

REPUBLIQUE DU CAMEROUN
Paix-Travail-Patrie

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT
SUPERIEUR

UNIVERSITE DE YAOUNDE I

FACULTE DES SCIENCES

CENTRE DE RECHERCHE ET DE FORMATION
DOCTORALE EN SCIENCES, TECHNOLOGIES &
GEOSCIENCES

UNITE DE RECHERCHE ET DE FORMATION
DOCTORALE PHYSIQUE ET APPLICATIONS

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



REPUBLIC OF CAMEROON
Peace-Work-Fatherland

MINISTRY OF HIGHER EDUCATION

THE UNIVERSITY OF YAOUNDE I

FACULTY OF SCIENCE

POSTGRADUATE SCHOOL OF SCIENCE,
TECHNOLOGY & GEOSCIENCES

RESEARCH AND POSTGRADUATE TRAINING
UNIT IN PHYSICS AND ITS APPLICATIONS

DEPARTMENT OF PHYSICS

**LABORATOIRE D'ENERGIE, DES SYSTEMES ELECTRIQUES ET
ELECTRONIQUES**

THÈSE

Présentée et soutenue en vue de l'obtention du diplôme de **Doctorat/Ph.D** de Physique
Spécialité : Energie, des Systèmes Electriques et Electroniques
Option : Energie & Environnement

Par :
CHUISSEU NGUEWO Léonard Ribot

Matricule : 04T213
Master of Science in Physics

Sur le thème :
***Modélisation et simulation du flux radiatif reçu sur la surface de
l'absorbeur d'un système TPV issu de la combustion des coques de
noix de palmistes.***

Soutenue publiquement le **Mardi, 19 Juillet 2022** devant le jury composé de :

Président	: NDJAKA Jean-Marie Bienvenu, Pr ;	Université de Yaoundé I ;
Rapporteur	: TCHAWOUA Clément, Pr ;	Université de Yaoundé I ;
Membres	: FEWO Serge Ibraïd, MC ; BOUM Alexandre Teplaira, MC ; BODO Bertrand, MC ;	Université de Yaoundé I ; Université de Douala ; Université de Yaoundé I.

Année 2022



RÉPUBLIQUE DU CAMEROUN
Paix - Travail - Patrie

UNIVERSITÉ DE YAOUNDÉ I

FACULTÉ DES SCIENCES

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE



REPUBLIC OF CAMEROON
Peace - Work - Fatherland

THE UNIVERSITY OF YAOUNDÉ I

FACULTY OF SCIENCE

DEPARTMENT OF PHYSICS

ATTESTATION DE CORRECTION DE LA THÈSE DE DOCTORAT/Ph.D

Nous soussignés, **Professeur NDJAKA Jean-Marie Bienvenu, Président** et **Professeur FEWO Serge Ibraïd, Examineur** du jury de la soutenance de la thèse de **Doctorat/Ph.D** de **Monsieur CHUISSEU NGUEWO Léonard Ribot**, Matricule **04T213**, préparée sous la co-direction du **Professeur OBOUNOU AKONG Marcel Brice** et du **Professeur TCHAWOUA Clément**, intitulée : « **Modélisation et simulation du flux radiatif reçu sur la surface de l'absorbeur d'un système TPV issu de la combustion des coques de noix de palmistes** », soutenue publiquement le **mardi 19 juillet 2022** dans la salle S01/S02 de la **Faculté des Sciences** de l'**Université de Yaoundé I** en vue de l'obtention du grade de **Docteur/Ph.D** de l'**Université de Yaoundé I** en **Physique**, spécialité : **Énergie et Systèmes Électriques et Électroniques**, attestons que toutes les corrections demandées par le jury de soutenance ont été effectuées.

En foi de quoi la présente attestation lui est délivrée pour lui servir et valoir ce que de droit.

Fait à Yaoundé, le **29 JUL 2022**

L'Examineur

Le Président du jury

Pr. FEWO Serge Ibraïd

Pr. NDJAKA Jean-Marie Bienvenu



Le Chef de Département de Physique

Pr. NDJAKA Jean-Marie Bienvenu

DÉCLARATION SUR L'HONNEUR

*Je soussigné, **CHUISSEU NGUEWO Leonard Ribot**, déclare par la présente attestation que ce travail est le fruit de mes propres recherches à l'exception d'extraits cités d'autres ouvrages dont les sources ont été dûment notées.*

DÉDICACE

Toutes les lettres ne sauraient trouver les mots qu'il faut...

Tous les mots ne sauraient exprimer la gratitude, l'amour, le respect, la reconnaissance...

Aussi, c'est tout simplement que je dédie cette thèse ...

À MES CHERS PARENTS :

Papa NGUEWO André

Maman NGAHA Elisabeth épouse NGUEWO

Aucune dédicace ne saurait exprimer mon respect, mon amour éternel et ma considération pour les sacrifices que vous avez consentis pour mon instruction et mon bien-être. Je vous remercie pour tout le soutien et l'amour que vous me portez depuis mon enfance ; et j'espère que votre bénédiction m'accompagnera toujours. Que ce modeste travail soit l'exaucement de vos vœux tant formulés, le fruit de vos innombrables sacrifices, bien que je ne vous en acquitterai jamais assez. Puisse Dieu le Très Haut, vous accorder santé, bonheur et longue vie, afin que vous puissiez bénéficier des fruits de vos efforts ; et qu'il fasse en sorte que jamais je ne vous déçoive.

REMERCIEMENTS

Cette thèse sanctionne mon cursus académique à l'Université de Yaoundé 1. Ce parcours a été jalonné par la grâce immense de DIEU tout puissant. Ses bienfaits pour ma modeste personne ont été auréolés par des êtres chers que je voudrais remercier ici.

Je remercie le Professeur Marcel Brice OBOUNOU AKONG (M.C) pour tout son apprentissage et toute l'éducation qu'il m'a transmise jusqu'ici. Votre humilité, simplicité et ouverture sont un trésor.

J'exprime ma profonde reconnaissance à mes directeurs de thèse, le Professeur OBOUNOU Marcel (M.C) et le Professeur TCHAWOUA Clément pour leur disponibilité et la qualité de la formation reçue au sein du Laboratoire d'Analyse des Technologies de l'Énergie et de l'Environnement (LATEE). Leurs conseils, leur soutien et leur encadrement ont été remarquables tout au long de ce travail.

Je remercie particulièrement le Professeur NDJAKA Jean Marie B ; Chef de Département de Physique

J'exprime ensuite ma reconnaissance au Professeur NJOMO Donatien de m'avoir accepté au sein du Laboratoire d'Analyse des Technologies de l'Énergie et de l'Environnement (LATEE).

Mes remerciements vont aussi à l'endroit des Professeurs WOAFU Paul, BEN-BOLIE Germain H, ZEKENG Serge, FEWO Serge, SIMO Elie, NANA NBENDJO, SIEWE Martin, NJANDJOCK Philippe, BODO Bertrand, OWONO OWONO Luc, VONDOU Derbetini.

Je remercie tout le personnel du Département de Physique de la Faculté des Sciences de l'Université de Yaoundé 1, d'avoir été sympathique avec moi durant tout mon cursus universitaire. Je remercie également tous mes enseignants.

Aux Professeurs MOUANGUE Ruben et DJONGYANG Noel, je rends un vibrant hommage pour les conseils, l'orientation et le soutien multiforme.

Un merci particulier à mon grand frère Dr DNZOUTCHEP NGUEWO Baudelaire D, pour les conseils, l'orientation. Grand frère, tu es mon guide.

Je tiens à rendre un vibrant hommage à M. NTIONKEP NGUEWO Eugene P, pour le courage et l'abnégation qu'il a montrés durant les difficultés rencontrées. Merci petit frère.

Je voudrais aussi remercier les aînés, ami(e)s et cadets du LATEE (les hommes énergies) pour tous les moments inoubliables que nous avons passés ensemble : Prof TAMBA, Dr AKANA, Dr KOUMI,

Dr BOMBA, Dr CHELEM, Dr AYISSI, Dr EPESSE, Dr MBOUMBOUE, Dr MBAKOP, Dr FOTSING, Dr DELI, Dr EKOE A, Cyrille GNINTEDEM, Clovis BOUNOU, Prosper GOPDJIM, Thierry FOSTO, Stéphane KENFACK, Astelle DJAMI, Casimis TCHAMBA, Rostand KOUGANG ,Sakaros MBOGNING, Denis PAHANE , LESLY , Armand CHAMGA, Cedric, Arnaud, Junior BISSAI... Que ceux dont j'aurai oublié de mentionner les noms, ne me tiennent pas rigueur.

Une pensée profonde pour tous les membres du Groupe Combustion du Cameroun ; merci pour l'harmonie et le socle que nous bâtissons pour un avenir meilleur.

Je dis merci également à tous mes collègues d'ISMAT et IUSTE.

Merci à toute ma famille pour tout son soutien et sa présence.

Merci aux enfants NGUEWO : Gisele, Baudelaire, Annie, Sandrine, Eugene, Arlette, Yann, Freddy, Cathy, Dann, Brice, Donovan.

A M. NANSE Elie, M NGONGANG Emmanuel et son épouse, M. DJOUEKOU Robert et son épouse, M. NANA Flaubert et son épouse, M. WAGMEGNI Yves et son épouse, M. TCHOUDJANG Magellan et son épouse, M. Feu SEUMOU Emmanuel et son épouse, M. KOUATCHO Jules et son épouse, M. YONGHEU Jonas et son épouse, je vous dis mille fois merci pour tout.

A Mme NDJEUBEIK Carine et son époux, M. KEMAYOU Bruno et son épouse, M. PANI Fabrice et son épouse et maman DOUNOU Héléne et à la grande famille Mba Ngà Dnzoutchep, merci pour tout.

Un merci particulier à Madame KAMANOU FOTSO Sandrine pour son soutien et ses conseils.

Je dis merci à mes amis Jannette MANGA, André NGUEFANG et son épouse, Jean Claude DJEUGANG, Paul TCHOKEP, Steve TCHEYASSI et son épouse, Jules NYA et son épouse, Simplicite TEUKO et son épouse, Paul TENE, Robert KAMGA et son épouse, Raoul BATCHANKUI et son épouse, Maxime DANG et son épouse, Noé EBOA et son épouse, Rousseau MEGAPTCHE, Gabriel BIHINA, Judith SIMEN, Viviane KAMDEU, Emmanuel KAMDEU, Emmanuel FEUMI et son épouse, Ariel KENKO et son épouse, Brice HABIT, Achille TOUKO, Rodrigue YAMTCHEU et son épouse, Alban TCHAKOUNTE et son épouse, pour les bons moments passés ensemble et leurs encouragements durant ces années écoulées.

Je remercie grandement tous mes bienfaiteurs pour leurs apports immenses dans ma vie. Le Seigneur vous rendra au centuple toutes vos actions louables.

Enfin, je dis infiniment merci à tous ceux que je n'ai pas pu citer ici. Toute cette thèse ne saurait suffire pour vous le dire.

MERCI à tous !

TABLE DE MATIÈRES

DÉCLARATION SUR L'HONNEUR	i
DÉDICACE	ii
REMERCIEMENTS	iii
TABLE DE MATIÈRES	vi
NOMENCLATURES	x
ABRÉVIATION	xi
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DE TABLEAU	xv
RÉSUMÉ	xvi
ABSTRACT	xvii
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE I	5
REVUE DE LA LITTÉRATURE ET PROBLÉMATIQUE	5
Introduction	6
I La combustion	6
I.1 Historique	6
I.2 Combustion laminaire	7
I.3 Combustion turbulente	10
I.4 Équations de l'aérothermochimie	11
I.5 Combustion de la biomasse	14
I.5.1 Le séchage	16
I.5.2 La pyrolyse	16
I.5.3 Combustion homogène et cinétique chimique	17
II. Les transferts thermiques	20
II.1 Historique	20
II.2 Le rayonnement	20
II.2.1 Principe de transfert de chaleur par rayonnement	20
II.2.2 Définitions préliminaires	21
II.2.3 Processus de réception d'un rayonnement par un corps	23
II.2.4 Lois du rayonnement	23
II.2.4.1 Loi de Lambert	23
II.2.4.2 Loi Kirchoff	23
II.2.4.3 Loi de Planck	24

II.2.4.4 Lois de Wien	24
II.2.4.4.1 Première loi de Wien	24
II.2.4.4.2 Deuxième loi de Wien	25
II.2.4.5 Loi de Stefan-Boltzmann	25
II.3 La convection	25
II.3.1 Développement des équations générales de conservation	26
II.3.1.1 Équation de continuité	26
II.3.1.2 Équations de la conservation de la quantité de mouvement	27
II.3.1.3 Équation de conservation de l'énergie	28
II.3.1.4 Hypothèses relatives au modèle thermique	30
II.3.2 Concept de la couche limite	30
II.3.3 Développement de l'équation d'hydrodynamique sur une plaque plane verticale en convection naturelle	32
II.3.4 Solution analytique d'un écoulement de couche limite en régime laminaire sur une plaque plane en convection forcée	33
II.3.5 Nombres adimensionnels	36
II.3.6 Corrélations empiriques	37
II.3.6.1 Corrélations empiriques en convection libre	37
II.3.6.2 Corrélations empiriques en convection forcée	37
II.4 La conduction	38
II.4.1 Développement de l'équation différentielle générale de la conduction	38
II.4.2 Équation différentielle générale de la conduction en coordonnées cylindriques	40
II.4.3 Équation différentielle générale de la conduction en coordonnées sphériques	40
II.4.4 Conditions aux limites	41
II.4.5 Résolution de l'équation différentielle générale de la chaleur en régime permanent	41
II.4.5.1 géométrie prismatique (le mur plan)	41
II.4.5.2 géométrie cylindrique (cylindre creux à surfaces latérales isothermes)	42
II.4.5.3 Géométrie sphérique (Sphère creuse à surfaces isothermes)	43
II.4.6 Théorie des ailettes	45
II.4.6.1 Application des ailettes longues	45
II.4.6.2 Développement de l'équation générale pour une ailette unidimensionnelle	45
II.4.6.3 Solution de l'équation générale de conduction	47
II.4.6.3.1 Flux total	49
II.4.6.3.2 L'efficacité de l'ailette	49
III le système TPV	50
III.1 Historique	50

III.2 Principe de la conversion d'énergie thermo- photovoltaïque	51
III.3. Les composants TPV	52
III.3.1 Les sources thermiques pour la TPV	52
III.3.2 Le système optique	53
III.3.2.1. Les matériaux de l'émetteur	53
III.3.2.2. Les matériaux des filtres	55
III.3.2.3 Les cellules thermo-photovoltaïques	56
III.3.2.3.1 Les cellules TPV á base de Germanium	57
III.3.2.3.2. Les cellules TPV basées de Silicium	58
III.3.2.3.3. Les cellules TPV de GaSb	60
III.3.2.3.4. Cellules TPV basées sur l'alliage de InAs et GaSb	61
III.3.2.3.5. La cellules multi-jonction GaSb / InGaAsSb de TPV	61
IV Les énergies renouvelables au Cameroun : cas de la biomasse	62
IV.1 Historique	62
IV.2 Fonctionnement technique ou scientifique	63
IV.3 Enjeux par rapport à l'énergie	64
IV.4 Acteurs majeurs des énergies renouvelables au Cameroun	65
Conclusion	66
CHAPITRE II	67
MODÉLISATION DU TRANSFERT DE CHALEUR ET DE L'ÉMITTANCE POUR UN SYSTEME TPV	67
Introduction	68
I calcul des flux radiatif, convectif, facteurs de vue	68
I.1 Aspects thermiques de la combustion	68
I.2 Facteur de vue	69
II Modèle géométrique	71
II.1 Modélisation de la flamme cylindrique	71
II.2 Méthode employée pour le calcul des facteurs de vue	73
II.3 Modélisation de la flamme conique	82
III Modélisation du calcul du flux radiatif et la température au niveau de l'absorbeur	85
III.1 Calcul du flux radiatif	85
III.2 Calcul de la température en une section de l'absorbeur	86
IV Modélisation du calcul de l'émittance, méthode numérique et présentation du code MATLAB	91
IV.1 Calcul de l'émittance à travers le système Absorbeur-Émetteur (Corps Noir)	91
IV.2 Méthode Numérique	92
IV.3 Présentation du logiciel MATLAB 2015	95

Table de matières	
Conclusion	96
CHAPITRE III	97
RÉSULTATS ET DISCUSSIONS	97
Introduction	98
I Résultats de la Flamme cylindrique	98
II Résultats de la Flamme conique	106
III. Résultats de l'émittance	115
III.1 Émittance obtenue pour une flamme cylindrique	115
III.2 Émittance obtenue pour une flamme conique	116
Conclusion	118
CONCLUSION GÉNÉRALE	119
BIBLIOGRAPHIE	122
ANNEXE	127

NOMENCLATURES

σ_i : le nombre de Schmidt ;

D_T^i : le coefficient de diffusion des espèces ;

D_{eff} : le coefficient effectif de diffusion ;

U_0 : la vitesse du courant libre;

ν : la viscosité cinématique du fluide;

ρ : la densité du fluide;

k : la conductivité thermique ;

h : le coefficient d'échange convectif ;

T_a : la température ambiante ;

S : la surface de la section droite de la tige ;

T_m : température en surface de l'absorbeur;

T_g : température des gaz à proximité de l'absorbeur;

F : facteur de vue ;

ε_m : émissivité de la surface de l'absorbeur;

ε_f : émissivité de la flamme;

σ : constante de Stephan Boltzmann;

T_f : température de rayonnement effectif de l'environnement de la flamme ;

D : le diamètre du feu ;

Q : le débit calorifique;

Q_c : la composante de convection du débit calorifique;

z : la hauteur suivant l'axe de la flamme ;

H : la distance entre le foyer d'incendie et le plafond;

ρ_{abs} : masse volumique de l'absorbeur;

ρ_{air} : masse volumique de l'air;

ε_{abs} : émissivité de l'absorbeur;

ε_{flamme} : émissivité de la flamme;

M_i : masse des coques de noix de palmistes;

H_{ui}

RHR_f

ABRÉVIATION

TPV: Thermo Photovoltaïque ;

ETBE: Ethyl Tertio Butyl Ether ;

CTFT : Centre Technique Forestier Tropical ;

ACREST : African Center for Renewable Energies and Sustainable Technologies ;

ADEID : Action pour un Développement Équitable, Intégré et Durable ;

GVC : Global Village Cameroon ;

GIZ : coopération allemande ;

SNV : coopération néerlandaise ;

PDSE : Plan de Développement du Secteur de l'Électricité.

LISTE DES FIGURES

Figure I : Système Thermo Photovoltaïque (Fabrice Kwefeu Mbakop, and al, 2017 ; Fabrice Kwefeu Mbakop, and al, 2014 ; Chuisseu Leonard and al, 2019).....	2
Figure 1.1 Applications pratiques des types de combustion (Veynante D., 2004).....	7
Figure 1.2 Flamme d'un bec de gaz laminaire (Borghi R., 2004)	8
Figure 1.3 Photo (a) et profils des grandeurs caractéristiques (b) d'une flamme de diffusion (Vervisch L. and al, 1999)	9
Figure 1.4 Flamme d'un bec de gaz turbulent (Borghi R., 1999)	11
Figure 1.5 Écoulement sur une plaque plane-Profiles de vitesse en couche limite (laminaire, de transition et de turbulence)	31
Figure 1.10 Exemples d'application des ailettes	45
Figure 1.11 Analyse unidimensionnelle de bilan thermique à travers une tige longue à extrémité chauffée.....	46
Figure 1.12 Représentation schématique du transfert conducto-convectif par ailette unidimensionnelle	47
Figure 1.13 Le concept de conversion d'énergie Thermo-photovoltaïque (TPV)	51
Figure 1.14 Le concept de système TPV.....	53
Figure 1.15 Des échantillons céramiques et quelques tubes des émetteurs céramiques (Antonio Marti and al, 2004)	54
Figure 1.16 Les matières de l'émetteur : SiC (1), le file de Kanthal (2), MgAl₂O₄Ni céramique (3), SiC couverte par un émetteur du grenat poreux basé sur Er₃Al₅O₁₂ (4), la céramique d'eutectic MGC à base de Al₂O₃/Er₃Al₅O₁₂ (5). ..	55
Figure 1.17 Le générateur de Cellule photovoltaïque pour le petit prototype (à gauche) et le système de démonstration (à droite) (Antonio Marti and al, 2004)	57
Figure 1.18 Schéma de la cellule Ge de TPV	58
Figure 1.19 Deux émetteurs sélectifs de Yb₂O₃ et les cellules photovoltaïques de silicium (Antonio Marti and al, 2004)	59
Figure 1.20 (a) des cellules Si avec des jonctions <i>pn</i> verticales, (b) des cellules Si avec des points de contact sur la face arrière. (Antonio Marti and al, 2004)	59
Figure 1.21 La Section de cellule GaSb épitaxiale de TPV fabriqué par les deux étapes de Zn-diffusion (Antonio Marti, and al, 2004)	60
Figure 1.22 Une série des cellules à bases sur le GaSb utilisées dans la TPV (Giovanni Mattarolo, 2007).....	61

Figure 1.23 Une section de la cellule TPV multi-jonction de GaSb/InGaAsSb (Antonio Marti and al, 2004)	62
Figure 2.1 Transfert thermique par rayonnement entre aires de surface infinitésimale (Jean Br, 2006)	69
Figure 2.2 Modélisation du feu par un cylindre rayonnant (Dougal Drysdale, 1999)	71
Figure 2.3 Modélisation de la flamme (Jean-Marc Franssen and Raul Zaharia, 2006) ..	73
Figure 2.4 Visibilité partielle	74
Figure 2.5 Modélisation de la colonne	75
Figure 2.6 Échange radiatif entre élément infinitésimal et surface d'aire finie (John R. Howell et al, 2011)	75
Figure 2.10 Système d'axes	79
Figure 2.11 Système de coordonnées au niveau de la colonne (vue dans le plan XY)	79
Figure 2.12 Système de coordonnées du cylindre (vue dans le plan XY)	80
Figure 2.13 Système de coordonnées du cylindre (vue en perspective)	81
Figure 2.14 Définition du vecteur S	81
Figure 2.15 Calcul du facteur de vue pour une tranche de cylindre	82
Figure 2.19 Bilan de chaleur sur l'absorbeur	88
Figure 2.20 Chaleur spécifique de l'acier en fonction de la température (EN 1993-1-2, 2005)	90
Figure 2.21 : algorithme de calcul	94
Figure 2.22 Présentation de l'interface MATLAB	96
Figure 3.1 Influence de la forme cylindrique de la flamme sur le flux reçu	99
Figure 3.2 flux radiatif issu de la flamme	99
Figure 3.3 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection	100
Figure 3.4 flux net sur la surface TPV	100
Figure 3.5 température moyenne à la surface TPV	101
Figure 3.6 flux radiatif issu de la flamme	102
Figure 3.7 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection	102
Figure 3.8 flux net sur la surface TPV	103
Figure 3.9 température moyenne à la surface TPV	103
Figure 3.10 flux radiatif issu de la flamme	104
Figure 3.11 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection	104
Figure 3.12 flux net sur la surface TPV	105
Figure 3.13 température moyenne à la surface TPV	105

Figure 3.14 Influence de la forme conique de la flamme sur le flux reçu	107
Figure 3.15 flux radiatif issu de la flamme.....	107
Figure 3.16 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection	108
Figure 3.17 flux net sur la surface TPV	108
Figure 3.18 température moyenne à la surface TPV	109
Figure 3.19 flux radiatif issu de la flamme.....	110
Figure 3.20 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection	110
Figure 3.21 flux net sur la surface TPV	111
Figure 3.22 température moyenne à la surface TPV	111
Figure 3.23 flux radiatif issu de la flamme.....	112
Figure 3.24 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection	112
Figure 3.25 flux net sur la surface TPV	113
Figure 3.26 température moyenne à la surface TPV	113
Figure 3.27 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d'une flamme cylindrique à la distance 0,6 mètre. ...	115
Figure 3.28 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d'une flamme cylindrique à la distance 0,8 mètre. ...	115
Figure 3.29 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d'une flamme cylindrique à la distance 1 mètre.	116
Figure 3.30 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d'une flamme conique à la distance 0,6 mètre.	116
Figure 3.31 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d'une flamme conique à la distance 0,8 mètre.	117
Figure 3.32 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d'une flamme conique à la distance 1 mètre.	117

LISTE DE TABLEAU

Tableau 3.1 : Paramètres de fonctionnement utilisés dans cette étude (Epesse Misse, 2014)	98
Tableau 3.2 : Résultats des flux radiatifs pour les flammes cylindriques issu de la flamme	106
Tableau 3.3 : Résultats des flux radiatifs pour les flammes cylindriques avec les pertes par convection	106
Tableau 3.4 : Résultats des flux radiatifs net pour les flammes cylindriques.....	106
Tableau 3.5 : Résultats des flux radiatifs pour les flammes coniques issu de la flamme	114
Tableau 3.6 : Résultats des flux radiatifs pour les flammes coniques avec les pertes par convection	114
Tableau 3.7 : Résultats des flux radiatifs net pour les flammes coniques.....	114

RÉSUMÉ

Le calcul numérique en mécanique des fluides "Computational Fluid Dynamics" (CFD) constitue la nouvelle des "trois approches" dans la philosophie d'étude et du développement de l'ensemble des disciplines s'intéressant à la dynamique des fluides. Ceux qui ont étudié la dynamique des fluides dans les années 1960 opéraient encore avec les approches expérimentale et théorique. Cependant, l'arrivée des ordinateurs à haute vitesse, puis le développement d'algorithmes numériques précis pour résoudre les problèmes physiques avec ces ordinateurs ont révolutionné la résolution numérique des équations de transport en mécanique des fluides. Ce travail a donc pour but d'établir un modèle de calcul simple pour la détermination de la température et des flux thermiques sur un absorbeur TPV issu de la combustion d'une biomasse caractérisée (coques de noix de palmistes) à l'aide du logiciel MATLAB. Une revue bibliographique nous a permis de décrire les différentes étapes en termes d'équations mathématiques. En tenant compte des résultats de l'analyse élémentaire réalisée par Dr Mbakop lors de ses travaux en 2019, du Dr Epesse lors de l'étude expérimentale, en Janvier 2014 et de la revue de littérature ; nous avons obtenu la température moyenne entre 1400 k et 1600 k. Nous avons modélisé la flamme ici sous deux aspects : un cylindre rayonnant premièrement et un cône deuxièmement dont les propriétés sont données par les l'Eurocode1-2. Les facteurs de vue quant eux sont calculés par une approche numérique. L'évolution des températures moyennes de l'absorbeur est calculée sur la base du premier principe de la thermodynamique ; et implémentée. En ce qui concerne les résultats obtenus, nous avons fait ressortir l'impact des pertes par convection et par rayonnement de l'air sur les flux radiatifs obtenus.

Mots clés : Combustion, Biomasse, Transferts Thermiques, Thermo Photovoltaïque, Simulation Numérique.

ABSTRACT

Numerical calculation in fluid mechanics "Computational Fluid Dynamics"(CFD) is the news of the "three approaches" in the philosophy of study and the development of all disciplines interested in fluid dynamics; those who studied fluid dynamics in the 1960s still operated with the "two world approaches" which are theory and experience. However, the advent of high-speed computers and the development of precise numerical algorithms to solve physical problems with these computers have revolutionized the numerical resolution of transport equations in fluid mechanics. The aim of this work is therefore to establish a simple calculation model for determining temperatures and heat fluxes on a TPV absorber resulting from the combustion of a characterized biomass (shell of palm nuts) using MATLAB software. A bibliographic review allowed us to describe the different stages in terms of mathematical equations. Taking into account the results of the elementary analysis carried out by Dr Mbakop during his work in 2019, and Dr Epesse during the experimental study, in January 2014 and the literature review; we got the average temperature between 1400 k and 1600 k. We have modeled the flame here under two aspects: firstly, by a radiating cylinder and secondly by a cone whose properties are given by Eurocode1-2. The view factors are calculated by a numerical approach. The evolution of the average absorber temperatures is calculated on the basis of the first thermodynamics principle; and implemented. With regard to the results obtained, we have highlighted the impact of convection and air radiation losses on the radiative fluxes obtained.

Keywords: Combustion, Biomass, Thermal Transfers, ThermoPhotovoltaic, Numerical Simulation.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

De nos jours, les énergies occupent une place prépondérante dans la vie de l'homme. Et, actuellement, notre niveau de développement impose une consommation en énergie de plus en plus importante. Pour satisfaire ce grandissant besoin en énergie, l'homme a longtemps eu recours aux énergies fossiles telles que le charbon, la houille, le pétrole ou le gaz naturel qu'il pouvait trouver sous terre, énergies qualifiées aujourd'hui d'énergies conventionnelles et dont le stock limité va sûrement s'épuiser d'ici quelques d'années. Bien après, l'homme a découvert d'autres sources d'énergies fossiles difficilement accessibles telles qu'en mer pour contrer le probable épuisement des énergies conventionnelles. Non seulement l'accès à ces énergies est difficile, les procédés d'exploitation sont récents et très coûteux mais aussi la cartographie de leur localisation dans le monde n'est pas connue et laisse donc planer un certain doute quant à l'épuisement des sources d'énergies fossiles. Ce scepticisme face à l'avenir incertain des énergies fossiles, la nécessité de protéger l'environnement et surtout notre forte demande en énergie a fait naître plusieurs axes de recherche dans le domaine énergétique. Ces axes qui visent non seulement à mieux utiliser les sources d'énergies anciennes (énergies fossiles) mais aussi à rechercher de nouvelles sources d'énergies pour ainsi réduire notre dépendance aux énergies fossiles qui sont les principales sources d'émission des gaz à effet de serre (GES). La principale alternative qui s'est ici posée est l'utilisation des énergies renouvelables car la production d'énergie de nos jours passe par la protection de l'environnement. L'objectif étant de produire de l'énergie en polluant moins. Les sources d'énergies renouvelables sont nombreuses (biomasse, solaire, géothermie, déchets, éolienne, hydraulique) et les recherches en énergie leur accordent une attention particulière. Nous avons utilisé la biomasse comme combustible, dans le but de produire de l'énergie. Les technologies utilisées pour brûler la biomasse sont nombreuses et le choix d'un brûleur peut dépendre de certains facteurs tels que la nature du combustible ou son taux d'humidité. La combustion de la biomasse s'inscrit non seulement dans la valorisation des déchets mais aussi participe de façon significative à satisfaire le grand besoin de l'homme en énergie. Le mode de traitement le plus utilisé pour la valorisation des déchets est l'incinération (T. Florea, 2010), car ce mode de traitement permet de réduire au maximum le volume des déchets. Nous avons dans ce mémoire décidé de travailler sur une biomasse

caractéristique (coques de noix de palmistes) car Dr Epesse dans ses travaux de thèse en 2014 a porté son attention sur la valorisation de la biomasse par l'utilisation des coques de noix de palmistes comme combustibles dans un four de fusion de la ferraille. Il avait mené une étude expérimentale en collaboration avec le Laboratoire de Gestion des Risques et Environnement (LGRE) de Mulhouse en France. Après ces travaux expérimentaux, nous avons également utilisé les travaux de M. Chamga qui a mené une modélisation numérique sur la combustion des coques de noix de palmistes, en vue de mener une étude comparative entre l'aspect numérique et expérimental. Dans cette modélisation numérique, il était question de suivre l'aspect cinétique chimique et l'évolution de la température de cette combustion. Une fois ces 2 aspects terminés, une question nous perturbait l'esprit à savoir : Comment faire pour valoriser l'énergie perdue par rayonnement lors de la combustion de cette biomasse ? Ou alors comment récupérer cette énergie perdue pendant la combustion ?

Pour répondre à cette question, nous prenons attache avec l'équipe d'énergétique de l'école nationale polytechnique de Maroua par le canal du Dr Mbakop. Cette équipe étant dirigée par le Pr Njounyang, qui travaille sur un système de production d'électricité nouveau à savoir : le système TPV.

