'échangeur peut être estimée en calculant la température adiabatique de flamme à partir du pouvoir calorifique inférieur (PCI) des pellets de bois secs. La mesure de ce PCI donne une valeur de 17,85 MJ/kg (mesure réalisée avec une bombe calorimétrique par l'équipe du Centre Commun de Mesures de Dunkerque), d'où une température adiabatique de flamme située entre 950 à 1230 °C selon l'excès d'air. Cette température des gaz brûlés ne tient pas compte du fait que la réaction de combustion n'est pas forcément stoechiométrique. Une valeur de température de 800 °C pour les gaz brûlés entrant dans l'échangeur a été considérée, en tenant compte de la valeur de la température adiabatique de flamme et des résultats numériques et expérimentaux de Strzalka et al. [45] qui ont modélisé la combustion de biomasse dans une chaudière (réactions chimiques et échanges thermiques) et qui ont mesuré les températures dans les différentes zones de la chaudière. Les gaz brûlés sont à pression atmosphérique. La fraction volumique de suie est estimée à une valeur de 1 ppm [78].

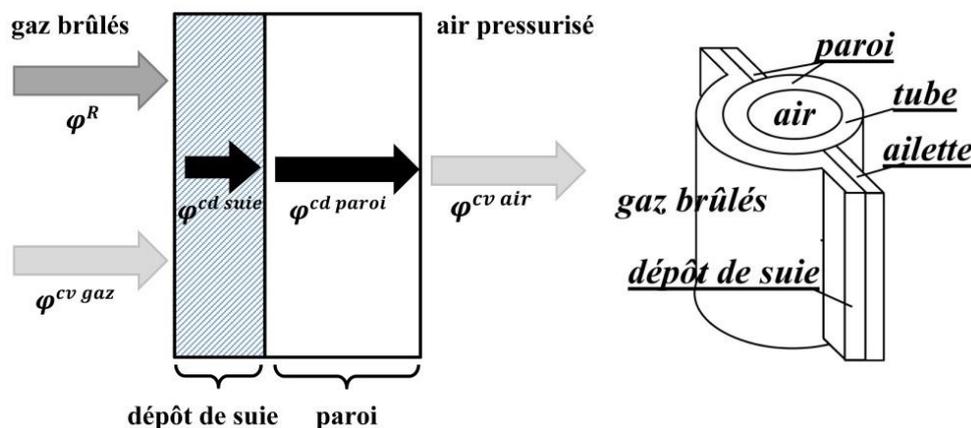


Figure 54 – Schéma des flux thermiques échangés par conduction (φ^{cd}), convection (φ^{cv}) et rayonnement (φ^R) à travers la paroi de l'échangeur élémentaire

2. Équations et méthode de résolution

La méthode du Nombre d'Unités de Transfert (NUT) [131] est utilisée pour évaluer la puissance thermique échangée et les températures de sortie de l'air pressurisé (fluide froid) et des gaz brûlés (fluide chaud). Cette méthode nécessite plusieurs hypothèses, entre autres l'absence de pertes thermiques sur les parois extérieures de l'échangeur [131]. Pour appliquer la méthode du Nombre d'Unités de Transfert, l'échange thermique entre les deux fluides de travail traversant l'échangeur doit pouvoir être représenté sous la forme suivante :

$$\Phi_{\text{ch} \rightarrow \text{fr}} = U_A A (\bar{T}_{\text{ch}} - \bar{T}_{\text{fr}}) \quad (81)$$

avec $\Phi_{\text{ch} \rightarrow \text{fr}}$ la puissance thermique échangée du fluide chaud vers le fluide froid, U_A le coefficient d'échange global, A la surface d'échange, \bar{T}_{ch} et \bar{T}_{fr} les températures moyennes respectivement des fluides chaud et froid. La méthode du Nombre d'Unités de Transfert a été mise en œuvre en se basant sur le côté fluide chaud (gaz brûlés) de l'échangeur. Le ratio des capacités thermiques du côté du fluide chaud s'écrit :

$$R_{\text{ch}} = \frac{\dot{m}_{\text{ch}} c_{p_{\text{ch}}}}{\dot{m}_{\text{fr}} c_{p_{\text{fr}}}} \quad (82)$$

avec \dot{m}_{ch} et \dot{m}_{fr} les débits masse du fluide chaud et du fluide froid respectivement, $c_{p_{\text{ch}}}$ et $c_{p_{\text{fr}}}$ les capacités thermiques massiques à pression constante du fluide chaud et du fluide froid respectivement. Le ratio des capacités thermiques du côté du fluide froid s'écrit :

$$R_{\text{fr}} = \frac{1}{R_{\text{ch}}} \quad (83)$$

Le Nombre d'Unités de Transfert du côté du fluide chaud s'exprime avec l'équation suivante :

$$\text{NUT}_{\text{ch}} = \frac{U_A A}{\dot{m}_{\text{ch}} c_{p_{\text{ch}}}} \quad (84)$$

Une formule similaire permet d'évaluer le Nombre d'Unités de Transfert du côté du fluide froid. Pour relier les deux Nombres d'Unités de Transfert précédents, la formule suivante peut être utilisée :

$$\text{NUT}_{\text{fr}} = R_{\text{ch}} \text{NUT}_{\text{ch}} \quad (85)$$

L'efficacité de l'échangeur du côté du fluide chaud est estimée à partir du ratio des capacités thermiques et du Nombre d'Unités de Transfert, dans le cas d'un échangeur 1-2 (une passe

côté gaz et deux passes côté air) avec entrées des fluides de travail situés sur deux côtés opposés de l'échangeur [131] :

$$E_1 = \frac{1}{\frac{R_1 + 1}{2} + \frac{\sqrt{1 + R_1^2}}{\exp\left(\sqrt{1 + R_1^2} \text{NUT}_{1,1-2}\right) - 1}} \quad (86)$$

avec l'indice 1 correspondant au fluide traversant l'échangeur 1-2 avec une seule passe (gaz brûlés). L'efficacité du côté du fluide froid se déduit de l'équation précédente :

$$E_{fr} = R_{ch} E_{ch} \quad (87)$$

Les températures de sortie des gaz brûlés (fluide chaud) et de l'air pressurisé (fluide froid) sont respectivement déduites des équations suivantes :

$$E_{ch} = \frac{T_{gaz,in} - T_{gaz,ex}}{T_{gaz,in} - T_{air,in}} \quad (88)$$

$$R_{ch} = \frac{T_{air,ex} - T_{air,in}}{T_{gaz,in} - T_{gaz,ex}} \quad (89)$$

avec $T_{gaz,in}$ et $T_{gaz,ex}$ les températures des gaz brûlés respectivement en entrée et en sortie d'échangeur, $T_{air,in}$ et $T_{air,ex}$ les températures de l'air respectivement en entrée et en sortie d'échangeur. La puissance thermique échangée est calculée grâce à l'équation :

$$\Phi = \dot{m}_{gaz} c_{p_{gaz}} (T_{gaz,in} - T_{gaz,ex}) \quad (90)$$

La température de l'air en bas d'échangeur est estimée en supposant que la moitié de la puissance thermique totale fournie par les gaz brûlés est transmise lors du premier passage de l'air dans l'échangeur :

$$T_{air,inter} = T_{air,in} + \frac{\Phi / 2}{\dot{m}_{air} c_{p_{air}}} \quad (91)$$

La température de paroi de l'échangeur est évaluée comme suit :

$$T_{paroi} = \frac{\bar{T}_{air} + \bar{T}_{gaz}}{2} \quad (92)$$

avec \bar{T}_{air} et \bar{T}_{gaz} les températures moyennes entre l'entrée et la sortie de l'échangeur respectivement de l'air et des gaz brûlés.

La mise en œuvre de la méthode du Nombre d'Unités de Transfert nécessitant un échange thermique global modélisé sous la forme de l'équation (81), les transferts thermiques

par rayonnement ne peuvent être représentés que dans un cas linéarisé (puissance radiative proportionnelle à une différence de température), avec un coefficient d'échange radiatif analogue à un coefficient d'échange convectif. Si l'on considère que les échanges radiatifs entre les gaz brûlés et la paroi de l'échangeur peuvent être décrits par la loi de Stefan-Boltzmann, le coefficient d'échange radiatif s'écrit :

$$h_R = \varepsilon \sigma (T_{\text{gaz}}^2 + T_{\text{paroi}}^2) (T_{\text{gaz}} + T_{\text{paroi}}) \quad (93)$$

L'utilisation d'un coefficient d'échange radiatif n'est valide que si les températures des gaz brûlés et de la paroi varient peu le long de l'échangeur, ce qui est une hypothèse acceptable dans le cas étudié. Les gaz brûlés ayant un débit largement supérieur à celui de l'air pressurisé, la quantité d'énergie prélevée pour le chauffage de l'air reste faible, comparé au contenu énergétique des gaz brûlés, ce qui limite la baisse de température des gaz au passage de l'échangeur. La température de paroi, proche de celle des gaz brûlés, reste également stable (hypothèse vérifiée a posteriori par comparaison des valeurs des résistances thermiques de l'échangeur, et également vérifiée expérimentalement). D'après l'étude bibliographique (cf. paragraphe IV du Chapitre 1), la loi de Stefan-Boltzmann s'avère peu adaptée pour estimer le rayonnement des gaz de combustion comparé aux modèles de rayonnement spectral. L'équation (93) ne peut donc pas être utilisée directement dans le cas des gaz brûlés parcourant l'échangeur. Pour estimer le coefficient d'échange radiatif de façon plus précise, le modèle de rayonnement présenté dans le paragraphe II précédent est utilisé pour générer une table de valeurs de flux radiatif φ^R en fonction de la température de paroi et de la température des gaz brûlés. Le coefficient d'échange radiatif est déduit par la formule :

$$h_R = \frac{\varphi^R (T_{\text{gaz}}, T_{\text{paroi}})}{A_{\text{gaz}} (\bar{T}_{\text{gaz}} - \bar{T}_{\text{paroi}})} \quad (94)$$

avec A_{gaz} la surface d'échange du côté des gaz brûlés.

Dans les équations de la méthode du Nombre d'Unités de Transfert présentées précédemment, le coefficient d'échange global reste à déterminer. Pour cela, chaque élément de l'échangeur (tube aileté représenté sur la Figure 54) est associé à un ensemble de résistances thermiques (cf. Figure 55) : résistance entre les gaz brûlés et la paroi encrassée $R_{\text{cv-R gaz}}$ (qui est subdivisée en deux résistances convective $R_{\text{cv gaz}}$ et radiative $R_{\text{R gaz}}$), contact entre les gaz brûlés et une ailette R_{aillette} (incluant les phénomènes de conduction, convection et rayonnement), conduction dans le dépôt de suie $R_{\text{cd suie}}$, conduction dans la paroi du tube $R_{\text{cd paroi}}$, résistance convective du contact paroi-air $R_{\text{cv air}}$. Les résistances de conduction et de

convection sont estimées avec des équations classiques (cf. par exemple [132]). La résistance liée au rayonnement R_R s'exprime par analogie avec la résistance de convection R_{cv} :

$$R_{cv} = \frac{1}{h_{cv} A_{gaz}} \quad (95)$$

$$R_R = \frac{1}{h_R A_{gaz}} \quad (96)$$

La résistance d'ailette suit l'équation [132] :

$$R_{ailette} = \frac{1}{\sqrt{h_{cv-R} \lambda P A_c}} \tanh \left(\sqrt{\frac{h_{cv-R} P}{\lambda A_c}} L \right) \quad (97)$$

avec : h_{cv-R} la somme des coefficients d'échanges convectif et radiatif entre les gaz brûlés et la paroi, λ la conductivité thermique de l'ailette, P le périmètre de la section de l'ailette, A_c la section de l'ailette, L la largeur d'ailette.

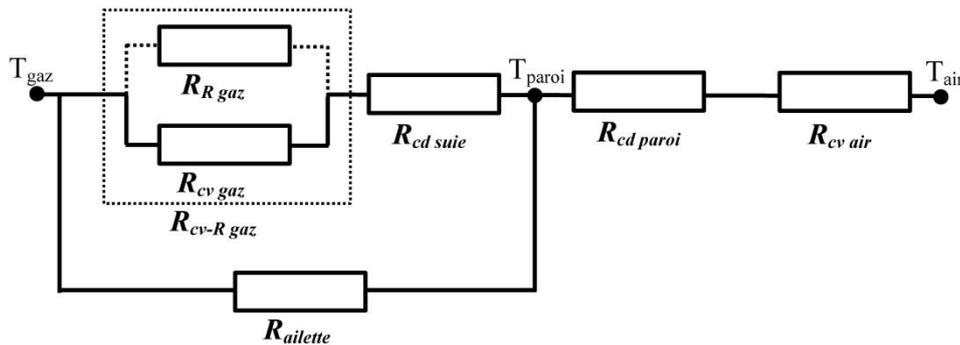


Figure 55 – Schéma des résistances thermiques d'un élément d'échangeur (la conduction, la convection et le rayonnement sont représentés par les indices (cd), (cv), (R) respectivement)

La méthode du Nombre d'Unités de Transfert est appliquée de façon itérative pour permettre la détermination de l'échange thermique global à travers l'échangeur. Une valeur des températures des gaz brûlés et de l'air pressurisé en sortie d'échangeur ainsi que de la température de paroi et de la température d'air en bas d'échangeur est estimée initialement. Le calcul du coefficient d'échange radiatif est ensuite réalisé, suivi du calcul des résistances thermiques. Les équations (81) à (92) sont enfin mises en œuvre pour évaluer les valeurs des températures déterminées initialement par hypothèse. Cette démarche est répétée jusqu'à obtenir la convergence des valeurs des températures.

3. Résultats

3.1. Effet de la prise en compte du transfert radiatif sur l'échange global

La température des gaz brûlés en sortie d'échangeur est supposée, pour une température d'entrée de 800 °C, entre 700 et 790 °C (valeur minimale de température obtenue dans le cas d'une puissance maximale transmise dans l'échangeur et valeur maximale obtenue avec le débit d'air le plus faible traversant le moteur Ericsson, en négligeant les transferts radiatifs). La différence de température des gaz brûlés, peu importante entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, est liée aux conditions d'entrée de l'air pressurisé qui présente un faible débit masse d'air, induisant un transfert thermique faible comparé au contenu énergétique des gaz brûlés.

En supposant une répartition linéaire de la température dans l'échangeur le long de l'axe vertical, le flux radiatif à la paroi a été évalué pour plusieurs compositions des gaz brûlés (fractions molaires de CO₂ et H₂O) qui dépendent de l'équation de combustion (1), en particulier de l'excès d'air. La Figure 56 présente le flux radiatif moyen à la paroi en fonction de l'excès d'air pour la plage de valeurs des températures des gaz brûlés en sortie d'échangeur (700 à 790 °C). Le flux radiatif reste stable lorsque l'excès d'air augmente. Le flux radiatif moyen est situé entre 38,8 et 45,2 kW/m², en fonction des conditions de fonctionnement de l'échangeur. Par comparaison, dans les mêmes conditions, le flux convectif des gaz brûlés vers la paroi est situé entre 1,1 et 2,4 kW/m². Le flux radiatif s'avère donc prépondérant dans l'échange thermique entre les gaz brûlés et la paroi.

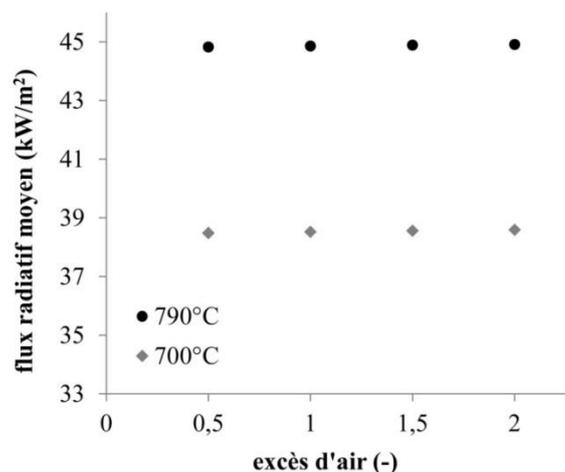


Figure 56 – Flux radiatif moyen pour différents excès d'air sur la plage de températures des gaz en sortie d'échangeur entre 700 et 790 °C

Le Tableau 15 présente les valeurs des résistances thermiques en fonction de la valeur du flux radiatif transmis par les gaz brûlés vers la paroi. Lorsque le flux radiatif est négligé, les résistances thermiques entre les gaz brûlés et la paroi du tube et entre les gaz brûlés et les ailettes sont surestimées. La résistance thermique entre les gaz brûlés et la paroi diminue lorsque le flux radiatif augmente, et atteint le même ordre de grandeur que la résistance thermique de convection de l'air pressurisé qui est en contact avec la paroi intérieure des tubes. Les résistances thermiques les plus élevées (contacts gaz brûlés-paroi et air pressurisé-paroi) sont obtenues aux endroits où le transfert de chaleur est le plus limité. Pour le cas des flux radiatifs les plus élevés, le phénomène de convection entre l'air pressurisé et la paroi de l'échangeur présente une résistance thermique importante. Par conséquent, la résistance thermique par conduction du dépôt de suie, associée à l'encrassement de l'échangeur, s'avère ne pas être le premier frein au transfert thermique.

Résistances thermiques (K/W)	$\phi^R=0 \text{ kW/m}^2$ $T_{\text{gaz, ex}}=786 \text{ }^\circ\text{C}$	$\phi^R=15,1 \text{ kW/m}^2$ $T_{\text{gaz, ex}}=752 \text{ }^\circ\text{C}$	$\phi^R=30,2 \text{ kW/m}^2$ $T_{\text{gaz, ex}}=749 \text{ }^\circ\text{C}$	$\phi^R=38,7 \text{ kW/m}^2$ $T_{\text{gaz, ex}}=747 \text{ }^\circ\text{C}$
$R_{\text{cv-R gaz}}$	179,60	2,3	1,2	0,86
$R_{\text{cv air}}$	6,1	5,7	5,7	5,7
R_{aillette}	44,5	4,2	2,7	2,1
$R_{\text{cd, suie}}$	0,41	0,41	0,41	0,41
$R_{\text{cd, paroi}}$	0,0071	0,0071	0,0071	0,0071

Tableau 15 – Résistances thermiques d'un échangeur élémentaire (cf. Figure 54) pour différentes valeurs du flux radiatif des gaz brûlés vers la paroi (indices cd, cv, R pour les phénomènes de conduction, convection et rayonnement respectivement)

3.2. Performances de l'échangeur dimensionné pour le banc d'essai de l'unité de micro-cogénération

Les performances de l'échangeur dimensionné pour le banc d'essai de l'unité de micro-cogénération (cf. Figure 5) sont présentées dans le Tableau 16. L'air pressurisé est considéré à une pression de 8 bar. L'excès d'air de l'équation de combustion (1) est considéré à une valeur de 0,8 pour déterminer la composition des gaz brûlés. L'échange thermique atteint une efficacité du côté du fluide froid de 66,8% qui est liée au faible débit d'air pressurisé traversant l'échangeur. L'efficacité de l'échangeur du côté du fluide chaud reste faible, à 7,9%, ce qui montre que l'implantation de l'échangeur dans la chaudière impacte peu sur les températures des gaz brûlés (prélèvement d'une faible quantité de chaleur par rapport au contenu énergétique des gaz). La température d'air en sortie d'échangeur correspond à la plage de températures les plus basses permettant l'alimentation du moteur Ericsson. Ce résultat est lié au choix d'une géométrie d'échangeur très compacte, ce qui permet de limiter l'impact de l'implantation de l'échangeur sur les conditions de combustion.