Qu'est-ce qu'un système TPV ? Comment fonctionne-t-il ? Quel est le rôle d'un système TPV ?

Nous vous présentons de manière générale un système TPV.

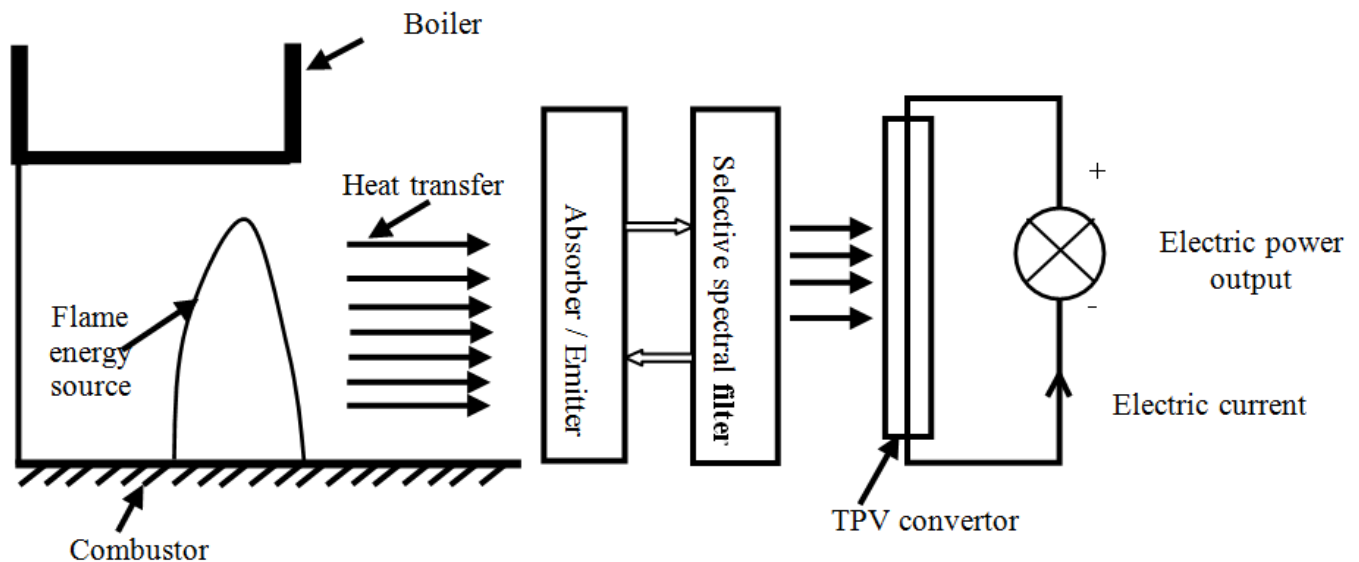


Figure I : Système Thermo Photovoltaïque (Fabrice Kwefeu Mbakop, and al, 2017 ; Fabrice Kwefeu Mbakop, and al, 2014 ; Chuisseu Leonard and al, 2019).

Un système TPV est un dispositif compact permettant d'augmenter le rendement des machines utilisant une flamme comme une chaudière, une cheminée, un moteur à combustion, une turbine, ... Il permet de transformer l'énergie radiative (normalement perdue) de la flamme en énergie électrique pouvant être réutilisée. Ce système est encore au stade expérimental et il reste donc encore plusieurs pistes à étudier pour l'améliorer. Ce système est composé de quatre compartiments à savoir :

1- Une source de chaleur : La source de chaleur peut être la combustion, le soleil ou encore la radioactivité.

2- Un absorbeur-émetteur : Ce bloc permet la conversion de la chaleur de la combustion en énergie radiative (photons) à une longueur d'onde appropriée. Dans la littérature, la température au niveau de l'absorbeur doit être au minimum de 1000 K (R. J. Nicholas and R. S. Tuley, 2012 et Ranvijay Singh and Savrabh Mishra, 2012).

3- Un filtre contrôlant le spectre : il ne laisse passer que la portion de longueur d'onde désirée et il réfléchit la partie non convertie vers l'émetteur afin d'augmenter l'efficacité globale du système.

4- Une cellule photovoltaïque : Une cellule photovoltaïque jouant un rôle essentiel dans la conversion d'énergie thermique en énergie électrique.

Pour apporter notre modeste contribution dans la réalisation de ce nouveau type de production d'électricité par le système TPV, nous avons au sein du LATEE et du GCC axé nos travaux sur la production de la chaleur grâce à la combustion. La particularité de ce système est la combustion des coques de noix de palmistes.

Nous avons dans ce travail de thèse, modélisé l'énergie reçue à la surface de l'absorbeur-émetteur du système TPV, perdue par rayonnement pendant de la combustion. Pour réaliser cette modélisation, nous avons axé nos travaux sur trois chapitres et utilisé le logiciel MATLAB pour l'implémenter.

Tout d'abord, le chapitre 1 est consacré aux généralités. Ici, nous avons passé en revue les méthodes et modèles de production de chaleur par combustion ; les différents types de transferts thermiques existants ; la description des systèmes TPV et la présentation des énergies renouvelables au Cameroun. Ceci dans le but de développer un modèle de calcul permettant de déterminer la distribution de température sur un absorbeur de système TPV situé à proximité d'une flamme.

Le chapitre 2 quant à lui, présente les outils théoriques et numériques nécessaires à la modélisation du flux radiatif et de la température moyenne issue de la combustion des coques de noix de palmiste. Dans les outils théoriques, il est question de présenter les équations

utilisées pour cette modélisation. D'utiliser la méthode des différences finies progressives pour discrétiser ces équations formant le modèle mathématique décrit ; et de présenter le logiciel MATLAB utilisé pour la simulation numérique, et l'environnement de calcul.

Enfin, le chapitre 3 porte sur la présentation des résultats de la simulation numérique et leurs interprétations.

CHAPITRE I

REVUE DE LA LITTÉRATURE ET PROBLÉMATIQUE

Introduction

Le but de ce travail est de développer un modèle de calcul permettant de déterminer la distribution de température sur un absorbeur de système TPV situé à proximité d'une flamme. Pour le réaliser, nous avons passé en revue dans ce chapitre les méthodes et modèles de productions de chaleur par combustion ; les différents types de transferts thermiques existants ; la description des systèmes TPV et la présentation des énergies renouvelables au Cameroun.

I La combustion

1.1 Historique

La combustion est aujourd'hui l'un des principaux moyens de conversion de l'énergie. Elle est utilisée dans des nombreux systèmes pratiques aussi bien pour produire de la chaleur (chaudières ou fours domestiques et industriels), de l'électricité (centrales thermiques), que pour le transport (moteurs automobiles et aéronautiques, moteurs de fusées) ou encore la destruction des déchets (incinérateurs) (Epesse Misse, 2014 et Veynante D., 2004). La combustion désigne une réaction chimique évoluant rapidement, accompagnée d'émission lumineuse et d'un important dégagement de chaleur (Epesse Misse, 2014 et Veynante D., 2004). Cette réaction qui intervient entre un corps appelé oxydant (air, oxygène, ...) et un corps réducteur (carbone, combustible, ...) a un caractère fortement non linéaire ; les épaisseurs typiques de flamme allant de 0.1 à 1 mm. Il s'en suit des gradients thermiques très élevés et de larges variations de masse volumique. (Epesse Misse, 2014 et Noui S., 2006).

Deux situations génériques idéales ont été identifiées (Veynante D., 2004), selon la procédure utilisée pour introduire les réactifs dans le foyer. Soit on introduit séparément les réactifs dans le foyer, soit on mélange d'abord les réactifs avant qu'ils ne soient introduits dans le foyer. Dans les flammes pré mélangées, les réactifs sont mélangés avant la zone de réaction. Au contraire, dans les flammes non- pré mélangées ou de diffusion, les réactifs sont introduits séparément, de part et d'autre de la flamme et sont alors essentiellement entraînés l'un vers l'autre par diffusion moléculaire.

La combustion se produisant en présence d'un écoulement ou très souvent au sein d'un écoulement gazeux, on va donc en plus distinguer, deux autres situations génériques suivant le type d'écoulement ; soit laminaire ou turbulent. Le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement se détermine à partir du nombre de Reynolds. Ainsi si le nombre de Reynolds

$Re \leq 2000$ on a un écoulement laminaire et dans le cas contraire, on a un écoulement turbulent. (Veynante D., 2004) schématise ces différentes situations dans leurs applications pratiques (Figure 1.1).

Systemes pratiques de combustion

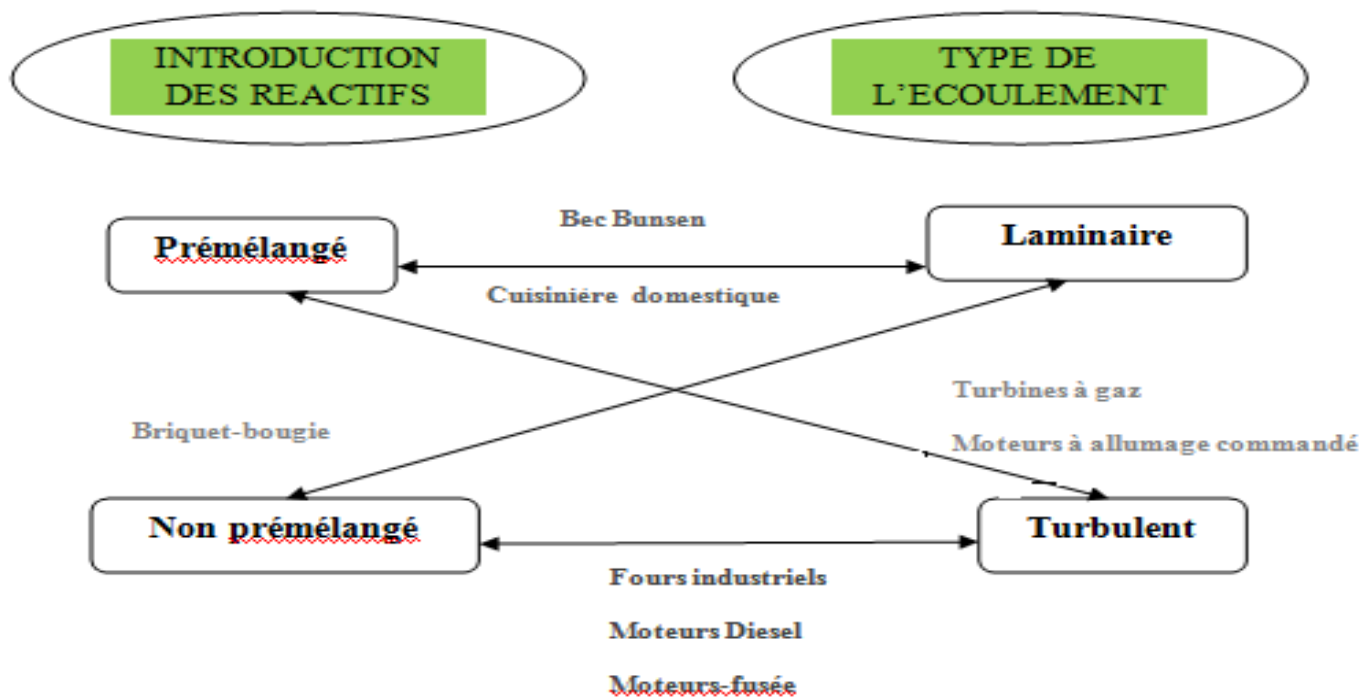


Figure 1.1 Applications pratiques des types de combustion (Veynante D., 2004)

1.2 Combustion laminaire

* Flammes laminaires pré mélangées

Elles résultent d'une combustion dans laquelle le combustible et le comburant sont mélangés à l'avance.

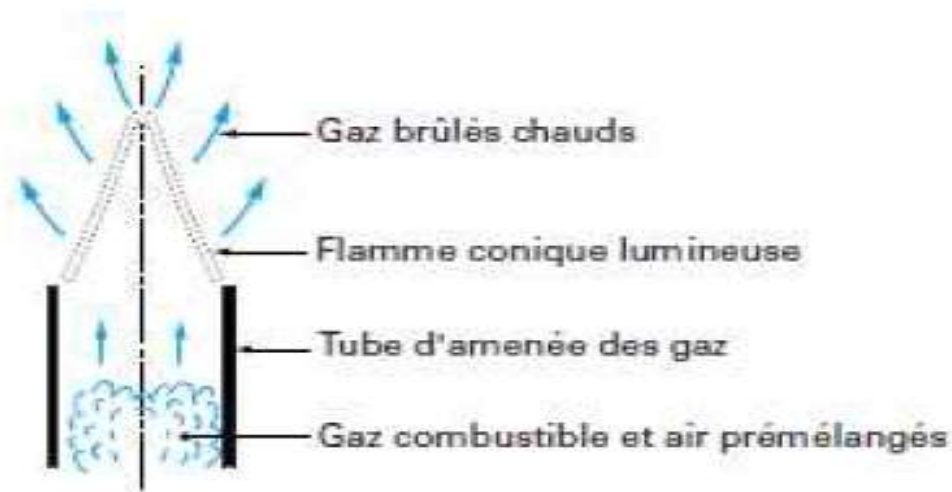


Figure 1.2 Flamme d'un bec de gaz laminaire (Borghì R., 2004)

La propagation de la flamme est le résultat de l'action combinée de deux phénomènes notamment :

Un préchauffage qui se fait sur une épaisseur (δL) où les réactions chimiques sont inexistantes et où les phénomènes de convection et de diffusion de masse et de chaleur sont prépondérants. Lorsque la température franchit un certain seuil, les gaz réagissent en dégageant de la chaleur, cette zone est appelée zone de réaction et a une épaisseur bien définie. Cet échauffement se fait sur une épaisseur (δR) qu'on appelle épaisseur de la flamme laminaire et qui peut être assimilée à la distance parcourue par la chaleur libérée par la réaction pendant le temps τ_c que dure cette réaction. Ainsi, en faisant intervenir le coefficient de diffusion thermique d , l'épaisseur de la flamme s'exprime sous la forme (Borghì R., 1985) $\delta L \approx (\sqrt{d\tau_c})$. Ces différentes zones se déplacent dans le milieu avec une vitesse perpendiculaire au front de flamme et que l'on appelle vitesse de la flamme laminaire. Elle est notée U_L et dépend de paramètres divers (richesse des mélanges, nature des réactifs et température des gaz frais). Sa valeur se situe dans la plage 0,1 à 1m/s) (Vervisch L., and al, 1999). Le front de flamme progresse de δL pendant le temps τ_c ; U_L peut être défini par la relation :

$$U_L \approx \frac{\delta L}{\tau_c} \approx \sqrt{\frac{d}{\tau_c}} \quad 1.1$$

***Flammes laminaires de diffusion**

La diffusion caractéristique principale de cette flamme est liée à l'existence d'une zone séparant les réactifs (combustible et comburant). Ces flammes résultent de l'action combinée

des phénomènes de réaction ainsi que des phénomènes de diffusion de chaleur et de masse qui se produisent de part et d'autre de la zone réactive.

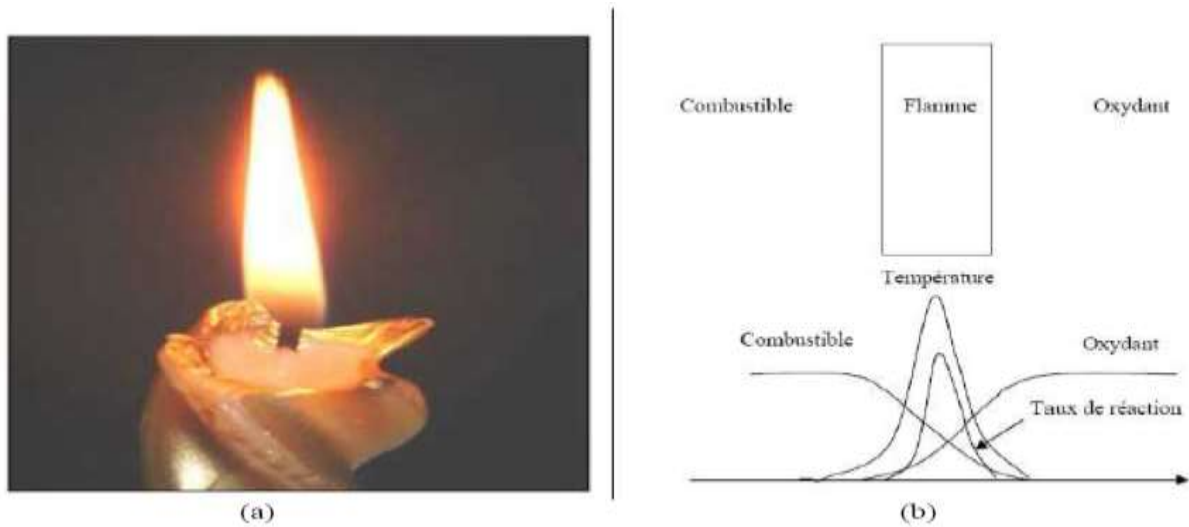


Figure 1.3 Photo (a) et profils des grandeurs caractéristiques (b) d'une flamme de diffusion (Vervisch L. and al, 1999)

Les phénomènes de convection jouent cependant un rôle plus important en amenant les réactifs et en emportant les produits de façon plus efficace que la seule diffusion. La vitesse de la réaction dans ce type de flamme est contrôlée par diffusion moléculaire qui gouverne l'apport des réactifs vers la flamme.

Les équations de transport des fractions massiques et de la température sont :

$$\rho \frac{\partial Y_F}{\partial t} = -\rho \vec{u} \cdot \nabla Y_F + \nabla \cdot (\rho D_F \nabla Y_F) + \omega_F \quad 1.2$$

$$\rho \frac{\partial Y_O}{\partial t} = -\rho \vec{u} \cdot \nabla Y_O + \nabla \cdot (\rho D_O \nabla Y_O) + \omega_O, \quad 1.3$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\rho \vec{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \left(\frac{K}{C_p} \nabla T \right) + \omega_F \left(\frac{Q}{C_p} \right), \quad 1.4$$

où la diffusion des espèces est décrite par la loi de Fick. ω_F et ω_O désignent les taux de réactions du combustible et du comburant. Q est la quantité de chaleur libérée par la combustion d'une unité de masse du combustible.

À ce stade, on définit une variable adimensionnelle dite variable de Schwab-Zeldovich (fraction massique de l'inerte) dont la valeur nous fournit des informations relatives aux fractions massiques des différents constituants du mélange.

$$\text{L'expression de cette variable est : } Z = \frac{\phi \left(\frac{Y_F}{Y_{F,o}} \right) - \left(\frac{Y_O}{Y_{O,o}} \right) + 1}{\phi + 1}, \quad 1.5$$

où $Y_{F,o}$ est la fraction massique du combustible dans l'écoulement (cette fraction massique peut être inférieure à l'unité si le combustible est dilué) et $Y_{O,o}$ est la fraction massique d'oxydant dans l'écoulement de comburant (exemple dans l'air, $Y_{O,o} \cong 0.23$)

$$\phi \text{ est le rapport d'équivalence de la réaction, défini par : } \phi = S \frac{Y_F}{Y_{F,o}} \quad 1.6$$

$$\text{avec } S = \frac{v_o W_o}{v_F W_F} \quad 1.7$$

où W_i est la masse molaire de l'espèce i . Sous l'hypothèse que les diffusivités massiques du combustible et du comburant sont identiques ($D_F = D_O = D$), la variable de Schwab-Zeldovich ; Z donnée par l'équation (1.5) est un scalaire passif qui suit une équation de convection diffusion sans terme source :

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Z}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial Z}{\partial x_i} \right) \quad 1.8$$

Ce scalaire passif a des propriétés intéressantes :

- $Z = 1$ dans l'écoulement de combustible
- $Z = 0$ dans l'écoulement de comburant
- $Z(x,t)$ représente le degré de mélange de combustible et de comburant

En considérant l'hypothèse de chimie infiniment rapide (l'oxydant et le combustible ne peuvent coexister sans réagir), le front de flamme est caractérisé par les quantités

$$Y_F = Y_O = 0 \text{ et correspond donc à l'isosurface : } Z = Z_{st} = \frac{1}{\phi + 1} \quad 1.9$$

1.3 Combustion turbulente

Dans un foyer, l'écoulement est turbulent, c'est-à-dire que la vitesse des gaz, mesurée en un point, fluctue continuellement de façon apparemment aléatoire, même en régime parfaitement établi. Ceci est vrai aussi pour la température et toute autre caractéristique du milieu. Cette turbulence est due à une forte vitesse de l'écoulement entrant, suite au développement dans le canal amont de gradients de vitesse aux parois et à partir d'obstacles.

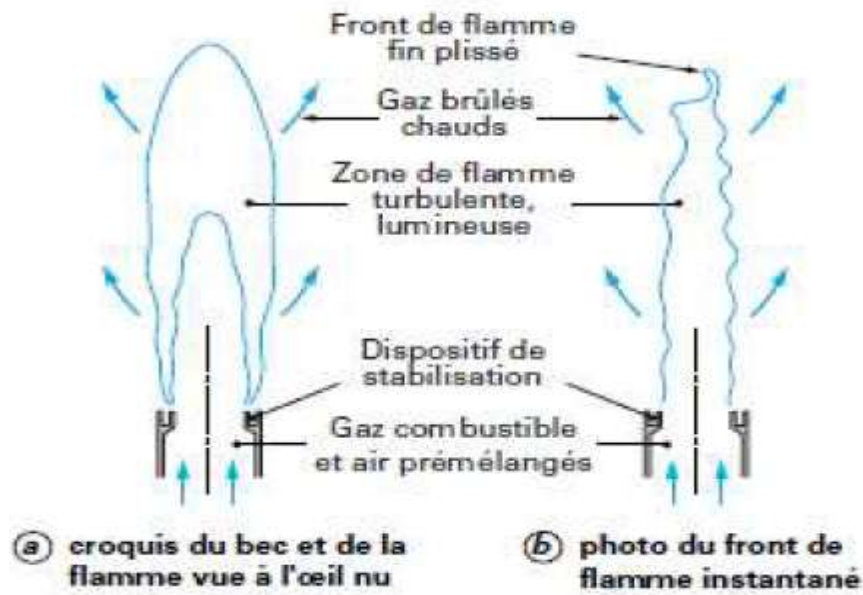


Figure 1.4 Flamme d'un bec de gaz turbulent (Borghini R., 1999)

1.4 Équations de l'aérothermochimie

La simulation des écoulements (laminaires ou turbulents) avec ou sans réaction est basée sur les équations de bilan gouvernant la mécanique des fluides ainsi que celles liées à la chimie. Il s'agit ici des équations de continuité, de conservation de la quantité de mouvement, de conservation de l'énergie d'une part et les équations de bilan d'espèces d'autre part. D'un point de vue général (Borghini R., 1999), on schématise ces équations par un système d'équations aux dérivées partielles de bilan suivant le point de vue eulérien :

$$:E(\rho, \rho u_j, \rho h_t, \rho Y_i) = S(\rho, \rho u_j, \rho h_t, \rho Y_i)$$

Avec un « opérateur différentiel à plusieurs composantes » E dont l'expression $\left(\frac{D}{Dt}\right)$ est explicitée dans la suite, et un vecteur de fonctions « source » S dont les composantes sont : $\mathbf{0}$ (pour ρ), les forces à distance (pour le vecteur vitesse \mathbf{u}_j), la puissance des forces à distance (pour l'énergie totale), et les taux volumiques des réactions chimiques (pour ρY_i).

Ces équations s'écrivent respectivement comme suit :

$$\text{Équation de conservation de la masse : } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = \mathbf{0} \quad 1.10$$

$$\text{Équation de conservation de la quantité de mouvement : } \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad 1.11$$

$$\text{Avec } \tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad 1.12$$

$$\text{Équation de bilan des espèces : } \frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j Y_k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_{jk} \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right) + \rho \dot{\omega}_k \quad 1.13$$

$$\text{Équation de conservation de l'énergie : } \frac{\partial(\rho h_T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j h_T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (J_j^E + u_k \tau_{jk}) + \frac{\partial P}{\partial t} \quad 1.14$$

$$\text{Avec } J_j^E = \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad 1.15$$

Le système précédent regroupe les équations qui régissent les écoulements réactifs.

Ces équations sont appelées équations de l'aérothermochimie et sont valables pour le régime laminaire et le régime turbulent. On peut y ajouter l'équation des gaz parfaits :

$$P = \rho r T \quad 1.16$$

La détermination du terme $\dot{\omega}_k$ est basée sur une approche purement chimique on fait le plus souvent usage des théories d'Arrhenius, de transition ou de collision. Bien que le système d'équation ci-dessus soit valable pour les cas turbulent et laminaire, il est utile de souligner le fait que ces équations ont un traitement particulier en turbulence. En effet en régime turbulent, les écoulements réactifs présentent un large spectre d'échelles spatiales et temporelles ; ce qui implique que la résolution numérique du système ci-dessus exigerait des temps de calculs prohibitifs d'où le recours à de nouvelles approches.

Dans ce sens, une description statistique est généralement préférée pour ce type d'écoulement.

Cette description statistique nous conduit à la résolution des équations « moyennées » de bilan et de conservation.

La construction des équations moyennées pour une grandeur physique Φ se fait grâce à l'utilisation de deux types de décomposition :

$$* \text{ la décomposition de Reynolds : } \Phi = \bar{\Phi} + \Phi', \quad 1.17$$

où $\bar{\Phi}$ est la moyenne statistique conventionnelle de Φ (sur un grand nombre de réalisations) et Φ' la fluctuation correspondante telle que $\Phi' = 0$

$$* \text{ la décomposition de Favre : } \Phi = \tilde{\Phi} + \Phi'', \quad 1.18$$

où $\tilde{\Phi} = \frac{\bar{\rho}\Phi}{\bar{\rho}}$ est la moyenne selon Favre et Φ'' la fluctuation correspondante telle que : $\Phi'' = 0$.

La décomposition de Favre est la plus pratique dans les cas où la masse volumique est variable, car elle permet de s'affranchir des corrélations avec la masse volumique. C'est cette dernière décomposition que nous adopterons par la suite. Ainsi en appliquant cette décomposition au système ci-dessus, nous obtenons les relations suivantes :

$$\text{- Équation de conservation de la masse } \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad 1.19$$

- Équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u}_j\bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u}_i''\bar{u}_j'')}{\partial x_j} \quad 1.20$$

$$\text{- Équation de bilan des espèces } \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{Y}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u}_j\bar{Y}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u}_j''\bar{Y}_i'')}{\partial x_j} + \bar{\rho}\bar{\omega}_i \quad 1.21$$

$$\text{- Équation de conservation de l'énergie } \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{h}_T)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u}_j\bar{h}_T)}{\partial x_j} = -\frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u}_j''\bar{h}_T'')}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial t} \quad 1.22$$

$$\text{- La loi des gaz parfaits } \bar{P} = \bar{\rho}r\bar{T} \quad 1.23$$

Notons ici que les flux de diffusions moléculaires ont été négligés devant les flux de diffusion turbulent car les calculs se font à grand nombre de Reynolds.

Par ailleurs, on peut calculer la température \bar{T} à partir de l'enthalpie moyenne :

$$\bar{h}_T = \Sigma\{c_{pi}(\bar{T})\bar{Y}_i\bar{T}\} + \Sigma h_k^o \bar{Y}_k + \frac{1}{2} \bar{u}_k \bar{u}_k \quad 1.24$$

La détermination directe de la température est complexe lorsque l'on fait usage de la relation ci-dessus. Ainsi pour contourner l'obstacle, nous faisons l'approximation :

$$\bar{h}_T = \Sigma\{c_{pi}(\bar{T})\bar{Y}_k\bar{T}\} + \Sigma h_k^o \bar{Y}_k + \frac{1}{2} \bar{u}_k \bar{u}_k \quad 1.25$$

Les différentes équations moyennes des grandeurs physiques présentées sous la forme ci-dessus ne sont pas fermées car, les flux de diffusion turbulents et les taux de réaction moyen sont inconnus ; d'où la nécessité de recourir à leur modélisation (fermeture des équations moyennées).

· Fermeture des équations moyennées de conservation de l'énergie

Dans ce cas la « fermeture » des équations moyennées passe par la modélisation du flux de diffusion turbulente de l'énergie $\bar{\rho}\bar{u}_j''\bar{h}_T''$. Cette modélisation est obtenue par l'hypothèse de Boussinesq essentiellement basée sur le principe de causalité :

$$-\bar{\rho}\bar{u}_j''\bar{h}_T'' = D_T^h \frac{\partial \bar{h}_T}{\partial x_j} \quad 1.26$$

$$\text{où le coefficient de diffusion turbulent } D_T^h \text{ est donné par la relation : } D_T^h = \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad 1.27$$

P_{rt} est le nombre de Prandtl qui mesure le rapport entre la diffusion thermique et la diffusion moléculaire. Sa valeur est couramment prise à 0,7

· Fermeture de l'équation moyennée de bilan d'espèces

L'aspect « non fermé » de l'équation est lié à la présence de deux termes que sont :

- Le terme de diffusion turbulente d'espèces $\overline{\rho u_j'' Y_i''}$ dont la modélisation est également obtenue par l'hypothèse de Boussinesq : $-\overline{\rho u_j'' Y_i''} = D_T^i \frac{\partial Y_i}{\partial x_j}$ 1.28

où $D_T^i = \frac{\mu_t}{\sigma_i}$ est le coefficient de diffusion des espèces tandis que σ_i est le nombre de Schmidt.

- Le taux de réaction moyen $\widetilde{\omega}_i$ qui est non linéaire

1.5 Combustion de la biomasse

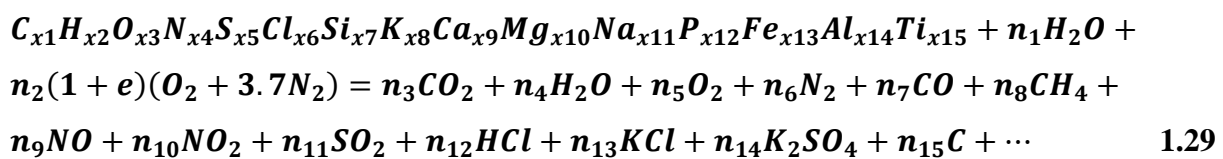
De nombreux auteurs se sont penchés sur la combustion des produits de la biomasse. On peut citer Molcan P. and al, 2009 et Jenkins B.M. and al, 1998 : qui ont étudiés expérimentalement la combustion d'un mélange constitué de 80% de sciure de bois de chêne et 20% de sciure de bois de pin dans des proportions de 0 à 20% avec du charbon à l'intérieur d'un four pilote à charbon pulvérisé de 3MW de puissance. Ils ont montré que la co-combustion de la biomasse avec du charbon avait un impact significatif sur les caractéristiques de la combustion. Quant à Werther J. and al, 2000, ils relèvent les influences de la composition chimique de la biomasse sur les taux de combustion et d'émission des polluants. Demirbas A, 2004 indiquent que du fait que les résidus de l'agriculture contiennent assez de matières volatiles, il est souhaitable de disposer au niveau de la chambre de combustion de deux étages de combustion. Saastamoinen J. and al, 2000 en observant les courbes de combustion de quelques biocombustibles, relève que la vitesse de combustion de ces derniers est considérablement plus grande que celle du charbon. Caillat S. and al, 2012 s'intéressent à la combustion des coques de café et soulèvent des problèmes posés par les cendres issues de la combustion. En effet, les inconvénients liés à la combustion de la biomasse sont la corrosivité des fumées et les émissions de polluant qui peuvent être importantes selon les types de biomasses utilisées. (Senneca O., 2007)

Bruch C. and al, 2003 quant à lui, compare les cinétiques de pyrolyse, de combustion et de gazéification de trois biocombustibles à savoir : les graines de pin, les coques d'olive et les fragments de bois. Il compare ainsi leurs caractéristiques en termes de combustion suite

aux différents rapports O/C, H/C et leur taux de cendre. Enfin, Sjaak Van Loo and al, 2008 étudient la combustion d'un lit constitué de petits morceaux de bois de hêtre (5mm-25mm). Dans leur approche, la combustion du lit tout entier est considérée comme la somme des contributions de la combustion de chaque morceau.

Le processus de combustion de la biomasse implique un grand nombre de phénomènes physiques et chimiques d'une grande complexité. (Tudor F., 2010).

Cependant, la réaction globale de combustion de biomasse dans l'air comme proposée par Jenkins B.M., and al, 1998 peut s'écrire :



L'étude de la combustion de la biomasse va inclure des modèles de séchage, de pyrolyse, de combustion homogène (en phase gazeuse) tout comme la combustion hétérogène.

Durant la phase de séchage, l'eau contenue dans le bois change d'état au fur et à mesure de l'accroissement de la température. Cette étape est généralement finie avant que le bois atteigne les températures auxquelles la dégradation thermique des hémicelluloses commence, soit 120-200 °C (Bernard C., 2005 et Asthana A., 2008). À partir de cette température la pyrolyse commence. Vers une température d'environ 250 °C la cellulose commence à se dégrader et lorsque la température augmente, le dégagement de gaz devient important et on voit apparaître les gaz combustibles (H₂, CO et CH₄) et les produits condensables aromatiques (phénols, crésols, vanilline, etc.). La quantité des gaz qui se dégagent dépend fortement de la vitesse de chauffe et de la température.

Vers 320 °C, la quantité de gaz produit est suffisante pour atteindre la limite d'inflammabilité dans l'air. En même temps le charbon de bois (coke végétal) se forme. Selon la granulométrie, la vitesse de chauffe et la température, les fractions des différents produits de pyrolyse (gaz, liquides ou solides) changent. Ainsi pour des faibles granulométries et à une température inférieure à 600 °C les produits obtenus sont le CO₂, H₂O et les goudrons, tandis qu'à partir de 700 °C on retrouve le CO et H₂. La zone de pyrolyse avance dans le bois brut et les produits de la pyrolyse migrent vers la surface au travers du coke végétal. Lorsque les matières volatiles se mélangent avec l'oxygène présent dans l'air, que la limite

d'inflammabilité est atteinte et que les conditions locales de turbulence le permettent, la combustion en phase gazeuse s'amorce.

Le débit des matières volatiles atteint un maximum au cours du temps et puis il commence à diminuer. Par conséquent O₂, CO₂ et H₂O peuvent arriver à la surface du charbon de bois plus facilement. À ce moment la combustion hétérogène du coke végétal commence. Les gaz s'adsorbent sur la surface pour réagir avec le carbone fixe. En général le produit principal de l'oxydation du carbone fixe est le CO, qui quitte la surface du solide afin de donner une combustion homogène.

I.5.1 Le séchage

L'eau contenue dans la biomasse s'évapore à des basses températures (< 100 °C). Comme la vaporisation utilise l'énergie reçue des processus de combustion, ceci abaisse la température de la chambre de combustion. Dans les chaudières à bois, il a par exemple été prouvé que si l'humidité contenue dans le bois dépasse les 60 % en masse, la combustion ne peut plus se poursuivre. (Tudor F., 2010). Le séchage d'une particule poreuse de biomasse est gouverné par des processus de transport de matière et de chaleur couplés. Au début, le séchage se limite à la vaporisation de l'eau liquide en surface, cinétiquement contrôlé par l'apport de chaleur du gaz et le transfert externe convectif de la vapeur car le transport interne de l'eau est suffisamment rapide. C'est l'étape dite de séchage à vitesse constante. En dessous d'une humidité dite critique, le séchage se poursuit à vitesse décroissante, contrôlée par la cinétique des différents processus de transport interne de l'eau (Hautman D.J. and al, 1981).

I.5.2 La pyrolyse

La pyrolyse constitue aussi une étape importante dans le processus de combustion. La relative importance de cette étape va varier avec la technologie de combustion utilisée, les propriétés du combustible et les conditions de combustion. La pyrolyse dépend alors fortement de la granulométrie, de la vitesse de chauffe et de la température. Lors de la pyrolyse (décomposition thermique sans combustion) qui résulte du chauffage de la charge, la matière organique donne naissance à des matières volatiles d'une part et à un résidu carboné d'autre part. Les matières volatiles (MV) comprennent des espèces chimiques condensables à température et pression ambiantes, les goudrons, des gaz légers (H₂, CO, CO₂, hydrocarbures légers en C₁, C₂, C₃, C₄), la vapeur d'eau et quelques autres constituants comme des BTX

(benzène, toluène, xylène), des acides, des alcools et des espèces azotées telles que NH_3 et HCN . Les goudrons formés sont à leur tour craqués à plus haute température pour donner des gaz combustibles plus légers. En présence d'oxygène, la plupart des espèces gazeuses issues de la pyrolyse et du craquage des goudrons sont ensuite oxydées. Le résidu carboné solide peut également brûler si l'oxygène est disponible, ou être gazéifié par la vapeur d'eau ou le dioxyde de carbone si l'oxygène est en défaut.

I.5.3 Combustion homogène et cinétique chimique

Les matières volatiles dégagées pendant l'étape de dévolatilisation quittent le solide et sont entraînées par l'écoulement des gaz entourant la particule de combustible. En présence d'air (ou d'oxygène) les gaz de dévolatilisation peuvent s'enflammer si la qualité de leur mélange avec le comburant et si la température du milieu sont suffisantes. À ce moment, la combustion en phase gaz (ou homogène ou vive) se déclenche et elle se maintiendra tant que les conditions ci-dessus sont respectées et si, toutefois, la turbulence le permet. La cinétique chimique de cette étape est assez complexe. Par conséquent il y a plusieurs approches pour décrire la cinétique chimique de la combustion en phase gazeuse des hydrocarbures, en fonction du degré de précision souhaité :

La cinétique chimique globale implique souvent une seule réaction qui (pour un hydrocarbure) conduit à la formation du CO_2 et H_2O . Cette approche donne seulement des informations globales sur le dégagement de chaleur, elle est incapable de prévoir l'évolution des espèces intermédiaires stables, dont les polluants. Le travail de Kenneth K. Kuo., (2005) améliore le mécanisme cinétique global en considérant plusieurs étapes, afin de tenir compte de la formation de CO et H_2 . La cinétique chimique semi-globale consiste à distinguer deux étapes : une première étape où le combustible est oxydé en CO et H_2 suivie par une étape qui décrit en détail environ 30 réactions élémentaires (Turns S. R., 2000 et Di Blasi C. and al 2003). Cette approche donne une bonne représentation des concentrations de CO , CO_2 , H_2 , H_2O , H , O , OH , O_2 .

La cinétique chimique détaillée est un ensemble de réactions chimiques élémentaires où toutes les espèces (molécules, atomes, radicaux) et toutes les réactions possibles thermodynamiquement doivent être représentées. Ainsi, les profils de concentrations des espèces moléculaires et radicalaires, dont les polluants, sont bien décrits. Par contre, le nombre de réactions est assez élevé : pour le CH_4 , par exemple, le mécanisme comporte

environ 300 réactions élémentaires ou plus (Di Blasi C. and al 2003).1.3.2.4 Combustion hétérogène

La conversion d'une particule de résidu carboné fait intervenir les étapes suivantes :

- transport des gaz vers la surface extérieure de la particule ;
- diffusion des gaz dans la particule (phénomène limité par la porosité de la particule) ;
- réactions chimiques intrinsèques des gaz avec le carbone fixe (réactions surfaciques impliquant un mécanisme d'absorption - désorption) ;
- diffusion éventuelle des produits de réaction dans la particule ;
- dispersion des produits en phase gazeuse.

Le mécanisme cinétique est discuté plus en détail par De Souza-Santos M. L., 2004, Obounou M., 1994 et Mouangue Ruben Martin, 2011 mais de façon générale ; les réactions globales intervenant dans la conversion du carbone fixe sont les suivantes :



Les réactions (1.30 et 1.31) sont des réactions de gazéification et elles sont généralement beaucoup plus lentes que celles d'oxydation (1.32 et 1.33). Par contre, dans les régions pauvres en oxygène les réactions de gazéification deviennent plus importantes. Les cendres formées pendant la conversion du résidu carboné peuvent être soit considérées uniformément et distribuées dans la particule, soit regroupées dans une couche poreuse située à la surface de la particule (composée essentiellement de carbone fixe). Dans le second cas, les cendres influencent la vitesse de la conversion, car la couche qu'elles forment représente une résistance à la diffusion des gaz.

Selon la vitesse relative de chaque étape de transformation, on peut différencier trois régimes de conversion :

*** régime chimique :** la cinétique chimique contrôle la vitesse de conversion. Dans ce cas le transport des réactants vers la particule et leur diffusion au sein de la particule sont plus

rapides que les réactions chimiques. Ce qui se traduit par une concentration des réactants constante dans la particule et la conversion avance en fonction de la surface disponible (qui évolue par l'élargissement des pores). La masse volumique de la particule diminue tandis que sa taille demeure constante. Ce régime, également appelé « à conversion progressive du grain », intervient généralement à des températures modérées (800 °C) ;

* **régime diffusional** : correspond à une cinétique chimique très rapide ; par conséquent, la conversion est régie par le transfert externe des réactants gazeux. La transformation a lieu à la surface extérieure de la particule, qui rétrécit avec une masse volumique constante. Dans ce cas, la vitesse d'oxydation/conversion dépend peu de la température, le facteur majeur étant l'apport d'oxygène/des gaz. Ce régime, appelé également « à cœur rétrécissant », apparaît à des températures élevées et/ou lorsque la porosité de la particule est proche de zéro ;

* **régime intermédiaire** : la vitesse de la cinétique chimique et celle de la diffusion des gaz sont proches (ont le même ordre de grandeur). C'est équivalent à une zone de conversion diffuse.

Pour les grosses particules (plaquettes) elle se trouve au voisinage de la surface extérieure. Dans ce cas les particules rétrécissent avec une masse volumique constante. La vitesse de conversion dépend alors de la concentration des gaz, la température, la nature de l'écoulement, de la granulométrie et de la porosité.

Afin de déterminer le régime de combustion hétérogène, on peut faire appel au module de

Thiele Th , qui représente le rapport entre les vitesses de la cinétique chimique et de la

diffusion massique Thunman H. and al, 2007 : $Th = r_p \sqrt{\frac{R_c(s)}{D_{eff}}}$ 1.34

où r_p est le rayon de la particule, $R_c(s)$ la vitesse de réaction et D_{eff} le coefficient effectif de diffusion des gaz dans la particule : $D_{eff} = \varepsilon_p^2 D$ 1.35

Avec ε_p la porosité de la particule et D_{eff} le coefficient de diffusion. Ainsi, $Th > 1$ correspond au régime de conversion progressive et $Th < 1$ au régime du cœur rétrécissant.

II. Les transferts thermiques

II.1 Historique

Le transfert de chaleur est l'un des modes, les plus connus d'échange d'énergie. Lorsqu'il existe une différence de température entre deux points d'un système à des températures différentes sont mises en contact, on constate une tendance à l'égalisation des températures. On dit qu'il y'a transfert de chaleur.

Le transfert de chaleur obéit aux principes fondamentaux de la thermodynamique, mais les lois de la thermodynamique ne suffisent pas pour expliquer de quelle manière s'effectue le transfert de chaleur ou pour prévoir la vitesse de ce transfert. Le transfert de chaleur est donc régi par d'autres lois, très importantes dans différentes branches de l'industrie. Citons par exemple pour le génie chimique.

La conception et le fonctionnement des évaporateurs, des condenseurs, des échangeurs entre fluide chaud et froid, des colonnes a distillation, des réacteurs, ...

Pour l'ingénieur de génie chimique les problèmes des transferts thermiques se ramènent généralement à l'une ou l'autre de ces deux formes (J. F Sacadura, 1993 et J.Taine and al, 1995) :

* Rechercher la manière la plus efficace de transmettre une quantité de donné de chaleur entre deux systèmes par unités de temps.

*Rechercher comment limiter les déperditions (ou les gains) calorifiques à travers une surface.

La résolution de ces problèmes est souvent complexe car le transfert de chaleur peut résulter de trois mécanismes de propagation obéissant à des lois bien différente et mis en jeu parfois simultanément : le rayonnement, la convection et la conduction.

II.2 Le rayonnement

II.2.1 Principe de transfert de chaleur par rayonnement

C'est un mode d'échange de chaleur (d'énergie) sous forme d'ondes électromagnétiques selon la loi de Planck ($E=h\nu$, tels que : ν est la fréquence d'onde associée et $h=6,62.10^{-34}J.s$ est la constante de Planck). Donc, il ne nécessite aucun support matériel, il est analogue à la propagation de la lumière. Il se propage de manière rectiligne à la vitesse de la lumière ($C=3.10^8$ m/s). Le rayonnement thermique émis par les corps, se situé entre des longueurs

d'ondes de 0,1 μm à 100 μm . Pratiquement, les trois modes de transfert de chaleur coexisteront. Mais, ce mode de transfert devient prépondérant à des températures supérieures aux températures ordinaires. Généralement, tous les corps (solides, liquides et gazeux) émettent un rayonnement de nature électromagnétique. On peut citer que, le vide et les gaz purs comme (O_2 , H_2 et N_2) représentent des milieux parfaitement transparents mais, les gaz composés comme (CO_2 , H_2O , CO et CH_4) et certaines liquides et solides comme (les verres et les polymères) sont partiellement transparents. La majorité des solides et des liquides sont des corps opaques puisqu'ils stoppent la propagation du rayonnement juste au niveau de leurs surfaces (Philippe Marty, 2012 et Dr Slimane Boughali, 2013)

II.2.2 Définitions préliminaires

Les grandeurs physiques seront désignées selon la composition spectrale ou la distribution spatiale du rayonnement :

- **Grandeur totale** : elle est relative à l'ensemble du spectre ;
- **Grandeur monochromatique** : elle concerne seulement un intervalle spectral étroit ($d\lambda$), autour d'une longueur d'onde (λ) ;
- **Grandeur hémisphérique** : elle est relative à l'ensemble des directions de l'espace ;
- **Grandeur directionnelle** : elle caractérise une direction donnée de la propagation.

Pendant l'étude de l'équilibre thermique d'un système, tout corps doit être considéré comme :

- **Émetteur** : s'il envoie un rayonnement lié à sa température (sauf s'il est parfaitement transparent) ;
- **Récepteur** : s'il reçoit des rayonnements émis ou réfléchis et diffusés par les corps qui l'entourent.
- **Corps opaque** : c'est un corps qui ne transmet aucun rayonnement à travers lui-même, il stoppe la propagation de tout rayonnement dès sa surface, il se réchauffe par l'absorption du rayonnement ;
- **Corps transparent** : c'est un corps qui transmet tout le rayonnement incident ;
- **Corps noir** : est celui qui absorbe toutes les radiations qu'il reçoit, il est caractérisé par un pouvoir absorbant ($\alpha_{\lambda T} = 1$). Tous les corps noirs rayonnent de la même manière à la même température, le corps noir rayonne plus qu'un corps non noir.
- **Corps gris** : est celui dont le pouvoir absorbant ($\alpha_{\lambda T}$) est indépendant de la longueur d'onde (λ), il est caractérisé par ($\alpha_{\lambda T} = \alpha_T$). Un corps gris à haute température pour ($\lambda < 3\mu\text{m}$, soleil), un corps gris à basse température pour ($\lambda > 3\mu\text{m}$, atmosphère).

- **Angle solide** : l'angle solide élémentaire ($d\Omega$) sous lequel est vu, d'un point (O), le contour d'une petite surface (ds , assimilé à une surface plane) est donné par : $d\Omega = ds \cos \alpha / r^2$ **1.36**

- Le flux envoyé par une surface (s) sous un angle solide élémentaire ($d\Omega$), entourant la direction

(O_x) est désigné par ($d\phi_x$).

- Le flux d'une source (ϕ), c'est la puissance rayonnée par une surface (s) dans tout l'espace qui l'entoure sur toutes les longueurs d'ondes et est donné par :

$$\phi = \int_s d\phi = \int_\Omega d\phi_x, [W] \quad 1.37$$

- Le flux envoyé par un élément de surface (ds) sous un angle solide élémentaire ($d\Omega$) est désigné par ($d^2\phi$) ;

- Le flux envoyé dans tout l'espace par une surface élémentaire (ds) est désigné par ($d\phi$) et il est donné par : $d\phi = \int_\Omega d^2\phi$ **1.38**

-**Émittance énergétique monochromatique** : l'émittance monochromatique d'une source à la température (T) est donnée par : $M_{\lambda T} = \frac{d\phi_{\lambda+d\lambda}}{ds*d\lambda}$; [W/m^3], **1.39**

Tels que ; $d\phi_{\lambda+d\lambda}$ est le flux d'énergie émis entre les deux longueurs d'ondes (λ) et ($\lambda+d\lambda$)

-**Émittance énergétique totale** : c'est la densité de flux émise par la surface élémentaire (ds) sur tout le spectre des longueurs d'ondes, elle est donnée par :

$$M_T = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} M_{\lambda T} d\lambda = \frac{d\phi}{ds}; [W/m^2] \quad 1.40$$

-**Intensité énergétique dans une direction** : c'est le flux par unité d'angle solide émis par une surface (ds) sous un angle solide ($d\Omega$) entourant la direction (O_x), elle est donnée par : $I_x = \frac{d^2\phi_x}{d\Omega}$ **1.41**

-**Luminance énergétique dans une direction** : c'est l'intensité énergétique dans la direction (O_x) par unité de surface émettrice apparente (la projection de la surface (s) sur le plan (\perp) à O_x), elle est donnée par : $L_x = \frac{I_x}{ds_x} = \frac{I_x}{ds \cos \alpha} = \frac{d^2\phi_x}{d\Omega ds \cos \alpha}$ **1.42**

- **Éclairement** (relatif à un récepteur) : C'est le flux reçu par unité de surface réceptrice, en provenance de l'ensemble des directions (\equiv émittance).

II.2.3 Processus de réception d'un rayonnement par un corps

Un point matériel chauffé émet un rayonnement électromagnétique dans toutes les directions situées d'un même côté du plan tangent au point matériel. Lorsque ce rayonnement frappe un corps quelconque, une partie de cette énergie peut être réfléchiée, une autre transmise à travers le corps, et le reste est quantitativement absorbée sous forme de chaleur. Lorsqu'un rayonnement incident d'énergie (φ_λ) frappe un corps (**C**) à la température (**T**), on remarque que :

- Une partie de l'énergie ($\varphi_\lambda \cdot \rho_{\lambda T}$) est réfléchiée par la surface (**S**) du corps ;
- Une partie de l'énergie ($\varphi_\lambda \cdot \alpha_{\lambda T}$) est absorbée par le corps en lui échauffant ;
- Le reste de l'énergie ($\varphi_\lambda \cdot \tau_{\lambda T}$) est transmise en continuant le chemin.

Tel que ;

$$\varphi_\lambda = \varphi_\lambda * \rho_{\lambda T} + \varphi_\lambda * \alpha_{\lambda T} + \varphi_\lambda * \tau_{\lambda T} \quad 1.43$$

d'où

$$\rho_{\lambda T} + \alpha_{\lambda T} + \tau_{\lambda T} = 1 \quad 1.44$$

qui représentent respectivement ; le pouvoir monochromatique réfléchissant ($\rho_{\lambda T}$), le pouvoir monochromatique absorbant ($\alpha_{\lambda T}$) et le pouvoir monochromatique de transmittance ($\tau_{\lambda T}$). Ces pouvoirs sont fonctions de la nature du corps, son épaisseur, sa température (**T**), de la longueur d'onde (λ), du rayonnement incident et de l'angle d'incidence.

II.2.4 Lois du rayonnement

II.2.4.1 Loi de Lambert

L'intensité énergétique dans une direction (δ), est donnée par :

$$I_\delta = I_n * \cos \delta \quad 1.45$$

Lorsqu'un corps suit la loi de Lambert, l'émittance est proportionnelle à la luminance :

$$M = \pi * L ; [W/m^2] \quad 1.46$$

II.2.4.2 Loi Kirchoff

L'émittance monochromatique de tout corps est égale au produit de son pouvoir absorbant monochromatique ($\alpha_{\lambda T}$) par l'émittance monochromatique du corps noir à la même température :

$$M_{\lambda T} = \alpha_{\lambda T} * M_{o\lambda T} ; [W/m^3] \quad 1.47$$

Tel que ; $M_{\lambda,T}$: est l'émittance monochromatique du corps noir.

- L'émittance totale (M_T) d'un corps gris à la température (T) est égale au produit de son pouvoir absorbant (α_T) par l'émittance totale (M_{oT}) du corps noir à la même température.

II.2.4.3 Loi de Planck

L'émittance monochromatique du corps noir dépend seulement de la longueur d'onde (λ) et de la température (T) : $E_\lambda = \frac{d\varphi_\lambda}{ds} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)}$; $[W/m^2 \mu m^{-1}]$ 1.48

Tels que ;

$$\left\{ \begin{array}{l} T: \text{température en Kelvin;} \\ \lambda: \text{longueur d'onde en } \mu\text{m;} \\ C_1 = 2\pi h c^2 = 3,74 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \mu^4 \cdot \text{m}^{-2}, \text{ c'est la constante de Planck;} \\ C_2 = \frac{hc}{K} = 14400 \mu \cdot \text{K;} \\ \text{avec } k: \text{constante de Stefan – Boltzmann} \\ c = 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1} : \text{vitesse de la lumière} \end{array} \right.$$

Remarques

1-Dans le domaine visible (petites longueurs d'ondes) $e^{\frac{C_2}{\lambda T}} \gg 1$

D'ou $E_\lambda = M_{\lambda,T}^0 = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$

2-Dans le lointain domaine infrarouge (grandes longueurs d'ondes), le développement de ($e^{\frac{C_2}{\lambda T}}$), permet d'exprimer ($M_{\lambda,T}^0$) par : $E_\lambda = M_{\lambda,T}^0 = \frac{C_1 T}{C_2 \lambda^4}$

II.2.4.4 Lois de Wien

II.2.4.4.1 Première loi de Wien

La première loi de Wien permet d'exprimer ou d'évaluer les longueurs d'ondes correspondantes à l'émittance monochromatique maximale (pour laquelle le rayonnement est maximal) en fonction de la température. Pour sa dérivation, il suffit d'annuler la dérivée de l'émittance :

$$dM_{\lambda T}^0 = 0 \leftrightarrow \lambda_m = \frac{2898}{T}; [\mu\text{m}]$$
 1.49

Remarques

- À la température ambiante ($T=300\text{K}$, $\lambda_m=9,6\mu\text{m}$), un corps émet le rayonnement infrarouge de grandes longueurs d'ondes qui nous entoure mais non visible à notre œil $[(0,36-0,75) \mu\text{m}]$;

- À la température du soleil ($T=5790\text{K}$, $\lambda_m=0,5\mu\text{m}$, rayonnement maximal), c'est le jaune visible pour laquelle notre œil a une efficacité lumineuse maximale

II.2.4.4.2 Deuxième loi de Wien

Cette loi exprime la valeur de l'émittance monochromatique maximale, il suffit qu'on remplace

(λ_m) par sa valeur dans la loi de Planck pour obtenir : $M_{\lambda_m, T}^0 = B \cdot T^5$ 1.50

Avec, $B=1,287 \cdot 10^{-5} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-5}$ et T en Kelvin

II.2.4.5 Loi de Stefan-Boltzmann

Elle donne l'émittance totale du corps noir, avec la sommation de toutes les émittances monochromatiques pour toutes les longueurs d'ondes ou l'intégration de :

$$E = \frac{d\varphi}{ds} = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda = M^0 = \int_0^{\infty} M_{\lambda, T}^0 d\lambda = \sigma \cdot T^4; [W/m^2]$$

Tel que : $\sigma=5,67 \cdot 10^{-8} [W/m^2 \cdot K^4]$, la constante de Stefan-Boltzmann

II.3 La convection

La convection est un mécanisme du transfert de chaleur entre deux milieux de phases différentes ou entre deux régions du même milieu en présence d'un mouvement du fluide (gaz ou liquide). On distingue deux types principaux de convection, convection naturelle et convection forcée. En **convection naturelle**, le mouvement du fluide est causé par les effets de flottabilité due aux variations de la densité de fluide (qui nécessite une différence de température). Par contre, en **convection forcée**, un gradient de pression impose provoque l'écoulement du fluide. Cependant, la force de flottabilité diminue lorsque la densité de fluide approche celle du fluide environnant. La vitesse du fluide atteint un maximum et ensuite, tend vers zéro loin de la surface chaude. Ce transfert de chaleur est caractérisé par un coefficient (h), dépendant de plusieurs paramètres ; la densité, la viscosité, la vitesse du fluide ainsi que les propriétés thermiques.

L'objectif principal de l'étude du phénomène de la convection, consiste essentiellement à :

- a. La compréhension et la modélisation de ce phénomène pour la prédiction de ses effets dans les équipements relatifs et même dans l'environnement ;
- b. Le dimensionnement et le choix de matériaux convenables des appareils, équipements et installations de chauffage et de refroidissement ;
- c. L'amélioration de performances des systèmes de refroidissement des composants électroniques (processeurs par exemple, pour atteindre une vitesse optimale de traitement des données) ;
- d. Calcul du coefficient d'échange de chaleur par convection (**h**),
- e. L'établissement des corrélations empiriques utilisées pratiquement pour le calcul et le dimensionnement (J.Taine and al, 1995 et Nicolas Errien, 2011).

II.3.1 Développement des équations générales de conservation

L'écoulement de fluide est un phénomène complexe qui ne se prête pas toujours à une analyse mathématique rigoureuse. Par commodité, tout volume fluide peut être assimilé à un ensemble continu de particules fluides. Leur étude en mouvement peut être abordée analogiquement à celle des points matériels intervenant en mécanique générale. Les équations gouvernantes pour un écoulement transitoire, tridimensionnel, compressible et visqueux (avec frottement et conduction thermique, sans diffusion de la matière (c'est-à-dire sans gradients de concentration)) ou le phénomène est dissipatif (augmentation de l'entropie de l'écoulement), sont basées sur trois principes fondamentaux, à savoir :

- Le principe de conservation de la masse, à partir duquel on établit l'équation de continuité ;
- Le principe de conservation de la quantité de mouvement, à partir duquel on établit les trois équations de Navier-Stokes ;
- Le principe de conservation de l'énergie, d'où découle l'équation d'énergie relative à l'écoulement.

II.3.1.1 Équation de continuité

L'accumulation en quantité de masse dans un volume de contrôle par unité de temps est égale à la quantité de masse qui entre moins celle qui sort du volume par unité du temps (ou, le taux de variation de la masse de fluide contenue dans un volume de contrôle (CV) est égal au débit massique entrant moins le débit massique sortant du (CV)). De ceci on extrait l'équation générale de la conservation de masse sous forme vectorielle, donnée par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad 1.51$$

avec ;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} : \text{Taux de variation de la masse volumique par unité de temps;}$$

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V}) : \text{Taux de convection de masse par unité de volume, } \vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$$

II.3.1.2 Équations de la conservation de la quantité de mouvement

La quantité du mouvement étant une quantité transportable, elle obéit aux lois de transport, par conséquent, elle est transportée par :

- **Convection** : ou les particules entrent dans le volume de contrôle par leur propre vitesse ;
- **Diffusion** : dans ce cas, chaque particule cède sa vitesse à la particule placée devant elle par choc, et ceci jusqu'à l'entrée de la quantité transportable (quantité de mouvement) dans le volume de contrôle ou sa sortie du volume. De ceci découlent les équations de Navier-Stokes. L'application de la deuxième loi fondamentale de la dynamique appliquée à une particule fluide en mouvement mène aux équations de conservation de quantité de mouvement ou équations de

Navier-Stokes.

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \vec{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x \quad 1.52.a$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v \vec{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \quad 1.52.b$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho w \vec{V}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z \quad 1.52.c$$

Tels que ;

f_x, f_y, f_z : Composantes des forces de gravité par unité de masse;

$$\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z} : \text{Forces de pression;}$$

$$\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}, \dots, \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} : \text{Forces de surfaces;}$$

Les contraintes $\tau_{xx}, \dots, \tau_{zz}$, pour un fluide Newtonien sont liées linéairement aux taux de déformation par l'intermédiaire de la viscosité dynamique du fluide, par les expressions suivantes :

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right); \tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right); \tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad 1.53$$

$$\tau_{xx} = -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{V}) + 2\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right); \quad \tau_{yy} = -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{V}) + 2\mu\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right); \quad \tau_{zz} = -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{V}) + 2\mu\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right) \quad 1.54$$

Si les forces de gravité sont négligeable du système d'équations de quantité de mouvement, les termes à gauche représentent le taux de variation local de la quantité de mouvement et son transport par convection, et les termes à droite représentent le gradient de pression et le transport par diffusion.

II.3.1.3 Équation de conservation de l'énergie

L'équation d'énergie peut être obtenue par application du premier principe de la thermodynamique à un élément de fluide en mouvement : le taux de variation de l'énergie à l'intérieur de l'élément du fluide est égal au flux net de chaleur dans l'élément plus le taux de travail sur l'élément du fluide dû aux forces de gravité et les forces de surfaces.

$$\frac{du}{dt} = \frac{dq}{dt} + \frac{dw}{dt} \leftrightarrow A = B + C$$

Le travail net sur l'élément de fluide est la somme des forces de surface dans toutes les directions

(x, y et z) plus les forces de gravité. Ce dernier peut être donné par :

$$C = \left[-\left(\frac{\partial(up)}{\partial x} + \frac{\partial(vp)}{\partial y} + \frac{\partial(wp)}{\partial z}\right) + \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} \right] dx dy dz + \rho \vec{f} \cdot \vec{V} dx dy dz \quad 1.55$$

Le flux de chaleur net dans l'élément de fluide est dû à deux sources, source de chaleur volumétrique telle que l'absorption ou l'émission du rayonnement et à un transfert de chaleur à travers les surfaces à cause des gradients de température (conduction thermique). Soient \dot{q} est la source volumétrique de chaleur par unité de masse et $(\dot{q}_{x,y,z})$, le flux de chaleur dû à la conduction thermique est donné par la loi de Fourier. Le flux net de chaleur dans l'élément de fluide est donné par :

$$B = \left[\rho \dot{q} + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dx dy dz \quad 1.56$$

Tel que ; k représente la conductivité thermique [W/m.°C]

Considérons un milieu gazeux en mouvement. L'élément fluide dans ce cas a deux contributions d'énergie : l'énergie interne due au mouvement libre de ces molécules (e , par unité de masse) et une énergie cinétique due au mouvement de translation de l'élément fluide,

l'énergie cinétique par unité de masse est donnée par $(\frac{v^2}{2})$. Donc, l'énergie totale est donnée par $(e + \frac{v^2}{2})$. Finalement, la variation temporelle de l'énergie totale par unité de masse est donnée par :

$$A = \rho \frac{D}{Dt} \left(e + \frac{v^2}{2} \right) dx dy dz \quad 1.57$$

La forme conservative de l'équation d'énergie peut être donc donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) \vec{V} \right] &= \rho \dot{q} + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \\ &\left(\frac{\partial(u\dot{p})}{\partial x} + \frac{\partial(v\dot{p})}{\partial y} + \frac{\partial(w\dot{p})}{\partial z} \right) + \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \\ &\frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} + \rho \vec{f} \cdot \vec{V} \end{aligned} \quad 1.58$$

Sous une autre formulation, le bilan net d'énergie thermique par unité de volume du fluide est donné par :

$$\rho \frac{D\bar{u}}{Dt} = -\text{div}\vec{q} - \vec{\tau} \otimes \overline{\text{grad}\vec{V}} - p\text{div}\vec{V} \quad 1.59$$

Tels que ;

$-\text{div}\vec{q}$: Représente le bilan net du flux de chaleur se propageant par conduction

$$\text{div}\vec{q} = -k\nabla^2 T$$

$-\vec{\tau} \otimes \overline{\text{grad}\vec{V}}$ est la dissipation visqueuse qui représente la vitesse de transformation irréversible de l'énergie visqueuse (mécanique) en énergie thermique. Ce terme est toujours de signe (+) et peut être représenté par : $(-\vec{\tau} \otimes \overline{\text{grad}\vec{V}} = \mu\Phi)$ dans le cas d'un fluide newtonien, Φ est la fonction de dissipation donnée par :

$$\begin{aligned} \Phi &= 2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 \\ &\quad - \frac{2}{3} \left[\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} \right]^2 \end{aligned}$$

$-p\text{div}\vec{V}$: est l'augmentation par unité de volume de l'énergie interne de l'élément par des forces de compression. Il représente la vitesse de transformation réversible de l'énergie de pression en énergie thermique. Ce terme peut être (-) ou (+), selon qu'il s'agit d'une compression ou d'une expansion.