NUT_{fr} (côté air pressurisé)	0,72
NUT_{ch} (côté gaz brûlés)	0,09
Efficacité E_{fr}	66,8 %
Efficacité E_{ch}	7,9 %
Surface d'échange côté air A_{air}	0,22 m ²
Puissance échangée	1507 W
$T_{air,in}$	150 °C
$T_{air,ex}$	584 °C
$T_{air,inter}$	367 °C
$T_{gaz,in}$	800 °C
$T_{gaz,ex}$	749 °C

Tableau 16 – Performances de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé dimensionné pour le banc d'essai de l'unité de micro-cogénération avec un flux radiatif de 30,2 kW/m²

4. Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux

À partir des essais réalisés sur l'échangeur du banc d'essai, le coefficient d'échange global expérimental a été évalué pour différents cas de fonctionnement (cf. Figure 20) :

$$U_{A_{\text{approché}}} = \frac{\dot{m}_{\text{air}} c_{p_{\text{air}}} (T_{\text{air,ex}} - T_{\text{air,in}})}{A_{\text{air}} (\bar{T}_{\text{gaz}} - \bar{T}_{\text{air}})} \quad (98)$$

avec A_{air} la surface d'échange du côté de l'air pressurisé.

Un coefficient d'échange global expérimental estimé grâce à la méthode du Nombre d'Unités de Transfert appliquée précédemment a été également calculé. Le Nombre d'Unités de Transfert du côté des gaz brûlés (indice 1) a été estimé grâce à la formule suivante (cas d'un échangeur 1-2) [131] :

$$\text{NUT}_{1,1-2} = \frac{1}{\sqrt{1+R_1^2}} \ln \left(1 + \frac{\sqrt{1+R_1^2}}{\frac{1}{E_1} - \frac{R_1}{2} - \frac{1+\sqrt{1+R_1^2}}{2}} \right) \quad (99)$$

Le Nombre d'Unités de Transfert du côté de l'air (fluide froid) est évalué avec l'équation (85). Le coefficient d'échange global expérimental $U_{A_{\text{NUT}}}$ est évalué grâce à une relation similaire à l'équation (84) établie pour le Nombre d'Unités de Transfert du côté du fluide chaud :

$$U_{A_{\text{NUT}}} = \frac{\text{NUT}_{\text{fr}} \dot{m}_{\text{air}} c_{p_{\text{air}}}}{A_{\text{air}}} \quad (100)$$

La Figure 57 présente une comparaison des coefficients d'échange expérimentaux et théoriques. L'écart obtenu entre les valeurs est faible, avec un écart maximum de 1,3%. Ce résultat montre que la méthode du Nombre d'Unités de Transfert est adaptée pour représenter tous les types de transferts thermiques, incluant les transferts radiatifs.

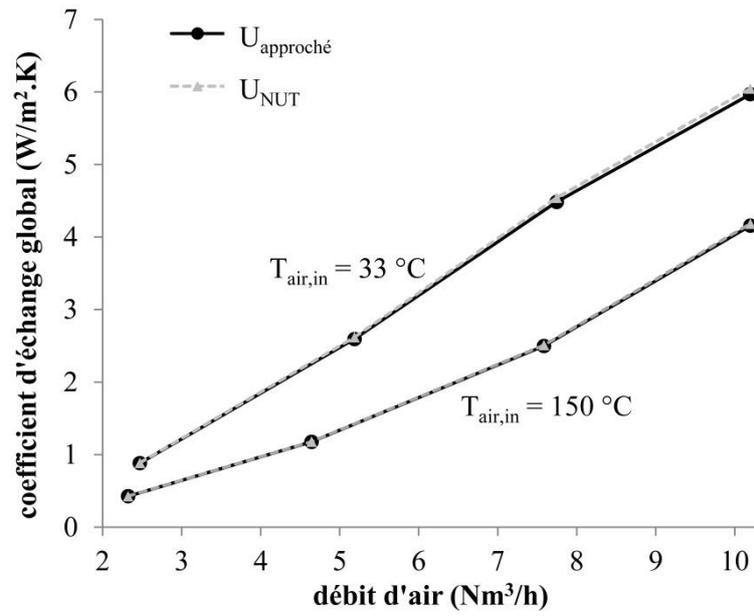


Figure 57 – Comparaison des coefficients d'échange globaux expérimentaux et théoriques

IV. Modélisation de l'échange thermique élémentaire – cas d'un tube aileté

1. Configuration étudiée

L'échangeur présenté sur la Figure 43 peut être considéré comme un assemblage de tubes munis de deux ailettes longitudinales (cf. Figure 58a), ce qui permet d'étudier les transferts thermiques sur une partie élémentaire de l'échangeur. Cet échangeur est placé dans la chambre de combustion de la chaudière biomasse, au contact des gaz brûlés qui sont à haute température et contiennent une quantité élevée de particules de suie, induisant un flux radiatif important et un encrassement par des particules de suie sur la paroi de l'échangeur. Cette partie se concentre sur l'étude des transferts thermiques à travers un élément d'échangeur (tube avec ailette encrassée) en utilisant des bilans d'énergie.

Des configurations d'ailettes associées à un échangeur et placées dans un environnement similaire ont déjà été étudiées dans la littérature. Pour évaluer les transferts thermiques traversant de telles ailettes, le rayonnement absorbé dans l'ailette est généralement pris en compte avec une linéarisation, comme évoqué par Mueller et Abu-Mulaweh [133]. Certains auteurs prennent en compte le rayonnement avec la loi de Stefan-Boltzmann et une émissivité hémisphérique globale de paroi fixée, pour différents cas d'ailettes et en utilisant différentes méthodes de résolution numérique (décomposition d'Adomian, méthode des différences finies) [133,134]. Du point de vue du rayonnement émis par les produits de combustion, une émissivité équivalente des gaz et particules de suie associée à la loi de Stefan-Boltzmann est parfois introduite [74]. Des modèles radiatifs plus complexes prenant en compte les propriétés spectrales des produits de combustion et la résolution de l'Équation du Transfert Radiatif sont également utilisés [78].

L'encrassement dans la chambre de combustion de la chaudière biomasse est étudié en général du point de vue de l'interaction entre le milieu réactif et la paroi, avec un focus sur les phénomènes de dépôt de particules de suie [135]. Ces phénomènes dépendent des paramètres suivants : matériau, rugosité et température de la surface, vitesse et propriétés thermiques du fluide, présence de particules de suie, modes de transferts thermiques dans la paroi, géométrie de l'échangeur [136]. Une épaisseur limite du dépôt de suie apparaît, qui dépend des conditions de fonctionnement [137].

La Figure 58b décrit la configuration de l'échangeur élémentaire étudiée et les notations employées. L'élément d'échangeur est plongé dans les gaz brûlés issus de la combustion de biomasse. Les deux ailettes de l'échangeur élémentaire sont supposées symétriques. Les ailettes sont rectangulaires et ont une épaisseur δ , une longueur H et une conductivité λ . Les ailettes et le tube d'échangeur sont supposés recouverts d'une épaisseur de dépôt de suie uniforme (épaisseur δ_d , résistance thermique surfacique $r_d = \delta_d / \lambda_d$). Le fluide chauffé, à température T_c , circule dans le tube aileté qui est en contact sur sa surface externe avec les produits de combustion (gaz brûlés et particules de suie) à haute température T_h . Les transferts thermiques par conduction (dans les ailettes et le dépôt de suie), par convection (entre les gaz brûlés et la paroi encrassée et entre le fluide chauffé et la paroi intérieure du tube), ainsi que par rayonnement des gaz brûlés vers la paroi encrassée sont pris en compte.

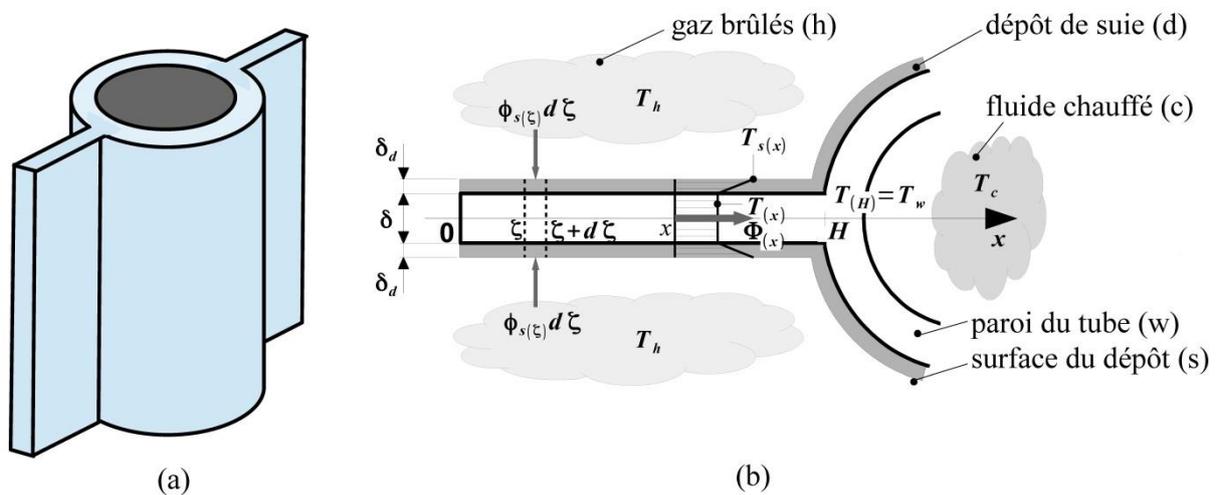


Figure 58 – Schéma d'un tube aileté d'échangeur avec dépôt de suie, avec (a) configuration du tube aileté et (b) notations utilisées

2. Équations et méthode de résolution

2.1. Bilan thermique sur une ailette longitudinale soudée à un tube

Les équations associées aux transferts thermiques sont établies pour une ailette puis réutilisées pour la seconde ailette en utilisant la symétrie de l'élément d'échangeur. La conductivité thermique du dépôt de suie est supposée très petite par rapport à celle de l'ailette, le flux thermique transmis dans le dépôt suivant la direction x peut alors être négligé par rapport à celui transmis par l'ailette, ce qui revient à admettre que la totalité du flux reçu à la surface du dépôt est transmis à l'ailette. En supposant nul le flux à l'extrémité de l'ailette

($x = 0$), le bilan thermique de la portion d'ailette située entre son extrémité et une section d'abscisse x quelconque s'écrit :

$$\Phi(x) = -\lambda \delta \frac{dT}{dx} = 2 \int_0^x \varphi_s(\zeta) d\zeta \quad (101)$$

L'équation suivante exprime la conservation du flux traversant le dépôt au niveau de la paroi extérieure :

$$\varphi_s = \sigma \varepsilon_{eq} (T_h^4 - T_s^4) + h(T_h - T_s) = (T_s - T) / r_d \quad (102)$$

où l'émissivité équivalente ε_{eq} caractérise le transfert thermique radiatif entre les produits de combustion chauds et la surface du dépôt à la température T_s . La dernière relation peut être réécrite sous la forme :

$$r_d \underbrace{\left[\sigma \varepsilon_{eq} (T_h^2 + T_s^2)(T_h + T_s) + h \right]}_{F_1(T_s)} = \underbrace{(T_s - T) / (T_h - T_s)}_{F_2(T_s)} \quad (103)$$

La relation (103) permet d'exprimer la température de surface du dépôt T_s en fonction de la température des produits de combustion T_h et de la température de l'ailette T . L'expression des fonctions F_1 et F_2 montre que la température de surface du dépôt croît avec l'émissivité équivalente. Avec une géométrie et des caractéristiques de l'ailette et du dépôt fixées, pour une température T_h des gaz brûlés et en supposant connue la température T_0 à l'extrémité ($x = 0$) de l'ailette, l'équation (101) peut alors être intégrée. Un schéma prédicteur – correcteur précis au deuxième ordre est utilisé. L'équation (103) permet de définir en chaque point la température de surface T_s en fonction de la température T de l'ailette. La température de la base de l'ailette T_w étant connue, partant d'une hypothèse sur la température à l'extrémité de l'ailette T_0 , le profil de température de l'ailette est évalué par un processus itératif en réajustant T_0 jusqu'à convergence de la température de la base vers la valeur T_w . Le flux thermique reçu par la surface extérieure du tube en contact avec les gaz brûlés est calculé à l'aide de la relation (102) avec $T = T_w$. Le flux thermique par unité de longueur de tube transmis au fluide chauffé circulant à l'intérieur du tube, en supposant l'échange purement convectif, s'écrit :

$$\Phi_c = \pi d_w h_c (T_w - T_c) \quad (104)$$

Un processus itératif est utilisé pour déterminer la température de paroi du tube T_w permettant d'assurer l'égalité du flux reçu par la surface extérieure du tube et des deux ailettes en contact et du flux transmis au fluide chauffé circulant à l'intérieur du tube.

2.2. Émissivité équivalente de la surface en contact avec les produits de combustion

L'émissivité équivalente utilisée dans le modèle précédent résulte de l'interaction entre les gaz brûlés et les particules de suie à haute température de la chambre de combustion de la chaudière et la surface du tube aileté. Une méthode d'évaluation de cette émissivité équivalente est proposée.

À partir du modèle radiatif décrit au paragraphe II précédent, le flux radiatif transmis des gaz brûlés vers la paroi de l'échangeur est évalué pour différentes plages de valeurs de températures des gaz brûlés et de la paroi. Pour chaque simulation, les propriétés des gaz brûlés (composition gazeuse, fraction volumique de suie, température) et de la paroi (émissivité hémisphérique globale, température) sont supposées uniformes dans la chambre de combustion constituée par la zone centrale de l'échangeur (cf. Figure 43). La composition des gaz brûlés est déduite de l'équation de combustion des pellets de bois (1). La fraction volumique de suie est supposée de 1 ppm (ordre de grandeur correspondant aux gaz brûlés d'un combustible biomasse solide d'après Muñoz-Feucht et al. [138]). Les plages de valeurs des températures de gaz brûlés sont estimées à partir de données de la littérature [74,135]. L'émissivité hémisphérique globale de la paroi correspond à celle d'un dépôt de suie et est fixée à la valeur de 0,90 [78]. La couche limite thermique est négligée.

Une fois les valeurs du flux radiatif déterminées en fonction des températures des gaz brûlés et de la paroi, une émissivité équivalente a été définie pour permettre l'utilisation d'une loi similaire à celle de Stefan-Boltzmann dans les calculs de flux radiatifs à la paroi :

$$\varepsilon_{\text{eq}}(T_s, T_h) = \varphi^R(T_s, T_h) / \left[\sigma(T_h^4 - T_s^4) \right] \quad (105)$$

Une corrélation sur les émissivités équivalentes obtenues a été réalisée avec une température des produits de combustion entre 700 et 800 °C et une température de paroi entre 400 et 600 °C (cf. Figure 59) :

$$\varepsilon_{\text{eq}}^{\text{corr}}(T_s, T_h) = 182,3(T_h - T_s)^{-1,05} \quad (106)$$

Le flux radiatif peut alors être modélisé avec la loi de Stefan-Boltzmann en introduisant l'émissivité équivalente corrélée (cf. équation (106)).

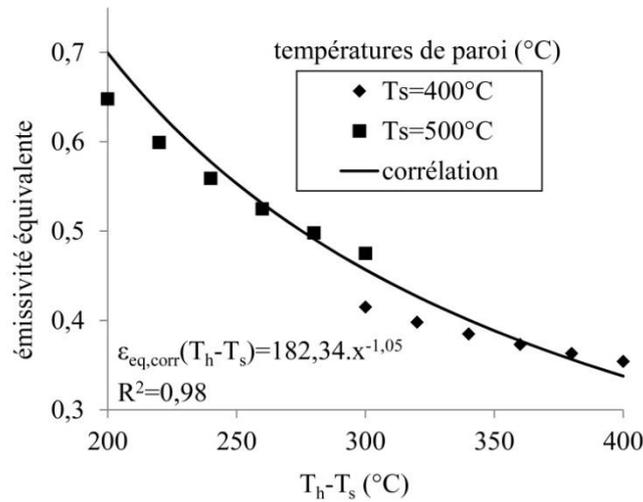


Figure 59 – Émissivité équivalente réelle et corrélée en fonction de la différence de température entre gaz brûlés et dépôt de suie

3. Résultats du modèle d'échangeur élémentaire

Une ailette métallique avec et sans dépôt de longueur 19 mm, d'épaisseur 2 mm, de conductivité thermique 80 W/m.K, liée à un tube de diamètre extérieur 25 mm et d'épaisseur 2 mm est étudiée. Le coefficient d'échange convectif considéré est supposé égal à 10 W/m².K sur l'ailette. Les gaz brûlés sont à température fixée à 700 °C, le fluide chauffé est à 100 °C.

3.1. Influence de l'émissivité équivalente dans le cas d'une paroi non encrassée

Les températures et flux thermiques dans le cas sans encrassement, avec un coefficient d'échange convectif de 13,8 W/m².K dans le tube et une émissivité équivalente de la paroi supposée uniforme, sont présentés sur les Figure 60 et Figure 61. Lorsque l'échange thermique entre les gaz brûlés et la paroi extérieure est purement convectif (cas où $\epsilon_{eq}=0$), la température du tube ne dépend que du rapport entre les résistances thermiques de convection sur les faces côté gaz brûlés et fluide chauffé, ainsi que de l'efficacité d'ailette. La température de paroi du tube augmente avec l'émissivité équivalente de la surface côté gaz brûlés et tend vers la température des gaz brûlés (cf. Figure 60). Ce résultat correspond à un échange thermique côté gaz brûlés prépondérant lorsque l'émissivité équivalente est élevée. Le flux convectif diminue lorsque l'émissivité équivalente augmente, ce qui est lié à la réduction de l'écart de température entre gaz brûlés et paroi extérieure, tandis que l'échange

radiatif augmente (cf. Figure 61). L'émissivité équivalente a donc une influence prépondérante sur la réduction de l'écart de température dans le calcul du flux radiatif. L'augmentation du flux radiatif compense la réduction du flux convectif, ce qui induit une augmentation du flux global avec l'émissivité équivalente. L'augmentation du flux global avec l'émissivité équivalente est assez rapide jusqu'à $\epsilon_{eq} \approx 0,3$ puis devient ensuite lente. Jusqu'à $\epsilon_{eq} \approx 0,055$ le flux convectif est supérieur au flux radiatif puis la situation s'inverse pour les valeurs supérieures d'émissivité équivalente.