L'énergie interne (\bar{u}) peut être considérée comme une fonction du volume spécifique \hat{v} et de la température T. Ainsi, on peut écrire, $(\hat{v} = \frac{1}{\rho})$ donc : $d\bar{u} = \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \hat{v}} \right)_T d\hat{v} + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial T} \right)_{\hat{v}} dT$

Tels que ;

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial T}\right)_{\hat{v}} &= C_v: \text{ est la chaleur spécifique à volume constant et comme : } \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \hat{v}}\right)_T \\ &= T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\hat{v}} - p \\ \Rightarrow \rho \frac{D\bar{u}}{Dt} &= \rho C_v \frac{DT}{Dt} + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\hat{v}} - p\right] \rho \frac{D\hat{v}}{Dt} \end{aligned} \quad 1.60$$

Tel que ;

$$\begin{aligned} \frac{D\hat{v}}{Dt} &= \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right) = -\frac{1D\rho}{\rho^2 Dt} \text{ et d'après l'équation de continuité,} \\ \text{div}\vec{V} &= -\frac{1D\rho}{\rho Dt} \Rightarrow \frac{D\hat{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \text{div}\vec{V} \end{aligned}$$

L'équation du bilan thermique devient :

$$\rho C_v \frac{DT}{Dt} = -\text{div}\vec{q} - \vec{\tau} \otimes \overline{\text{grad}\vec{V}} - p \text{div}\vec{V} - \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\hat{v}} - p\right] \text{div}\vec{V} \quad 1.61$$

Après simplification :

$$\rho C_v \frac{DT}{Dt} = -\text{div}\vec{q} - \vec{\tau} \otimes \overline{\text{grad}\vec{V}} - \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\hat{v}}\right] \text{div}\vec{V}$$

1.62

II.3.1.4 Hypothèses relatives au modèle thermique

Dans la plupart des cas rencontrés dans la pratique à l'exception des transferts de chaleur dans les lubrifiants ou de l'extrusion des plastiques, le terme de dissipation visqueuse $\vec{\tau} \otimes \overline{\text{grad}\vec{V}}$ est négligeable.

*Par ailleurs, si l'on considère que la conductivité thermique (λ) est indépendante de la direction de l'écoulement et de la température, l'équation (1.62) se simplifie en :

$$\rho C_v \frac{DT}{Dt} = \lambda \nabla^2 T - \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\hat{v}}\right] \text{div}\vec{V} \quad 1.63$$

*Pour un gaz parfait

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\hat{v}} = \frac{p}{T}$$

$$\rho C_v \frac{DT}{Dt} = \lambda \nabla^2 T - p \text{div}\vec{V} \quad 1.64$$

II.3.2 Concept de la couche limite

La figure 1.5 montre la distribution de la vitesse aux différentes stations à partir du bord d'entrée d'une plaque plane horizontale. A partir de cette arrête, une région se développe dans l'écoulement et les forces visqueuses ralentissent le mouvement du fluide.

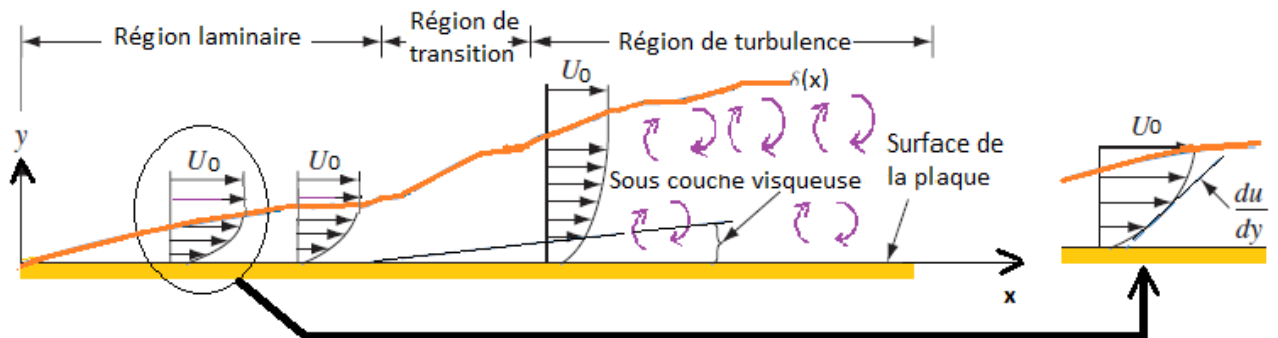


Figure 1.5 Écoulement sur une plaque plane-Profiles de vitesse en couche limite (laminaire, de transition et de turbulence)

Les forces visqueuses dépendent de la contrainte tangentielle donnée par : $\tau = \mu \frac{du}{dy}$ **1.65**

Tels que ; $\frac{du}{dy}$: **le gradient de vitesse**; μ : **la viscosité dynamique**

La région de l'écoulement près de la paroi (surface de la plaque) où la vitesse du fluide diminue par les forces visqueuses est appelée **couche limite** (Ludwing Prandtl, 1905). La distance verticale à partir de la surface de la plaque jusqu'à la vitesse atteint (99%) de celle du courant libre, désigne **l'épaisseur de la couche limite** (d).

Au début, le régime d'écoulement dans la couche limite est complètement laminaire. L'épaisseur de la couche limite augmente en fonction de la distance (x). A une **distance critique** (x_c), les effets d'inertie deviennent suffisamment grands comparés aux forces visqueuses, une région de transition (du régime laminaire vers le régime turbulent), se développe. Dans la région de turbulence, des morceaux macroscopiques de fluide se déplacent avec les lignes de courant, en transportant efficacement l'énergie thermique et la quantité de mouvement.

Le paramètre adimensionnel qui relie quantitativement les forces visqueuses et inertielles et dont sa valeur détermine la transition du régime laminaire vers le régime turbulent est le nombre de Reynolds

(Re_x) donné par :

$$Re_x = \frac{\rho \cdot U_0 \cdot x}{\mu} = \frac{U_0 \cdot x}{\nu} \quad \mathbf{1.66}$$

Tels que ; U_0 : **la vitesse du courant libre**

x : **la distance à partir du bord**

$\nu = \frac{\mu}{\rho}$: **la viscosité cinématique du fluide**

ρ : **la densité du fluide**

La distance (x_c) à partir du bord de la plaque jusqu'à l'apparition de la région de transition est donnée par :

$$x_c = \frac{Re_x \cdot \nu}{U_0} \quad 1.67$$

II.3.3 Développement de l'équation d'hydrodynamique sur une plaque plane verticale en convection naturelle

La convection naturelle résulte du mouvement du fluide engendré par la variation de la densité. Par exemple, l'air en contact avec une surface chaude s'échauffe, sa densité diminue et en présence de la gravité, il monte vers le haut due à la flottabilité en laissant un vide. L'air froid du milieu environnant se déplace pour remplir ce vide et un courant d'air ascendant s'établit.

La force conductrice ou motrice en convection libre est l'action de la flottabilité ou la poussée d'Archimède. Considérons le panneau (de fluide) représenté sur la figure ci-dessus, parallèlement à la plaque plane verticale. Lorsque le fluide est en mouvement, en plus des forces de flottabilité (poussée d'Archimède), il y a les forces de pression et celles de frottement. En régime stationnaire (permanent), les forces totales agissant sur l'élément de volume ($dx dy dz$) sont données comme suit :

1. Les forces dues au gradient de pression :

$$p dy dz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy dz = - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz$$

2. Le poids de l'élément de volume ($dx dy dz$) :

$$dP = -g \rho dx dy dz$$

3. Les forces de cisaillement (de frottement) dues au gradient de vitesse :

$$-\tau_{yx} dx dz + \left(\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy \right) dx dz = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dx dy dz ; \tau_{yx} = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$$

4. Le taux de variation de la quantité de mouvement de l'écoulement de fluide est donné par :

$$\rho dx dy dz \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right]$$

Par application de la seconde loi de Newton sur l'élément de fluide, il en résulte :

$$\rho dx dy dz \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dx dy dz - \rho g dx dy dz$$

$$\Rightarrow \rho \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \rho g$$

On suppose qu'à chaque hauteur la pression est uniforme et le fluide non chauffé loin de la paroi de plaque est en équilibre hydrostatique, par conséquent : $\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_0 g$ d'où, l'équation du mouvement devient : $\Rightarrow \rho \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] = g(\rho_0 - \rho) + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$

Pour les fluides incompressibles, on suppose que la densité est seulement fonction de la température mais, pour les gaz, on suppose que la dimension verticale (dx) de l'élément considéré est petite de telle sorte que la densité hydrostatique (ρ_0) est constante (Hypothèse de Boussinesq). Avec ces hypothèses, le terme de flottabilité peut être écrit sous la forme suivante : $g(\rho_0 - \rho) = -g\rho\beta(T_0 - T)$ tel que (β) est le coefficient de dilatation thermique défini par : $\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_p$; pour les gaz idéal, $\beta = \frac{1}{T_0}$

Finalement, l'équation du mouvement pour la convection naturelle est donnée par :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = g\beta(T - T_0) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \tag{1.68}$$

II.3.4 Solution analytique d'un écoulement de couche limite en régime laminaire sur une plaque plane en convection forcée

À partir des corrélations expérimentales de transfert de chaleur par convection forcée, il a été trouvé que le nombre de Nusselt dépend des deux nombres adimensionnels, le nombre de Reynolds et celui de Prandtl tel que : $N_u = \phi(R_e) \cdot \psi(P_r)$ 1.69

Les relations fonctionnelles $= \phi(R_e)$ et $\psi(P_r)$, seront déterminées analytiquement. Premièrement, on doit considérer le cas de la couche limite laminaire qui est susceptible à des méthodes de solution exacte et approximative. Pour déterminer le coefficient d'échange de chaleur par convection (h) et le coefficient de frottement pour un écoulement incompressible sur une plaque plane, les équations de conservation (continuité, quantité de mouvement et d'énergie) doivent être satisfaisantes simultanément.

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad 1.70$$

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \end{cases} \quad 1.71$$

$$\begin{cases} u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \end{cases} \quad 1.72$$

Pour résoudre ces équations, on suppose la fonction du courant $\psi(x, y)$ qui satisfera automatiquement l'équation de continuité, de telle sorte que : $u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$ et $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$

En introduisant une nouvelle variable (η), telle que : $\eta = y \sqrt{\frac{U_0}{\nu x}}$

On peut exprimer la fonction $\psi(x, y)$ par : $\psi = \sqrt{\nu \cdot x \cdot U_0} \cdot f(\eta)$

Telle que (η), représente une fonction adimensionnelle de courant. Les composantes de vitesse deviennent :

$$\begin{cases} u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial y} = U_0 \cdot \frac{d[f(\eta)]}{d\eta} \\ v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu \cdot U_0}{x}} \cdot \left\{ \frac{d[f(\eta)]}{d\eta} \cdot \eta - f(\eta) \right\} \end{cases}$$

En exprimant $(\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}$ et $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2})$ en fonction de (η) et on les introduit dans l'équation de quantité de mouvement, on peut obtenir l'équation différentielle ordinaire non linéaire de 3^{ème} ordre suivante :

$$f(\eta) \cdot \frac{d^2[f(\eta)]}{d\eta^2} + 2 \frac{d^3[f(\eta)]}{d\eta^3} = 0 \quad 1.73$$

Cette équation peut être résolue relativement aux trois conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} \text{à } \eta = 0 : f(\eta) = 0 \\ \text{à } \eta = 0 : \frac{d[f(\eta)]}{d\eta} = 0 \\ \text{à } \eta = 1 : \frac{d[f(\eta)]}{d\eta} = 1 \end{cases}$$

Soit (δ), l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique ou ($u = 99\%U_0$) :

$$\delta = \frac{5 \cdot x}{\sqrt{R_{ex}}} \quad 1.74$$

Telle que ($R_{ex} = \frac{\rho U_0 x}{\mu}$) le nombre local de Reynolds.

De la solution numérique de (1.73), $\frac{u}{U_0} = f(y\sqrt{R_{ex}}/x)$ la force de cisaillement à la paroi ($y = 0$) peut être obtenue à partir du gradient de vitesse. Cette dernière, représente dans ce cas, la pente de la courbe

$\frac{u}{U_0} = f(y\sqrt{Re_x}/x)$, elle est donnée par :

$$\left. \frac{\partial(u/U_0)}{\partial(y/x\sqrt{Re_x})} \right|_{y=0} = 0.332$$

Par conséquent, le gradient de vitesse en fonction de (x) , est donné par :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = 0.332 \frac{U_0}{x} Re_x$$

La contrainte tangentielle par unité de surface est donnée dans ce cas par :

$$\tau_s = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = 0.332 \mu \frac{U_0}{x} Re_x \quad 1.75$$

En divisant les deux membres de l'équation (1.75) par (la vitesse de pression), le terme $(\rho U_\infty^2/2)$, On peut obtenir le coefficient adimensionnel local de frottement :

$$C_{fx} = \frac{\tau_s}{\rho U_\infty^2/2} = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}} \quad 1.76$$

Le coefficient moyen de frottement est obtenu en intégrant l'équation (1.76) entre $x = 0$ et $x = L$:

$$\bar{C}_f = \frac{1}{L} \int_0^L C_{fx} dx = 1.33 \sqrt{\frac{\mu}{U_\infty \rho L}} \quad 1.77$$

Remarques

On peut obtenir des résultats significatifs en comparant les deux équations, celle d'énergie (1.72) et celle de la quantité de mouvement (1.71). En effet, $u(x, y)$ est aussi une solution pour la distribution de la température $T(x, y)$ si $(V = \alpha)$ et si la température de la plaque (T_s) est constante.

Si on utilise la température de la surface (T_s) comme donnée de référence et en réécrivant la variable de gauche de (1.72) sous la forme de $(T - T_s)/(T_0 - T_s)$, ensuite, les conditions aux

$$\text{limites sont données par : } \begin{cases} \text{à } y = 0 : \frac{T - T_s}{T_0 - T_s} = 0 \text{ et } \frac{u}{U_0} = 0 \\ \text{à } y \rightarrow \infty : \frac{T - T_s}{T_0 - T_s} = 1 \text{ et } \frac{u}{U_0} = 1 \end{cases}$$

T_0 : est la température du courant libre (fluide environnant). La condition imposée ($V = \alpha$) correspond à un nombre de Prandtl égal à l'unité depuis que $(Pr = Cp \cdot \frac{\mu}{k} = \frac{\nu}{\alpha})$

-Pour $(Pr = 1)$, la distribution de la vitesse est similaire à celle de la température. Physiquement, le transfert de quantité de mouvement est analogue au transfert thermique lorsque $(Pr = 1)$. Les propriétés physiques de la majorité des gaz correspondent au nombre de Prandtl ; $Pr = \frac{0.6}{1}$ donc, l'analogie est satisfaisante.

-Selon les calculs de Pohlhausen, la relation entre les épaisseurs des couches limites hydrodynamiques et thermiques est approximativement ($\delta/\delta_{th} = P_r^{1/3}$)

-Pour une plaque plane de largeur (b) et de longueur (L) :

1-Le taux total de transfert de chaleur est donné par : $q = 0.664R_{eL}^{\frac{1}{2}}P_r^{\frac{1}{3}}b(T_s - T_0)$

2-Le coefficient local d'échange de chaleur par convection est donné par : $h_{cx} = 0.332\frac{k}{x}R_{ex}^{\frac{1}{2}}P_r^{\frac{1}{3}}$

3-Le nombre local de Nusselt est donné par : $N_{ux} = 0.332R_{ex}^{\frac{1}{2}}P_r^{\frac{1}{3}}$

4- Le nombre moyen de Nusselt est donné par : $\overline{N_{uL}} = 0.664R_{eL}^{\frac{1}{2}}P_r^{\frac{1}{3}}$

II.3.5 Nombres adimensionnels

Le nombre de Nusselt

C'est un coefficient adimensionnel d'échange de chaleur, il représente le rapport du transfert de chaleur par convection à celui par conduction dans une couche de fluide d'épaisseur (L). La forme adimensionnelle appropriée de ce paramètre (h) est le nombre de Nusselt (N_u) défini par :

$$N_u = \frac{h_c L}{k_f} \quad 1.78$$

A partir de la valeur locale de Nusselt, on peut premièrement, obtenir la valeur locale (h_c) et ensuite, la valeur moyenne du coefficient du transfert de chaleur par convection ($\overline{h_c}$) et une valeur moyenne du nombre de Nusselt ($\overline{N_{uL}}$)

$$\overline{N_{uL}} = \frac{\overline{h_c}}{k_f} \cdot L = f(R_{eL}, P_r) \quad 1.79$$

Le nombre de Prandtl

Il représente le rapport de la diffusivité moléculaire due à la quantité de mouvement par la diffusivité thermique, il est donné par :

$$P_r = C_p \frac{\mu}{k} = \frac{\nu}{\alpha} \quad 1.80$$

Le nombre de Reynolds

Il représente le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses, il est donné par :

$$R_{eL} = \frac{U_0 L}{\nu} \quad 1.81$$

Le nombre de Grashof

Il représente le rapport des forces de flottabilité aux forces de viscosité, il est donné par :

$$G_{rL} = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_s - T_0) \cdot L^3}{\nu^2} \quad 1.82$$

II.3.6 Corrélations empiriques

II.3.6.1 Corrélations empiriques en convection libre

Les résultats expérimentaux relatifs au transfert de chaleur par convection naturelle, peuvent être corrélés par des expressions de type : $N_u = \phi(G_r) \cdot \psi(P_r) = C \cdot (G_r \cdot P_r)^m$. À titre d'exemples, on peut citer :

1-Plaques et cylindres verticales :

-Pour $10^4 < (G_r \cdot P_r) < 10^9 \Rightarrow N_u = 0.59(G_r \cdot P_r)^{0.25}$

-pour $10^9 < (G_r \cdot P_r) < 10^{13} \Rightarrow N_u = 0.021(G_r \cdot P_r)^{0.40}$

2-Cylindres horizontaux :

-Pour $10^{-2} < (G_r \cdot P_r) < 10^2 \Rightarrow N_u = 1.02(G_r \cdot P_r)^{0.148}$

-Pour $10^2 < (G_r \cdot P_r) < 10^4 \Rightarrow N_u = 0.85(G_r \cdot P_r)^{0.188}$

3- Sphères de diamètre D :

-Pour $1 < (G_r) < 10^5 \Rightarrow \overline{N_{uD}} = 2 + 0.392(G_{rD})^{0.25}$

II.3.6.2 Corrélations empiriques en convection forcée

1-Écoulement sur un plan

-Écoulement turbulent :

$$\overline{N_{uL}} = 0.035 * R_{eL}^{0.8} * P_r^{\frac{1}{3}} ; \text{Pour } R_e > 5 \cdot 10^5 \text{ et } P_r \geq 0.5$$

-Écoulement laminaire

$$\overline{N_{uL}} = 0.628 * R_{eL}^{0.5} * P_r^{\frac{1}{3}} ; \text{Pour } R_e < 5 \cdot 10^5 \text{ et } 0.5 \leq P_r \leq 10$$

2-Conduits et tubes

$$\overline{N_{uD}} = 0.023 * R_{eD}^{0.8} * P_r^n ; \text{Pour } 0.5 < P_r < 120 ; 6000 < R_{eD} < 10^7 \text{ et } (L/D) > 60$$

$n = 0.4$ en cas de chauffage et $n = 0.3$ en cas de refroidissement.

3-Conduits non circulaires

$$\overline{N_{uD_H}} = \overline{N_{u_c}} [1 + \{0.8(D_i/D_0)^{-0.16}\}^{15}]^{1/15}$$

II.4 La conduction

La conduction est la transmission de la chaleur à travers un corps sans déplacement de la matière.

Le transfert de la chaleur comme l'énergie, est associée aux mouvements de vibration et de rotation des molécules et atomes, (énergie transformée en chaleur irréversiblement). Ce mode de transfert de chaleur peut être aisément modélisé et décrit mathématiquement (J.F Sacadura., 1993) et J.Taine, and al, 1995).

II.4.1 Développement de l'équation différentielle générale de la conduction

Pour la description analytique ou mathématique, on doit premièrement développer l'équation générale de la conduction en coordonnées cartésiennes puis, avec le même principe, où en coordonnées cylindriques et sphériques, peuvent être déduites. Considérant un volume infinitésimal (dV) dans un système de coordonnées cartésiennes (O, x, y, z). Le principe de conservation de l'énergie pour le volume de contrôle pendant le temps dt , peut-être formulé comme suit :

L'utilisation de la loi de Fourier permet d'exprimer les quantités de chaleur relativement à la section perpendiculaire à l'axe des (x par exemple).

– La chaleur transportée à travers la surface de gauche de (dV) dans la direction (x) est donnée par :

$$dQ_x = -K \cdot dydz \cdot \frac{\partial T}{\partial x}; (ds = dy \cdot dz)$$

-La chaleur transportée (sortie) à travers la surface de droite de (dV) dans la direction (x) est donnée par :

$$dQ_{x+dx} = dQ_x + \frac{\partial}{\partial x}(dQ_x)dx + \dots; (\text{développement de Taylor})$$

$$dQ_{x+dx} = -K \cdot dydz \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-K \cdot dydz \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx$$

$$dQ_{x+dx} = -K \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left[T + \frac{\partial T}{\partial x} dx \right] dydz$$

Le bilan énergétique sur l'élément (dV) implique que la chaleur transportée à travers la surface à gauche de (dV) dans la direction (x) plus la quantité de chaleur générée dans (dV) est égale à la chaleur transportée à travers la surface à droite de (dV) dans la direction (x) plus le changement en énergie interne.

Le bilan thermique relativement à l'axe des (x) est donnée par :

$$dQ_x - dQ_{x+dx} = -K \frac{\partial T}{\partial x} dydz + K \frac{\partial T}{\partial x} dydz + K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx dy dz = \frac{\partial}{\partial x} \left[K \frac{\partial T}{\partial x} \right] dx dy dz$$

$$\Rightarrow dQ_x - dQ_{x+dx} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K \frac{\partial T}{\partial x} \right] dx dy dz \quad 1.83$$

-suivant l'axe des (y) :

$$\Rightarrow dQ_y - dQ_{y+dy} = \frac{\partial}{\partial y} \left[K \frac{\partial T}{\partial y} \right] dx dy dz \quad 1.84$$

-suivant l'axe des (z) :

$$\Rightarrow dQ_z - dQ_{z+dz} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K \frac{\partial T}{\partial z} \right] dx dy dz \quad 1.85$$

Suivant les trois directions, le bilan des quantités de chaleur transmises par conduction à travers le volume (dV) est donné par :

$$dQ_x - dQ_{x+dx} + dQ_y - dQ_{y+dy} + dQ_z - dQ_{z+dz} = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[K \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[K \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[K \frac{\partial T}{\partial z} \right] \right] dx dy dz$$

1.85'

– Soit la quantité $Q'(x, y, z, t)$ est définit comme étant, le taux de génération de l'énergie par unité de volume à l'intérieur du volume de contrôle.

$$Q'(x, y, z, t) \quad 1.86$$

\Rightarrow L'ensemble de la chaleur transmise par conduction et celle générée à l'intérieur du (VC), s'accouplent pour augmenter l'énergie interne de l'élément de volume (dV), avec la quantité (dQ) donnée par :

$$dQ = m \cdot C_p \cdot dt = \rho \cdot dV \cdot C_p \cdot dT = \rho \cdot C \cdot dx dy dz \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad 1.87$$

$C_p = C$: Chaleur spécifique du matériau

D'où l'énergie interne provient du mouvement aléatoire des molécules dans le système de (volume, dV), le mouvement des molécules est fonction de la température donc, l'énergie interne est équivalente à une énergie thermique.

Le bilan énergétique final implique que :

La chaleur entrée par conduction (1) + La chaleur générée dans l'élément (dV) (2) = la chaleur dissipée par conduction (3) + le changement en énergie interne (4), (voir schéma ci-dessous).

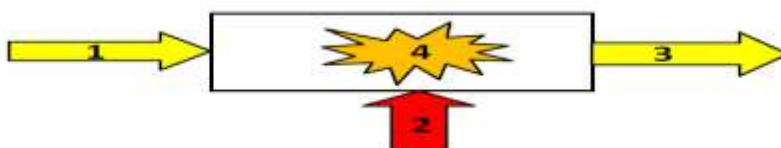


Figure 1.6 Schéma de bilan énergétique

Le bilan énergétique final est donné par

$$\rho \cdot C \cdot dx dy dz \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[K \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[K \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[K \frac{\partial T}{\partial z} \right] \right] dx dy dz + Q'(x, y, z, t) dx dy dz$$

$$\Rightarrow \rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[K \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[K \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[K \frac{\partial T}{\partial z} \right] \right] + Q' \quad \mathbf{1.88}$$

– Puisque les propriétés des matériaux (K, ρ, C) sont des variables dépendantes des coordonnées

(x, y et z) ainsi que le temps (t), cette équation générale de conduction (**1.88**) est valable même pour les milieux hétérogènes anisotropes.

– Pour les corps isotropes et homogène, cette équation peut être arrangée sous formes suivantes :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{Q'}{\rho \cdot C} \quad \mathbf{1.89}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T + \frac{Q'}{\rho \cdot C} \quad \mathbf{1.90}$$

Ou $\alpha = \frac{K}{\rho C}$: est le coefficient de diffusivité thermique

II.4.2 Équation différentielle générale de la conduction en coordonnées cylindriques

$$\text{Soient : } \left\{ \begin{array}{l} r \cos \varnothing \\ y = r \sin \varnothing \\ z = z \end{array} \right\}$$

⇒ L'équation générale de la chaleur (**1.89**) en coordonnées cylindriques s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varnothing^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{Q'}{\rho \cdot C} \quad \mathbf{1.91}$$

II.4.3 Équation différentielle générale de la conduction en coordonnées sphériques

$$\text{Soient : } \left\{ \begin{array}{l} x = r \cos \varnothing \sin \theta \\ y = r \sin \varnothing \sin \theta \\ z = r \cos \theta \end{array} \right\}$$

⇒ L'équation générale de la chaleur (**1.89**) en coordonnées sphériques s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (rT)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right] + \frac{1}{(r \sin \theta)^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2} \right) + \frac{Q'}{\rho.C} \quad \mathbf{1.92}$$

II.4.4 Conditions aux limites

La formulation mathématique du problème de conduction par l'équation générale aux dérivées partielles (1.88, 1.91 et 1.92), n'a de sens physique que pour des conditions aux limites définies préalablement et qui reflètent l'évolution réel du phénomène.

II.4.5 Résolution de l'équation différentielle générale de la chaleur en régime permanent

(Conduction stationnaire) :

- En régime permanent ; $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow 0$
- Sans source de chaleur ; $Q' \rightarrow 0$

II.4.5.1 géométrie prismatique (le mur plan)

En plus des hypothèses précédentes, on suppose que :

- Le mur est considéré comme un milieu homogène et conducteur de l'énergie thermique.
- Le mur est limité par deux plans parallèles infinis, maintenus à une température uniforme sur chaque plan extrême.
- Une conduction unidimensionnelle : $\frac{\partial}{\partial y} \rightarrow 0, \frac{\partial}{\partial z} \rightarrow 0$

⇒ L'équation (1.89) devient :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{d^2 T}{dx^2} = 0$$

$$\int \frac{d}{dx} \left(\frac{dT}{dx} \right) dx = \frac{dT}{dx} = C_1$$

$$\int \frac{d}{dx} (T) dx = T(x) = C_1 \cdot x + C_2$$

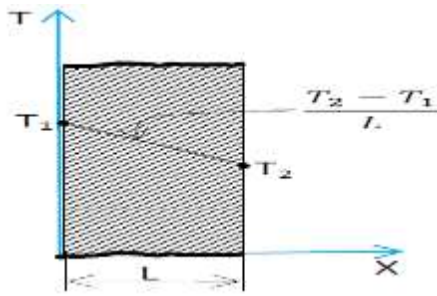


Figure 1.7 Mur plan

Les constantes d'intégration C_1 et C_2 , sont déterminées à partir des conditions aux limites ci-dessous :

$$\begin{cases} \text{à } x = 0; & T(0) = T_1 = C_2 \\ \text{à } x = L; & T(L) = T_2 = C_1 L + C_2 = C_1 L + T_1 \Rightarrow C_1 = \frac{T_2 - T_1}{L} \end{cases}$$

$$\Rightarrow T(x) = \frac{T_2 - T_1}{L} x + T_1$$

La loi de Fourier permet d'exprimer le flux de chaleur par :

$$\phi = -K.S. \frac{dT}{dx}; \quad \frac{dT}{dx} = \frac{T_2 - T_1}{L}, \Rightarrow \phi = K.S. \frac{T_1 - T_2}{L}$$

Le rapport $\frac{\Delta T}{\Delta x}$; représente la pente de la droite sur la figure (**Figure 1.24**) ci-dessus

II.4.5.2 géométrie cylindrique (cylindre creux à surfaces latérales isothermes)

Le transfert de chaleur se fait dans une seule direction (r) ;

L'équation (1.91) devient :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = 0$$

$$\int \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) dr = r \frac{dT}{dr} = C_1$$

$$\int dT = C_1 \int \frac{dr}{r} \Rightarrow T(r) = C_1 \ln(r) + C_2$$

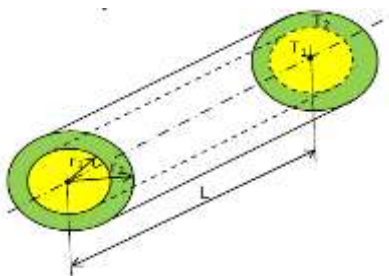


Figure 1.8 Cylindre creux

Les constantes d'intégration C_1 et C_2 , sont déterminées à partir des conditions aux limites ci-dessous :

$$\text{à } r = r_1: T(r_1) = T_1 = C_1 \ln(r_1) + C_2(a)$$

$$\text{à } r = r_2: T(r_2) = T_2 = C_1 \ln(r_2) + C_2(b)$$

$$(a) - (b) : T_1 - T_2 = C_1(\ln(r_1) - \ln(r_2)) = C_1 \ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right) \Rightarrow C_1 = \frac{(T_1 - T_2)}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)}$$

En remplaçant C_1 par son expression dans (a), nous obtenons C_2 par :

$$C_2 = T_1 - (T_1 - T_2) \cdot \ln(r_1) / \ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)$$

En remplaçant C_1 par son expression dans (b), nous obtenons C_2 par :

$$C_2 = T_2 - (T_1 - T_2) \cdot \ln(r_2) / \ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)$$

$$\Rightarrow T(r) = \frac{(T_1 - T_2)}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \ln(r) + T_1 - (T_1 - T_2) \cdot \frac{\ln(r_1)}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} = \frac{(T_1 - T_2)}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \ln\left(\frac{r}{r_1}\right) + T_1$$

$$\Rightarrow T(r) = T_1 + \frac{(T_1 - T_2)}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \ln\left(\frac{r}{r_1}\right) \tag{1.93}$$

- L'expression de la densité de flux thermique est donnée par :

$$\varphi = -K \frac{dT}{dr} = -K \frac{(T_1 - T_2)}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \cdot \frac{1}{r} = -K \frac{(T_1 - T_2)}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \cdot \frac{1}{r}$$

- L'expression de flux thermique est donnée par :

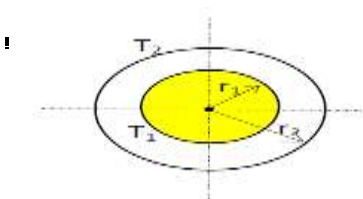
$$\Phi = \varphi \cdot S = -K \frac{(T_1 - T_2)}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \cdot \frac{1}{r} \cdot 2\pi r L = 2\pi K L \cdot \frac{(T_1 - T_2)}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}$$

- L'expression de la résistance thermique est donnée par : $\frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi K L}$

II.4.5.3 Géométrie sphérique (Sphère creuse à surfaces isothermes)

Avec les hypothèses précédentes et en supposant que le transfert de chaleur se fait dans une seule direction (r), l'équation (1.92) se réduit à :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2(rT)}{\partial r^2} = \frac{1}{r} \frac{d^2(rT)}{dr^2} = 0$$



$$\frac{1}{r} \frac{d^2(rT)}{dr^2} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{d}{dr} (rT) \right] = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[T + r \frac{dT}{dr} \right] = \frac{1}{r} \left[\frac{dT}{dr} + \frac{dT}{dr} + r \frac{d^2T}{dr^2} \right] = 0$$

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dT}{dr} = 0$$

Figure 1.9 Sphère creuse

On peut déterminer la solution par changement de variables :

$$u = \frac{dT}{dr} \Rightarrow u' = \frac{d^2T}{dr^2}$$

$$ru' + 2u = 0$$

$$r \frac{du}{dr} + 2u = 0 \Rightarrow \int \frac{du}{u} = -2 \int \frac{dr}{r} \Leftrightarrow \ln(u) = -2 \ln(r) + \ln C_1 = -\ln(r^2) + \ln C_1 = \ln\left(\frac{C_1}{r^2}\right)$$

$$\Rightarrow u = \frac{C_1}{r^2} = \frac{dT}{dr} \Leftrightarrow dT = C_1 \frac{dr}{r^2} \Rightarrow T(r) = -\frac{C_1}{r} + C_2$$

Pour déterminer les constantes C_1 et C_2 , on doit utiliser les conditions aux limites relatives au cas considéré:

$$\begin{cases} \text{à } r = r_1 : T(r_1) = -\frac{C_1}{r_1} + C_2 = T_1(a) \\ \text{à } r = r_2 : T(r_2) = -\frac{C_1}{r_2} + C_2 = T_2(b) \end{cases}$$

$$(a) - (b) = T_1 - T_2 = -\frac{C_1}{r_1} + \frac{C_1}{r_2} = -C_1 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \Rightarrow C_1 = -\frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)}$$

En remplaçant C_1 par son expression dans (a), on trouve l'expression de C_2 :

$$T_1 = -\frac{C_1}{r_1} + C_2 = \frac{\frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)}}{\frac{1}{r_1}} + C_2 \Rightarrow C_2 = T_1 - \frac{\frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)}}{\frac{1}{r_1}}$$

– L'expression finale de la température est donnée par :

$$T(r) = -\frac{C_1}{r} + C_2 = \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \cdot \frac{1}{r} + T_1 - \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \cdot \frac{1}{r_1} = \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} \right] + T_1$$

$$\Rightarrow T(r) = T_1 + (T_1 - T_2) \frac{\left[\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} \right]}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)}$$

– L'expression de la densité de flux thermique est donnée par :

$$\varphi = -K \frac{dT}{dr} = K \cdot \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \cdot \frac{1}{r^2}; \frac{dT}{dr} = \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \cdot \left(-\frac{1}{r^2} \right)$$

– L'expression de flux thermique est donnée par :

$$\emptyset = \varphi S = -KS \frac{dT}{dr}; \frac{dT}{dr} = \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \cdot \left(-\frac{1}{r^2} \right); S = 4\pi r^2$$

$$\phi = -4\pi r^2 K \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \cdot \left(-\frac{1}{r^2}\right) = 4\pi K \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} = \frac{(T_1 - T_2)}{\frac{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)}{4\pi K}}$$

– L'expression de la résistance thermique est donnée par : $R = \frac{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)}{4\pi K}$

II.4.6 Théorie des ailettes

L'évacuation de la chaleur par le transfert conducto-convectif à partir des corps solides peut être potentiellement amélioré par extension des surfaces d'échange. La procédure d'extension de ces surfaces a une large application industrielle (ailettes attachées aux équipements de transfert de chaleur, afin d'augmenter le taux de chauffage ou de refroidissement). Il existe dans les corps généralement longs (où l'une des dimensions est très supérieure par rapport aux deux autres) et où le transfert se réalise dans ce cas aussi par les surfaces latérales.

II.4.6.1 Application des ailettes longues

Le flux de chaleur évacué d'un système par transfert conducto-convectif, dépend du type de fluide utilisé (eau ou air) et du type de convection considérée (forcée ou libre). Pour augmenter ce flux, on doit augmenter artificiellement la surface d'échange entre le système et ce fluide. On dispose ainsi, des ailettes sur la surface de la pièce nue. Par exemple (ailettes des radiateurs de chauffage central, les ailettes destinées à refroidir un thyristor, composant électronique de puissance).



Figure 1.10 Exemples d'application des ailettes

II.4.6.2 Développement de l'équation générale pour une ailette unidimensionnelle

Considérons une tige attachée à un mur de température (T_0) comme le montre la figure ci-dessous

(Figure 1.11). La base de la tige est chauffée en permanence par une source de chaleur (\dot{Q} par unité devolume). Dans ce cas, deux processus se manifestent avec le temps, une diffusion de l'énergie (chaleur) le long de la tige et une déperdition de chaleur à travers la surface latérale dans le milieu environnant à la température ambiante (T_a).

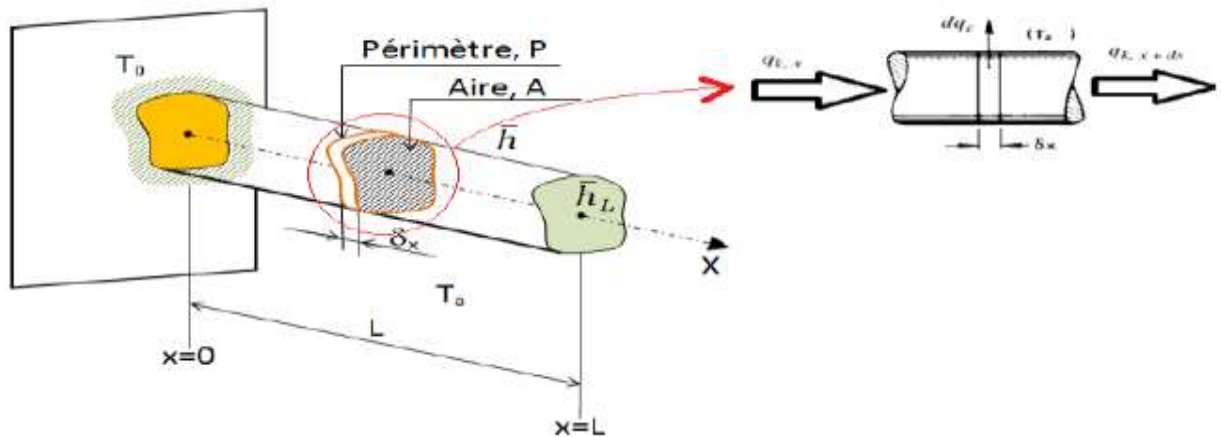


Figure 1.11 Analyse unidimensionnelle de bilan thermique à travers une tige longue à extrémité chauffée

Admettons les paramètres ci-dessous relatifs au problème considéré :

*p : le périmètre de la section droite de la tige, ($p = \pi \cdot d$) ;

*k: la conductivité thermique [W/m.K] ;

*h : le coefficient d'échange convectif [W/m².K] ;

* T_a : la température ambiante [K] ;

*S : la surface de la section droite de la tige, ($S = \pi \cdot d^2/4$).

En appliquant le premier principe de la thermodynamique pour écrire le bilan énergétique sur un élément de volume ($S \cdot dx$) :

$$\phi_x - \phi_{x+dx} - \phi_L + \dot{Q} \cdot S \cdot dx \quad 1.94$$

$$-K \cdot S \cdot \left(\frac{dT}{dx}\right)_x + K \cdot S \cdot \left(\frac{dT}{dx}\right)_{x+dx} - h \cdot p \cdot dx [T(x) - T_a] + \dot{Q} \cdot S \cdot dx = 0$$

$$-K \cdot S \cdot \frac{dT}{dx} + K \cdot S \cdot \frac{dT}{dx} + K \cdot S \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{dT}{dx}\right) \cdot dx - h \cdot p \cdot dx [T(x) - T_a] + \dot{Q} \cdot S \cdot dx = 0$$

Après développement, simplification et arrangement :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dT}{dx}\right) - \frac{h \cdot p}{K \cdot S} [T(x) - T_a] + \frac{\dot{Q}}{K} = 0 \quad 1.95$$

Dans le cas où, $\dot{Q} = 0$, en mettant : $m^2 = \frac{h \cdot p}{K \cdot S}$ l'équation (1.95) devient :

$$\frac{d^2T}{dx^2} - m^2[T(x) - T_a] = 0 \quad 1.96$$

Mathématiquement, (1.96) est une équation différentielle linéaire et homogène de deuxième ordre à coefficients constants ; par conséquent, la solution générale peut être exprimée sous les deux formes d'expressions suivantes :

$$T(x) - T_a = A. \operatorname{ch}(mx) + B. \operatorname{sh}(mx) \quad 1.97$$

Où

$$T(x) - T_a = C. e^{-mx} + D. e^{mx} \quad 1.98$$

Pour évaluer les constantes (A , B , C et D), il est nécessaire de spécifier les conditions aux limites appropriées.

II.4.6.3 Solution de l'équation générale de conduction

La recherche d'une solution élémentaire pour ce phénomène dépend des conditions aux limites relatives à cet élément. La base de l'ailette est supposée maintenue à la température de la paroi fixe (mur), (T_0). Cependant, et selon les conditions aux limites relatives à l'extrémité libre, plusieurs cas peuvent se présenter :

1. Dans le cas où l'ailette (la tige) est très longue, la température de l'extrémité approche celle du milieu environnant ;
2. L'extrémité de l'ailette peut être isolée ;
3. L'extrémité de l'ailette peut être maintenue à une température fixe ou imposée ;
4. L'extrémité de l'ailette peut être le siège d'un transfert convectif de chaleur.

Considérons ce dernier cas : Le flux dans ce cas est dissipé par la surface latérale de la section droite extrême (flux convectif).

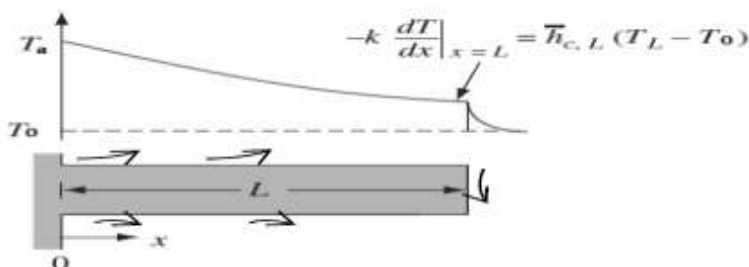


Figure 1.12 Représentation schématisée du transfert conducto-convectif par ailette unidimensionnelle

A partir de l'équation (1.96), la solution peut être donnée par :

$$T(x) - T_a = A.ch(mx) + B.sh(mx) \quad 1.97'$$

Les conditions aux limites relatives au cas considéré, sont données dans ce cas par :

* à $x = 0$, $T(0) = T_0$, remplacé dans (1.97'), donne

$$\begin{aligned} T(0) - T_a &= A.ch(m.0) + B.sh(m.0) \\ \Rightarrow A &= T_0 - T_a \end{aligned}$$

* à $x = L$, le flux convectif ($h.S(T(L) - T_a)$) est égal au flux transmis par conduction à travers la section droite extrême ($-K.S.(\frac{dT}{dx})_{x=L}$)

$$h.s(T_L - T_a) = -K.S.(\frac{dT}{dx})_{x=L}$$

$$h.(T_L - T_a) = -K.(\frac{dT}{dx})_{x=L}$$

$$T(x) - T_a = A.ch(mx) + B.sh(mx)$$

$$T(x) - T_a = (T_0 - T_a).ch(mx) + B.sh(mx)$$

$$\frac{dT(x)}{dx} = m(T_0 - T_a)sh(mx) + Bch(mx)$$

$$(\frac{dT(x)}{dx})_{x=L} = m(T_0 - T_a)sh(mL) + Bch(mL)$$

$$h.(T_L - T_a) = -K.m(T_0 - T_a)sh(mL) - K.Bch(mL)$$

Et puisque (à partir de 1.97') :

$$(T_L - T_a) = (T_0 - T_a)ch(mL) + Bsh(mL)$$

$$h.((T_0 - T_a)ch(mL) + Bsh(mL)) = -K.m(T_0 - T_a)sh(mL) - K.Bch(mL)$$

$$B.(K.m.ch(mL) + h.sh(mL)) = -(T_0 - T_a)(K.m.sh(mL) + h.ch(mL))$$

$$\Rightarrow B = \frac{-(T_0 - T_a)(K.m.sh(mL) + h.ch(mL))}{(K.m.ch(mL) + h.sh(mL))}$$

La solution dans ce cas est donnée par :

$$T(x) - T_a = (T_0 - T_a) \left[ch(mx) - \frac{\frac{h}{Km}ch(mL) + sh(mL)}{\frac{h}{Km}sh(mL) + ch(mL)} sh(mx) \right]$$

Soit, $G = \frac{h}{Km}$

$$\frac{T(x) - T_a}{(T_0 - T_a)} = \left[ch(mx) - \frac{G.ch(mL) + sh(mL)}{G.sh(mL) + ch(mL)} sh(mx) \right]$$

$$\begin{aligned} & \frac{T(x) - T_a}{(T_0 - T_a)} \\ &= \left[\frac{G \cdot sh(mL) \cdot ch(mx) + ch(mx) \cdot ch(mL) - G \cdot ch(mL) \cdot sh(mx) - sh(mL) \cdot sh(mx)}{G \cdot sh(mL) + ch(mL)} \right] \\ & \frac{T(x) - T_a}{(T_0 - T_a)} = \left[\frac{G \cdot sh[(m(L-x)) + ch(m(L-x))]}{G \cdot sh(mL) + ch(mL)} \right] \end{aligned} \quad 1.99$$

II.4.6.3.1 Flux total

Le flux de chaleur réalisé ou diffusé par conduction le long de la tige à partir de la base, doit être dans ce cas, égal à celui dissipé par convection à travers la surface latérale et la section droite extrême de l'ailette.

$$\begin{aligned} \Phi_{tcd} &= \Phi_{tcv} \\ -K \cdot S \left(\frac{dT(x)}{dx} \right)_{x=0} &= K \cdot m \cdot S(T_0 - T_a) \cdot \frac{sh(mL) + G \cdot ch(mL)}{ch(mL) + G \cdot sh(mL)} \\ &= \int_0^L h \cdot p(T(x) - T_a) dx + h \cdot ST(L) - T_a \end{aligned}$$

Après développement, simplification et arrangement, le flux de chaleur est donné par :

$$\Phi = K \cdot m \cdot S(T_0 - T_a) \cdot \frac{th(mL) + G}{1 + Gth(mL)} \quad 1.100$$

II.4.6.3.2 L'efficacité de l'ailette

Par définition, l'efficacité de l'ailette est donnée par :

$$\varepsilon = \frac{\Phi_{échangé}}{\Phi_{max}} ; \left(\begin{array}{l} \Phi_{max} = h \cdot p \cdot L(T_0 - T_a) \\ \Phi_{échangé} = \Phi_t \end{array} \right)$$

⇒Après certains arrangements mathématiques de simplification, l'expression finale de l'efficacité est donnée par :

$$\varepsilon = \frac{th(mL) + G}{mL + G \cdot th(mL)} \quad 1.101$$

Fort heureusement, il est fréquent qu'un mode soit prépondérant et simplifie l'analyse. Dans le cadre de notre travail, nous avons combiné le rayonnement et la convection dans le calcul du flux de chaleur dans notre système TPV dont nous allons prendre le soin de décrire. Cependant le problème de rayonnement est généralement très complexe.

III le système TPV

III.1 Historique

L'origine de la technologie TPV revient à la fin d'année 1950 et le début de 1960 (Donald L., 2007). La plupart des références citent l'inventeur de la technologie TPV comme étant le Dr. Pierre Aigrain (R. J. Nicholas and R. S. Tuley, 2012 et Ranvijay Singh and Savrabh Mishra, 2012). Pendant une série de conférences, il a proposé un processus de la conversion d'énergie direct qui consiste en un émetteur radiant réchauffé par une flamme et un semi-conducteur photo-convertisseur. Dr. Henry H. Kolm a utilisé une lanterne de camping et une cellule solaire de silicium pour créer un dispositif TPV simple (Giovanni Mattarolo, 2007 et Antonio Marti and al, 2004). Il a aussi suggéré des améliorations au système et il a estimé un rendement de la conversion de 5-10% pour cette nouvelle technologie (Fabrice Kwefeu Mbakop and al, 2017 et Fabrice Kwefeu Mbakop and al, 2014).

L'Armée américaine à fort Monmouth a joué un rôle important dans le développement de la technologie TPV en 1960 (Giovanni Mattarolo, 2007 et Antonio Marti and al, 2004). Un de ses objectifs a été de réaliser une source de puissance portable sans bruit et la TPV était une des meilleures candidates pour ce but. L'activité de la recherche à Fort Monmouth a contribué au développement de la technologie TPV. Pour la première fois, les propriétés de l'émission d'oxyde de terre rare à haute température ont été rapportées. Ce matériau est utilisé comme un émetteur dans la TPV.

Dans la même période, l'intérêt industriel de cette nouvelle technologie a grandi aussi : General Motors (GM) en particulier a été très actif dans la recherche et le développement du dispositif TPV. Dans le cadre d'un programme de développement de TPV ; le concept d'une surface arrière réflecteur a été appliqué pour la première fois (Giovanni Mattarolo, 2007).

Au milieu de 1970 la recherche TPV a subi un ralentissement considérable. GM a arrêté le développement de TPV à cause de la crise d'énergie et le besoin d'amélioration du rendement de la consommation du carburant (Giovanni Mattarolo, 2007 et R. J. Nicholas and R. S. Tuley, 2012).

Les cellules utilisées sont basées sur ces matières (GaSb, InGaSb...). Depuis 1990, plusieurs programmes des recherches TPV ont commencé aux USA et les NREL (National Renewable Energy Laboratory) ont joué un rôle important dans des séries de conférences de TPV (Giovanni Mattarolo, 2007).

Aussi, en Europe, les recherches sont renouvelées par plusieurs instituts (Fraunhofer ISE à Fribourg, Paul Scherrer Institut dans Viligen et ISET à Kassel) impliqués dans le développement des systèmes TPV. Les conférences internationales de l'activité TPV en Europe ont été organisées à Rome (2002), Fribourg (2004) et Madrid (2006) (Giovanni Mattarolo, 2007).

En 2006 le développement TPV a connu un ralentissement aux USA et en Europe, principalement à cause du manque de financement, ce qui a augmenté l'intérêt des autres sources de l'énergie renouvelable et d'autres technologies de conversion de l'énergie (Giovanni Mattarolo, 2007).

III.2 Principe de la conversion d'énergie thermo- photovoltaïque

Semblable à tous les principes de conversion d'énergie, la conversion d'énergie TPV est une méthode de conversion de l'énergie thermique en énergie électrique. (Donald L. and al, 2007). Le principe est illustré dans la figure 1.13. Les énergies des sources thermiques trouvées dans la figure 1.13 sont fournies à l'émetteur. La radiation de l'émetteur est dirigée vers la cellule photovoltaïque (PV), où elle est convertie en énergie électrique. Pour rendre le processus efficace, l'énergie des photons qui atteignent la cellule PV doit être plus grande que l'énergie de la bande interdite de cellule PV. Le système optique est accompli dans les manières suivantes :

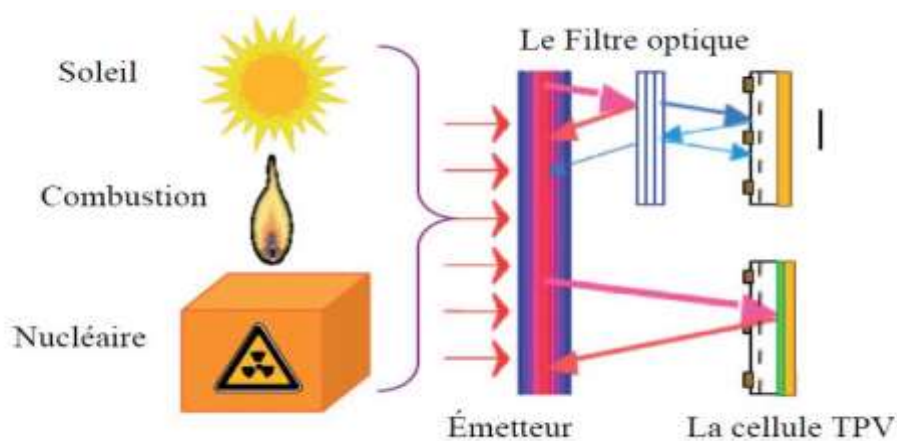


Figure 1.13 Le concept de conversion d'énergie Thermo-photovoltaïque (TPV)

*Utilisé un émetteur sélectif qui a une grande émittance pour les énergies des photons supérieure à l'énergie de la bande interdite de la cellule PV et a une petite émittance pour les énergies des photons inférieure à l'énergie de la bande interdite.

* Utilisé un émetteur corps gris (émittance constante) et un filtre passe bande. Le filtre passe bande aura une transmittance élevée pour les énergies des photons plus grandes que l'énergie de la bande interdite de cellule PV et une grande réflectivité pour les énergies du photon inférieure à l'énergie de la bande interdite de cellule PV.

* Utilisé un réflecteur qui reflète les photons d'énergie bas à l'émetteur. C'est possible de combiner toutes les méthodes.

III.3. Les composants TPV

La génération TPV d'électricité est une technologie très interdisciplinaire. Le processus de conversion de la radiation thermique venant de la source de chaleur en l'électricité inclut les phénomènes thermo-physiques relit avec les différentes parties du système TPV : la source thermique, le système optique et la Cellule thermo-photovoltaïque.

III.3.1 Les sources thermiques pour la TPV

Il libère la chaleur nécessaire pour réchauffer le système absorbeur-émetteur. Une particularité importante de la technologie TPV est la possibilité d'utiliser différentes sources de chaleur pour réchauffer le système absorbeur-émetteur. La seule condition requise est que la température soit assez haute pour la conversion TPV ; Cela fait que la TPV est une technologie flexible.

- La TPV alimentée de nucléaire est basée sur une source radio-isotope (*general-purpose heat source*, GPHS), elle est conçue pour les missions d'espace profondes.

- La TPV alimentée de biomasse est basée par exemple sur la combustion de bois.

- La TPV solaire, dans laquelle la radiation solaire est concentrée par un système optique.

- La TPV Conventionnellement alimentée, dans laquelle la source de chaleur est produit par combustion de gaz combustible (le méthane, le propane...) ou combustible liquide (le diesel, l'hydrocarbure). La majorité des systèmes TPV sont conçus et réalisés pour s'adapter à cette catégorie

III.3.2 Le système optique

Tous les systèmes optiques proposés au TPV sont composés par deux composants :

- L'Émetteur : il peut être un émetteur sélectif ou un émetteur à large bande. Le sélectif émet une bande étroite avec une émittance élevée dans la longueur d'onde correspondante au bande interdite de la cellule TPV, et une émittance basse dans la partie restante du spectre. L'émetteur large bande a une émittance élevée sur tout le spectre radiatif.

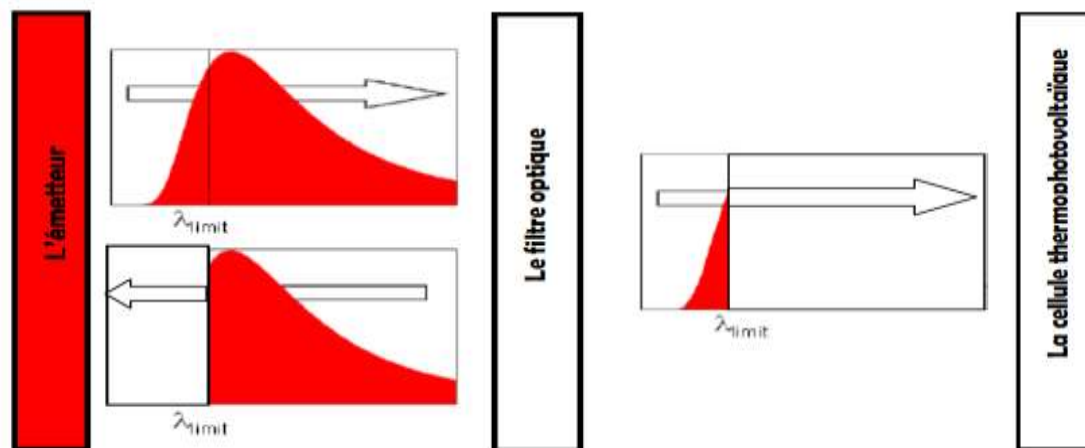


Figure 1.14 Le concept de système TPV

Le Filtre : il transmet seulement les photons aux énergies plus grandes que l'énergie de la bande interdite de la cellule et reflète le reste de radiation à l'émetteur. Il peut être placé entre l'émetteur et la cellule, ou déposé directement sur la surface avant de la cellule.

III.3.2.1. Les matériaux de l'émetteur

Les matériaux de l'émetteur utilisés sont généralement des céramiques ou des métaux (Donald L. and al, 2007 et Giovanni Mattarolo, 2007).

- Les matériaux les plus utilisés comme un émetteur de large bande est le carbure du silicium (SiC) qui a une grande émissivité, autour de 0.9 sur le spectre entier. Ce matériau céramique résiste aux hautes températures (son point de fusion est 2700 °C) et a une haute conductivité thermique : les propriétés qui le rendent un bon candidat pour les applications TPV.
- Une autre catégorie de matériaux céramiques utilisés pour le système optique est la série d'éléments de terre rare (série du lanthanide).

Les oxydes de terre rares ont un très haut point de fusion (plus de 2400 °C) et de très bonnes propriétés spectrales.

D'autre part ils présentent une stabilité au choc thermique et une conductivité thermique basse.

Les oxydes Ytterbium (Yb), Erbium (Eb), Thulium (Tm) et de l'Holmium (Ho) sont les plus communément utilisés pour ces applications. L'application de ces matériaux dépend de la bande interdite de la cellule.

L'émetteur basé sur l'oxyde de terre rare est réalisé dans une structure couverte pour présenter une bonne propriété radiative mais il a une pauvre résistance mécanique, ou comme une couche saupoudrée sur une substance céramique poreuse (SiC). Une autre méthode proposée utilise une couche mince d'oxydes de terre rares sur une matière céramique réfractaire



Figure 1.15 Des échantillons céramiques et quelques tubes des émetteurs céramiques (Antonio Marti and al, 2004)

- Les métaux sont considérés comme des émetteurs pour la TPV : ils présentent généralement une émissivité basse dans la région infrarouge et ont une très bonne résistance aux températures élevées.

En particulier, le tungstène est proposé pour la combinaison avec la cellule GaSb, le pic de son émissivité est compatible avec la bande interdite de la cellule de GaSb et il a un excellent comportement thermique jusqu'à 2000 K. En revanche, comme tous les métaux, quand il est utilisé dans l'air oxydé et perd ses propriétés radiatives. Par conséquent dans les applications TPV il peut être utilisé seulement dans le vide. Des différentes techniques sont proposées pour améliorer la performance de l'émetteur à base de tungstène.

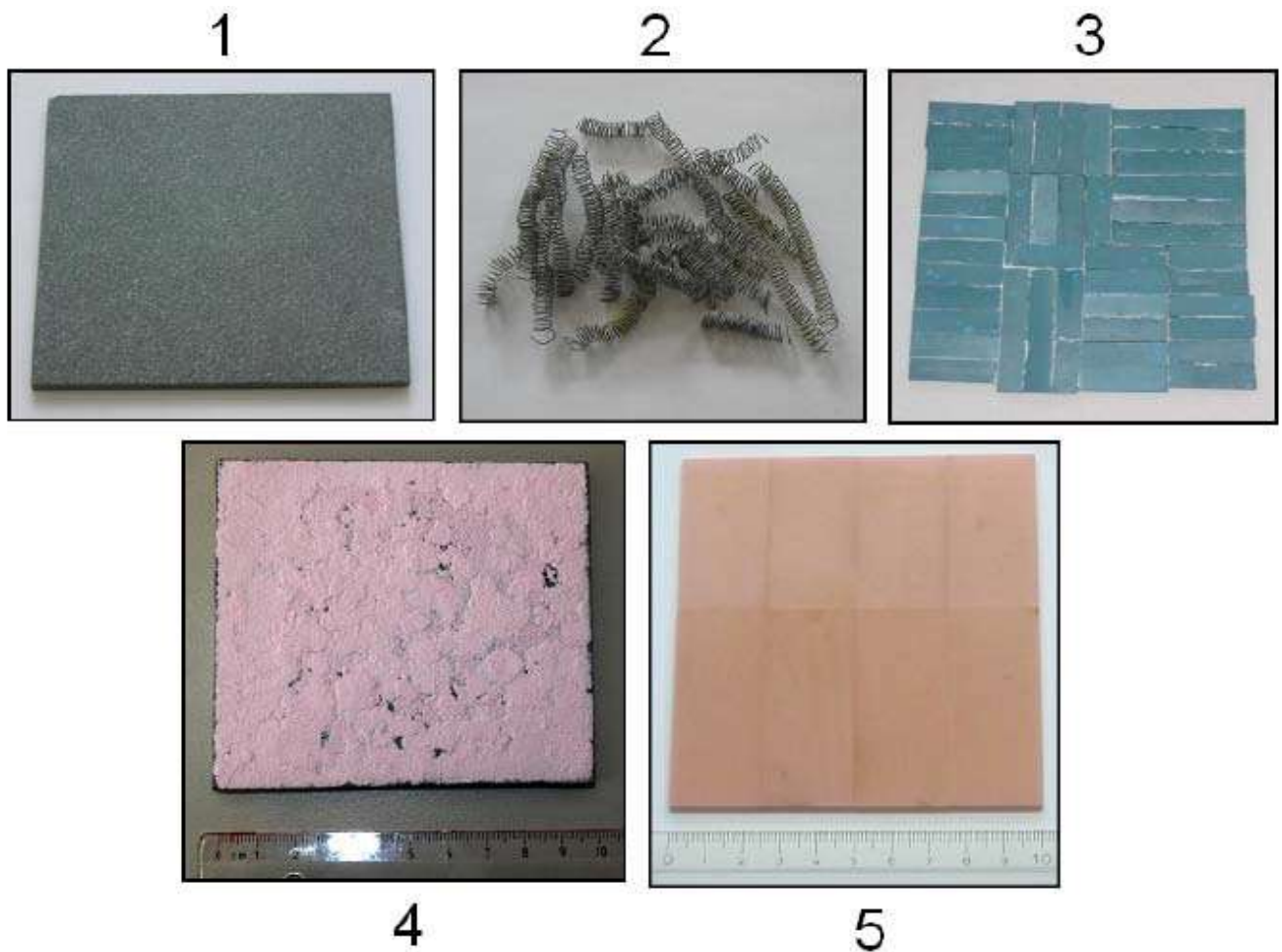


Figure 1.16 Les matières de l'émetteur : SiC (1), le file de Kanthal (2), $MgAl_2O_4Ni$ céramique (3), SiC couverte par un émetteur du grenat poreux basé sur $Er_3Al_5O_{12}$ (4), la céramique d'eutectic MGC à base de $Al_2O_3/Er_3Al_5O_{12}$ (5).