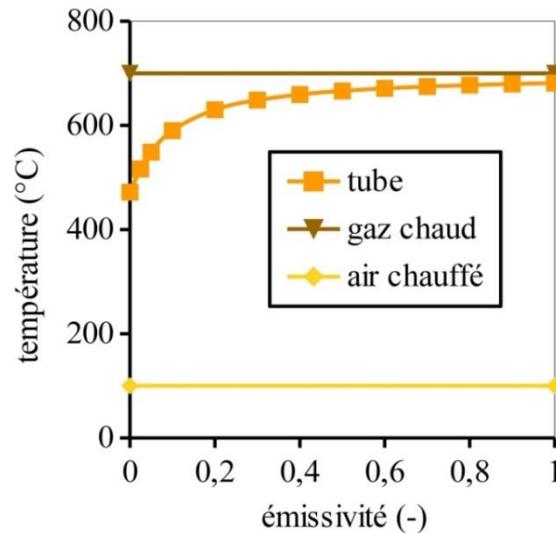


Figure 60 – Température du tube en fonction de l'émissivité équivalente de la surface en contact avec les gaz brûlés

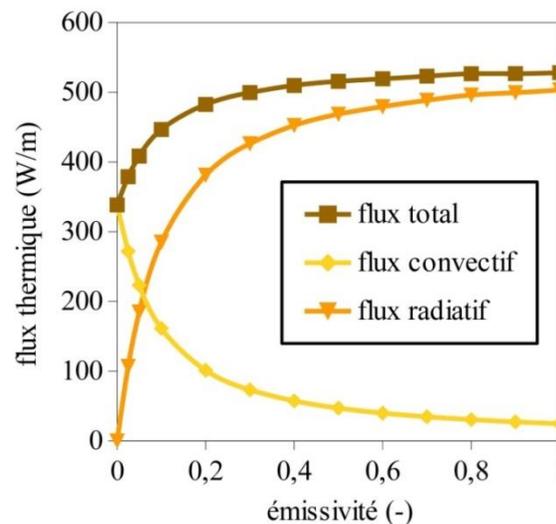


Figure 61 – Flux thermiques échangés en fonction de l'émissivité équivalente de la surface en contact avec les gaz brûlés

3.2. Influence de la résistance thermique et de l'émissivité équivalente du dépôt de suie

La conductivité thermique d'un dépôt de suie est située entre 0,02 et 0,7 W/m.K [135,139,140] et son épaisseur est située entre 50 μm et 5,8 mm [137,140]. Ainsi la résistance thermique d'un dépôt de suie se situe entre $7,1 \cdot 10^{-5}$ et $0,1 \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ [137,140]. Les résistances thermiques de cette étude sont limitées à une valeur maximale de $0,02 \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ correspondant à une épaisseur de dépôt proche de 5 mm (épaisseur fixée par hypothèse). Lorsque l'émissivité équivalente du dépôt de suie est fixée à une valeur de 0,30, une augmentation de la résistance thermique du dépôt induit une légère augmentation de la température du dépôt et une décroissance beaucoup plus marquée de la température de l'ailette (cf. Figure 62). Pour une résistance thermique de dépôt fixée, le flux radiatif des gaz brûlés vers la paroi et le flux thermique global augmentent avec l'émissivité équivalente (cf. Figure 63). Pour toute émissivité équivalente fixée, ces flux sont décroissants avec l'augmentation de la résistance thermique. Le flux radiatif représente une part du flux total d'autant plus importante que l'émissivité équivalente est élevée.

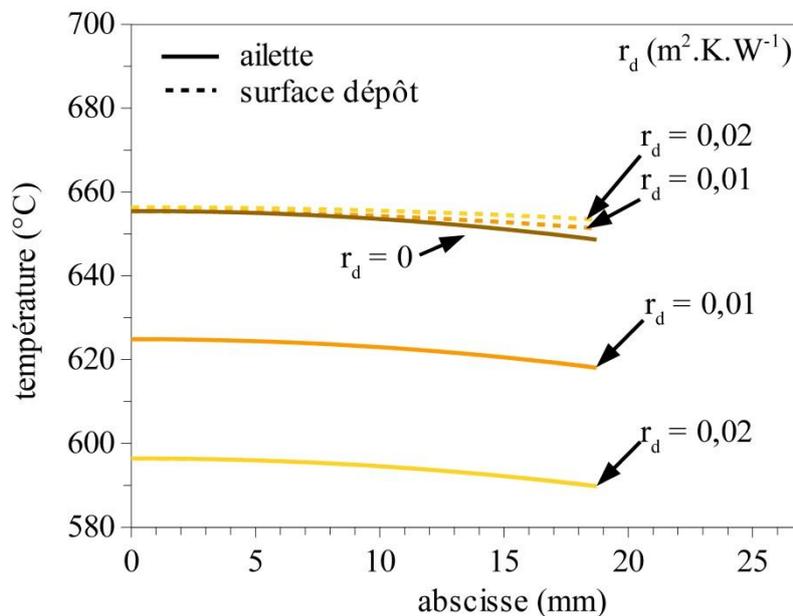


Figure 62 – Profils de température de l'ailette et à la surface du dépôt pour différentes résistances thermiques de dépôt $r_d (\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1})$

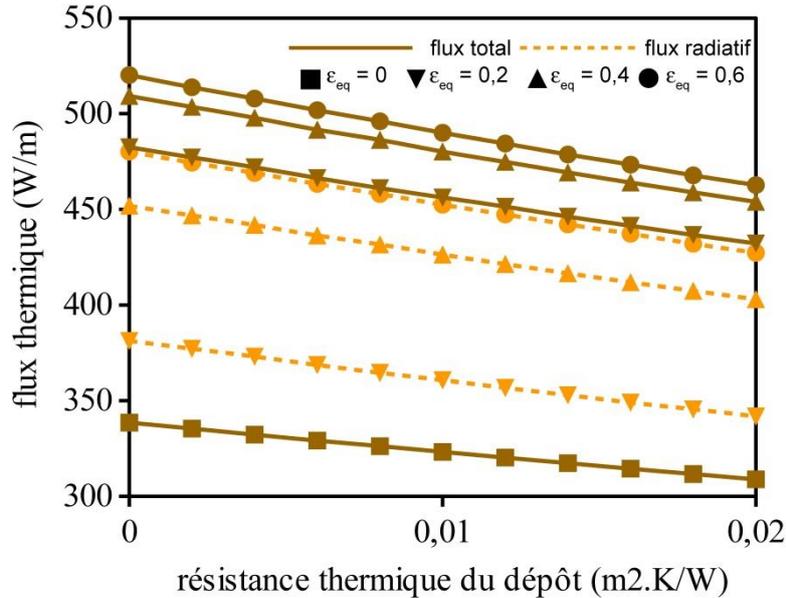


Figure 63 – Flux thermique total et flux radiatif en fonction de la résistance thermique du dépôt, pour différentes émissivités équivalentes

3.3. Effet de l'utilisation de l'émissivité équivalente corrélée sur les profils de température le long de l'ailette

L'ailette est maintenant supposée encrassée, avec une résistance thermique de dépôt $r_d=0,002 m^2.K.W^{-1}$. L'émissivité équivalente du dépôt est évaluée à chaque position le long de l'ailette à partir de la corrélation fonction de l'écart de température entre gaz brûlés et surface du dépôt. Le coefficient d'échange convectif est fixé à $230 W.m^{-2}.K^{-1}$, correspondant à une huile thermique, afin d'assurer un écart de température entre gaz brûlés et paroi suffisant par rapport à la plage de validité de la corrélation sur l'émissivité équivalente (cf. Figure 59). La plage de valeurs d'émissivité équivalente considérée est définie par le domaine de validation du modèle radiatif spectral. Le coefficient d'échange convectif choisi correspond à l'utilisation d'une huile thermique au sein du tube chauffé (cas d'un échangeur à caloduc).

La température de la surface du dépôt décroît en se rapprochant de la base de l'ailette, induisant une diminution de la valeur de l'émissivité équivalente corrélée (cf. Figure 64), ce qui est cohérent avec l'évolution de l'émissivité équivalente en fonction de la température de surface (cf. Figure 59). Cette diminution de l'émissivité équivalente est conséquente, ce qui doit correspondre à un flux radiatif réduit à proximité de la base de l'ailette, comparé au flux radiatif à l'extrémité de l'ailette. Le profil de température de l'ailette et de la surface du dépôt

est similaire, avec un écart lié à la résistance thermique du dépôt qui varie peu le long de l'ailette (cf. Figure 64).

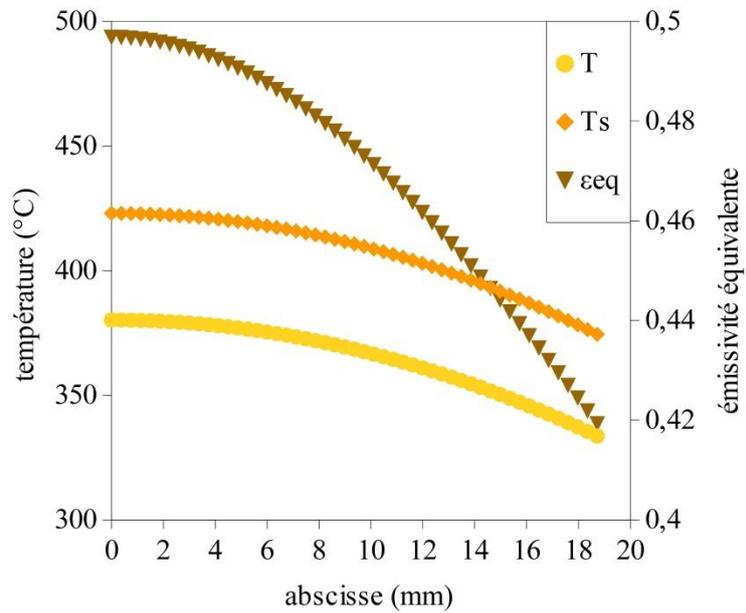


Figure 64 – Émissivité équivalente corrélée et profils de température de la surface du dépôt de suie et de l'ailette le long de l'ailette

V. Synthèse des modèles d'échange thermique

Les échanges thermiques à travers l'échangeur ont été étudiés avec différents modèles, en prenant en compte les transferts radiatifs associés aux gaz brûlés et l'encrassement des parois. Le modèle radiatif spectral de la littérature utilisé a permis d'évaluer le flux radiatif à la paroi de l'échangeur en provenance des gaz brûlés. Un modèle d'évaluation des échanges thermiques avec une variante de la méthode du Nombre d'Unités de Transfert incluant le phénomène de rayonnement a été mis en place. Un modèle de tube aileté encrassé (échangeur élémentaire) évaluant les échanges thermiques à partir de bilans d'énergie a été établi. Les études paramétriques de ces modèles permettent une meilleure connaissance de l'influence de chaque paramètre sur les températures et les échanges thermiques à travers l'échangeur dans le cas de gaz brûlés issus de la combustion de biomasse. Les simulations ont permis un dimensionnement de l'échangeur adapté à l'unité de micro-cogénération prototype. Celui-ci a été fabriqué au département GMP de l'IUT de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis. Les modèles mis en place ont donné lieu à plusieurs communications. Les résultats du modèle radiatif appliqué avec les mesures de température et de fraction volumique de suie dans les gaz brûlés ont été présentés sous forme de poster au congrès franco-italien de l'IFRF et du Combustion Institute 2014 à Pise [125]. La variante de la méthode du Nombre d'Unités de Transfert (cf. paragraphe III précédent) a été présentée en conférence au Séminaire Eurotherm 2013 à Bruxelles [141]. Le modèle d'échangeur élémentaire du paragraphe IV précédent a été présenté sous forme de poster au Congrès Français de Thermique 2014 à Lyon [142].

Chapitre 5. Analyse exergétique du système de micro-cogénération

L'exergie représente le travail réversible maximal récupérable à partir d'une source d'énergie associée à un environnement fixé. L'analyse exergétique d'un système énergétique permet de quantifier l'efficacité de la conversion d'énergie réalisée et d'identifier les zones de dégradation de l'énergie. Quelques études exergétiques de systèmes de cogénération, dont certains sont basés sur la combustion de biomasse, sont disponibles dans la littérature. Bonnet et al. [23] ont évalué la répartition des flux d'exergie dans un système de micro-cogénération avec moteur Ericsson à cycle de Joule ouvert alimenté par une chaudière à gaz. Al-Sulaiman et al. [143] ont réalisé l'analyse exergétique d'un système de trigénération avec combustible biomasse et cycle organique de Rankine pour étudier l'influence de la part de production de froid, chaleur et électricité sur les performances du système. Obara et al. [144] ont mis en place une analyse exergétique d'un système combiné composé d'une pile à combustible et d'un moteur Stirling alimenté par combustion de biomasse, ce qui a permis d'améliorer le fonctionnement de ce système. L'analyse exergétique de systèmes avec combustion de biomasse nécessite l'estimation de l'exergie du combustible. Dans le cas de la biomasse solide, il n'est pas possible d'établir une table de valeur des enthalpies, entropies et potentiels chimiques en fonction des conditions de température en raison de la variabilité de la composition de ce type de combustible. Dans la littérature, l'exergie physique des combustibles biomasse (représentant la variation de coenthalpie entre leur état thermodynamique et l'état thermodynamique aux conditions de référence [145]) est généralement négligée et l'exergie chimique (quantité d'exergie thermique qui peut être libérée par réaction chimique jusqu'à atteindre l'état d'équilibre par rapport à la composition chimique du milieu environnant) est estimée à partir de corrélations basées sur le pouvoir calorifique inférieur, l'analyse élémentaire de la biomasse ou une combinaison des deux [143,145-149]. Dans la suite, un modèle permettant l'analyse exergétique d'un système de micro-cogénération à combustible biomasse avec moteur Ericsson à cycle de Joule ouvert est développé. Les résultats de ce modèle dans un cas de fonctionnement particulier de l'unité de micro-cogénération prototype sont ensuite présentés et analysés.

I. Présentation du modèle

Un bilan de flux exergétique sur l'unité de micro-cogénération bois avec moteur Ericsson a été établi afin de quantifier la part d'exergie détruite dans chaque élément du système et d'évaluer les rendements exergétiques de chaque élément et du système complet. L'exergie détruite représente la part d'exergie associée aux irréversibilités et la part d'exergie perdue valorisable (liée par exemple à des pertes thermiques aux parois). Ces grandeurs permettent d'évaluer l'efficacité de la conversion d'énergie dans le système de micro-cogénération et de situer les zones où la destruction d'exergie est prépondérante. L'exergie d'un système peut être décomposée en exergie chimique, exergie physique, exergie cinétique et exergie potentielle [150]. Dans le modèle présenté ici, les exergies cinétiques et potentielles sont négligées. Les conditions de référence considérées, pour lesquelles les enthalpies de formation des espèces présentes dans le système sont nulles, sont les suivantes : une température de 298,15 K et une pression de 101325 Pa. Les conditions ambiantes considérées sont une température de 293,15 K et une pression de 101325 Pa. Le système de micro-cogénération, représenté en Figure 65 avec les différents échanges d'énergie associés aux flux d'exergie transmis au sein du système, est décomposé en plusieurs éléments : le foyer (F), l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé du moteur (H_a), l'échangeur gaz brûlés-eau de la chaudière (H_w), les chambres de compression (C) et de détente (E) du moteur Ericsson, les systèmes mécaniques liés aux parties compression (MC) et détente (ME) du moteur Ericsson (système bielle-manivelle, contacts frottants au niveau du piston et des roulements, système de distribution). L'élément concernant la conversion de puissance mécanique en puissance électrique n'est pas considéré dans le modèle. L'unité de micro-cogénération est considérée en régime permanent. Les hypothèses du modèle thermodynamique en régime établi du moteur Ericsson sont utilisées (pertes de charge, phases transitoires, transferts thermiques aux parois des cylindres négligés). Les frottements mécaniques dans les parties compression et détente du moteur sont pris en compte avec la corrélation expérimentale sur le couple de frottement du modèle dynamique (cf. équation (3)). Un bilan exergétique est appliqué à chaque élément du système pour obtenir l'exergie détruite et le rendement exergétique. Toutes les grandeurs considérées positivement dans les bilans sont « reçues » par le système considéré. Les flux de matière rejetés à l'atmosphère ne sont pas considérés dans les calculs d'exergie détruite.

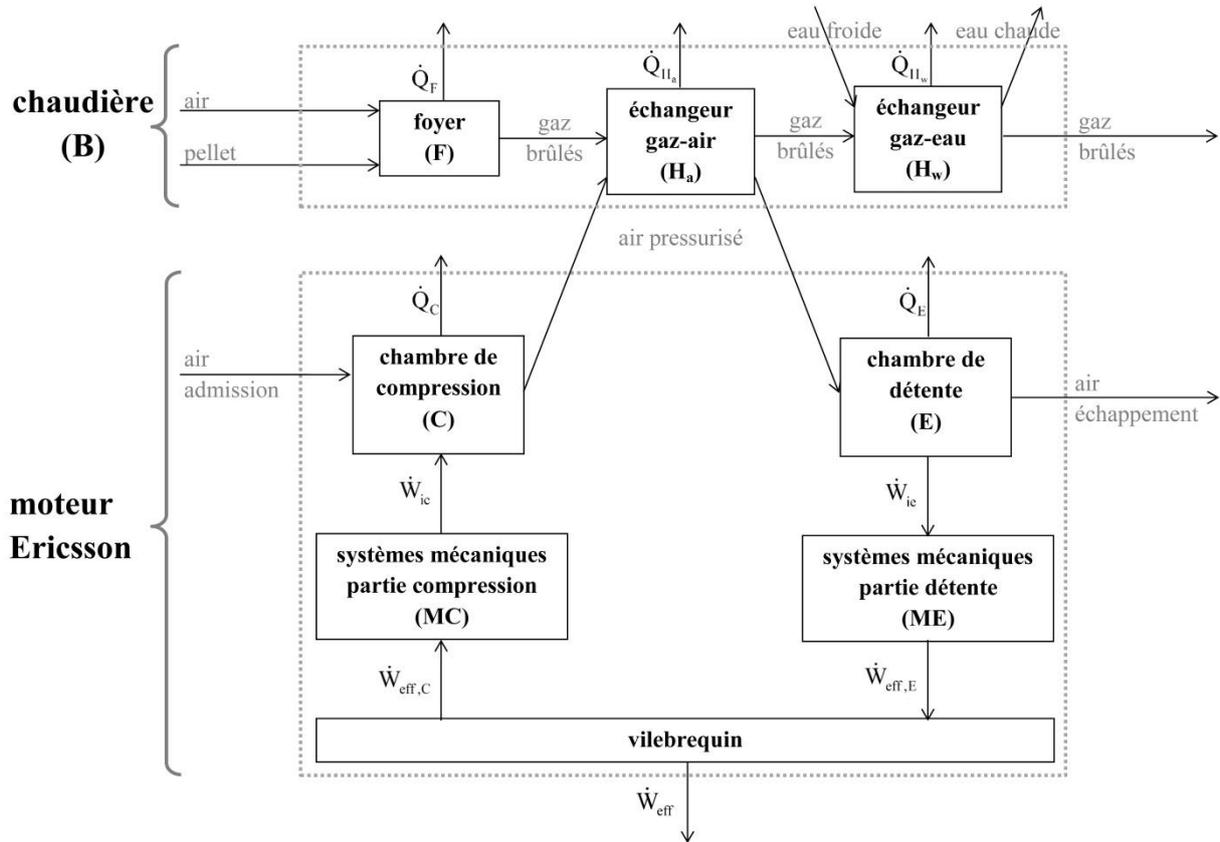


Figure 65 – Schéma du système de micro-cogénération complet

1. Foyer (F)

Le bilan de masse au niveau du foyer de la chaudière est réalisé grâce à l'équation de combustion établie à partir de l'analyse élémentaire des pellets de bois (cf. équation (1) et Tableau 7). La présence de composés minéraux (ou cendres) dans le combustible biomasse est négligée dans le bilan de masse. Un bilan d'exergie est appliqué au foyer de la chaudière pour obtenir le flux d'exergie détruite :

$$\dot{E}x_{\text{air,inB}} + \dot{E}x_{\text{pellet}} - \dot{E}x_{\text{gaz,F}} = - \underbrace{\left(\dot{Q}_F - \iint_{S_{p,F}} \frac{T_a}{T_{p,F}} \delta \dot{q}_F \right)}_{\dot{E}x_{\text{dét,F}}} - T_a \dot{S}_{\text{gén,F}} \quad (107)$$

avec $\dot{E}x_{\text{air,inB}}$, $\dot{E}x_{\text{pellet}}$, $\dot{E}x_{\text{gaz,F}}$ les flux d'exergie respectivement de l'air en entrée de chaudière, des pellets humides, des gaz brûlés en sortie de foyer, $\dot{E}x_{\text{dét,F}}$ le flux d'exergie détruite dans le foyer, \dot{Q}_F et \dot{q}_F la puissance et la densité de flux thermique transmis à travers

la paroi de la chaudière vers le foyer, T_a et $T_{p,F}$ les températures ambiante et de paroi de la chaudière au niveau du foyer, $S_{p,F}$ la surface de la paroi de la chaudière située autour du foyer, $\dot{S}_{\text{gén},F}$ le flux d'entropie générée dans le foyer.

Les flux d'exergie $\dot{E}x_g$ liés aux écoulements de mélanges de gaz (air, gaz brûlés) sont évalués sous la forme suivante [107] :

$$\dot{E}x_g = \dot{m}_g \left[(h_g(T) - h_g(T_{\text{ref}})) - T_a (s_g(T) - s_g(T_{\text{ref}})) \right] \quad (108)$$

avec \dot{m}_g , h_g et s_g respectivement le débit masse, l'enthalpie et l'entropie du mélange de gaz considéré, T , T_a et T_{ref} les températures respectivement du mélange de gaz, ambiante et de référence.

Le flux d'exergie du combustible est évalué à partir de l'exergie chimique massique d'un combustible bois estimée par la corrélation de Szargut et al. [145], dans laquelle intervient le pouvoir calorifique inférieur (PCI) des pellets et les fractions massiques des éléments composant le combustible (cf. Tableau 7) :

$$ex_{\text{pellet}} = \beta \cdot (\text{PCI}_{\text{pellet}} + Lv_{\text{H}_2\text{O}} \cdot x_{\text{H}_2\text{O}}) + (ex_{\text{ch}_s}^\circ - C_s^\circ) x_s + ex_{\text{ch}_{\text{H}_2\text{O}}}^\circ \cdot x_{\text{H}_2\text{O}} \quad (109)$$

avec :

$$\beta = \frac{1,0412 + 0,2160(x_{\text{H}_2} / x_c) - 0,2499(x_{\text{O}_2} / x_c) \left[1 + 0,7884(x_{\text{H}_2} / x_c) \right] + 0,0450(x_{\text{N}_2} / x_c)}{1 - 0,3035(x_{\text{O}_2} / x_c)} \quad (110)$$

et avec $Lv_{\text{H}_2\text{O}}$ la chaleur latente massique de vaporisation de l'eau dans les conditions de référence, $ex_{\text{ch}_s}^\circ$ et $ex_{\text{ch}_{\text{H}_2\text{O}}}^\circ$ les exergies chimiques massiques standards du soufre et de l'eau, C_s° le pouvoir calorifique du soufre (ces données sont tirées de tables [145]). Le flux d'exergie lié à l'apport de pellets est ensuite calculé comme suit :

$$\dot{E}x_{\text{pellet}} = \dot{m}_{\text{pellet}} \cdot ex_{\text{pellet}} \quad (111)$$

avec \dot{m}_{pellet} le débit masse des pellets entrant dans le foyer.

Le rendement exergétique du foyer s'écrit à partir des flux d'exergie des gaz brûlés sortant du foyer $\dot{E}x_{\text{gaz},F}$, de l'air entrant dans la chaudière $\dot{E}x_{\text{air},inB}$ et des pellets $\dot{E}x_{\text{pellet}}$:

$$\eta_{ex,F} = \frac{\dot{E}x_{gaz,F}}{\dot{E}x_{air,inB} + \dot{E}x_{pellet}} \quad (112)$$

2. Échangeur gaz brûlés-air pressurisé (H_a)

Le flux d'exergie détruite au niveau de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé (H_a) s'écrit :

$$\dot{E}x_{dét,Ha} = (\dot{E}x_{gaz,inHa} - \dot{E}x_{gaz,exHa}) - (\dot{E}x_{air,exHa} - \dot{E}x_{air,inHa}) \quad (113)$$

Les différents flux d'exergie des gaz brûlés et de l'air pressurisé entrants (indice in) et sortants (indice ex) sont estimés avec l'équation (108).

Le rendement exergetique de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé s'écrit :

$$\eta_{ex,Ha} = \frac{\dot{E}x_{air,exHa} - \dot{E}x_{air,inHa}}{\dot{E}x_{gaz,inHa} - \dot{E}x_{gaz,exHa}} \quad (114)$$

3. Échangeur gaz brûlés-eau (H_w)

Le flux d'exergie détruite au niveau de l'échangeur gaz brûlés-eau (H_w) de la chaudière est calculé avec l'équation suivante :

$$\dot{E}x_{dét,Hw} = (\dot{E}x_{gaz,inHw} - \dot{E}x_{gaz,exHw}) - (\dot{E}x_{eau,exHw} - \dot{E}x_{eau,inHw}) \quad (115)$$

Le rendement exergetique de l'échangeur gaz brûlés-eau s'écrit :

$$\eta_{ex,Hw} = \frac{\dot{E}x_{eau,exHw} - \dot{E}x_{eau,inHw}}{\dot{E}x_{gaz,inHw} - \dot{E}x_{gaz,exHw}} \quad (116)$$

4. Chambre de compression du moteur Ericsson (C)

Un bilan d'exergie appliqué sur l'air situé dans la chambre de compression du moteur Ericsson permet de déduire le flux d'exergie détruite au cours du cycle thermodynamique de compression :

$$\dot{E}x_{air,inC} - \dot{E}x_{air,exC} + \dot{W}_{ic} = - \underbrace{\left(\dot{Q}_C - \iint_{S_{p,C}} \frac{T_a}{T_{p,C}} \delta \dot{q}_C \right)}_{\dot{E}x_{dét,C}} - T_a \dot{S}_{gén,C} \quad (117)$$

avec $\dot{E}x_{air,inC}$, $\dot{E}x_{air,exC}$ les flux d'exergie respectivement de l'air entrant et sortant de la chambre de compression du moteur Ericsson, $\dot{E}x_{dét,C}$ le flux d'exergie détruite dans la chambre de compression, \dot{W}_{ic} la puissance indiquée du cycle de compression, \dot{Q}_C et \dot{q}_C la puissance et la densité de flux thermique transmis à travers la paroi du cylindre de compression, T_a et $T_{p,C}$ les températures ambiante et de paroi du cylindre de compression, $S_{p,C}$ la surface de la paroi du cylindre de compression, $\dot{S}_{gén,C}$ le flux d'entropie générée dans la chambre de compression.

Le rendement exergétique du cycle thermodynamique de compression est le suivant :

$$\eta_{ex,C} = \frac{\dot{E}x_{air,exC} - \dot{E}x_{air,inC}}{\dot{W}_{ic}} \quad (118)$$

5. Chambre de détente du moteur Ericsson (E)

En appliquant un bilan d'exergie sur l'air de la chambre de détente, le flux d'exergie détruite au cours du cycle thermodynamique de détente s'écrit comme suit :

$$\dot{E}x_{air,inE} - \dot{E}x_{air,exE} + \dot{W}_{ie} = - \underbrace{\left(\dot{Q}_E - \iint_{S_{p,E}} \frac{T_a}{T_{p,E}} \delta \dot{q}_E \right) - T_a \dot{S}_{gén,E}}_{\dot{E}x_{dét,E}} \quad (119)$$

avec $\dot{E}x_{air,inE}$, $\dot{E}x_{air,exE}$ les flux d'exergie respectivement de l'air entrant et sortant de la chambre de détente du moteur Ericsson, $\dot{E}x_{dét,E}$ le flux d'exergie détruite dans la chambre de détente, \dot{W}_{ie} la puissance indiquée du cycle de détente, \dot{Q}_E et \dot{q}_E la puissance et la densité de flux thermique transmis à travers la paroi du cylindre de détente, T_a et $T_{p,E}$ les températures ambiante et de paroi du cylindre de détente, $S_{p,E}$ la surface de la paroi du cylindre de détente, $\dot{S}_{gén,E}$ le flux d'entropie générée dans la chambre de détente.

Le rendement exergétique du cycle thermodynamique de détente est le suivant :

$$\eta_{ex,E} = \frac{|\dot{W}_{ie}|}{\dot{E}x_{air,inE} - \dot{E}x_{air,exE}} \quad (120)$$

6. Systèmes mécaniques (MC) et (ME)

L'énergie mécanique correspondant à de l'exergie pure, les flux d'exergie détruite dans les systèmes mécaniques des parties compression et détente du moteur Ericsson s'écrivent respectivement, à partir des puissances indiquées et effectives des cycles de compression et détente :

$$\dot{E}x_{\text{dét,MC}} = \dot{W}_{\text{eff,C}} - \dot{W}_{\text{ic}} \quad (121)$$

$$\dot{E}x_{\text{dét,ME}} = \left| \dot{W}_{\text{ic}} \right| - \left| \dot{W}_{\text{eff,E}} \right| \quad (122)$$

Les rendements exergétiques des systèmes mécaniques des parties compression et détente du moteur Ericsson correspondent respectivement aux rendements mécaniques suivants :

$$\eta_{\text{ex,MC}} = \frac{\dot{W}_{\text{ic}}}{\dot{W}_{\text{eff,C}}} \quad (123)$$

$$\eta_{\text{ex,ME}} = \frac{\dot{W}_{\text{eff,E}}}{\dot{W}_{\text{ic}}} \quad (124)$$

7. Chaudière

La chaudière correspond au système qui comprend le foyer (F) et les échangeurs gaz brûlés-air pressurisé (H_a) et gaz brûlés-eau (H_w). Le flux d'exergie détruite dans la chaudière est la somme des flux d'exergie détruite dans les différents composants de la chaudière :

$$\dot{E}x_{\text{dét,B}} = \dot{E}x_{\text{dét,F}} + \dot{E}x_{\text{dét,Ha}} + \dot{E}x_{\text{dét,Hw}} \quad (125)$$

L'exergie des gaz brûlés en sortie de chaudière n'est pas considérée comme détruite par le système.

Le rendement exergétique de la chaudière est le suivant :

$$\eta_{\text{ex,B}} = \frac{\dot{E}x_{\text{air,exHa}} + \dot{E}x_{\text{eau,exHw}} + \dot{E}x_{\text{gaz,exHw}}}{\dot{E}x_{\text{air,inB}} + \dot{E}x_{\text{pellet}} + \dot{E}x_{\text{air,inHa}} + \dot{E}x_{\text{eau,inHw}}} \quad (126)$$

8. Moteur Ericsson

Le moteur Ericsson est représenté par les chambres de compression (C) et de détente (E) et par les systèmes mécaniques associés aux parties compression (MC) et détente (ME) (cf. Figure 65). L'échangeur gaz brûlés-air pressurisé est considéré ici comme un élément extérieur au moteur. Le flux d'exergie détruite dans le moteur est :

$$\dot{E}x_{dét, Ericsson} = \dot{E}x_{dét, C} + \dot{E}x_{dét, E} + \dot{E}x_{dét, MC} + \dot{E}x_{dét, ME} \quad (127)$$

Le rendement exergetique du moteur Ericsson est le suivant :

$$\eta_{ex, Ericsson} = \frac{|\dot{W}_{eff, E}| - \dot{W}_{eff, C}}{\dot{E}x_{air, inC} - \dot{E}x_{air, exC} + \dot{E}x_{air, inE} - \dot{E}x_{air, exE}} \quad (128)$$

9. Système de micro-cogénération complet

Le flux d'exergie détruite dans le système de micro-cogénération complet (chaudière et moteur Ericsson) s'écrit :

$$\dot{E}x_{dét, \mu CHP} = \dot{E}x_{dét, B} + \dot{E}x_{dét, Ericsson} \quad (129)$$

Le rendement exergetique du système de micro-cogénération est :

$$\eta_{ex, \mu CHP} = \frac{|\dot{W}_{eff, E}| - \dot{W}_{eff, C} + \dot{E}x_{gaz, exHw} + \dot{E}x_{eau, exHw} + \dot{E}x_{air, exE}}{\dot{E}x_{air, inB} + \dot{E}x_{pellet} + \dot{E}x_{eau, inHw} + \dot{E}x_{air, inC}} \quad (130)$$

II. Résultats et analyse

L'unité de micro-cogénération est étudiée dans un fonctionnement en régime permanent. Les dimensions considérées sont celles du prototype installé au laboratoire (cf. Chapitre 2). Les caractéristiques et performances du moteur sont évaluées avec le modèle thermodynamique en régime établi, celles de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé sont estimées avec le modèle du nombre d'unités de transfert (NUT) modifié. Les données concernant le foyer et l'échangeur eau de la chaudière sont estimées à partir de mesures expérimentales. Les enthalpies et entropies des gaz brûlés et de l'eau liquide sont estimées à partir des corrélations du NIST [151]. Celles de l'air proviennent d'une corrélation sur la chaleur spécifique massique à pression constante en fonction de la température [107]. Le Tableau 17 récapitule les conditions de fonctionnement de l'unité de micro-cogénération choisies pour l'étude exergétique.

conditions de référence	$T_{\text{ref}} = 298,15 \text{ K}$, $p_{\text{ref}} = 1 \text{ bar}$, $h_{\text{ref}} = 0 \text{ J/kg}$
conditions ambiantes	$T_a = 293,15 \text{ K}$, $p_a = 1 \text{ bar}$
foyer de chaudière F (cf. paragraphe I.1 du Chapitre 2)	équation de combustion (1), $\lambda_{\text{air}} = 0,8$ $\text{PCI}_{\text{pellets secs}} = 18380 \text{ kJ/kg}$ $P_B = 30 \text{ kW}$, $\eta_B = 88,5\%$ $q_{m_{\text{gaz}}} = 22,2 \text{ g/s}$
échangeur air H_a (données tirées du modèle thermodynamique du moteur Ericsson, cf. paragraphe II du Chapitre 3, et du modèle d'échange thermique global, cf. paragraphe III du Chapitre 4)	$p_{\text{air},H_a} = 7 \text{ bar}$ $q_{m_{\text{air},H_a}} = 1,93 \text{ g/s}$ $T_{\text{air},\text{in}H_a} = 511 \text{ K}$, $T_{\text{air},\text{ex}H_a} = 998 \text{ K}$ $T_{\text{gaz},\text{in}H_a} = 1073 \text{ K}$, $T_{\text{gaz},\text{ex}H_a} = 1023 \text{ K}$
échangeur eau H_w (calcul par la méthode NUT, cf. paragraphe III du Chapitre 4)	$p_{\text{eau},H_w} = 1 \text{ bar}$ $q_{m_{\text{eau},H_w}} = 0,5 \text{ kg/s}$ $T_{\text{eau},\text{in}H_w} = 333 \text{ K}$, $T_{\text{eau},\text{ex}H_w} = 353 \text{ K}$ $T_{\text{gaz},\text{in}H_w} = 1023 \text{ K}$, $T_{\text{gaz},\text{ex}H_w} = 453 \text{ K}$
chambres de compression et de détente (données tirées du modèle thermodynamique du moteur Ericsson, cf. paragraphe II du Chapitre 3)	$N = 600 \text{ tr/min}$ $p_{\text{air},\text{ex}C} = 7 \text{ bar}$ $m_{\text{cycle}} = 0,193 \text{ g/cycle}$ $T_{\text{air},\text{in}C} = 293 \text{ K}$, $T_{\text{air},\text{in}E} = 998 \text{ K}$ $T_{\text{air},\text{ex}C} = 511 \text{ K}$, $T_{\text{air},\text{ex}E} = 471 \text{ K}$ $W_{\text{ic}} = 42 \text{ J/cycle}$, $W_{\text{ie}} = -69 \text{ J/cycle}$
systèmes mécaniques des parties compression et détente (corrélation expérimentale, cf. équation (3))	$C_f = 0,66 \text{ N.m}$

Tableau 17 – Conditions de fonctionnement de l'unité de micro-cogénération considérées pour l'étude exergétique

1. Flux d'exergie du système de micro-cogénération

La Figure 66 représente les flux d'exergie du système de micro-cogénération pour les conditions de fonctionnement précisées dans le Tableau 17. Une différence d'échelle notable apparaît entre les flux d'exergie de la chaudière biomasse et ceux du moteur Ericsson, ce qui est lié au ratio de puissance entre la chaudière (30 kW) et le moteur (2 kW). Les flux d'exergie détruite les plus importants se situent dans le foyer et au niveau de l'échangeur eau. La Figure 67 présente la répartition des flux d'exergie détruite dans le système de micro-cogénération. Le foyer est la source principale de la destruction d'exergie, ce qui est conforme à l'analyse de Bonnet et al. [23] qui ont réalisé l'étude d'un système de micro-cogénération composé d'un moteur Ericsson et d'une chaudière à gaz. Il semble que dans le cas d'un combustible biomasse, de même que dans le cas de gaz naturel, le processus de combustion soit la principale cause des pertes exergétiques. L'échangeur eau est la deuxième source de destruction d'exergie, suivie dans l'ordre par l'échangeur gaz-air, la chambre de compression, la chambre de détente et les systèmes mécaniques des parties compression et détente du moteur Ericsson. La faible proportion de pertes exergétiques dans le moteur Ericsson, comparé aux pertes de la chaudière, peut s'expliquer par le ratio entre la puissance de la chaudière (environ 30 kW) et celle du moteur de l'unité prototype (proche de 1 kW).