III.3.2.2. Les matériaux des filtres

Dans les applications TPV, les filtres sont utilisés généralement pour refléter la radiation des longueurs d'onde qui sont plus longues que l'onde caractéristique de la cellule (les énergies inférieures à l'énergie de la bande interdite de la cellule) à l'émetteur. Initialement les filtres des TPV peuvent être divisés en quatre catégories différentes (Giovanni Mattarolo, 2007) :

- Le verre du quartz : est placé entre l'émetteur et la cellule, il agit comme un filtre absorbeur, il a une haute émittance pour $\lambda > 4\mu m$ et une haute transmittance dans l'intervalle de longueur d'onde inférieure à $4\mu m$. Par conséquent seulement une partie des photons d'énergies élevées

arrivent finalement à la cellule. Généralement un verre du quartz est utilisé dans la TPV pour protéger la cellule de la chaleur de source. Le verre de quartz s'associe toujours avec un filtre sélectif.

- Le filtre de l'interférence (ou diélectrique) : est un filtre passe-bas composé de multicouche de film diélectrique mince. Il fonctionne sur le principe de l'interférence : des alternatives couches diélectriques (généralement deux matériaux, à un haut indice de réfraction et l'autre à un bas indice) sélectionnent la radiation de certaines longueurs d'onde pour renforcer la transmission et interférer d'autres. Il peut être déposé sur les cellules pour rester à une basse température et qu'il ne se détériore pas, ou sur un verre du quartz placé entre l'émetteur et la cellule.

- Les filtres du plasma sont basés sur les Oxydes Conducteurs Transparents (TCO) : ils consistent d'une couche de semi-conducteur fortement dopé déposé sur les cellules ou sur une substance diélectrique (ex. verre) et ont une région de réflectance similaires aux métaux et une région d'absorption basse similaire aux isolants. Ils sont mis en série avec les filtres passe-bas, ils forment un filtre tandem qui peut atteindre une très haute réponse spectrale (jusqu'à 83% avec une bande interdite de 0.52 eV).

- Les filtres de Surface Sélective : sont réalisés comme une rangée de métal déposée sur une substance diélectrique. Ils ont des propriétés spectrales qui les font bons candidats pour la TPV : ils agissent comme un filtre passe-bande. Ils ont une réponse spectrale de 64.3% lorsqu'ils sont combinés avec une cellule de GaSb.

III.3.2.3 Les cellules thermo-photovoltaïques

Les cellules thermo-photovoltaïques (TPV) sont à l'état solide des dispositifs semi-conducteurs de jonction *pn* qui font directement convertir la chaleur en énergie électrique. Plus précisément, les cellules TPV absorbent le rayonnement infrarouge émis par un élément chauffé et produisent l'énergie électrique au moyen de l'effet photovoltaïque. Les Cellules TPV sont les composantes essentielles de différents systèmes à proposer pour la production d'électricité à partir de plusieurs types de sources de chaleur y compris les processus de combustion, des radio-isotopes, la lumière du soleil concentrée et les réacteurs nucléaires.



Figure 1.17 Le générateur de Cellule photovoltaïque pour le petit prototype (à gauche) et le système de démonstration (à droite) (Antonio Marti and al, 2004)

Les recherches dans le domaine de la TPV ont commencé dans le début de 1960, mais le véritable avantage de l'approche TPV a été démontré dans le début de 1990. La modélisation théorique et semi-empiriques ont montré que la bande interdite des matériaux des cellules TPV d'une simple jonction optimale doit être de l'ordre de 0,4-0,6 eV, ces cellules TPV désignées pour le fonctionnement avec un émetteur de corps noir ou de corps gris à des températures de 1200 à 1500 K. Le germanium et le silicium sont les premiers matériaux à être suggérés et appliqués à la conversion TPV.

III.3.2.3.1 Les cellules TPV à base de Germanium

Ge a une largeur de la bande interdite de 0,66 eV (300 K), il a été le premier matériau proposé et appliqué dans l'année 1960, pour la fabrication des premiers systèmes TPV. Pourtant, les générateurs TPV basés sur les cellules photovoltaïques de Ge ne sont pas efficaces à cause de mauvaises performances obtenues par ces cellules. (Antonio Marti and al, 2004 et A. Krier and al, 2007)

La couche supérieure p-GaAs a été épitaxiée par MOCVD sur Ge. Cette croissance de GaAs crée une jonction pn par la diffusion de Ga et As dans la couche p-Ge. La concentration d'atome de gallium dans Ge est plus que 10^{20} cm^{-3} et beaucoup plus élevée que la concentration d'atome d'arsenic (environ 10^{19} cm^{-3}) (Antonio Marti, and al, 2004)

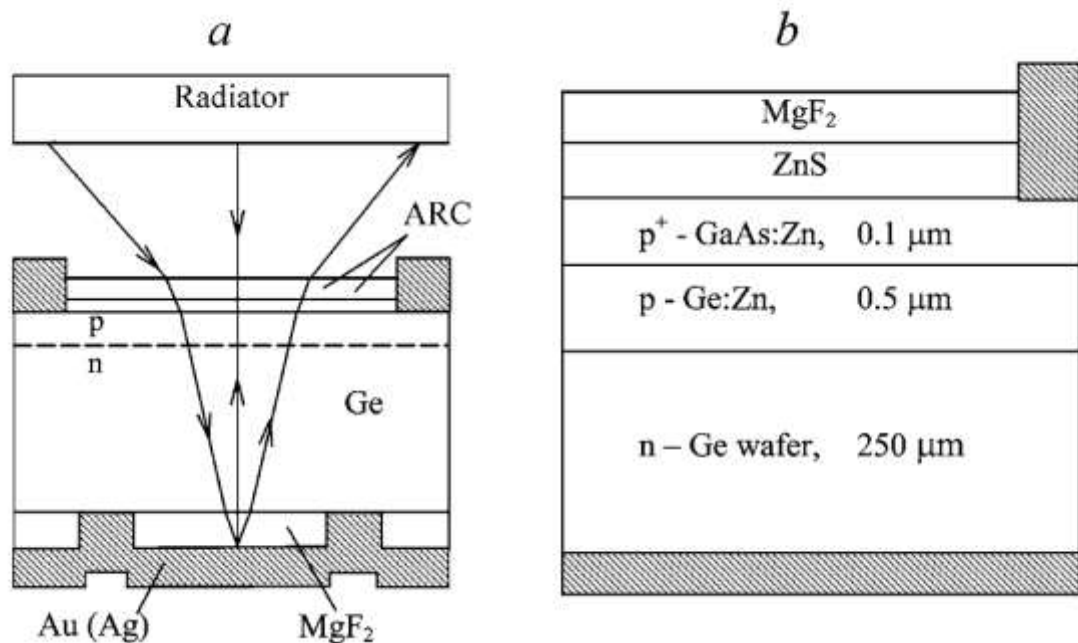


Figure 1.18 Schéma de la cellule Ge de TPV

Les cellules Ge contiennent les contacts ohmiques de Au / Ge / Ni / Au et de grille de contact de ZnS/MgF₂. La Cellule Ge éclairée par le spectre AM0 avec $\lambda < 580 \text{ nm}$ et un $J_{cc} = 50.3 \text{ mAcm}^{-2}$ (Antonio Marti and al, 2004)

III.3.2.3.2. Les cellules TPV basées de Silicium

Les systèmes TPV basées sur les cellules photovoltaïques de silicium rencontrent des problèmes liés à la nécessité d'opérer à très haute température de l'émetteur, à laquelle tous matériaux connus ne sont pas fiables.

Les cellules solaires de silicium commercial peuvent être appliquées dans les systèmes TPV après avoir résolu le problème de la perte ohmique. La Cellule Si avec une grille supérieure peut être utilisée pour un niveau d'éclairement modéré. Une cellule de ce type a été fabriquée en utilisant n⁺-p-p⁺ structures. Le silicium dopé au bore à faible résistivité (0,1- 0,2 $\Omega \text{ cm}$) et la durée de vie élevée des porteurs minoritaires a été utilisé. Un rendement de 25% a été obtenu sous 100 soleils et une température de 28°C (Antonio Marti, and al, 2004)

Les cellules solaires de silicium commerciales sont appliquées dans quelques systèmes TPV avec l'émetteur sélectif de Yb_2O_3 . Les paramètres importants de cellules silicium d'emplois dans un système TPV avec un émetteur de Yb_2O_3 sont le rendement quantique élevé jusqu'à 1100 nm et par un minimum de pertes par la réflexion dans la bande spectrale de 800-1100 nm (Antonio Marti and al, 2004).

La Figure 1.20 montre deux types de cellules solaires de silicium, spécialement développés pour fonctionner à des intensités d'éclairage élevées : (a) des cellules hybrides représentant une combinaison le plan vertical de la jonction pn , (b) une cellule avec une jonction pn a des points de contact sur la face arrière. (Antonio Marti, et al, 2004)

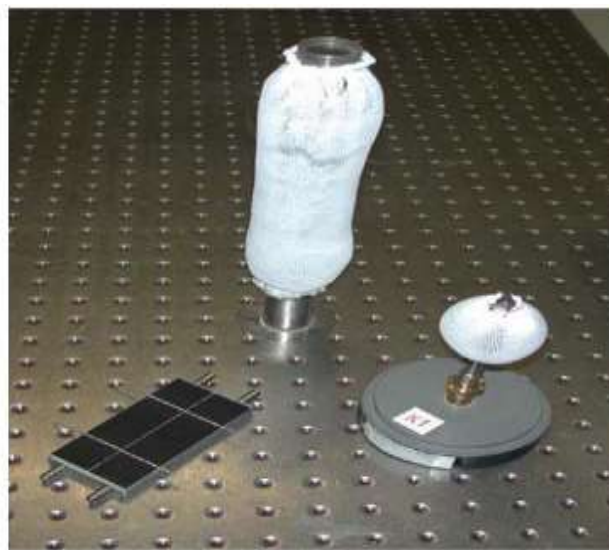


Figure 1.19 Deux émetteurs sélectifs de Yb_2O_3 et les cellules photovoltaïques de silicium (Antonio Marti and al, 2004)

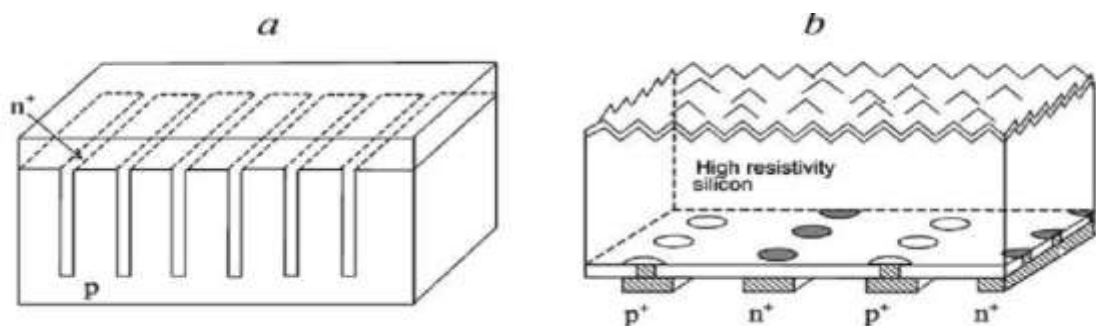


Figure 1.20 (a) des cellules Si avec des jonctions pn verticales, (b) des cellules Si avec des points de contact sur la face arrière. (Antonio Marti and al, 2004)

L'épaisseur de chaque sous-élément dans la cellule de la figure 1.20 (a) est réalisée plusieurs fois plus petite que la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, pour fournir

un haut rendement de la collection. Dans la région de spectre de grande longueur d'onde, un rendement de collection amélioré est obtenu en réduisant la distance des porteurs à parcourir, avant d'être séparés par la jonction p_n verticale. La réduction des pertes ohmiques est réalisée en connectant les micros cellules en parallèle, ce qui réduit la densité de courant à travers les bornes d'une cellule individuelle.

III.3.2.3.3. Les cellules TPV de GaSb

Le GaSb présente une bande interdite de 0,72 eV. Le taux de recombinaison de surface pour la p-GaSb est inférieur à celui de la p-GaAs. Les cellules TPV de GaSb avec un rendement quantique élevé, ont été fabriquées en utilisant une méthode de Zn-diffusion simple, sont associées avec une couche fenêtre treillis de AlGaAsSb. Le zinc et le gallium ou de zinc-gallium-antimoine ont été utilisés comme les sources de diffusion (Antonio Marti and al, 2004 et M.A. Green., 2006).

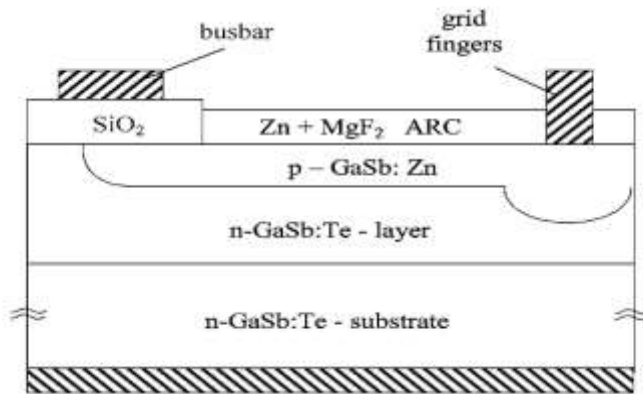


Figure 1.21 La Section de cellule GaSb épitaxiale de TPV fabriqué par les deux étapes de Zn-diffusion (Antonio Marti, and al, 2004)

Un processus de diffusion en deux étapes a été développé à l'*Institut Ioffe*. Dans la première étape, des plaquettes GaSb ont été exposés au Zn, pour former une jonction pn profonde dans la zone de photo-actif. Au cours de la deuxième étape, une jonction pn profonde (1-1,5 μm) a été formée par un processus de diffusion spécialement (figure 1.21), pour réduire les fuites de courant sous la grille (Antonio Marti and al, 2004).

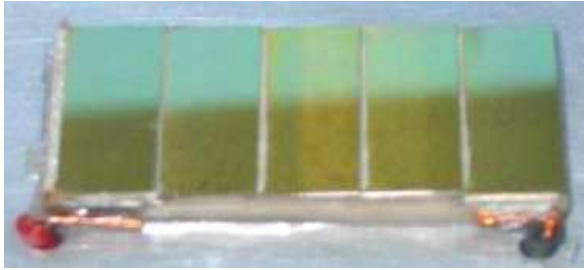


Figure 1.22 Une série des cellules à bases sur le GaSb utilisées dans la TPV (Giovanni Mattarolo, 2007)

Le photo-courant maximal peut être obtenu par les cellules avec l'épaisseur de la région p d'ordre 0.15 à 0.3 μm . C'est ce qui explique la nécessité du deuxième processus de diffusion sélective profond. D'autres investigations, précises que le photo-courant généré par les cellules GaSb de jonction pn est d'ordre de 30 mA cm^{-2} sous le spectre solaire lumineuse AM0 (Antonio Marti and al, 2004).

III.3.2.3.4. Cellules TPV basées sur l'alliage de InAs et GaSb

Dans cette section, on étudie les cellules TPV basés sur les alliages de InAs et GaSb, principalement sur InGaAsSb mais aussi y compris InGaSb, GaAsSb, AlGaSb, AlGaAsSb et InAsSbP. La caractéristique principale de ces matériaux est leur bande interdite étroite, ce qui est très important pour les applications nécessitant des longueurs d'ondes de la réponse spectrale jusqu'à 2.5 μm , par exemple, pour les systèmes TPV à basse température (900-1100°C) de l'émetteur. En règle générale, ces alliages sont fabriqués par la croissance épitaxiale sur les substrats GaSb. Toutefois, les structures couches minces InAsSbP sont fabriquées par la croissance sur le GaSb et l'InAs (Antonio Marti and al, 2004)

III.3.2.3.5. La cellules multi-jonction GaSb / InGaAsSb de TPV

La cellule tandem monolithique TPV est constituée de : une cellule de jonction inférieure np de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ ($E_G = 0,56 \text{ eV}$, 1-3 μm l'épaisseur de zone n et 0,2-0,5 μm l'épaisseur de la zone p), une p + + - n + + tunnel jonction de GaSb (0,8 μm d'épaisseur totale) ; une cellule supérieure de GaSb (3-5 μm l'épaisseur de la zone n et 0,2-0,5 μm l'épaisseur de la zone p). (Antonio Marti and al, 2004)

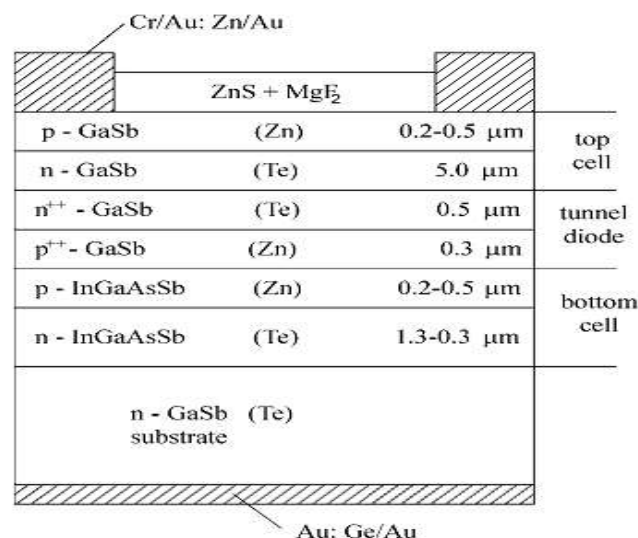


Figure 1.23 Une section de la cellule TPV multi-jonction de GaSb/InGaAsSb (Antonio Marti and al, 2004)

IV Les énergies renouvelables au Cameroun : cas de la biomasse

IV.1 Historique

La biomasse désigne l'ensemble des matières organiques pouvant se transformer en énergie. On entend par matière organique aussi bien les matières d'origine végétale (résidus alimentaires, bois, feuilles) que celles d'origine animale (cadavres d'animaux, êtres vivants du sol).

Il existe trois formes de biomasse présentant des caractéristiques physiques très variées : (Convention cadre des Nations Unies sur les changements climatiques, 2011) et (Convention de Paris pour la protection du patrimoine mondial, culturel et naturel, 2012)

- les solides (exemple : paille, copeaux, bûches, coques de noix de palmiste) ;
- les liquides (exemple : huiles végétales, bioéthanol) ;
- les gazeux (exemple : biogaz).

La biomasse est une réserve d'énergie considérable née de l'action du soleil grâce à la photosynthèse. Elle existe sous forme de carbone organique. Sa valorisation se fait par des procédés spécifiques selon le type de constituant.

La biomasse n'est considérée comme une source d'énergie renouvelable que si sa régénération est au moins égale à sa consommation. Ainsi, par exemple, l'utilisation du bois ne doit pas conduire à une diminution du nombre d'arbres.

IV.2 Fonctionnement technique ou scientifique

La valorisation énergétique de la biomasse peut produire trois formes d'énergie utile, en fonction du type de biomasse et des techniques mises en œuvre :(Global Village Cameroun. Novembre, 2010 et Global Village Cameroun, 1997)

- de la chaleur ;
- de l'électricité ;
- une force motrice de déplacement.

On distingue trois procédés de valorisation de la biomasse : la voie sèche, la voie humide et la production de biocarburants.

***La voie sèche**

La voie sèche est principalement constituée par la filière thermochimique, qui regroupe les technologies de la combustion, de la gazéification et de la pyrolyse :

-la combustion produit de la chaleur par l'oxydation complète du combustible, en général en présence d'un excès d'air. L'eau chaude ou la vapeur ainsi obtenues sont utilisées dans les procédés industriels ou dans les réseaux de chauffage urbain. La vapeur peut également être envoyée dans une turbine ou un moteur à vapeur pour la production d'énergie mécanique ou, surtout, d'électricité. La production combinée de chaleur et d'électricité est appelée cogénération ;

-la gazéification de la biomasse solide est réalisée dans un réacteur spécifique, le gazogène. Elle consiste en une réaction entre le carbone issu de la biomasse et des gaz réactants (la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone). Le résultat est la transformation complète de la matière solide, hormis les cendres, en un gaz combustible composé d'hydrogène et d'oxyde de carbone. Ce gaz, après épuration et filtration, est brûlé dans un moteur à combustion pour la production d'énergie mécanique ou d'électricité. La cogénération est également possible avec la technique de gazéification ;

-la pyrolyse est la décomposition de la matière carbonée sous l'action de la chaleur. Elle conduit à la production d'un solide, le charbon de bois ou le charbon végétal, d'un liquide, l'huile pyrolytique, et d'un gaz combustible. Une variante de la pyrolyse, la thermolyse, est développée actuellement pour le traitement des déchets organiques ménagers ou des biomasses contaminées.

***La voie humide**

La principale filière de cette voie est la méthanisation. Il s'agit d'un procédé basé sur la dégradation par des micro-organismes de la matière organique. Elle s'opère dans un digesteur chauffé et sans oxygène (réaction en milieu anaérobie). Ce procédé permet de produire :

- le biogaz qui est le produit de la digestion anaérobie des matériaux organiques ;
- le digestat qui est le produit résidu de la méthanisation, composé de matière organique non biodégradable.

***La production de biocarburants**

Les biocarburants sont des carburants liquides ou gazeux créés à partir d'une réaction :

- entre l'huile (colza, tournesol) et l'alcool dans le cas du biodiesel ;
- à partir d'un mélange de sucre fermenté et d'essence dans le cas du bioéthanol.

Il existe 3 générations de biocarburants :

- 1ère génération : biocarburants créés à partir des graines ;
- 2e génération : biocarburants créés à partir des résidus non alimentaires des cultures (paille, tiges, bois) ;
- 3e génération : biocarburants créés à partir d'hydrogène produit par des micro-organismes ou à partir d'huile produite par des micro-algues.

Les biocarburants de 2e et 3e génération ont entre autres pour vertu de ne pas « occuper » un territoire agricole en compétition avec la production d'aliments pour l'homme. Leur maturité industrielle, tout particulièrement pour la 3e génération, reste à établir.

Ces biocarburants peuvent prendre différentes formes :

- des esters d'huiles végétales produits, par exemple, à partir du colza (biodiesel) ;
- de l'éthanol, produit à partir de blé et de betterave, incorporable dans le super sans plomb sous forme d'ETBE (éthyl tertio butylether). Cet ETBE favorise l'incorporation d'éthanol dans les essences (jusqu'à 15% du volume dans le SP95 et le SP98, jusqu'à 22% dans le cas du SP95-E10).

IV.3 Enjeux par rapport à l'énergie

Les énergies renouvelables sont naturelles et propres. La valorisation énergétique de la biomasse peut permettre d'augmenter la part des énergies renouvelables dans un mix énergétique et de réduire la dépendance au pétrole ou au gaz. La diversité des matières organiques constituant la biomasse permet à de nombreux pays d'avoir accès à cette

ressource. Elle peut donc favoriser leur indépendance énergétique. (Centre Technique Forestier Tropical , 1989 et GTZ. Note technique sur le bois-énergie au Cameroun, 2013)

De plus, la biomasse participe à la lutte contre les émissions de gaz à effet de serre dans la mesure où le CO₂ dégagé par la combustion des bioénergies est compensé par le CO₂ absorbé par les végétaux lors de leur croissance. La récupération du biogaz dans les décharges permet de capter le méthane issu de la biomasse (dont l'effet de serre est considéré comme 21 fois plus fort que le CO₂). L'utilisation de la biomasse peut dans certains cas engendrer des déséquilibres environnementaux. L'amalgame entre énergie propre et énergie renouvelable est fréquent.

IV.4 Acteurs majeurs des énergies renouvelables au Cameroun

Le Cameroun se révèle incroyablement riche en ressources énergétiques renouvelables : le soleil dans presque toutes les parties du pays, le vent sur les flancs de collines et les sommets des montagnes, la biomasse dans le grand sud forestier et les zones d'élevage, les petits cours d'eau exploitables dans les régions montagneuses du pays. Même si certaines de ces ressources ne sont présentes que de façon mitigée, l'exploitation nécessitant parfois de nombreuses études et prédispositions techniques, il faut remarquer que leur valorisation dépend aussi et surtout de la volonté des nationaux à en tirer le meilleur avantage. (Ngnikam Emmanuel, 2006). Des efforts sont faits par certaines structures locales et institutions universitaires pour adapter la technologie au contexte camerounais, en utilisant parfois du matériel de récupération. De nombreuses organisations telles que l'African Center for Renewable Energies and Sustainable Technologies (ACREST), l'Action pour un Développement Équitable, Intégré et Durable (ADEID), la coopération allemande (GIZ), Global Village Cameroon (GVC), la coopération néerlandaise (SNV), développent des initiatives de vulgarisation de l'exploitation de l'énergie à partir de sources renouvelables. L'expertise et la maîtrise dont elles font preuve montrent qu'une réelle incitation suffirait pour que le secteur des énergies renouvelables prenne son envol au Cameroun. Le cadre des énergies renouvelables au Cameroun se révèle très peu perceptible, voire inexistant. (Ngnikam Emmanuel, 2009).

L'examen du Plan Énergétique National, du Plan Directeur d'Électrification Rurale, du Plan National Énergie pour la Réduction de la Pauvreté, du Plan de Développement du Secteur de l'Électricité à l'horizon 2030 (PDSE 2030) et de bien d'autres documents destinés à la mise en œuvre de la politique énergétique n'a pas permis de ressortir clairement une disposition

orientant le champ de développement des énergies renouvelables. (POUNA, 1999 et Seme Prosper M., and al, 2002).

Conclusion

Ce chapitre portant sur la bibliographie nous a permis de planter le décor et de présenter le contexte dans lequel s'inscrit notre étude ; de faire le point sur les problématiques d'ordre général et d'analyser les enjeux énergétiques. Nous avons ainsi présenté de manière générale les différents types de combustion, les transferts thermiques reconnus, la description du système TPV et les énergies renouvelables qu'on retrouve au Cameroun. Dans le cadre du chapitre à venir, nous avons axés notre travail sur la première partie du système TPV, à savoir la production de la source de chaleur issue de la combustion de la biomasse (coques de noix de palmistes) pour l'obtention du flux de chaleur et l'émission.

CHAPITRE II

MODÉLISATION DU TRANSFERT DE CHALEUR ET DE L'ÉMITTANCE POUR UN SYSTEME TPV

Introduction

Après avoir présenté les généralités sur la combustion, les transferts thermiques, les systèmes TPV dans le chapitre précédent, nous passons à la modélisation et aux outils numériques. Pour répondre aux objectifs de cette thèse, nous avons modélisé la flamme issue de la combustion des coques de noix de palmes sous deux formes : cylindrique et conique pour être plus proche des données expérimentales. Une fois cette modélisation obtenue, nous avons étudié l'impact des pertes dus à la convection et par l'air sur le flux radiatif reçu sur l'absorbeur. Nous avons également calculé la température reçue au niveau du système TPV et l'émission obtenue grâce à cette température. Toute cette modélisation a été implémentée grâce au logiciel MATLAB 2015.

I calcul des flux radiatif, convectif, facteurs de vue

I.1 Aspects thermiques de la combustion

Une flamme émet de la chaleur qui se transfère par rayonnement et convection. Pour caractériser ce transfert de chaleur, on utilise les champs fondamentaux suivants (Michel Hooge,2007) :

*le champ de température : la température est définie en tout point d'un même milieu. Elle détermine le potentiel d'échange et est donc une mesure du déséquilibre thermique entre les points d'un même système.

*le champ de flux de chaleur : le flux de chaleur à travers une surface $d\mathbf{A}$ est le débit de chaleur normal à $d\mathbf{A}$.

$$\mathbf{q} = \frac{dQ}{dA} \quad 2.1$$

Cette grandeur \mathbf{q} permet de matérialiser l'écoulement de chaleur des hautes températures vers des plus basses températures.

Ainsi, une flamme expose les éléments proches à un flux thermique q formé des deux termes suivants (convection et rayonnement) (EN 1991-1-2, 2002) :

$$\mathbf{q}_c = \alpha_c (T_g - T_m) \quad 2.2$$

$$\mathbf{q}_r = F \varepsilon_m \varepsilon_f \sigma (T_f^4 - T_m^4) \quad 2.3$$

$$\alpha_c = 1,78\Delta T^{0,25} \quad 2.4$$

Avec

- α_c : coefficient de transfert thermique par convection [W/m^2K]
- T_m : température en surface de l'absorbeur [K]
- T_g : température des gaz à proximité de l'absorbeur [K]
- F : facteur de vue (défini ci – dessous)
- ε_m : émissivité de la surface de l'absorbeur
- ε_f : émissivité de la flamme
- σ : constante de Stephan Boltzmann ($5,67 \cdot 10^{-8} W/m^2K^4$)
- T_f : température de rayonnement effectif de l'environnement de la flamme

Le flux thermique à la surface de l'absorbeur est donc donné par : $q = q_c + q_r$ 2.5

I.2 Facteur de vue

Le facteur de vue représente la fraction du flux radiatif émis par une surface rayonnante et atteignant une surface réceptrice donnée. L'expression mathématique générale du facteur de vue est la suivante (Michel Hooge,2007) :

$$F_{dA_1 - dA_2} = \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} dA_2 \quad 2.6$$

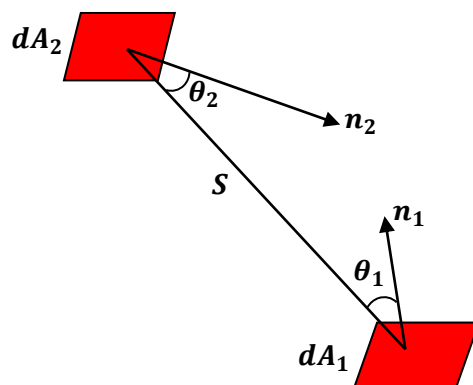


Figure 2.1 Transfert thermique par rayonnement entre aires de surface infinitésimale (Jean Br, 2006)

Dès lors, pour obtenir le facteur de vue entre deux surfaces d'aires finies (A_1 et A_2), il faut réaliser une double intégration. Nous obtenons donc l'équation suivante (John R. Howell and al, 2011)

$$F_{12} = F_{A_1-A_2} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} dA_2 dA_1 \quad 2.7$$

Nous voyons que le facteur de vue de la surface A_2 vis-à-vis de la surface A_1 , qui représente la proportion du flux total émis par A_1 et arrivant sur A_2 , est une quantité purement géométrique (Michel Hooge, 2007).

Il existe deux relations qui relient les facteurs de vue :

-relation de réciprocité : $A_1 F_{12} = A_2 F_{21}$

-relation de complémentarité : $\sum_{j=1}^n F_{ij} = 1$; quelques soient i

Le flux émis par une surface i est susceptible d'être reçu par l'absorbeur.

Le calcul des facteurs de vue peut devenir complexe lorsque les éléments considérés présentent des formes compliquées avec, par exemple, présence d'obstacles au rayonnement.

Il existe diverses voies possibles pour la détermination de ce facteur, notamment (Jean Brau, 2006):

*l'utilisation des relations de réciprocité et de complémentarité. En effet, dans certains cas simples, ces deux relations permettent d'accéder aux différents facteurs de vue ;

*la méthode d'Ondracek : si l'on veut calculer le facteur de vue d'une surface élémentaire dA_1 par rapport à une grande surface A_2 , une seule intégrale suffit (John R. Howell, and al, 2011) ;

*les formules et abaques : de nombreux travaux ont été réalisés pour des configurations types afin de déterminer ces facteurs de vue. Il est possible de trouver ces abaques et formules dans des ouvrages dédiés aux transferts de chaleur (Jean Brau, 2006 et Michel Hooge, 2007) ;

*la méthode de Monte-Carlo : il s'agit d'une méthode de calcul probabiliste par simulations. Il suffit, d'un point quelconque de la surface rayonnante A_1 , « tirer » aléatoirement un rayon dans l'espace et de vérifier s'il « touche » la surface réceptrice A_2 . En effectuant un grand nombre de tirages aléatoires, on obtient le facteur de vue entre A_1 et A_2 . Cette méthode permet de traiter des volumes de formes complexes contenant des obstacles ;(Björn Karlsson and James G. Quintiere, 2000)

*l'intégration numérique (Quentin Louveaux, 2009) : étant donné que la double intégration peut devenir compliquée pour des éléments de formes complexes, il peut être utile d'avoir recours à une intégration numérique (ex : quadratures de Gauss-Legendre), qui consiste à

remplacer le calcul de l'intégrale par une somme pondérée prise en un certain nombre de points du domaine d'intégration. Il s'agit donc d'une approximation de la valeur numérique de l'intégrale.