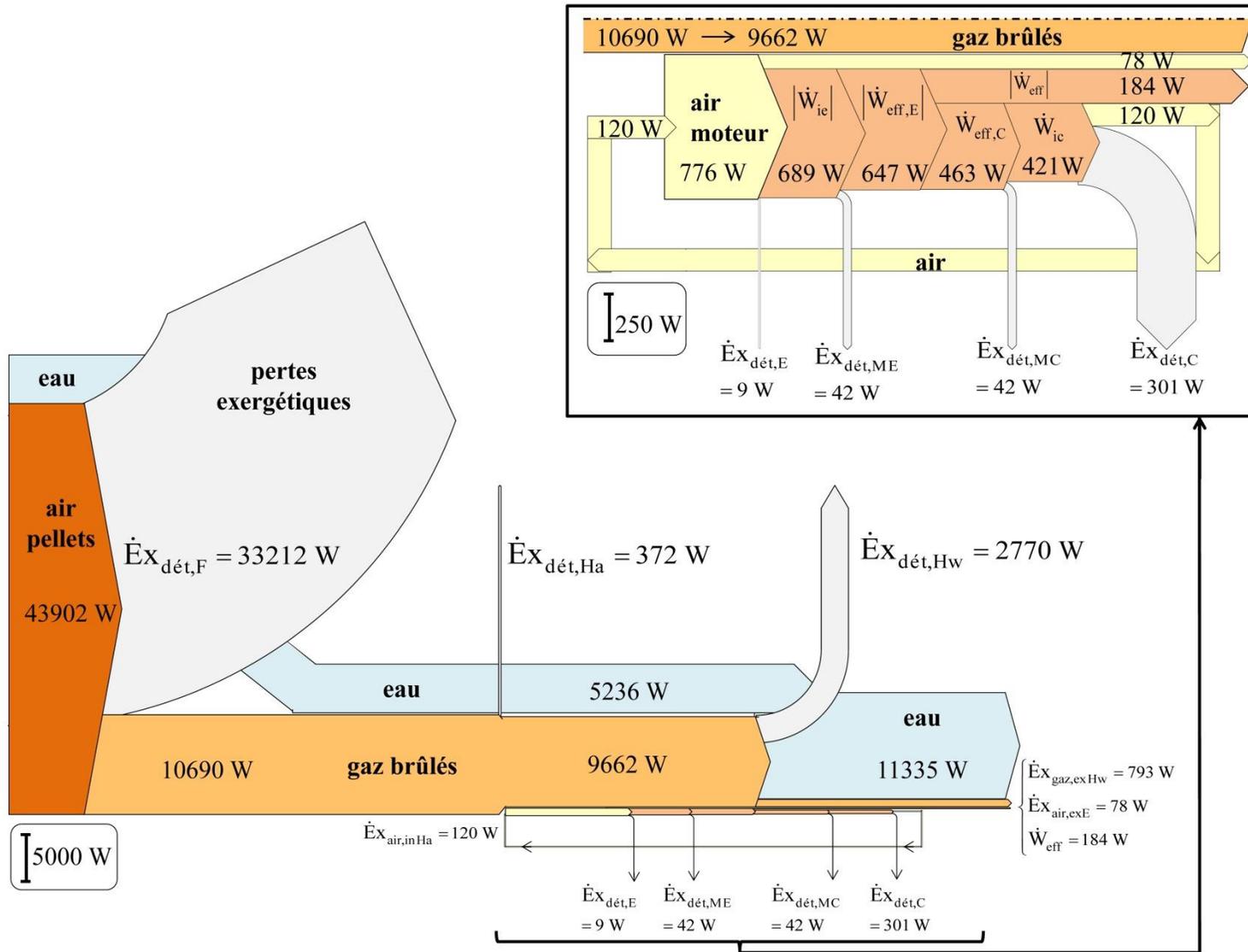


Figure 66 – Diagramme de Sankey des flux exergétiques du système de micro-cogénération biomasse

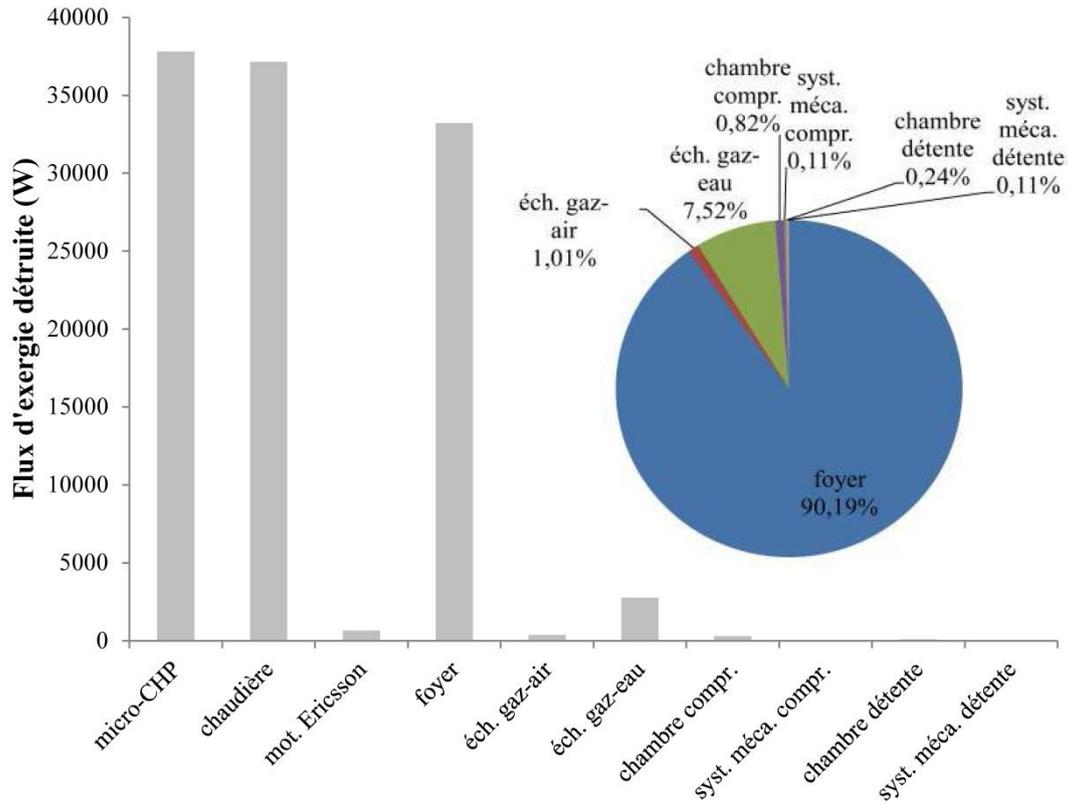


Figure 67 – Exergie détruite dans le système de micro-cogénération répartie sur chaque élément du système

2. Rendements exergetiques des composants de l'unité de micro-cogénération

La Figure 68 représente les rendements exergetiques de chaque composant de l'unité de micro-cogénération. La chambre de détente du moteur Ericsson présente un rendement exergetique élevé qui correspond à une conversion d'énergie thermique en énergie mécanique efficace, générant peu de destruction d'exergie (cf. Figure 67). Les échangeurs gaz brûlés-air pressurisé et gaz brûlés-eau ont des rendements exergetiques importants. La chambre de compression présente un rendement exergetique peu élevé car l'énergie sous forme mécanique (exergie pure) est dégradée notamment sous forme de chaleur, énergie de moindre qualité qui ne peut être totalement convertie en travail. Le faible rendement exergetique du foyer est dû à la forte destruction d'exergie lors de la combustion des pellets de bois. Le moteur Ericsson (parties compression et détente, hors échangeur) et la chaudière (foyer et

échangeurs) présentent des rendements exergétiques peu élevés, ce qui est lié aux pertes exergétiques au sein des différents composants, ainsi qu'au rejet à l'atmosphère de fluides à température élevée (air chaud à l'échappement du moteur et gaz brûlés en sortie de chaudière). Finalement, le rendement exergétique du système de micro-cogénération complet atteint 25,2 % dans la configuration présentée ici (cf. Tableau 17). Cette valeur peut être améliorée en optimisant les conditions de fonctionnement de l'installation de micro-cogénération.

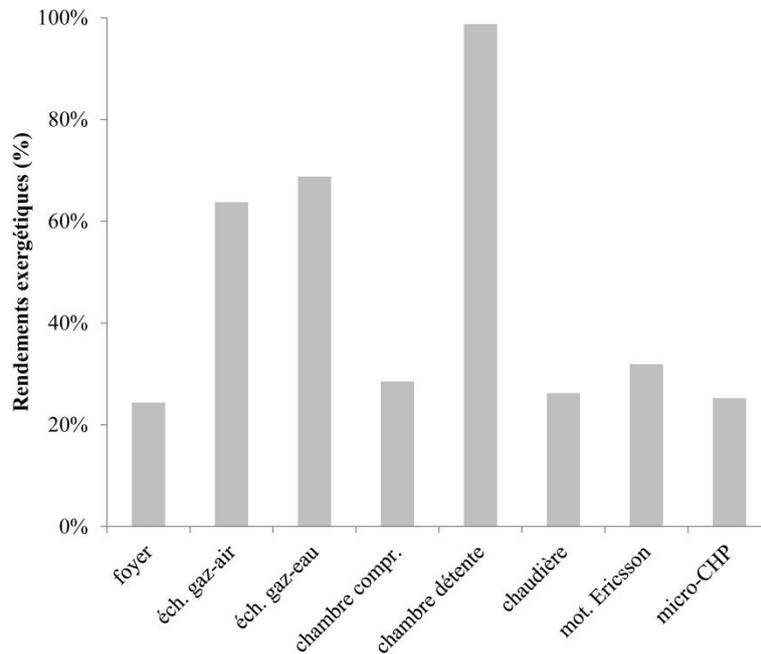


Figure 68 – Rendements exergétiques des éléments du système de micro-cogénération

III. Synthèse sur l'analyse exergétique du système de micro-cogénération

Une analyse exergétique du système de micro-cogénération bois avec moteur Ericsson a été réalisée. Les bilans d'exergie sur les différents composants de l'unité de micro-cogénération ont été mis en place. Les résultats obtenus ont montré les zones de plus forte destruction d'exergie, ce qui permet de mettre en lumière les éléments à optimiser en priorité pour améliorer le fonctionnement du système (minimisation de la destruction d'exergie), notamment la combustion au niveau du foyer. Les rendements exergétiques de chaque composant ont également été évalués. Cette approche permet d'envisager ultérieurement une optimisation de chaque élément du système séparément, ainsi qu'une optimisation globale des paramètres de fonctionnement de l'unité de micro-cogénération.

Conclusion

Cette thèse a consisté à mettre en place un banc d'essai pour un prototype d'une unité de micro-cogénération bois composée d'une chaudière à pellets, d'un moteur Ericsson et d'un échangeur gaz de combustion-air pressurisé alimentant le moteur. Le banc d'essai se décompose en plusieurs éléments (chaudière, échangeur, parties compression et détente du moteur Ericsson) qui peuvent être testés séparément pour établir les plages de réglages des paramètres de fonctionnement optimales. Un couplage des différents éléments est également possible pour se rapprocher du fonctionnement réel de l'unité de micro-cogénération complète. Des essais ont été réalisés : cartographie des températures de la chambre de combustion avec et sans échangeur gaz brûlés-air pressurisé, caractérisation expérimentale de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé dans le cas d'air à pression atmosphérique, mesure du couple de frottement moyen de la partie détente du moteur Ericsson.

Pour la mise en place du banc d'essai (caractérisation du fonctionnement des éléments de l'unité de micro-cogénération et dimensionnement), différentes modélisations ont été établies. Un modèle thermodynamique en régime permanent du moteur Ericsson (moteur constitué d'un cylindre de compression et d'un cylindre de détente associés à un échangeur) a été mis en place. Il inclut les transformations thermodynamiques subies par l'air dans les parties compression et détente avec les cas de compressions et détentes isothermes (cycle d'Ericsson) ou adiabatiques réversibles (cycle de Joule). Les effets dynamiques (pertes de charge de l'air au passage des soupapes et de l'échangeur, transferts thermiques aux parois des cylindres, pertes par frottement mécanique) sont négligés. Une étude de sensibilité paramétrique a été réalisée pour établir l'influence des principaux paramètres de fonctionnement (température et pression à l'admission du cylindre de détente, instants de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement du cylindre de détente) sur les performances du moteur (pression moyenne indiquée, travail indiqué massique, rendement thermodynamique). Pour maximiser ces performances, la température à l'admission du cylindre de détente doit être la plus élevée possible. La pression à l'admission du cylindre de détente doit être comprise entre 6 et 8 bar. Des valeurs de réglage des instants de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement maximisant les performances du moteur sont établies. Ces performances ne peuvent être maximisées simultanément et l'optimisation du fonctionnement du moteur Ericsson nécessite un compromis sur les réglages des instants de

fermeture de soupape. Un modèle dynamique de la partie détente du moteur Ericsson fonctionnant avec un cycle de Joule a ensuite été réalisé. Il permet de prendre en compte, outre les transformations thermodynamiques de l'air dans le cylindre de détente, les effets dynamiques induisant des pertes énergétiques (débits masse instantanés liés aux pertes de charge de l'air au passage des soupapes, pertes thermiques à la paroi du cylindre de détente, frottements mécaniques). Les conditions de l'air dans le cylindre de détente (pression, température, volume et masse) sont évaluées à chaque instant du cycle de fonctionnement pour en déduire les performances du moteur, en particulier la pression moyenne indiquée et la pression moyenne effective. Une analyse paramétrique à partir de ce modèle dynamique a permis d'affiner et de compléter les résultats obtenus avec le modèle thermodynamique du moteur, notamment en ce qui concerne l'influence de la vitesse de rotation, des pertes par frottement et des transferts thermiques à la paroi du cylindre de détente. Les résultats du modèle thermodynamique concernant l'influence des conditions de température et pression à l'admission du cylindre de détente ont été confortés. Les valeurs des réglages des instants de fermeture de soupape du cylindre de détente maximisant les performances ont été légèrement réajustées grâce au modèle dynamique, les évolutions des performances du moteur en fonction de ces paramètres restant similaires avec les deux modèles. Les pressions moyennes indiquées et effectives diminuent avec la vitesse de rotation. La prise en compte des transferts thermiques à la paroi du cylindre de détente change peu les valeurs des performances du moteur.

Pour alimenter le moteur Ericsson à partir de la chaleur des gaz issus de la combustion de biomasse, une conception spécifique d'un échangeur gaz brûlés-air pressurisé a été réalisée. Cet échangeur étant placé au sein de la chambre de combustion de la chaudière, dans des gaz issus de la combustion de biomasse, les transferts thermiques par rayonnement entre les gaz brûlés et la paroi sont importants. Un modèle radiatif spectral de la littérature a été implémenté pour permettre l'évaluation du flux radiatif à la paroi de l'échangeur. Il permet de résoudre l'Équation du Transfert Radiatif par une méthode aux ordonnées discrètes en prenant en compte les propriétés radiatives spectrales des gaz (H_2O et CO_2) et des particules de suie formulées en termes de coefficients d'absorption. Une étude de sensibilité paramétrique a montré l'influence de l'excès d'air sur le coefficient d'absorption des gaz brûlés issus de la combustion de biomasse, des proportions relatives de H_2O et de CO_2 , de la température des gaz brûlés et de la fraction volumique de suie. L'influence sur le flux radiatif à la paroi de la température des gaz brûlés, de la fraction volumique de suie, de l'émissivité hémisphérique globale de la paroi et de la diminution de la température des gaz brûlés en partie supérieure de

la chambre de combustion (cas d'un échange thermique à travers la paroi de la chambre de combustion) a également été étudiée. L'excès d'air a peu d'influence sur les propriétés radiatives des gaz brûlés. Le flux radiatif à la paroi de la chambre de combustion est d'autant plus élevé que la température et la fraction volumique de suie des gaz brûlés sont élevées et que l'émissivité hémisphérique globale de la paroi est proche de 1. La température a une plus grande influence sur le flux radiatif que la fraction volumique de suie, d'où une influence importante du coefficient d'absorption monochromatique des gaz aux faibles nombres d'ondes par rapport à celui des particules de suie pour les nombres d'ondes élevés. Un transfert thermique à la paroi de la chambre de combustion, qui induit un gradient vertical décroissant de la température des gaz brûlés, génère une diminution importante du flux radiatif le long de la paroi. Les résultats de ce modèle radiatif ont été réutilisés dans deux modèles permettant d'évaluer la puissance thermique totale transmise à travers l'échangeur. L'un de ces modèles correspond à une variante de la méthode du Nombre d'Unités de Transfert. Il permet d'évaluer l'échange thermique global et les températures des fluides (gaz brûlés et air pressurisé) en sortie d'échangeur à partir du calcul des résistances thermiques, incluant le rayonnement et l'encrassement des parois du côté des gaz brûlés. Le second modèle des échanges thermiques, plus affiné, porte sur la modélisation du flux thermique à travers un élément d'échangeur (tube aileté) encrassé par des particules de suie. Une étude de sensibilité paramétrique montre l'influence de l'encrassement et du rayonnement sur le flux thermique obtenu, en quantifiant la part d'échange convectif et d'échange radiatif entre les gaz brûlés et la paroi.

Une analyse exergétique du système de micro-cogénération complet a enfin été réalisée à partir des résultats des modèles de chacun de ses composants (foyer, échangeurs gaz brûlés-air pressurisé et gaz brûlés-eau, chambres de compression et de détente du moteur Ericsson, systèmes mécaniques associés aux parties compression et détente). L'évaluation de la part d'exergie détruite et des rendements exergétiques de chaque élément permet d'identifier les zones où une amélioration du fonctionnement est prioritaire. En particulier, la destruction d'exergie au niveau du foyer de la chaudière, où l'exergie chimique des pellets est convertie en exergie thermique, est importante par rapport aux autres zones de destruction d'exergie.

Perspectives

Le travail présenté ici a été réalisé dans le cadre d'un projet correspondant au lancement d'un nouveau champ d'investigation au laboratoire : la micro-cogénération biomasse avec moteur Ericsson.

Cette thèse a conduit à la mise en place d'un banc d'essai des différents composants de l'unité de micro-cogénération bois étudiée. Il reste un certain nombre d'essais à réaliser pour valider les modèles du moteur Ericsson et les modèles des transferts thermiques dans l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé, ainsi que pour affiner les résultats obtenus : mesure des frottements mécaniques instantanés de chaque composant de la partie détente du moteur Ericsson, mesure des performances de la partie détente, quantification des pertes thermiques de la partie détente par ajout d'un système de refroidissement à eau instrumenté autour du bloc moteur (validité de la corrélation de Hohenberg [114] dans le cas du moteur Ericsson), poursuite des mesures de température des gaz brûlés et mise en œuvre de la méthode de compensation électrique dans la chambre de combustion (cf. Annexe 1), caractérisation de l'échangeur gaz brûlés-air pour différentes pressions d'air, caractérisation du fonctionnement de la partie détente du moteur Ericsson couplée à l'échangeur. La partie compression du moteur Ericsson reste à mettre en place dans la cellule d'essai. Une étude plus théorique des transferts thermiques entre les gaz brûlés et l'air pressurisé grâce à un échangeur de conception moins complexe est à envisager. Un contrôle plus fin des émissions de particules au niveau du foyer (mesures in situ) permettrait d'envisager des améliorations des conditions de combustion dans la chaudière.

Les modèles du moteur Ericsson établis doivent être complétés sur différents points : utilisation d'un coefficient polytropique expérimental lors des compressions et détentes de l'air au cours des cycles de fonctionnement, prise en compte de l'efficacité et des pertes de charge de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé, ajout d'un échangeur récupérateur entre l'air d'admission et d'échappement du moteur Ericsson, ajout d'un système de distribution alternatif aux soupapes (système de distribution rotatif [152]). Un modèle dynamique bond graph de l'unité de micro-cogénération, incluant la partie détente et la partie compression du moteur Ericsson, l'échangeur gaz brûlés-air et la chaudière biomasse est à envisager pour étudier le couplage de ces composants sur les performances du système complet en régime permanent et en régime transitoire. Un couplage de chacun de ces modèles à un algorithme

d'optimisation permettrait d'obtenir les plages de fonctionnement optimales du système de micro-cogénération complet ainsi que du moteur Ericsson seul.