On remarque donc ici que la difficulté pour déterminer le flux de chaleur émis par rayonnement est reportée sur le calcul du facteur de vue qui, comme dit précédemment, peut être relativement compliqué et peut nécessiter le recours à des techniques particulières d'intégration.

II Modèle géométrique

II.1 Modélisation de la flamme cylindrique

Dans un modèle géométrique, la flamme est modélisée par une forme géométrique se rapprochant au mieux de la forme réelle que prendrait la flamme si, par exemple, on réalisait un essai en laboratoire (cylindrique ou conique) (Jean-Marc Franssen and Raul Zaharia, 2006 et Christophe Thauvoye, 2011). Nous allons modéliser dans la première étape la flamme par un cylindre rayonnant divisé en tranches sur sa hauteur, chaque tranche possédant une température définie.

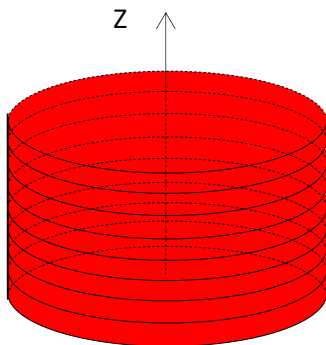


Figure 2.2 Modélisation du feu par un cylindre rayonnant (Dougal Drysdale, 1999)

Grâce à cette modélisation, il est possible de calculer le flux radiatif émis par chaque tranche du cylindre et, par suite, la partie de ce flux touchant l'absorbeur vertical étudié.

Dans ce modèle géométrique, les propriétés de la flamme sont définies sur base des recommandations de l'Eurocode 1-2 (EN 1991-1-2, 2002). En effet, ce dernier permet de

définir la hauteur de la flamme en fonction de la longueur caractéristique de celle-ci (son diamètre D , par exemple, pour un feu de forme circulaire) et du débit calorifique du feu Q .

Ainsi, la longueur de la flamme L_f (en m) est donnée par :

$$L_f = -1,02D + 0,0148Q^{\frac{2}{5}} \quad 2.8$$

Les paramètres intervenant dans cette représentation des flammes sont les suivants :

- D : le diamètre du feu (en W)
- Q : le débit calorifique (en W)
- Q_c : la composante de convection du débit calorifique (par défaut, $Q_c = 0,8Q$), en W
- z : la hauteur suivant l'axe de la flamme (en m)
- H : la distance entre le foyer d'incendie et le plafond (en m)

La position de l'origine virtuelle de l'axe z_0 (en m) est donnée par l'expression suivante :

$$z_0 = -1,02D + 0,00524Q^{\frac{2}{5}} \quad 2.9$$

$$Q = RHR_f * A_{fi} * \left(\frac{t}{t_\alpha}\right)^2 \quad 2.10$$

Phase de développement de la flamme

$$Q = RHR_f * A_{fi} \quad 2.11$$

Phase stationnaire, qui correspond à l'atteinte d'un plateau horizontal

$$Q = RHR_1 * A_{fi} * \left(1 - \frac{t-t_{red}}{t_{fin}-t_{red}}\right) \quad 2.12$$

Phase de décroissance du feu

Avec :

$$q_{fi} = \frac{M_i * H_{ui}}{A_{fi}} \quad 2.13$$

$$t_{red} = t_\alpha + \frac{0,7q_{fi}}{RHR_{fi}} - 0,33t_\alpha \quad 2.14$$

$$t_{fin} = t_{red} + 2 * \left[\frac{q_{fi}}{RHR_{fi}} - 0,33t_{\infty} - (t_{red} - t_{\infty}) \right] \quad 2.15$$

- Q : le débit calorifique (en W)
- RHR_f : le débit calorifique maximal produit par 1 m² de flamme (en kW/m²)
- A_{fi} : la surface maximale de la flamme (en m²)
- t : le temps (en secondes)
- q_{fi} : est la densité de charge calorifique par unité de surface (en MJ/m²)
- M_i : est la quantité de matériau combustible (en kg)
- H_{ui} : est le pouvoir calorifique inférieur (en MJ/kg)
- t_{red} : temps correspondant au début de la phase de réduction de la flamme
- t_{fin} : temps correspondant à l'extinction totale de la flamme

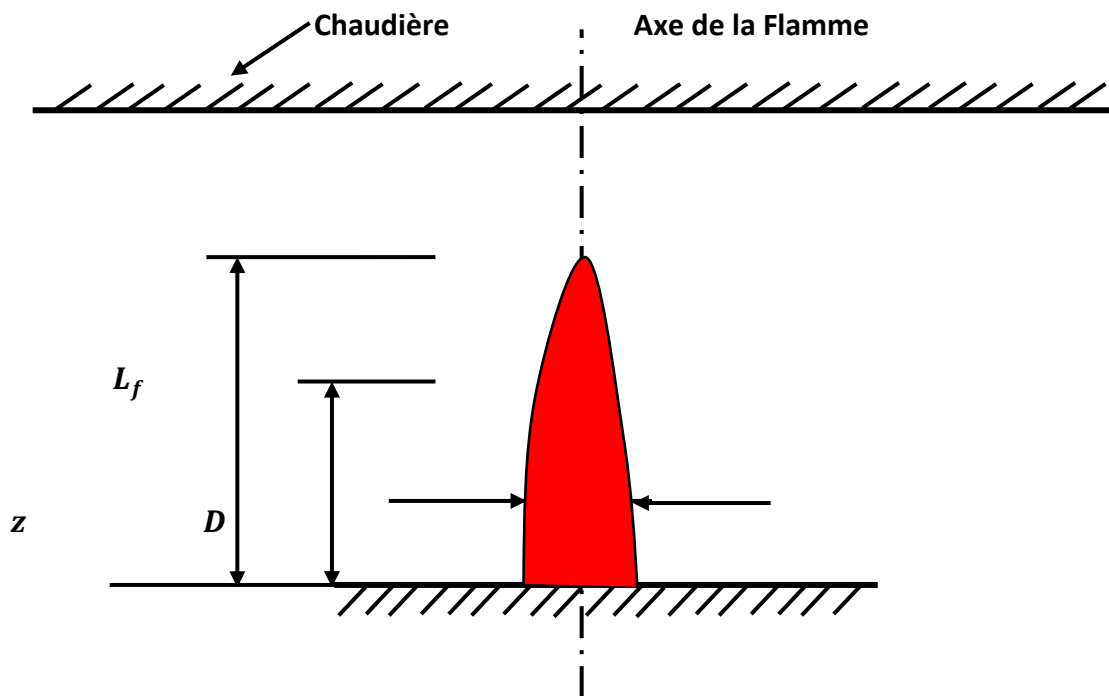


Figure 2.3 Modélisation de la flamme (Jean-Marc Franssen and Raul Zaharia, 2006)

II.2 Méthode employée pour le calcul des facteurs de vue

Comme souligné précédemment, la difficulté pour calculer le transfert radiatif entre deux surfaces est reportée sur l'évaluation d'un terme appelé facteur de vue. Ce dernier traduit la « visibilité » existant entre les deux surfaces, et est donc de nature purement géométrique.

Pour calculer le facteur de vue entre la source de chaleur et un élément de structure vertical, il nous faut définir une forme géométrique approchant l'allure réelle de la flamme. D'après (Jean-Marc Franssen and Raul Zaharia, 2006 et Christophe Thauvoye, 2011), représenter la flamme comme étant un solide rayonnant de forme cylindrique n'est pas trop éloigné de la réalité, pour autant que le combustible présente une forme en plan qui puisse être approchée par un cercle de rayon équivalent. Ainsi, le foyer comportant des coques de noix de forme carrée peut être approchées par un cylindre sans commettre trop d'erreur sur l'approximation de l'étendue du feu en plan.

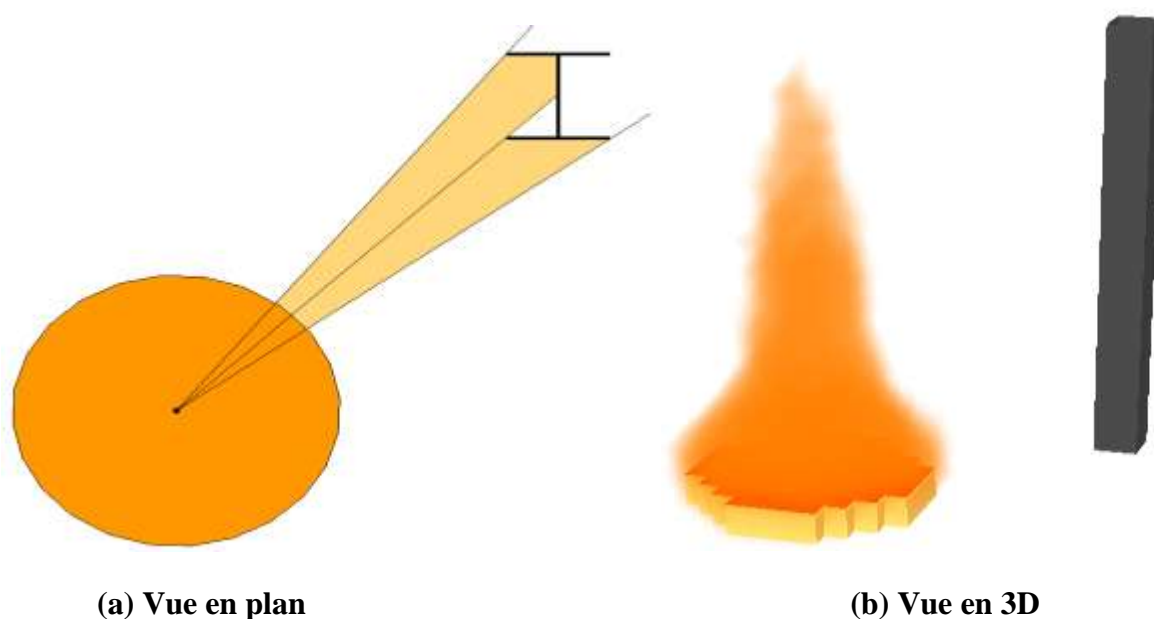


Figure 2.4 Visibilité partielle

En outre, la modélisation devra tenir compte de la variation de hauteur des flammes dans le temps. En effet, comme suggéré par l'expression de l'équation 2.8, et en conformité avec l'intuition, la taille d'une flamme varie avec le temps. La hauteur du cylindre variera donc dans le temps en suivant la valeur de L_f .

L'absorbeur vertical, quant à lui, sera modélisé comme étant de section rectangulaire.

Cette méthode est présentée dans l'annexe G de l'Eurocode 1 partie 1-2. L'absorbeur ainsi modélisée est découpée en éléments parallélépipédiques et le flux sera calculé sur chaque face élémentaire de la colonne (voir figure 2.5).

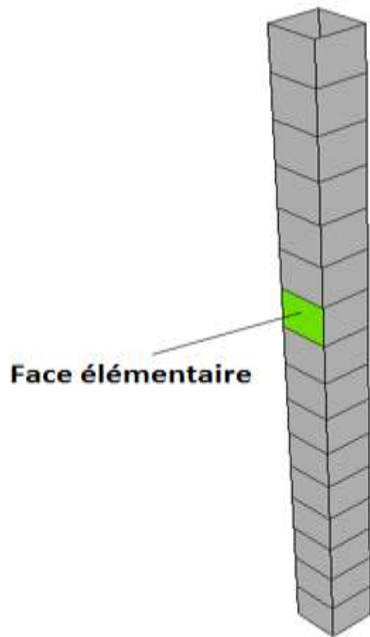


Figure 2.5 Modélisation de la colonne

Dans le cas qui est le notre, nous avons à traiter un échange radiatif entre un corps de surface finie A_2 (le cylindre rayonnant) et un élément de surface infinitésimale dA_1 (une face élémentaire de la colonne). Le facteur de vue F_{d1-2} donne la quantité d'énergie (par rayonnement) quittant dA_1 et atteignant A_2 .

Son expression est la suivante (John R. Howell and al, 2011) :

$$F_{d1-2} = \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} dA_2 \quad 2.16$$

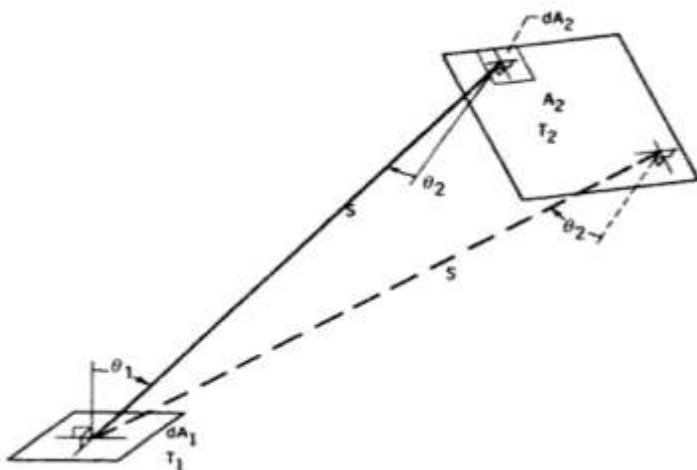


Figure 2.6 Échange radiatif entre élément infinitésimal et surface d'aire finie (John R. Howell et al, 2011)

Il existe des formules analytiques pour F_{d1-2} dans un certain nombre de configurations (John R. Howell and al, 2011). Dans nos travaux, il s'agit de calculer ce facteur entre la

surface d'un cylindre et un élément plan infinitésimal. Il existe une solution analytique pour cette configuration (John R. Howell ,2011) :

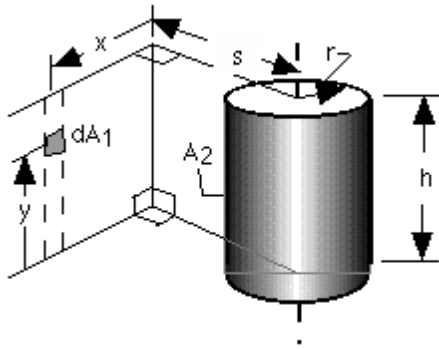


Figure 2.7 Facteur de vue entre un cylindre et un élément plan infinitésimal (John R. Howell ,2011)

$$F_{d1-2} = \frac{S}{B} - \frac{S}{2B\pi} \left\{ \cos^{-1} \left(\frac{Y^2 - B + 1}{A - 1} \right) + \cos^{-1} \left(\frac{C - B + 1}{C + B - 1} \right) - Y \left[\frac{A + 1}{\sqrt{(A - 1)^2 + 4Y^2}} \cos^{-1} \left(\frac{Y^2 - B + 1}{\frac{1}{B^2(A - 1)}} \right) \right] - \right. \\ \left. C^{\frac{1}{2}} \frac{C + B + 1}{\sqrt{(C + B - 1)^2 + 4C}} \cos^{-1} \left(\frac{C - B + 1}{\frac{1}{B^2(C + B - 1)}} \right) + H \cos^{-1} \left(\frac{1}{B^{1/2}} \right) \right\} \quad 2.17$$

Avec $S = \frac{s}{r}$; $X = \frac{x}{r}$; $H = \frac{h}{r}$; $A = X^2 + Y^2 + S^2$; $B = S^2 + X^2$; $C = (H - Y)^2$

Ces formules analytiques permettent de calculer directement la valeur du facteur de vue recherché. Cependant, il n'existe pas de formule analytique pour toutes les configurations et dès que les formes géométriques se complexifient, il n'est plus possible de trouver de solution analytique et il faut avoir recours à d'autres méthodes.

En outre, il faut remarquer que la flamme, modélisée par un cylindre rayonnant, ne présente pas une température uniforme sur sa hauteur et qu'il n'est donc pas correct de considérer le facteur de vue entre la surface extérieure totale du cylindre et l'élément infinitésimal. Il est donc nécessaire de découper le cylindre en tranches de température uniforme et de déterminer le facteur de vue entre ces tranches (disques) et l'élément infinitésimal. Chaque tranche rayonne donc avec sa propre température et le flux reçu par une face élémentaire de l'absorbeur est la somme des flux émis par ces tranches.

Pour calculer le facteur de vue entre le cylindre (de température variable) et un élément infinitésimal, nous sommes donc obligés d'utiliser une approximation par voie numérique.

Le facteur de vue F_{d1-2} , qui n'est autre qu'une intégrale, peut donc être calculé par intégration numérique.

***Calculs des facteurs de vue par intégration numérique**

Rappelons l'expression du facteur de vue qu'il faut calculer pour déterminer le flux échangé entre le cylindre rayonnant et une face élémentaire de l'absorbeur vertical :

$$F_{d1-2} = \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} dA_2 \quad 2.18$$

Afin de simplifier l'intégral dans l'équation précédente, il est utile de considérer les relations suivantes (George Walton, 2002) : $\cos \theta_1 = \frac{\vec{s} \cdot \vec{n}_1}{S}$ et $\cos \theta_2 = -\frac{\vec{s} \cdot \vec{n}_2}{S}$ 2.19

- \vec{n}_1 : le vecteur unitaire normal à la surface dA_1
- \vec{n}_2 : le vecteur unitaire normal à la surface A_2
- \vec{s} : le vecteur allant de la surface dA_1 à la surface A_2
- S : la longueur du vecteur \vec{s}

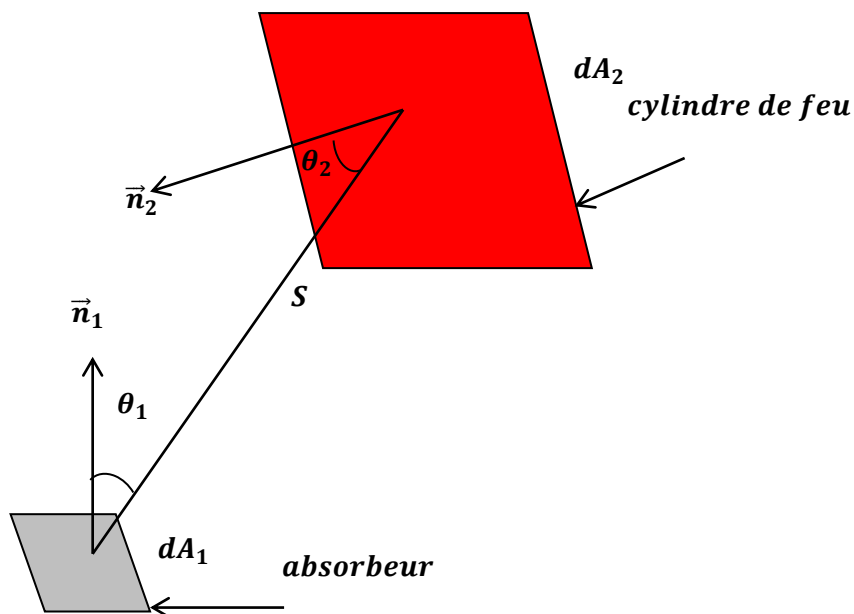


Figure 2.8 Géométrie et nomenclature pour le calcul du facteur de vue

$$\text{Ainsi, } \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} = -\frac{(\vec{s} \cdot \vec{n}_1)(\vec{s} \cdot \vec{n}_2)}{\pi S^4} \quad 2.20$$

L'équation finale devient :
$$F_{d1-2} \cong -\frac{1}{\pi} \sum_i \frac{(\vec{s} \cdot \vec{n}_1)(\vec{s} \cdot \vec{n}_2)}{s^4} \Delta A_i \text{ (George Walton, 2002)} \quad 2.21$$

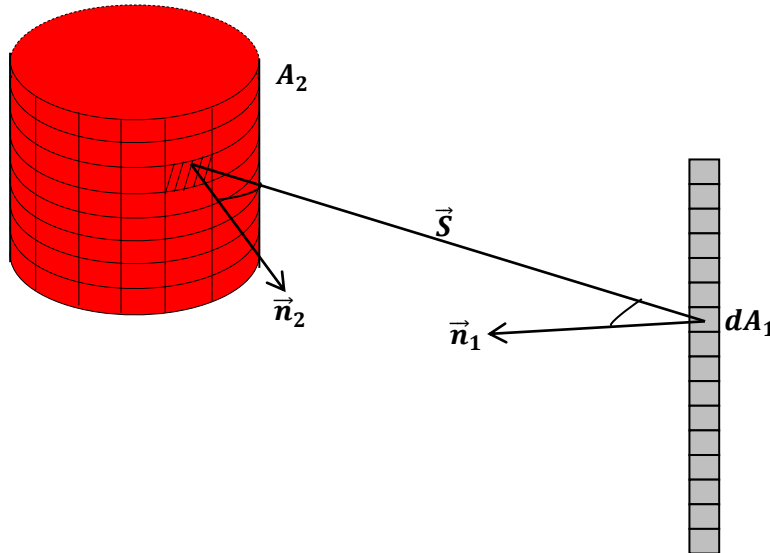


Figure 2.9 Facteur de vue entre le cylindre et la colonne

Dès lors, le calcul du facteur de vue se réduit à effectuer deux produits scalaires et à sommer les contributions de chaque sous-surface (George Walton, 2002).

Dans le cas de la flamme cylindrique rayonnante vers un absorbeur, nous avons déterminés les vecteurs normaux aux surfaces dA_1 (situées sur la face d'entrée de l'absorbeur TPV) et A_2 (surface extérieure de la flamme).

Pour ce faire, il est impératif de définir un système d'axes permettant de décrire ces vecteurs dans l'espace (figure 2.10).

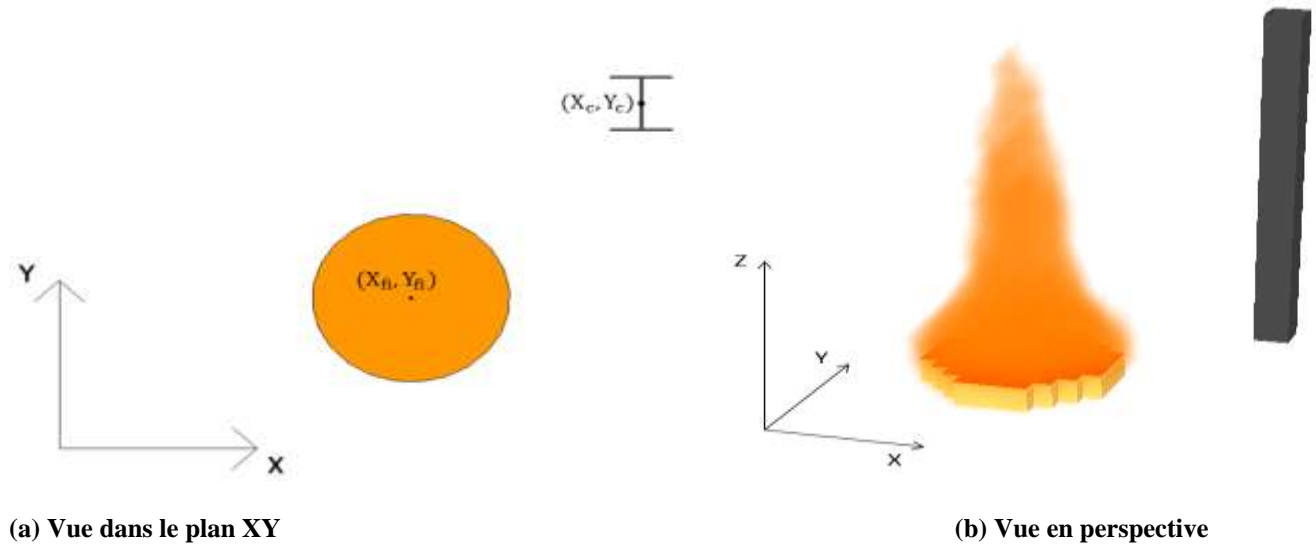


Figure 2.10 Système d'axes

Suivant ce système d'axes, on peut définir les coordonnées des faces élémentaires de l'absorbeur :

$$P_a = (X_a, Y_a, Z^*) \tag{2.22}$$

$$P_{1a} = \left(X_a, Y_a - \frac{l_y}{2}, Z^* \right) \tag{2.23}$$

Avec P_a : les coordonnées du centre de l'absorbeur;

P_{1a} : les coordonnées du centre de l'aire infinitésimal située sur la face de l'absorbeur;

Z^* : la cote, comptée à partir du pied de l'absorbeur, de la face élémentaire concernée;

l_y : longueur des cotés selon Y .

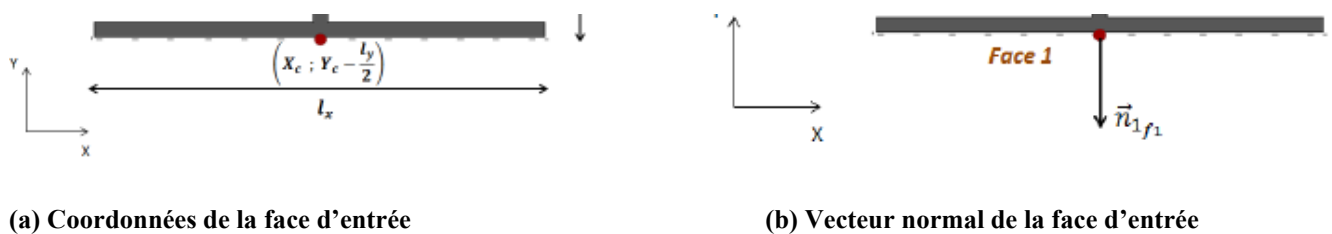


Figure 2.11 Système de coordonnées au niveau de la colonne (vue dans le plan XY)

On peut également définir le vecteur normal à la face élémentaire de l'absorbeur (voir figure 2.11 (b)) :

\vec{n}_{1f} : vecteur unitaire normal à la face de l'absorbeur, de composantes (0 ; -1 ; 0)

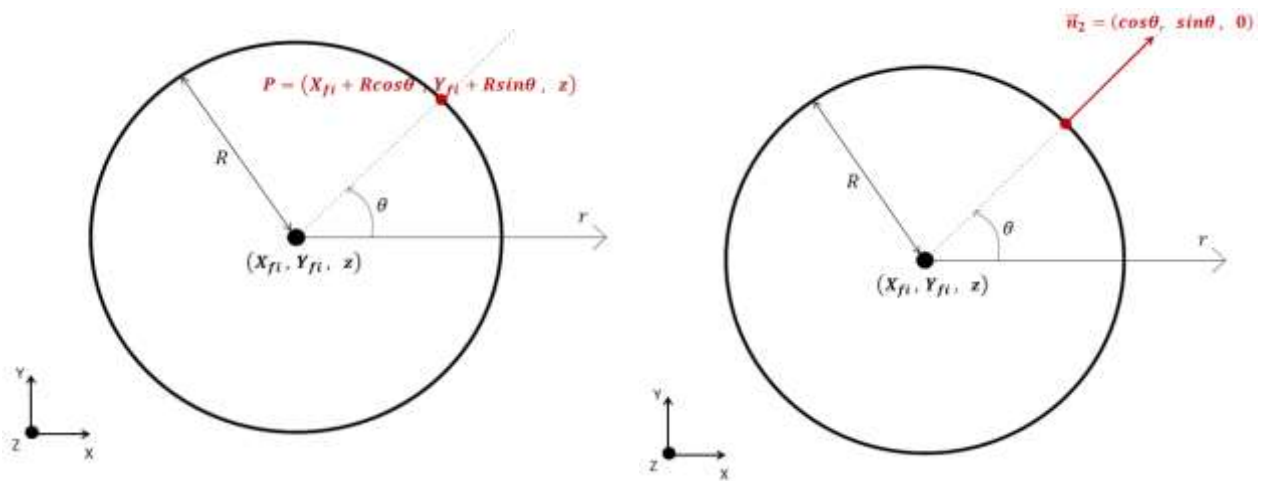
On peut aussi définir les coordonnées de tout point situé sur la surface extérieure au cylindre et le vecteur normal à cette surface. Le centre du cylindre possédant les coordonnées (X_{fl}, Y_{fl}, Z) , un point P situé au niveau de la surface du cylindre peut être décrit, en coordonnées cylindriques, de la façon suivante (voir figures 2.11 et 2.12) :

$$P = (X_{fl} + R \cos \theta, Y_{fl} + R \sin \theta, Z); \quad 2.24$$

$$R = \frac{D}{2} \text{ est le rayon de la flamme}; \quad 2.25$$

θ est l'angle qui permet de définir (avec R) la position du point P à une hauteur z donnée;

z est la troisième coordonnée, qui permet de positionner le point P selon l'axe Z .



(a) Coordonnées du point P

(b) Vecteur normal à la surface extérieure

Figure 2.12 Système de coordonnées du cylindre (vue dans le plan XY)

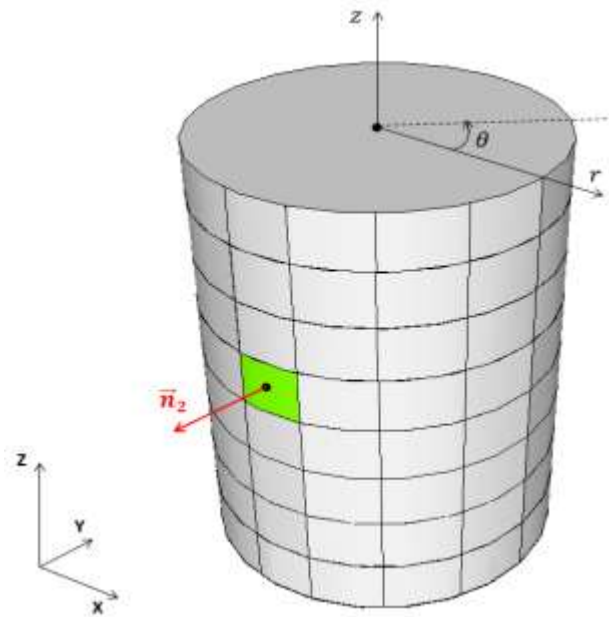


Figure 2.13 Système de coordonnées du cylindre (vue en perspective)

Dès lors, le vecteur \vec{S} , qui relie un point P_{1a} sur la face d'entrée de l'absorbeur à un point de la surface A_2 , est défini de la façon suivante (voir figure 2.14) :

$$\vec{S} = P - P_{1a}$$

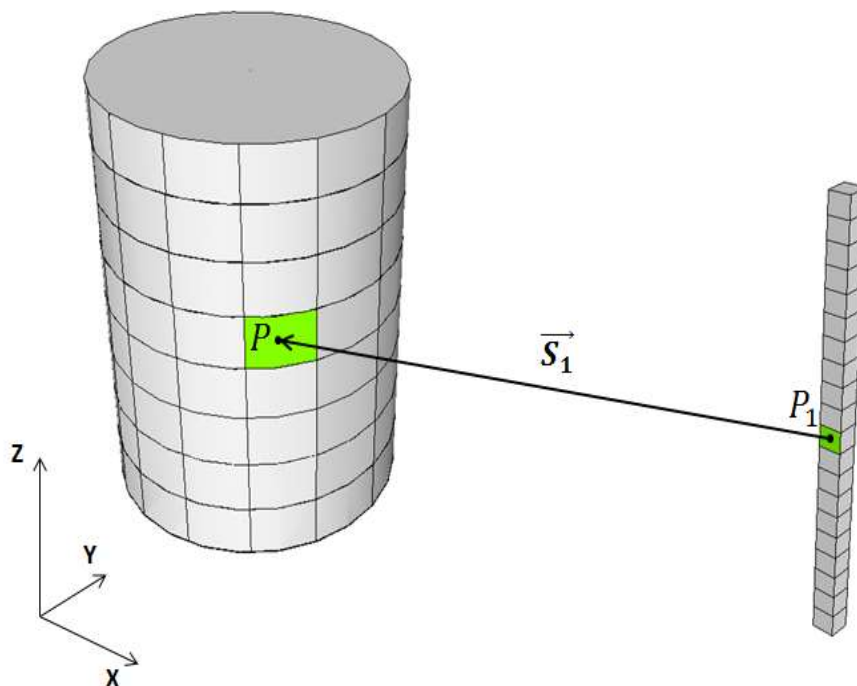


Figure 2.14 Définition du vecteur \vec{S}

Après avoir décrit le système « cylindre-absorbeur » dans le repère X ,Y,Z, il est facile d'obtenir le facteur de vue entre la surface extérieure du cylindre et un point d'une des faces de l'absorbeur. En effet, il suffit de parcourir l'ensemble des points formant l'enveloppe extérieure du cylindre, de calculer le membre de droite de l'équation 2.21 pour chaque point, et de sommer le tout. Le résultat pourra être comparé à la solution analytique afin de valider l'intégration numérique.