Dans les modèles du transfert thermique global à travers l'échangeur, la prise en compte du rayonnement des gaz brûlés pourrait être améliorée. La corrélation sur l'émissivité équivalente (cf. équation (106)) utilisée dans le modèle de l'échangeur élémentaire (cf. paragraphe IV du Chapitre 4) pourrait être établie sous une forme plus proche de la loi de Stefan-Boltzmann en élargissant la plage de validité de la corrélation aux cas où la température de paroi de l'échangeur est proche de celle des gaz brûlés. Le couplage des transferts thermiques dans l'échangeur avec un modèle CFD de l'écoulement des gaz brûlés (mélange de gaz et particules de suie) pourrait être également développé.

Avec une connaissance plus affinée du fonctionnement et des performances des composants de l'unité de micro-cogénération grâce aux évolutions des modèles proposés précédemment, l'analyse exergetique de l'unité de micro-cogénération peut permettre une optimisation du système du point de vue exergetique avec une étude de sensibilité paramétrique détaillée. Une analyse thermo-économique peut également être envisagée.

Références

- [1] IPCC, 2007: Climate Change 2007: Mitigation. Contribution of Working Group III to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, B. Metz, O.R. Davidson, P.R. Bosch, R. Dave, L.A. Meyer (eds), Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- [2] Directive 2004/8/CE du Parlement européen et du Conseil du 11 février 2004, J.O.U.E. n°L52/50 du 21 février 2004, p. 50-60.
- [3] Directive 2009/28/CE du Parlement européen et du Conseil du 23 avril 2009, J.O.U.E. n°L140/16 du 5 juin 2009, p. 16-62.
- [4] Directive 2009/29/CE du Parlement européen et du Conseil du 23 avril 2009, J.O.U.E. n°L140/63 du 5 juin 2009, p. 63-87.
- [5] Directive 2009/31/CE du Parlement européen et du Conseil du 23 avril 2009, J.O.U.E. n°L140/114 du 5 juin 2009, p. 114-135.
- [6] Décision 406/2009/CE du Parlement européen et du Conseil du 23 avril 2009, J.O.U.E. n°L140/136 du 5 juin 2009, p. 136-148.
- [7] Directive 2010/31/UE du Parlement européen et du Conseil du 19 mai 2010, J.O.U.E. n°L153/13 du 18 juin 2010, p. 13-35.
- [8] Directive 2012/27/UE du Parlement européen et du Conseil du 25 octobre 2012, J.O.U.E. n°L315/1 du 14 novembre 2012, p. 1-56.
- [9] Règlement 811/2013/UE de la Commission du 18 février 2013, J.O.U.E. n°L239/1 du 6 septembre 2013, p. 1-82.
- [10] Règlement 813/2013/UE de la Commission du 2 août 2013, J.O.U.E. n°L239/136 du 6 septembre 2013, p. 136-161.
- [11] Site internet consulté le 13/05/2014 : www.flammeverte.org
- [12] Site internet consulté le 13/05/2014 : www.fcba.fr
- [13] M. Alaphilippe, S. Bonnet, P. Stouffs, Low power thermodynamic solar energy conversion: coupling of a parabolic trough concentrator and an Ericsson engine, International Journal of Thermodynamics, 10, 37-45, 2007.

- [14] D. Tempesti, G. Manfrida, D. Fiaschi, Thermodynamic analysis of two micro CHP systems operating with geothermal and solar energy, *Applied Energy*, 97, 609-617, 2012.
- [15] M. Habka, S. Ajib, Studying effect of heating plant parameters on performances of a geothermal-fuelled series cogeneration plant based on Organic Rankine Cycle, *Energy Conversion and Management*, 78, 324-337, 2014.
- [16] B. Thomas, Benchmark testing of micro-CHP units, *Applied Thermal Engineering*, 28, 2049-2054, 2008.
- [17] M. Creyx, E. Delacourt, C. Morin, B. Desmet, P. Peultier, Energetic optimization of the performances of a hot air engine for micro-CHP systems working with a Joule or an Ericsson cycle, *Energy*, 49, 229-239, 2013.
- [18] S. Thiers, B. Aoun, B. Peuportier, Experimental characterization, modeling and simulation of a wood pellet micro-combined heat and power unit used as a heat source for a residential building, *Energy and Buildings*, 42, 896-903, 2010.
- [19] N. Zuliani, R. Taccani, Microcogeneration system based on HTPEM fuel cell fueled with natural gas: Performance analysis, *Applied Energy*, 97, 802-808, 2012.
- [20] P. Beck, C. König, Decentralized generation of energy out of biomass using enhanced technologies (Debit-Project), *Proceedings of the 11th International Stirling Engine Conference*, Rome, Italie, 19-21 novembre 2003.
- [21] L. Dong, H. Liu, S. Riffat, Development of small-scale and micro-scale biomass-fuelled CHP systems – A literature review, *Applied Thermal Engineering*, 29, 2119-2126, 2009.
- [22] A. Williams, J. M. Jones, L. Ma, M. Pourkashanian, Pollutants from the combustion of solid biomass fuels, *Progress in Energy and Combustion Science*, 38, 113-137, 2012.
- [23] S. Bonnet, M. Alaphilippe, P. Stouffs, Energy, exergy and cost analysis of a micro-cogeneration system based on an Ericsson engine, *International Journal of Thermal Sciences*, 44, 1161-1168, 2005.
- [24] M. Bahador, B. Sundén, Investigation on the effects of fly ash particles on the thermal radiation in biomass fired boilers, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, 2411-2417, 2008.
- [25] T. Klason, X. S. Bai, M. Bahador, T. K. Nilsson, B. Sundén, Investigation of radiative heat transfer in fixed bed biomass furnaces, *Fuel*, 87, 2141-2153, 2008.

- [26] G. R. Simader, R. Krawinkler, G. Trnka, Micro CHP systems: State-of-the-Art, Final Report, Deliverable 8 (D8) of Green Lodges Project (EIE/04/252/S07.38608), Österreichische Energieagentur, Austrian Energy Agency, 2006.
- [27] M. Dentice d'Accadia, M. Sasso, S. Sibilio, L. Vanoli, Micro-combined heat and power in residential and commercial applications, *Applied Thermal Engineering*, 23, 1247-1259, 2003.
- [28] I. Knight, I. Ugursal, Residential cogeneration systems: a review of the current technologies, A report of Subtask A of FC+COGEN-SIM ; the simulation of building-integrated fuel cell and other cogeneration systems, Annex 42 of the International Energy Agency Energy Conservation in Buildings and Community Systems Programme, 2005.
- [29] K. Qiu, A. C. S. Hayden, Integrated thermoelectric and organic Rankine cycles for micro-CHP systems, *Applied Energy*, 97, 667-672, 2012.
- [30] A. Algieri, P. Morrone, Energetic analysis of biomass-fired ORC systems for micro-scale combined heat and power (CHP) generation. A possible application to the Italian residential sector, *Applied Thermal Engineering*, 2013, *In Press*,
DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2013.11.024.
- [31] K. Alanne, A. Saari, Sustainable small-scale CHP technologies for buildings: the basis for multi-perspective decision-making, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 8, 401-431, 2004.
- [32] J. Wojewoda, Z. Kazimierski, Numerical model and investigations of the externally heated valve Joule engine, *Energy*, 35, 2099-2108, 2010.
- [33] R. W. Moss, A. P. Roskilly, S. K. Nanda, Reciprocating Joule-cycle engine for domestic CHP systems, *Applied Energy*, 80, 169-185, 2005.
- [34] M. A. Bell, T. Partridge, Thermodynamic design of a reciprocating Joule cycle engine, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A, Journal of Power and Energy*, 217, 239-246, 2003.
- [35] F. Lontsi, O. Hamandjoda, K. Fozao, P. Stouffs, Dynamic simulation of a small modified Joule cycle reciprocating Ericsson engine for micro-cogeneration systems, *Energy*, 63, 309-316, 2013.
- [36] K. Alanne, T. Laukkanen, K. Saari, J. Jokisalo, Analysis of a wooden pellet-fueled domestic thermoelectric cogeneration system, *Applied Thermal Engineering*, 63, 1-10, 2014.

- [37] J. P. Roy, M. K. Mishra, A. Misra, Performance analysis of an Organic Rankine Cycle with superheating under different heat source temperature conditions, *Applied Energy*, 88, 2995-3004, 2011.
- [38] L. Crema, F. Alberti, A. Bertaso, A. Bozzoli, Development of a pellet boiler with Stirling engine for m-CHP domestic application, *Energy, Sustainability and Society*, 1:5, 1-11, 2011.
- [39] F. Biedermann, H. Carlsen, M. Schöch, I. Obernberger, Operating experiences with a small-scale CHP pilot plant based on a 35 kW_{el} hermetic four cylinder Stirling engine for biomass fuels, *Proceedings of the 11th International Stirling Engine Conference*, Rome, Italie, 19-21 novembre 2003.
- [40] E. Podesser, Electricity production in rural villages with a biomass Stirling engine, *Renewable Energy*, 16, 1049-1052, 1999.
- [41] G. Qiu, Y. Shao, J. Li, H. Liu, S. B. Riffat, Experimental investigation of a biomass-fired ORC-based micro-CHP for domestic applications, *Fuel*, 96, 374-382, 2012.
- [42] G. Angrisani, K. Bizon, R. Chirone, G. Continillo, G. Fusco, S. Lombardi, F. S. Marra, F. Miccio, C. Roselli, M. Sasso, R. Solimene, F. Tariello, M. Urciuolo, Development of a new concept solar-biomass cogeneration system, *Energy Conversion and Management*, 75, 552-560, 2013.
- [43] C. Ryu, Y. B. Yang, A. Khor, N. E. Yates, V. N. Sharifi, J. Swithenbank, Effect of fuel properties on biomass combustion: Part I. Experiments – fuel type, equivalence ratio and particle size, *Fuel*, 85, 1039-1046, 2006.
- [44] M. M. Roy, A. Dutta, K. Corscadden, An experimental study of combustion and emissions of biomass pellets in a prototype pellet furnace, *Applied Energy*, 108, 298-307, 2013.
- [45] R. Strzalka, T. G. Erhart, U. Eicker, Analysis and optimization of a cogeneration system based on biomass combustion, *Applied Thermal Engineering*, 50, 1418-1426, 2013.
- [46] K. M. Win, T. Persson, C. Bales, Particles and gaseous emissions from realistic operation of residential wood pellet heating systems, *Atmospheric Environment*, 59, 320-327, 2012.
- [47] J. Collazo, J. Porteiro, J. L. Míguez, E. Granada, M. A. Gómez, Numerical simulation of a small-scale biomass boiler, *Energy Conversion and Management*, 64, 87-96, 2012.
- [48] J. Chaney, H. Liu, J. Li, An overview of CFD modelling of small-scale fixed-bed biomass pellet boilers with preliminary results from a simplified approach, *Energy Conversion and Management*, 63, 149-156, 2012.

- [49] C. Serrano, H. Portero, E. Monedero, Pine chips combustion in a 50 kW domestic biomass boiler, *Fuel*, 111, 564-573, 2013.
- [50] M. Markovic, E. A. Bramer, G. Brem, Experimental investigation of wood combustion in a fixed bed with hot air, *Waste Management*, 34, 49-62, 2014.
- [51] H. Liu, G. Qiu, Y. Shao, S. B. Riffat, Experimental investigation on flue gas emissions of a domestic biomass boiler under normal and idle combustion conditions, *International Journal of Low-Carbon Technologies*, 5, 88-95, 2010.
- [52] M. Costea, M. Feidt, The effect of the overall heat transfer coefficient variation on the optimal distribution of the heat transfer surface conductance or area in a Stirling engine, *Energy Conversion and Management*, 39, 1753-1761, 1998.
- [53] S. C. Kaushik, S. Kumar, Finite time thermodynamic evaluation of irreversible Ericsson and Stirling heat engines, *Energy Conversion and Management*, 42, 295-312, 2001.
- [54] A. Touré, Étude théorique et expérimentale d'un moteur Ericsson à cycle de Joule pour conversion thermodynamique d'énergie solaire ou pour micro-cogénération, Thèse de doctorat de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, France, 2010.
- [55] A. Fula, P. Stouffs, F. Sierra, In-cylinder heat transfer in an Ericsson engine prototype, *International Conference on Renewable Energies and Power Quality*, Bilbao, Espagne, 20-22 mars 2013.
- [56] A. Touré, P. Stouffs, Modélisation du moteur Ericsson, Actes de la septième édition du colloque francophone en énergie, environnement, économie et thermodynamique COFRET'14, Paris, France, 2014.
- [57] J. Chen, J. A. Schouten, The comprehensive influence of several major irreversibilities on the performance of an Ericsson heat engine, *Applied Thermal Engineering*, 19, 555-564, 1999.
- [58] P. Gwaze, O. Schmid, H. J. Annegarn, M. O. Andreae, J. Huth, G. Helas, Comparison of three methods of fractal analysis applied to soot aggregates from wood combustion, *Journal of Aerosol Sciences*, 37, 820-838, 2006.
- [59] L. M. Romeo, R. Garetta, Fouling control in biomass boilers, *Biomass and Bioenergy*, 33, 854-861, 2009.
- [60] P. Stehlík, Conventional versus specific types of heat exchangers in the case of polluted flue gas as the process fluid - A review, *Applied Thermal Engineering*, 31, 1-13, 2011.

- [61] D. Aquaro, M. Pieve, High temperature heat exchangers for power plants: Performance of advanced metallic recuperators, *Applied Thermal Engineering*, 27, 389-400, 2007.
- [62] A. Bontemps, A. Garrigue, C. Goubier, J. Huetz, C. Marvillet, P. Mercier, R. Vidil, *Technologie des échangeurs thermiques, Techniques de l'Ingénieur, Groupement pour la Recherche sur les Echangeurs Thermiques*, Paris, 1998.
- [63] R. Leleu, *Conception et technologie des systèmes thermiques*, Hermès Science Publication, Paris, 2002.
- [64] C. F. McDonald, Recuperator considerations for future higher efficiency microturbines, *Applied Thermal Engineering*, 23, 1463-1487, 2003.
- [65] K. A. Al-attab, Z.A. Zainal, Performance of high-temperature heat exchangers in biomass fuel powered externally fired gas turbine systems, *Renewable Energy*, 35, 913-920, 2010.
- [66] M. Gaderer, G. Gallmetzer, H. Spliethoff, Biomass fired hot air gas turbine with fluidized bed combustion, *Applied Thermal Engineering*, 30, 1594-1600, 2010.
- [67] A. A. El-Ehwany, G. M. Hennes, E. I. Eid, E. El-Kenany, Experimental investigation of the performance of an elbow-bend type heat exchanger with a water tube bank used as a heater or cooler in alpha-type Stirling machines, *Renewable Energy*, 36, 488-497, 2011.
- [68] H. Carlsen, G. Marinitsch, M. Schöch, I. Obernberger, Development of a hot heat exchanger and a cleaning system for a 35 kW hermetic four cylinder Stirling engine for solid biomass fuels, *Proceedings of the 12th International Stirling Engine Conference and Technology Exhibition*, Durham, Royaume-Uni, 2005.
- [69] A. Y. Snegirev, Statistical modeling of thermal radiation transfer in buoyant turbulent diffusion flames, *Combustion and Flame*, 136, 51-71, 2004.
- [70] A. Fuentes, R. Henríquez, F. Nmira, F. Liu, J.-L. Consalvi, Experimental and numerical study of the effects of the oxygen index on the radiation characteristics of laminar coflow diffusion flames, *Combustion and Flame*, 160, 786-795, 2013.
- [71] F. Liu, H. Guo, G. J. Smallwood, Effects of radiation model on the modeling of a laminar coflow methane/air diffusion flame, *Combustion and Flame*, 138, 136-154, 2004.
- [72] P. J. Coelho, O. J. Teerling, D. Roekaerts, Spectral radiative effects and turbulence/radiation interaction in a non-luminous turbulent jet diffusion flame, *Combustion and Flame*, 133, 75-91, 2003.

- [73] P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, A. Collin, O. Séro-Guillaume, On the emission of radiation by flames and corresponding absorption by vegetation in forest fires, *Fire Safety Journal*, 46, 21-26, 2011.
- [74] J. Dupuy, J. Maréchal, D. Morvan, Fires from a cylindrical forest fuel burner: combustion dynamics and flame properties, *Combustion and Flame*, 135, 65-76, 2003.
- [75] M. Saâdaoui, N. Mahjoub Saïd, H. Mhiri, P. Caminat, G. Le Palec, P. Bournot, Study of the behaviour of a flame resulting from the combustion of pine needles in a cylindrical basket, *International Journal of Thermal Sciences*, 47, 293-305, 2008.
- [76] P. Rivière, A. Soufiani, Updated band model parameters for H₂O, CO₂, CH₄ and CO radiation at high temperature, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, 3349-3358, 2012.
- [77] H. Bockhorn, Soot formation in combustion: mechanisms and models, Springer-Verlag, 1994.
- [78] M. F. Modest, Radiative heat transfer, 3rd ed., Academic Press, 2013.
- [79] M. Pósfai, R. Simonics, J. Li, P.V. Hobbs, P.R. Buseck, Individual aerosol particles from biomass burning in southern Africa: 1. Compositions and size distributions of carbonaceous particles, *Journal of Geophysical Research*, 108, D13, 8483, 19-1 - 19-13, 2003.
- [80] I. Ayrancı, R. Vaillon, N. Selcuk, F. André, D. Escudie, Determination of soot temperature, volume fraction and refractive index from flame emission spectrometry, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 104, 266-276, 2007.
- [81] D.R. Snelling, K.A. Thomson, G.J. Smallwood, Ö.L. Gülder, E.J. Weckman, R.A. Fraser, Spectrally resolved measurement of flame radiation to determine soot temperature and concentration, *AIAA Journal*, 40, 1789-1795, 2002.
- [82] J. Taine, E. Iacona, J.-P. Petit, Transferts thermiques, Introduction aux transferts d'énergie, fourth ed., Dunod, Paris, 195-266, 2008.
- [83] L. Tessé, Modélisation des transferts radiatifs dans les flammes turbulentes par une méthode de Monte Carlo, Thèse de doctorat de l'École Centrale de Paris, France, 2001.
- [84] R. Chaabane, F. Askri, S. Ben Nasrallah, Transient combined conduction and radiation in a two-dimensional participating cylinder in presence of heat generation, *World Academy of Science, Engineering & Technology*, 79, 693-698, 2011.

- [85] J. Liu, H. M. Shang, Y. S. Chen, Development of an unstructured radiation model applicable for two-dimensional planar, axisymmetric, and three-dimensional geometries, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 66, 17-33, 2000.
- [86] D. Joseph, M. El Hafi, R. Fournier, B. Cuenot, Comparison of three spatial differencing schemes in discrete ordinates method using three-dimensional unstructured meshes, *International Journal of Thermal Sciences*, 44, 851-864, 2005.
- [87] W. F. Godoy, P. E. DesJardin, On the use of flux limiters in the discrete ordinates method for 3D radiation calculations in absorbing and scattering media, *Journal of Computational Physics*, 229, 3189-3213, 2010.
- [88] S. C. Mishra, M. Y. Kim, S. Maruyama, Performance evaluation of four radiative transfer methods in solving multi-dimensional radiation and/or conduction heat transfer problems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, 5819-5835, 2012.
- [89] J. Ströhle, Wide band correlated-k approaches for non-grey radiation modelling in oxy-fuel combustion with dry recycling, *Fuel*, 90, 3007-3013, 2011.
- [90] J. Taine, A. Soufiani, Gas IR radiative properties: from spectroscopic data to approximate models, In: Hartnett JP, Irvine TF, editors, *Advances in Heat Transfer* 33, New York: Academic Press; 295-414, 1999.
- [91] M. Ben Salah, F. Askri, K. Slimi, S. Ben Nasrallah, Numerical resolution of the radiative transfer equation in a cylindrical enclosure with the finite-volume method, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 2501–2509, 2004.
- [92] M. Y. Kim, Assessment of the axisymmetric radiative heat transfer in a cylindrical enclosure with the finite volume method, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, 5144–5153, 2008.
- [93] L. Tessé, J.-M. Lamet, Radiative transfer modeling developed at Onera for numerical simulations of reactive flows, *The ONERA Journal of Aerospace Lab*, 2, 1-19, 2011.
- [94] Y. Doghmane, Phénomènes d'interaction fluide/paroi en écoulement instationnaire avec transfert de chaleur, Thèse de doctorat de l'Université de Franche-Comté, France, 2014.
- [95] H. El Khatib, R. Javelas, Modèle correctif de la mesure de la température d'un gaz par couple thermoélectrique. Application à une zone de fort gradient thermique, *Revue Générale de Thermique*, 35, 571-579, 1996.
- [96] K. S. Shannon, B. W. Butler, A review of error associated with thermocouple temperature measurement in fire environments, *Proceedings of the 2nd International Wildland*

Fire Ecology and Fire Management Congress and the 5th Symposium on Fire and Forest Meteorology, Orlando, Floride, États-Unis, 16-20 novembre 2003.

[97] W. M. Pitts, E. Braun, R. D. Peacock, H. E. Miller, E. L. Johnsson, P. A. Reneke, L. G. Blevins, Temperature uncertainties for bare-bead and aspirated thermocouple measurements in fire environments, Thermal Measurements: the Foundation of Fire Standards, ASTM STP 1427, L. A. Gritz, N. J. Alvarez Eds, ASTM International, West Conshohocken, Pennsylvanie, États-Unis, 2002.

[98] V. Hinasageri, R. P. Vedula, S. V. Prabhu, Thermocouple error correction for measuring the flame temperature with determination of emissivity and heat transfer coefficient, Review of Scientific Instruments, 84, 024902-1-024902-11, 2013.

[99] F. Grisch, P. Gicquel, P. Hervé, Mesures de températures dans les gaz et les flammes – Mesures intrusives et mesures optiques intégrées, Techniques de l'Ingénieur, Mesure de température, R2752-1-R2752-18, 2009.

[100] J. H. Kent, A noncatalytic coating for platinum-rhodium thermocouple, Combustion and Flame, 14, 279-281, 1970.

[101] U. Bonne, T. Grever, H. G. Wagner, Messungen in der Reaktionszone von Wasserstoff- Sauerstoff- und Methan-Sauerstoff- Flammen, Zeitschrift für Physikalische Chemie, 26, 93-110, 1960.

[102] H. A. Guéniche, Compréhension de la formation des suies, étude de la combustion de précurseurs des cycles aromatiques en flamme laminaire prémélangée, Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, France, 2007.

[103] S. de Ferrières, Combustion de mélanges gaz naturel/hydrogène dans des flammes laminaires prémélangées. Etude expérimentale et modélisation, Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, France, 2008.

[104] R. Ouziaux, Mécanique appliquée, Dynamique des machines alternatives, pompes et compresseurs volumétriques, Tome III, Dunod Editeur, Paris, 1962.

[105] J. B. Heywood, Internal combustion engine fundamentals, McGraw-Hill, 1988.

[106] M. Benhassaine, Etude expérimentale et modélisation des frottements locaux et instantanés piston-chemise en moteur Diesel, Thèse de doctorat de l'École Centrale de Lyon, France, 1992.

[107] Y. A. Çengel, M. A. Boles, M. Lacroix, Thermodynamique, Une approche pragmatique, Les Editions de la Chenelière, 2008.

- [108] G. Dauphin-Tanguy, Les bond graphs, Hermès Science Publications, Paris, 2000.
- [109] M. Vergé, D. Jaume, Modélisation structurée des systèmes avec les Bond Graphs, Editions Technip, Paris, 2004.
- [110] B. Ould Bouamama, G. Dauphin-Tanguy, Modélisation par bond graph, Éléments de base pour l'énergétique, Techniques de l'Ingénieur, Thermodynamique et énergétique, BE8280-1-BE8280-12, 2006.
- [111] B. Ould Bouamama, G. Dauphin-Tanguy, Modélisation par bond graph, Application aux systèmes énergétiques, Techniques de l'Ingénieur, Thermodynamique et énergétique, BE8281-1-BE8281-16, 2006.
- [112] J.-P. Hautier, P.-J. Barre, The Causal Ordering Graph, A tool for system modelling and control law synthesis, Journal of Studies in Informatics and Control, 13, 265-283, 2004.
- [113] P. Barrade, A. Bouscayrol, Energetic Macroscopic Representation – An energy-flow based methodology dedicated for the control of multiphysics systems, Cedrat publications, 1-8, 2011.
- [114] G. F. Hohenberg, Advanced approaches for heat transfer calculations, SAE Paper n°790825, 1979.
- [115] M. Creyx, E. Delacourt, M. Lippert, C. Morin, B. Desmet, Modélisation des performances d'un moteur Ericsson à cycle de Joule ouvert, 7^{ème} Colloque Francophone en Énergie, Environnement, Économie et Thermodynamique – COFRET'14, Paris, 23-25 avril 2014.
- [116] J. Freimanis, On vector radiative transfer equation in curvilinear coordinate systems, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 112, 2134-2148, 2011.
- [117] R. Vaillon, M. Lallemand, D. Lemonnier, Radiative heat transfer in orthogonal curvilinear coordinates using the discrete ordinates method, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 55, 7-17, 1996.
- [118] S. A. Tashkun, V. I. Perevalov, CDSD-4000: High-resolution, high-temperature carbon dioxide spectroscopic databank, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 112, 1403-1410, 2011.
- [119] L. S. Rothman, I. E. Gordon, R. J. Barber, H. Dothe, R. R. Gamache, A. Goldman et al., Hitemp, the high-temperature molecular spectroscopic database, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 111, 2139-2150, 2010.

- [120] L. S. Rothman, I. E. Gordon, A. Barbe, D. C. Benner, P. F. Bernath, M. Birk et al., The Hitran 2008 molecular spectroscopic database, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110, 533-572, 2009.
- [121] R. Gamache, S. Kennedy, R. Hawkins, L. Rothman, Total internal partition sums for molecules in the terrestrial atmosphere, *Journal of Molecular Structure*, 517-518, 407-425, 2000.
- [122] M. Vidler, J. Tennyson, Accurate partition function and thermodynamic data for water, *Journal of Chemical Physics*, 113, 9766-9771, 2000.
- [123] B. G. Carlson, K. D. Lathrop, Transport theory - the method of discrete ordinates, in : H. Greenspan, C. N. Kelber, D. Okrent, editors, *Computing Methods in Reactor Physics*, New York: Gordon and Breach, 171-266, 1968.
- [124] S. S. Dua, P. Cheng, Multidimensional radiative transfer in non isothermal cylindrical media with non isothermal bounding walls, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18, 40-144, 1975.
- [125] S. Bejaoui, M. Creyx, E. Delacourt, E. Therssen, C. Morin, B. Desmet, Characterization of particle emissions and temperature profiles in a domestic wood pellet-fuelled boiler: influence on the radiative heat flux at the combustion chamber wall, French Italian Joint Combustion Meeting of the IFRF and the Combustion Institute, Pise, Italie, 23-24 avril 2014.
- [126] S. Bejaoui, E. Therssen, F. Cazier, D. Dewaele, P. Genevray, A. Delbende, E. Delacourt, C. Morin, M. Creyx, P. Peultier, Study of polycyclic aromatic hydrocarbons, carbon monoxide, nitrogen monoxide and soot emissions from biomass combustion in a wood-fired boiler under varying boiler conditions, 8th Mediterranean Combustion Symposium, Izmir, Turquie, 8-13 septembre 2013.
- [127] S. Bejaoui, Etude spectroscopique des suies et de leurs précurseurs par incandescence et fluorescence induite par laser, Thèse de doctorat de l'Université de Lille 1, France, 2012.
- [128] R. Viskanta, Overview of convection and radiation in high temperature gas flows, *International Journal of Engineering Science*, 36, 1677-1699, 1998.
- [129] E. Sediki, A. Soufiani, M. S. Sifaoui, Spectrally correlated radiation and laminar forced convection in the entrance region of a circular duct, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45, 5069-5081, 2002.

- [130] E. Sediki, A. Soufiani, M. S. Sifaoui, Combined gas radiation and laminar mixed convection in vertical circular tubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24, 736-746, 2003.
- [131] S. Lalot, *The NTU-effectiveness method*, Nova Science Publishers Inc, Energy Science, Engineering and Technology, New York, 2011.
- [132] F.P. Incropera, D.P. DeWitt, *Fundamentals of heat and mass transfer*, third ed., John Wiley and Sons, 1990.
- [133] D. W. Mueller, H. I. Abu-Mulaweh, Prediction of the temperature in a fin cooled by natural convection and radiation, *Applied Thermal Engineering*, 26, 1662-1668, 2006.
- [134] A. Aziz, A. B. Beers-Green, Performance and optimum design of convective-radiative rectangular fin with convective base heating, wall conduction resistance, and contact resistance between the wall and the fin base, *Energy Conversion and Management*, 50, 2622-2631, 2009.
- [135] P. Venturini, D. Borello, C. Iossa, D. Lentini, F. Rispoli, Modeling of multiphase combustion and deposit formation in a biomass-fed furnace, *Energy*, 35, 3008-3021, 2010.
- [136] M. M. Awad, *Fouling of heat transfer surfaces, Heat transfer – Theoretical analysis, experimental investigations and industrial systems*, InTech, 2011.
- [137] M. S. Abd-Elhady, T. Zornek, M. R. Malayeri, S. Balestrino, P. G. Szymkowicz, H. Müller-Steinhagen, Influence of gas velocity on particulate fouling of exhaust gas recirculation coolers, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54, 838-846, 2011.
- [138] K. Muñoz-Feucht, A. Fuentes, J.-L. Consalvi, Soot volume fraction measurements in a forest fuel layer, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 56, 61-68, 2014.
- [139] W. D. Ciro, E. G. Eddings, A. F. Sarofim, Experimental and numerical investigation of transient soot buildup on a cylindrical container immersed in a jet pool fire, *Combustion Science and Technology*, 178, 2199-2218, 2006.
- [140] J. M. Grillot, G. Icart, Fouling of a cylindrical probe and a finned tube bundle in a Diesel exhaust environment, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 14, 442-454, 1997.
- [141] M. Creyx, E. Delacourt, C. Morin, B. Desmet, P. Peultier, Modelling of the heat transfers in a flue gas-air heat exchanger implanted in a solid biomass fuelled micro-combined heat and electrical power system, Eurotherm Seminar n°96, Bruxelles, Belgique, 17-18 septembre 2013.

- [142] M. Creyx, B. Desmet, E. Delacourt, C. Morin, Modélisation des transferts thermiques au travers d'un tube aileté placé dans une chambre de combustion de chaudière biomasse, Congrès Français de Thermique, Lyon, France, 3-6 juin 2014.
- [143] F. A. Al-Sulaiman, F. Hamdullahpur, I. Dincer, Greenhouse gas emission and exergy assessments of an integrated organic Rankine cycle with a biomass combustor for combined cooling, heating and power production, *Applied Thermal Engineering*, 31, 439-446, 2011.
- [144] S. Obara, I. Tanno, S. Kito, A. Hoshi, S. Sasaki, Exergy analysis of the woody biomass Stirling engine and PEM-FC combined system with exhaust heat reforming, *International Journal of Hydrogen Energy*, 33, 2289-2299, 2008.
- [145] J. Szargut, D. R. Morris, F. R. Steward, Exergy analysis of thermal, chemical, and metallurgical processes, Hemisphere, New York, 1988.
- [146] Z. Rant, Zur Bestimmung der spezifischen Exergie von Brennstoffen, *Allgemeine Wärmetechnik*, 10, 9, 172-176, 1961.
- [147] J. Szargut, Exergy method: technical and ecological applications, WIT Press, Southampton, Boston, 2005.
- [148] J. H. Shieh, L. T. Fan, Estimation of energy (enthalpy) and exergy (availability) contents in structurally complicated materials, *Energy Sources*, 6, 1-2, 1-46, 1982.
- [149] G. Song, J. Xiao, H. Zhao, L. Shen, A unified correlation for estimating specific chemical exergy of solid and liquid fuels, *Energy*, 40, 164-173, 2012.
- [150] M. V. Rocco, E. Colombo, E. Sciubba, Advances in exergy analysis: a novel assessment of the Extended Exergy Accounting method, *Applied Energy*, 113, 1405-1420, 2014.
- [151] M. W. Chase, NIST-JANAF Thermochemical Tables, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 4th edition, 9, 1-1951, 1998.
- [152] B. Geoffroy, Distribution à soupapes, *Techniques de l'Ingénieur, Technologie des moteurs thermiques*, B2805-1-B2805-38, 1995.

Annexe 1. Méthode de compensation électrique

La méthode de compensation électrique correspond à une mesure de température réalisée en injectant un courant à haute fréquence (8 kHz) dans le thermocouple. Elle est utilisée afin de corriger la valeur de température mesurée des erreurs liées aux échanges thermiques convectifs et radiatifs à la surface de la soudure chaude. La tension délivrée aux bornes du thermocouple est filtrée pour obtenir la composante continue du signal et en déduire la température de la soudure chaude T_s (avec les tables de conversion du thermocouple). Ici, la méthode est mise en œuvre dans le cas des gaz brûlés situés dans la chaudière, en milieu confiné. Les gaz brûlés sont considérés comme transparents au rayonnement dans la mise en œuvre de la méthode. L'émissivité de la soudure chaude est supposée constante, indépendante de la température. Les températures mesurées par le thermocouple sont supposées être des températures d'équilibre (régime permanent). Un étalonnage des thermocouples est réalisé dans une enceinte sous vide décrite par Ferrières [103] (mesure des températures de soudure chaude en fonction de la puissance électrique apportée). Le bilan d'énergie réalisé sur la soudure chaude d'un thermocouple dans cette configuration s'écrit comme suit, en considérant l'absence de convection dans l'enceinte sous vide :

$$P_{\text{él}}^{\text{v}} = \varepsilon_s \sigma S_s (T_s^4 - T_{\text{p,v}}^4) \quad (131)$$

avec $P_{\text{él}}^{\text{v}}$ la puissance électrique apportée dans la soudure placée dans l'enceinte sous vide, ε_s , S_s et T_s respectivement l'émissivité, la surface et la température de la soudure chaude, $T_{\text{p,v}}$ la température de la paroi de l'enceinte sous vide. Après étalonnage, chaque thermocouple est placé dans l'enceinte de la chaudière et est parcouru successivement par des courants d'intensités électriques variées. Le bilan d'énergie sur la soudure chaude d'un thermocouple s'écrit alors :

$$P_{\text{él}}^{\text{b}} = h_s S_s (T_s - T_g) + \varepsilon_s \sigma S_s (T_s^4 - T_{\text{p,b}}^4) \quad (132)$$

avec $P_{\text{él}}^{\text{b}}$ la puissance électrique apportée dans la soudure placée dans la chaudière, h_s le coefficient d'échange convectif entre les gaz brûlés et la surface de la soudure, T_g la

température des gaz brûlés, $T_{p,b}$ la température de la paroi de la chaudière. L'équation (132) peut être réécrite à partir de l'équation (131) sous la forme :

$$P_{\text{él}}^b - \varepsilon_s \sigma S_s (T_{p,v}^4 - T_{p,b}^4) = P_{\text{él}}^v + h_s S_s (T_s - T_g) \quad (133)$$

D'après l'équation (133), lorsque les températures de gaz brûlés et de soudure chaude sont égales, le terme de gauche de l'équation correspond à la puissance apportée dans la soudure chaude placée dans l'enceinte sous vide. Cette propriété peut être retrouvée graphiquement en superposant la courbe de la puissance électrique apportée au thermocouple sous vide en fonction de la température de soudure mesurée et la courbe correspondant au terme de gauche de l'équation (133) en fonction de la température de soudure mesurée. Le point d'intersection des deux courbes correspond à une température de soudure chaude égale à celle des gaz brûlés.

Afin de mettre en œuvre la méthode de compensation électrique pour la mesure de température des gaz brûlés situés dans la chambre de combustion, il est nécessaire de connaître l'émissivité et le diamètre de la soudure chaude. L'émissivité peut être estimée à partir de celles du platine et de l'alliage platine-rhodium 10% qui constituent les matériaux des fils des thermocouples de type S. Hindsageri et al. [98] citent deux corrélations pour ces émissivités en fonction de la température (en K) :

$$\varepsilon_{\text{Pt}} = 0,136 \ln(T) - 0,8047 \quad (134)$$

$$\varepsilon_{\text{Pt-10\%Rh}} = 0,1357 \ln(T) - 0,7887 \quad (135)$$

Une émissivité de 0,16 peut être utilisée, ce qui génère une erreur nette sur l'émissivité de $\pm 0,05$ au maximum sur la plage de valeurs de température rencontrées dans les gaz brûlés, de 600 à 1300 °C.

Annexe 2. Fonctionnement de l'unité de micro-cogénération

1. Régimes de fonctionnement de la chaudière biomasse

La chaudière biomasse présente trois régimes de fonctionnement : une phase de démarrage, un fonctionnement cyclique stabilisé et un fonctionnement stabilisé sans cycle. L'alimentation en pellets est réalisée différemment selon le régime de fonctionnement. Lors des phases d'alimentation en pellets, la rotation intermittente d'une vis sans fin, avec des durées de rotation et d'arrêt de la vis réglables, permet des apports successifs de pellets. La rotation de la vis est arrêtée lorsque la consigne de température d'eau en sortie de chaudière est atteinte.

Lors du démarrage de la chaudière, qui dure environ une heure, l'apport de pellets est irrégulier et les durées de mise en marche et d'arrêt de la vis d'alimentation en pellets varient. La phase de démarrage s'arrête lorsque la température de consigne de l'eau en sortie de chaudière est atteinte.

À partir de cet instant, si la température de consigne de l'eau sortant de la chaudière est inférieure à 80 °C, un fonctionnement cyclique stabilisé est atteint. Le cycle a une durée de 12 minutes, avec un apport de pellets durant les sept premières minutes et un arrêt de la vis d'alimentation en pellets durant la fin du cycle, lorsque la température de l'eau sortant de la chaudière atteint sa consigne. Ce régime de fonctionnement induit un profil de températures des gaz brûlés cyclique, avec une augmentation puis une diminution de la température au cours du cycle.

Lorsque la consigne de température de l'eau sortant de la chaudière est fixée à une valeur proche de 90 °C, une fois la phase de démarrage terminée, la puissance thermique maximale délivrée dans la chaudière ne permet pas d'atteindre la température de consigne de l'eau souhaitée. La vis d'alimentation en pellets fonctionne alors en permanence. Dans ce cas, les conditions de fonctionnement de la chaudière (puissance thermique fournie, températures des gaz brûlés, etc...) se stabilisent. Cette configuration permet d'effectuer notamment des essais sur l'échangeur en s'assurant de conditions d'entrée des gaz brûlés stables.

2. Mesure des températures des gaz brûlés et compléments de résultats

Afin de réaliser une cartographie des températures des gaz brûlés dans la chambre de combustion de la chaudière, six thermocouples de type S (incertitude de 0,25% de la mesure) peuvent être placés dans les passages coulissants du capot de la chaudière, situés à partir du centre de la chambre de combustion aux positions radiales 68 mm, 90 mm, 100 mm, 135 mm, 140 mm et 167 mm (cf. Figure 4). Les positions verticales choisies, en partant du bas de la chambre de combustion, sont les suivantes : 80 mm, 130 mm, 180 mm, 230 mm, 280 mm, 330 mm, 360 mm. Les positions radiales et verticales sont définies avec une précision de ± 2 mm. Dans la chambre de combustion d'origine de la chaudière, les six thermocouples peuvent être positionnés simultanément pour mesurer la température des gaz brûlés (cf. Figure 4). Lorsque l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé est placé dans la chambre de combustion, seuls quatre thermocouples peuvent être utilisés simultanément, aux positions radiales 68 mm, 90 mm, 100 mm et 140 mm (cf. Figure 18).

La chaudière est utilisée dans un fonctionnement cyclique stabilisé pour les mesures de températures des gaz brûlés. Les mesures de température sont réalisées sur deux cycles de fonctionnement de la chaudière. Des essais successifs permettent de balayer toutes les positions de mesure de température radiales et verticales souhaitées. La cartographie des températures est réalisée sans et avec échangeur dans la chambre de combustion.

En complément des Figure 15 et Figure 16, les cartographies de températures obtenues sans et avec échangeur dans la chambre de combustion de la chaudière à chaque minute d'un cycle de fonctionnement de la chaudière sont représentées sur les Figure 69 et Figure 70.

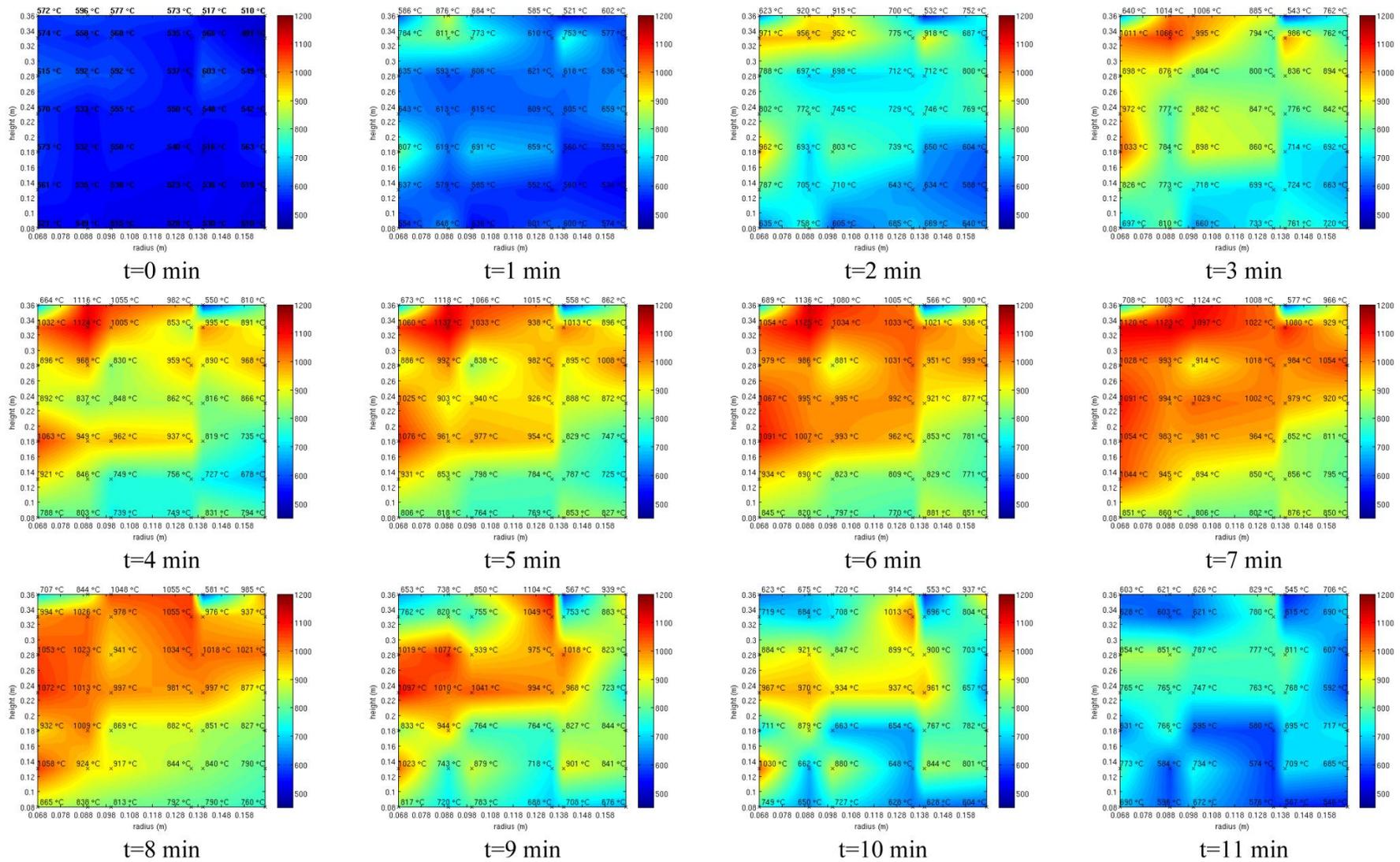


Figure 69 – Températures des gaz brûlés mesurées dans la chambre de combustion d’origine (mesures sans correction)

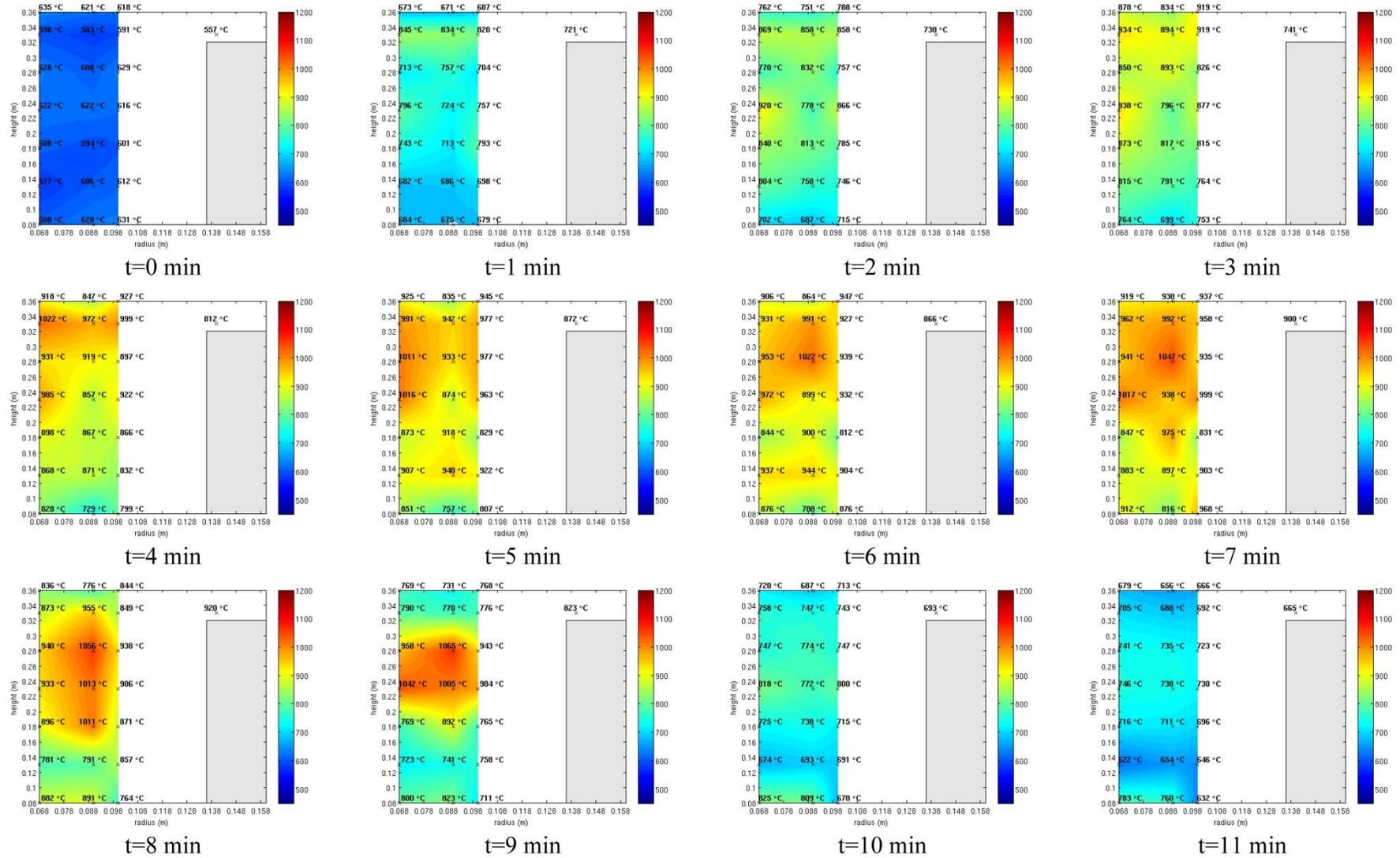


Figure 70 – Températures des gaz brûlés mesurées dans la chambre de combustion avec échangeur (mesures sans correction)

3. Essai de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé

Lors des essais de l'échangeur gaz brûlés-air pressurisé, plusieurs thermocouples ont été positionnés pour mesurer les températures des fluides de travail (cf. Figure 18). Quatre thermocouples de type S sont placés dans les gaz brûlés, à différents emplacements : en sortie d'échangeur, au plus près de l'entrée des gaz brûlés (un à proximité de l'axe central et un proche de la paroi d'échange), ainsi qu'au centre de la chambre de combustion verticalement, à mi-chemin entre l'axe central et la paroi de l'échangeur. Deux thermocouples de type K permettent de mesurer les températures d'air en entrée et sortie d'échangeur. Quatre thermocouples de type K isolés avec une gaine en soie de verre, protégés par des écrans thermiques, sont positionnés au centre des ailettes de l'échangeur (côté gaz brûlés), pour estimer la température de paroi. Trois sont situés à l'extérieur de l'échangeur, répartis selon un angle de 120° sur le pourtour de l'échangeur. Le dernier est placé sur la face interne d'une ailette, en vis-à-vis de l'un des autres thermocouples et proche du tube de sortie d'air de l'échangeur.

La chaudière est réglée dans un mode de fonctionnement stabilisé sans cycle pour assurer des conditions d'entrée des gaz brûlés dans l'échangeur stables. Les débits et températures de l'air entrant dans l'échangeur sont ajustés respectivement grâce à une vanne manuelle et grâce à un réchauffeur électrique. Pour chaque réglage de débit et température d'air, des mesures sont réalisées sur une durée de 10 min, avec une fréquence de 1 Hz. Les résultats obtenus sont moyennés.

4. Essai en frottement de la partie détente du moteur Ericsson

La partie détente du moteur Ericsson est entraînée par le système d'entraînement et de freinage. La vitesse de rotation est fixée à différentes valeurs. Lorsque la température d'huile atteint une valeur constante, le couple moyen sur l'arbre est mesuré. Les essais sont réalisés avec une fréquence d'acquisition de 10 Hz, sur une durée de 1 minute.

5. Récapitulatif des conditions expérimentales pour les essais réalisés

Le Tableau 18 recense les différents essais réalisés avec leurs conditions expérimentales : paramètres de réglage, gamme de réglage, paramètres relevés pour l'analyse des résultats.

essais	paramètres de réglage	gamme de réglage	paramètres relevés
cartographie de température	chambre de combustion avec / sans échangeur	-	température des gaz brûlés, températures d'eau en entrée et sortie de chaudière, débit d'eau, débit de pellets entrant
essais échangeur	débit d'air, température d'air entrant	2,5 à 10 m ³ /h (N) 33 et 150 °C	débit d'air, températures d'air et de gaz brûlés en entrée et sortie d'échangeur, températures de paroi de l'échangeur
essais en frottement de la partie détente du moteur Ericsson	vitesse de rotation du vilebrequin	100 à 950 tr/min	vitesse de rotation, couple moyen sur l'arbre, température de l'huile du carter moteur

Tableau 18 – Récapitulatif des conditions de réalisation des essais

Annexe 3. Cames disponibles pour l'ajustement des instants d'ouverture et fermeture de soupape du cylindre de détente

Le Tableau 19 présente les différentes cames disponibles permettant d'ajuster les instants d'ouverture et de fermeture de soupape de la partie détente du moteur Ericsson sur le banc d'essai.

admission		échappement	
angle d'ouverture de soupape (°)	angle de fermeture de soupape (°)	angle d'ouverture de soupape (°)	angle de fermeture de soupape (°)
-15	61	125	380
-15	68	120	390
-15	77	120	375
-20	82	120	365
-25	91,5	130	355
-20	100	160	347
-20	108	160	340
-20	116	160	332
-20	126	160	327
-20	135	160	320

Tableau 19 – Cames disponibles pour l'ajustement des ouvertures et fermetures de soupape de la partie détente du moteur Ericsson

Annexe 4. Éléments des bond graphs

Les bond graphs permettent de représenter tous les systèmes physiques grâce à un formalisme unifié, en considérant les variables de la physique sous forme de variable d'effort ou de flux, en analogie directe avec les variables de tension et d'intensité de l'électricité. Chaque variable d'effort est associée à une variable de flux dont le produit correspond à une puissance. Par exemple une force est associée à une vitesse, une pression à un débit volume, un couple à une vitesse de rotation et une température à un flux d'entropie. Pour des raisons pratiques, il est possible d'utiliser des pseudo-bond graphs (bond graph où le produit entre variable d'effort et variable de flux n'est pas une puissance), notamment lorsqu'apparaît une variable de température. Dans le cas de la température, cela consiste à associer cette variable à un flux thermique à la place d'un flux d'entropie. La causalité entre variables est également définie dans le langage bond graph. Ainsi, pour chaque couple effort-flux, l'une des deux variables est imposée (par un paramétrage ou par des équations liées à un autre couple effort-flux) et la seconde variable est déduite par calcul.

La représentation d'équations physiques sous forme de bond graph est réalisée grâce à un ensemble de blocs élémentaire, décrits notamment dans [110]. La Figure 71 décrit les différents blocs élémentaires apparaissant dans ce manuscrit. Une source d'effort S_e permet d'imposer la valeur d'une variable d'effort (constante ou évoluant au cours du temps). De même, une source de flux S_f impose la valeur d'une variable de flux. Une jonction 0 permet de sommer les variables de flux d'une équation avec des efforts égaux (dans la causalité, une seule variable d'effort est imposée). De façon analogue, une jonction 1 permet de sommer les variables d'effort d'une équation avec des flux égaux (dans la causalité, une seule variable de flux est imposée).

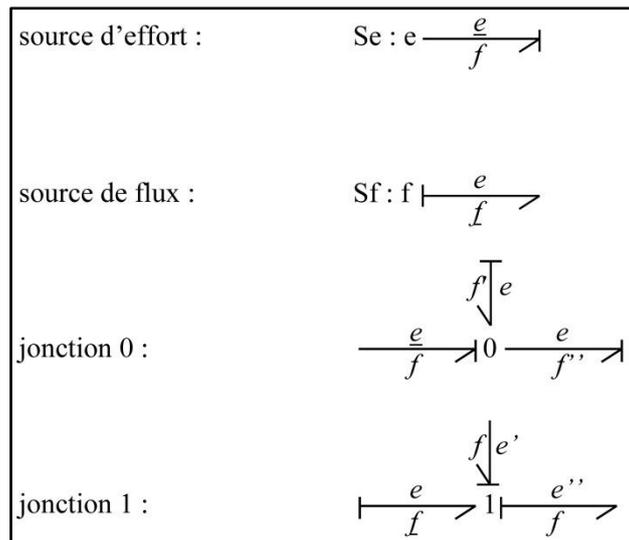


Figure 71 – Éléments de base des bond graphs

Résumé : La micro-cogénération, production simultanée d'électricité et de chaleur à échelle domestique, se développe actuellement en Europe du fait notamment de son intérêt en termes d'économie d'énergie primaire. L'utilisation d'un combustible biomasse dans un système de micro-cogénération contribue à augmenter la part d'énergie renouvelable dans le mix énergétique. L'objet de ce travail est le développement d'un banc d'essai d'une unité de micro-cogénération biomasse composée d'une chaudière à pellets, d'un moteur à air chaud de type Ericsson (décomposé en une partie compression et une partie détente) et d'un échangeur gaz brûlés-air pressurisé inséré dans la chaudière. Des modèles de chacun de ces composants ont été établis pour caractériser leur fonctionnement sur la plage de réglage des paramètres influents et pour dimensionner l'unité prototype. Deux modèles du moteur Ericsson, en régime permanent et en régime dynamique, ont été mis en place. Ils ont montré l'influence prépondérante sur les performances du moteur des conditions de température et pression de l'air en entrée de détente et des réglages des instants de fermeture des soupapes. L'effet de la prise en compte des pertes dynamiques (pertes de charge, pertes thermiques à la paroi du cylindre, frottements mécaniques) sur l'estimation des performances du moteur a été étudié. Deux modélisations de l'échangeur ont permis de caractériser les transferts thermiques qui le traversent, incluant le rayonnement et l'encrassement par des particules de suie du côté des gaz brûlés. Le banc d'essai de l'unité de micro-cogénération mis en place a permis de réaliser des mesures expérimentales utilisées dans les modèles développés.

Mots-clés : micro-cogénération biomasse, moteur Ericsson à cycle de Joule ouvert, échangeur, modélisation multi-physique, analyse énergétique et exergetique, modélisation des échanges thermiques, modèle de rayonnement de gaz brûlés.

Abstract: Nowadays, the micro combined heat and electrical power (micro-CHP) systems are developing in Europe, in particular because of their interest in terms of primary energy savings. The use of biomass fuel in micro-CHP systems enhances the share of renewable energy in the energy mix. The objective of this work is to develop a test bench for a biomass-fuelled micro-CHP unit composed of a pellet boiler, an Ericsson type hot air engine (decomposed into a compression and an expansion part) and a burned gas-pressurized air heat exchanger inserted in the boiler. Models of every component have been established to characterize their working conditions depending on influent parameter settings and to size the micro-CHP unit. Two models of Ericsson engine, with established and dynamic regimes, were implemented. The preponderant influence of the temperature and pressure conditions at the inlet of the expansion cylinder and of the timing of valve closing on the engine performances are shown. The dynamic model shows the effect of considering the dynamic losses (pressure loss, heat transfer at the cylinder wall, mechanical friction) on the estimation of engine performances. Two models of the heat exchanger allow the characterization of the heat transfers crossing it, taking into account the radiation and the fouling by soot particles on the side of combustion gases. Experimental measurements obtained from the test bench of the micro-CHP unit set up were used in the developed models.

Keywords: biomass micro-CHP, open Joule cycle Ericsson engine, heat exchanger, multi-physics modeling, energy and exergy analysis, heat transfer modeling, radiative model of burnt gases.