Cependant, comme dit précédemment, ce qui nous intéresse est le facteur de vue entre une tranche du cylindre et un point de la face d'entrée de l'absorbeur (figure 2.16). Avec la méthode décrite ci-dessus, il est aisé de calculer un tel facteur. En effet, il suffit de parcourir la surface extérieure du cylindre à une hauteur fixe donnée Z et de sommer le résultat du membre de droite de l'équation 2.21 sur cette tranche. Ainsi, on obtient la contribution de la tranche de côte Z au rayonnement du cylindre atteignant le point de l'absorbeur dont il est question.

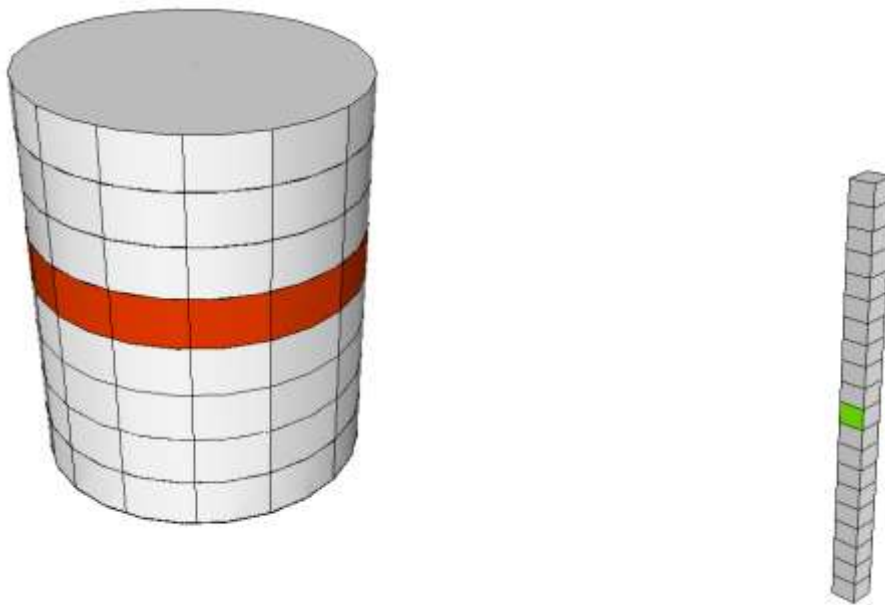


Figure 2.15 Calcul du facteur de vue pour une tranche de cylindre

II.3 Modélisation de la flamme conique

En réalité, lorsqu'on modélise la flamme par un cylindre rayonnant, nous commettons une petite erreur car lors d'une combustion, la flamme prend une forme de type conique. Nous allons donc modifier légèrement la modélisation de la flamme dans le modèle géométrique simplifié et prendre un cône pour la représenter. Ce cône aura pour base un cercle de rayon égal au rayon équivalent de la flamme et pour hauteur celle de la flamme

($H_f = L_f + h_{fi}$, où L_f est la longueur de la flamme et h_{fi} est la hauteur du foyer). (EN 1993-1-2, 2005)

La surface extérieure de la flamme ayant changé, il nous faut redéfinir les coordonnées du point situé sur cette surface et le vecteur normal à celle-ci. Pour rappel, le centre de la flamme possède les coordonnées (X_{fl}, Y_{fl}, Z). Dès lors, un point P situé sur la surface du cône peut être décrit de la façon suivante :

(Jean-Marc Franssen and Raul Zaharia, 2006)

$$\mathbf{P} = \left(X_{fl} + \left(\frac{-R}{h} z + R \right) \cos \theta, Y_{fl} + \left(\frac{-R}{h} z + R \right) \sin \theta, Z \right); \quad 2.27$$

Où

R est le rayon de la flamme;

h est la hauteur du cône;

Z est la troisième coordonnée, qui permet de positionner le point P selon l'axe Z ;

θ est l'angle qui permet de définir la position du point P à une hauteur z donnée.

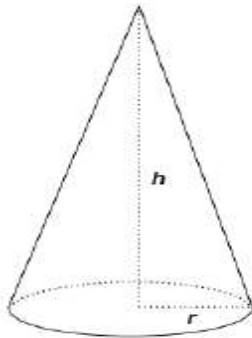


Figure 2.16 Cône de révolution (Bernard J. McCaffrey,1979)

Pour rappel, le calcul du facteur de vue par voie numérique est réalisé suivant l'expression ci-dessous :

$$F_{d1-2} \cong -\frac{1}{\pi} \sum_i \frac{\left(\vec{s}.n_1 \right) \left(\vec{s}.n_2 \right)}{s^4} \Delta A_i \quad (\text{George Walton, 2002}) \quad 2.28$$

Dès lors, il faut discrétiser la surface extérieure du cône en petites sous-surfaces finies (ΔA_i) comme représenté à la figure 2.17.

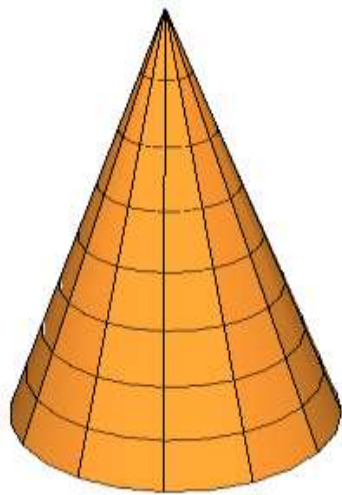


Figure 2.17 Discrétisation du cône (Bernard J. McCaffrey,1979)

Le vecteur normal à la surface extérieure du cône, quant à lui, est donné par :

$$\vec{n}_2 = \left(\left(\frac{-R}{h} z + R \right) \cos \theta, \left(\frac{-R}{h} z + R \right) \sin \theta, \left(\frac{-R^2}{h^2} z + \frac{R^2}{h} \right) \right) \quad (\text{Jean-Marc Fransen and Raul Zaharia, 2006}) \quad \mathbf{2.29}$$

Pour pouvoir l'utiliser dans la formule 2.28, il faut encore le normer, on a donc

$$\vec{n}_{2norm} = \frac{\vec{n}_2}{\|\vec{n}_2\|} \quad \mathbf{2.30}$$

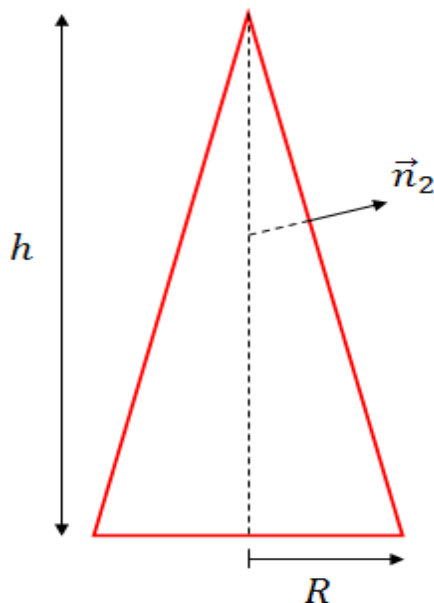


Figure 2.18 Vecteur normal à la surface du cône

Afin de souligner les améliorations apportées par le modèle du cône, nous allons observer les variations lors du chapitre suivant sur les différents calculs et faire une étude comparative entre les résultats obtenus par la flamme cylindrique et la flamme conique.

III Modélisation du calcul du flux radiatif et la température au niveau de l'absorbeur.

III.1 Calcul du flux radiatif

Après avoir déterminé les facteurs de vue entre la flamme et l'absorbeur, nous pouvons nous pencher sur le calcul des flux radiatifs reçu par ce dernier.

Le flux net Q_{d1-d2} transféré d'une surface dA_1 vers une surface dA_2 , dans le cas d'un échange entre surfaces grises, s'écrit (John R. Howell et al, 2011)

$$Q_{d1-d2} = \sigma \epsilon_{12} (T_1^4 - T_2^4) \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} dA_1 dA_2 \quad 2.31$$

Où ϵ_{12} est l'émissivité équivalente, définie par

$$\epsilon_{12} = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2} \quad 2.32$$

Ainsi, le flux net échangé entre la surface infinitésimale dA_1 et la surface nie A_2 est donné par

$$Q_{d1-2} = \sigma \epsilon_{12} (T_1^4 - T_2^4) dA_1 \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} dA_2 \quad 2.33$$

Qui, vu l'équation 2.18, peut se réécrire comme suit :

$$Q_{d1-2} = \sigma \epsilon_{12} (T_1^4 - T_2^4) dA_1 F_{d1-2} \quad 2.34$$

Dès lors, le flux net par unité de surface échangé entre les deux corps s'écrit

$$q_{d1-2} = \frac{Q_{d1-2}}{dA_1} = \sigma \epsilon_{12} (T_1^4 - T_2^4) F_{d1-2} \quad 2.35$$

Le flux radiatif net, c'est-à-dire le flux radiatif reçu au niveau de la face d'entrée de l'absorbeur, peut être exprimé comme suit :

$$q_{rad,df_j} = \sum_{k=1}^m \sigma \epsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_{fi,j}^4) F_{df_j-k} \quad 2.36$$

Où

- ϵ^* : est l'émissivité équivalente, définie par

$$\epsilon^* = \frac{\epsilon_{flamme} \epsilon_{absorbeur}}{\epsilon_{flamme} + \epsilon_{absorbeur} - \epsilon_{flamme} \epsilon_{absorbeur}} \quad 2.37$$

- $T_{fi,k}$: est la température de la flamme au niveau de la tranche k du cylindre;
- $T_{fi,j}$: est la température à la face d'entrée de l'absorbeur;
- F_{dfj-k} : est le facteur de vue entre la face j et la tranche k du cylindre.

Étant donné que le modèle ne nous permet pas de calculer la température au niveau de la face d'entrée de l'absorbeur mais bien une température moyenne sur la section, nous modifions légèrement l'équation précédente en remplaçant la température au niveau de la face par une température uniforme T_c :

$$q_{rad,df_j} = \sum_{k=1}^m \sigma \epsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{dfj-k} \quad 2.38$$

III.2 Calcul de la température en une section de l'absorbeur

Les échanges radiatifs entre l'absorbeur et la flamme étant connus, nous pouvons maintenant nous attarder sur la détermination des températures de l'absorbeur.

Pour calculer l'évolution des températures, nous allons faire appel au 1^{er} principe de la thermodynamique qui, pour un système fermé au repos, s'énonce comme suit (Michel Hooge,2007) :

$$Q + \dot{W} = \dot{U} \quad 2.39$$

où

- Q : est la quantité totale de chaleur apportée au système
- \dot{W} : est le travail échangé avec le milieu extérieur;
- \dot{U} : est la variation d'énergie interne.

Nous allons supposer qu'il n'y a ni travail, ni dissipation d'énergie, l'équation devient donc :

$$Q = \dot{U} \quad 2.40$$

$$\text{En considérant la relation } q = \frac{dQ}{dA} \quad 2.41$$

Et étant donné que l'équation 2.40 est appliquée sur la section de l'absorbeur, et non au niveau d'une des faces, la température déterminée sur base de cette équation sera une température moyenne, uniforme sur la section (nous la noterons T_c).

Le bilan de chaleur ($q = q_{in} - q_{out}$), calculé en une section de l'absorbeur, comprend les termes suivants :

*** Convection naturelle de l'air**

L'air, présent tout autour de la colonne, refroidit celle-ci par convection. Le flux de chaleur transmis par convection entre une face de la colonne et l'air est donné par l'expression suivante :

$$q_c = \alpha_c (T_g - T_m) \quad 2.42$$

Le coefficient α_c est le coefficient d'échange par convection qui est donné, dans le cas d'une plaque verticale, par (Jean Brau, 2006) :

$$\alpha_c = 1,78 \Delta T^{0,25} \quad 2.43$$

- α_c : coefficient de transfert thermique par convection [W/m^2K]
- T_m : température en surface de l'absorbeur [K]
- T_g : température des gaz à proximité de l'absorbeur [K]

***Échange radiatif entre l'absorbeur et la flamme**

La source principale d'apport d'énergie est évidemment la flamme issue de la combustion des coques des noix de palmistes qui transmet, par rayonnement, un flux de chaleur à l'absorbeur. Son expression est donnée à l'équation suivante :

$$q_{rad,df_j} = \sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{df_j-k} \quad 2.44$$

***Échange radiatif entre l'absorbeur et l'air ambiant**

L'absorbeur rayonne dans toutes les directions, ce qui fait qu'une partie du rayonnement est échangée avec l'air. Le flux net échangé entre l'air et l'absorbeur est donné par

$$q_{ray,air} = \sigma \varepsilon_{absorbeur} (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl} \quad 2.45$$

$F_{compl} = 1$, est le facteur de vue "complémentaire "

Ainsi, le bilan de chaleur peut s'écrire de la façon suivante

$$q = q_{in} - q_{out} \quad 2.46$$

$$q = q_{ray,f} - q_{ray,air} - q_{conv} \quad 2.47$$

Ou bien, si l'on développe tous les termes,

$$q = \sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{df_j-k} - \sigma \varepsilon_{absorbeur} (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl} - \alpha_c (T_c - T_{air}) \quad 2.48$$

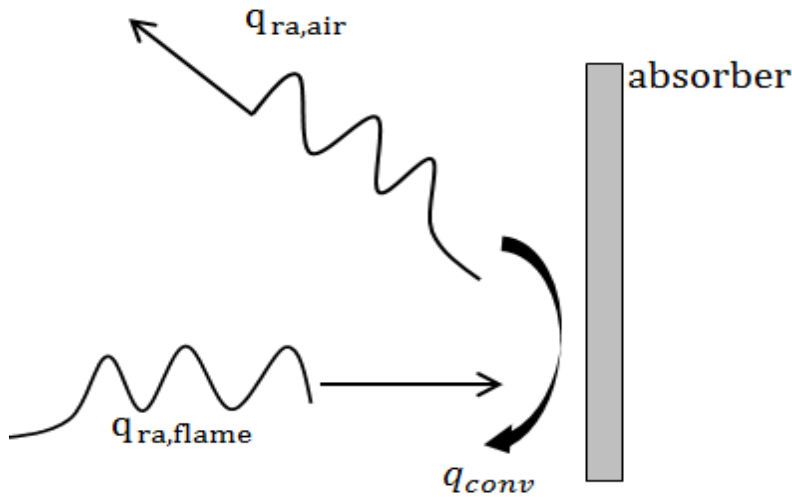


Figure 2.19 Bilan de chaleur sur l'absorbeur

La variation d'énergie interne, quant à elle, peut s'écrire, pour un milieu incompressible et de volume constant (Michel Hooge, 2007) ;

$$\dot{U} = \rho_a c_p V \dot{T} = \rho_a c_p V \frac{dT}{dt} \quad 2.49$$

Où

ρ_a : est la masse volumique de l'absorbeur (kg/m^3)

c_p : est la chaleur spécifique de l'acier (J/kgK)

V : est le volume de la colonne (m^3)

T : est la variation de température dans le temps (K/s)

Dès lors, le 1^{er} principe de la thermodynamique devient

$$\rho_a c_p V \frac{dT}{dt} = A_{section} [q_{ray,feu} - q_{ray,air} - q_{conv}] \quad 2.50$$

Ce qui se réécrit comme suit

$$\rho_a c_p V \frac{dT}{dt} = A_{section} \left[\sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{dfj-k} - \sigma \varepsilon_{absorbeur} (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl} - \alpha_c (T_c - T_{air}) \right] \quad 2.51$$

Cependant, l'équation ci-dessus est écrite pour la totalité de la colonne (la variation d'énergie interne est calculée sur V). Or, ce que nous cherchons est la température de la colonne à une hauteur donnée. Dès lors, nous introduisons deux nouveaux termes A_m et V_m , qui sont

respectivement l'aire de la section par unité de longueur et le volume de l'absorbeur par unité de longueur. L'équation 2.51 devient donc

$$\rho_a c_p V_m \frac{dT}{dt} = A_m \left[\sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{dfj-k} - \sigma \varepsilon_{\text{absorbeur}} (T_c^4 - T_{\text{air}}^4) F_{\text{compl}} - \alpha_c (T_c - T_{\text{air}}) \right] \quad 2.52$$

Finalement, nous réécrivons l'équation sous la forme suivante

$$\rho_a c_p \frac{dT}{dt} = \frac{A_m}{V_m} \left[\sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{dfj-k} - \sigma \varepsilon_{\text{absorbeur}} (T_c^4 - T_{\text{air}}^4) F_{\text{compl}} - \alpha_c (T_c - T_{\text{air}}) \right] \quad 2.53$$

Ce qui permet de faire apparaître le facteur $\frac{A_m}{V_m}$ connu sous le nom de facteur de massiveté (EN 1993-1-2, 2005). Ce paramètre conditionne la vitesse d'échauffement et traduit le fait suivant : plus le profilé est mince (facteur de massiveté élevé), plus il s'échauffe rapidement (Jean-Marc Franssen , 2009).

En outre, il est important de remarquer que la chaleur spécifique de l'absorbeur c_p (en J/kg. K) est fonction de la température. L'Eurocode 3, renseigne une courbe de chaleur spécifique des aciers en fonction de sa température. Les équations gouvernant cette courbe sont les suivantes (EN 1993-1-2, 2005) :

-si $20^\circ\text{C} \leq T < 600^\circ\text{C}$

$$c_p = 425 + 7,73 \cdot 10^{-1}T - 1,69 \cdot 10^{-3}T^2 + 2,22 \cdot 10^{-6}T^3 \quad 2.54$$

-si $600^\circ\text{C} \leq T < 735^\circ\text{C}$

$$c_p = 666 + \frac{13002}{738-T} \quad 2.55$$

-si $735^\circ\text{C} \leq T < 900^\circ\text{C}$

$$c_p = 545 + \frac{17820}{T-731} \quad 2.56$$

-si $900^\circ\text{C} \leq T < 1800^\circ\text{C}$

$$c_p = 650 \quad 2.57$$

Cette courbe prend l'allure suivante

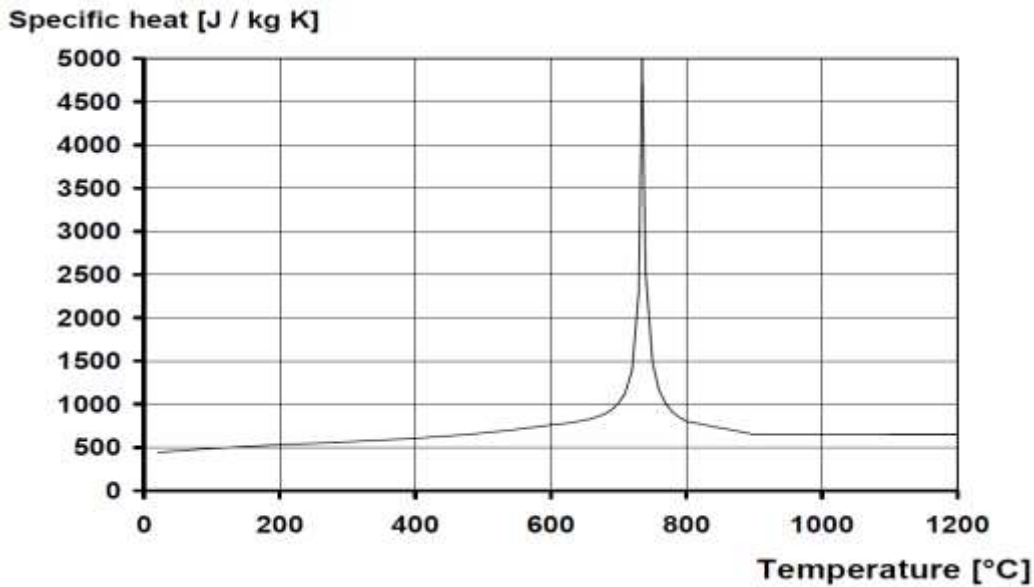


Figure 2.20 Chaleur spécifique de l'acier en fonction de la température (EN 1993-1-2, 2005)

Ainsi l'équation du calcul de la température au niveau de la face d'entrée de l'absorbeur sera

$$\rho_a c_p(T) \frac{T_c^{t+1} - T_c^t}{\Delta t} = \frac{A_m}{V_m} \left[\sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{f,i,k}^4 - T_c^{4t}) F_{dfj-k} - \sigma \varepsilon_{absorbeur} (T_c^{4t} - T_{air}^4) F_{compl} - \alpha_c (T_c^t - T_{air}^t) \right] \quad 2.58$$

Ainsi, nous avons une équation qui nous permet de calculer l'évolution temporelle de la température dans une section quelconque d'un absorbeur en un matériau exposée au rayonnement d'une flamme.

Une fois le flux de chaleur net reçu au niveau de l'absorbeur obtenu, ainsi que la température moyenne sur sa face d'entrée, nous avons considérés que l'assemblage absorbeur-émetteur est un corps noir. Et nous avons modélisés le calcul de l'émission et de longueur d'onde qui arriverons au niveau du filtre qui a été l'objectif d'une thèse déjà soutenue à l'université de Maroua par Dr Mbakop. Dans ces travaux de thèse, il a travaillé sur les différents matériaux adéquats pour la meilleure qualité de filtre possible en fixant des valeurs de températures.

IV Modélisation du calcul de l'émission, méthode numérique et présentation du code MATLAB

IV.1 Calcul de l'émission à travers le système Absorbeur-Émetteur (Corps Noir)

En physique, un corps noir désigne un objet idéal qui absorbe parfaitement toute énergie électromagnétique qu'il reçoit. Cette absorption se traduit par une agitation thermique qui provoque l'émission d'un rayonnement thermique. Il présente les trois propriétés suivantes :

*Le corps noir absorbe tous les rayonnements, quelque soient leur longueur d'onde et leur direction.

*Pour une température et une longueur d'onde données, le rayonnement thermique d'un corps réel est inférieur à celui du corps noir.

*Le corps noir émet de manière diffuse, c'est-à-dire indépendamment de la direction.

Si un corps (solide ou liquide) absorbe fortement le rayonnement sur une bande de longueur d'onde, alors il peut être modélisé par un corps noir sur cette bande.

La distribution spectrale de la puissance surfacique du rayonnement émis par un corps noir est donnée par la loi de Planck. La puissance surfacique émise entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$ est : $E_\lambda(\lambda, T)d\lambda$

où $E(\lambda, T)$ est la densité spectrale de puissance surfacique, appelé aussi exitance monochromatique. La loi de Planck est :

$$E_\lambda(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right)} \quad 2.59$$

où h est la constante de Planck, k la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Le maximum de l'exitance en fonction de la longueur d'onde est donné par la loi de déplacement de Wien :

$$\lambda_{max}T = 2898 ; \mu m. K \quad 2.60$$

La puissance surfacique totale émise par le corps noir est par définition :

$$E(T) = \int_0^\infty E_\lambda(\lambda, T)d\lambda$$

IV.2 Méthode Numérique

Dans ce travail, la méthode des différences finies progressives a été utilisée pour discrétiser les équations formant le modèle mathématique décrit ici. Il s'agit des équations :

- de la hauteur de la flamme et du débit calorifique représentés par les équations **2.8** à **2.15**,

$$L_f^t = -1,02D + 0,0148Q^{\frac{2}{5}t}$$

$$z_0^t = -1,02D + 0,00524Q^{\frac{2}{5}t}$$

$$Q^t = RHR_f * A_{fi} * \left(\frac{t}{t_\alpha}\right)^2$$

$$Q^t = RHR_f * A_{fi}$$

$$Q^t = RHR_1 * A_{fi} * \left(1 - \frac{t - t_{red}}{t_{fin} - t_{red}}\right)$$

$$q_{fi}^t = \frac{M_i * H_{ul}}{A_{fi}}$$

$$t_{red} = t_\alpha + \frac{0,7q_{fi}}{RHR_{fi}} - 0,33t_\alpha$$

$$t_{fin} = t_{red} + 2 * \left[\frac{q_{fi}}{RHR_{fi}} - 0,33t_\alpha - (t_{red} - t_\alpha) \right]$$

- de facteur de vue par l'équation **2.28**,

$$F_{d1-2} \cong -\frac{1}{\pi} \sum_i \frac{\left(\vec{s}.n_1\right)\left(\vec{s}.n_2\right)}{S^4} \Delta A_i$$

- du flux radiatif incident par l'équation **2.44**,

$$q_{rad,dfj}^t = \sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^{4t}) F_{dfj-k}$$

- du flux net avec et sans perte par convection par l'équation **2.45**,

$$q_{ray,air}^t = \sigma \varepsilon_{absorbeur} (T_c^{4t} - T_{air}^4) F_{compl}$$

- du flux reçue à la surface de l'absorbeur par l'équation **2.48**,

$$q^t = \sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^{4t}) F_{dfj-k} - \sigma \varepsilon_{absorbeur} (T_c^{4t} - T_{air}^4) F_{compl} - \alpha_c (T_c^t - T_{air})$$

- de la température moyenne à la surface de l'absorbeur par l'équation **2.58**,

$$\begin{aligned} \rho_a c_p(T) \frac{T_c^{t+1} - T_c^t}{\Delta t} &= \frac{A_m}{V_m} \left[\sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^{4t}) F_{dfj-k} - \sigma \varepsilon_{absorbeur} (T_c^{4t} - T_{air}^4) F_{compl} \right. \\ &\quad \left. - \alpha_c (T_c^t - T_{air}) \right] \end{aligned}$$

- de l'émission et les longueurs d'ondes par les équations **2.59** et **2.60**.

$$E_\lambda^t(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^{5t} \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda^t k T^t}\right) - 1 \right)}$$

$$\lambda_{max}^t T^t = 2898$$

La résolution numériquement de ce modèle mathématique, décrit par le système d'équations présenté ci-dessus, s'est faite en utilisant la méthode itérative de Jacobi suivant l'algorithme ci-après :

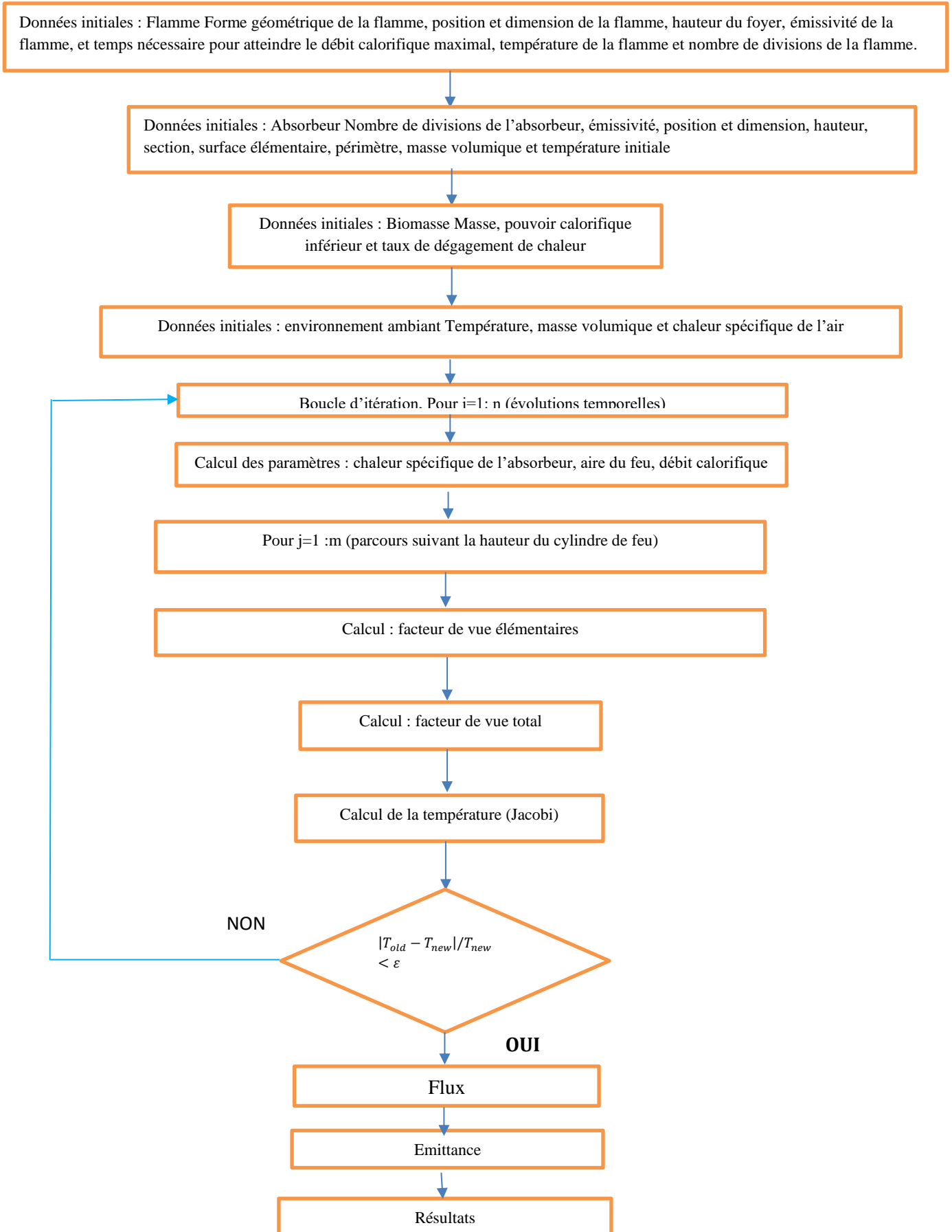


Figure 2.21 : algorithme de calcul

Nous avons découpé la flamme en 6 tranches horizontales. L'absorbeur a été divisé en 6 sections. Nous avons considéré un pas de temps de 0.001 seconde. La précision epsilon est de 10^{-6} .

L'algorithme a été implémenté en utilisant le logiciel Matlab. Les résultats issus de la simulation numérique seront visualisés dans le chapitre 3 consacré aux résultats et discussions.

IV.3 Présentation du logiciel MATLAB 2015

Partout dans le monde, des millions d'ingénieurs et de scientifiques utilisent MATLAB pour analyser et concevoir les systèmes et produits de demain. MATLAB est présent dans des systèmes automobiles de sécurité active, des véhicules spatiaux, des appareils de surveillance médicale, des réseaux électriques intelligents et des réseaux mobiles LTE. Il est utilisé dans les domaines de l'apprentissage automatique, le traitement du signal, la vision par ordinateur, les communications, la finance computationnelle, la conception de contrôleurs, la robotique et bien plus.

Ainsi, La plate-forme MATLAB est optimisée pour résoudre les problèmes scientifiques et techniques. Le langage MATLAB, basé sur les matrices, est le moyen le plus naturel au monde pour exprimer les mathématiques computationnelles. Les graphiques intégrés permettent de visualiser facilement les données afin d'en dégager des informations. Grâce à la vaste bibliothèque de boîtes à outils prédéfinies, vous pouvez commencer directement par les algorithmes essentiels à votre domaine. L'environnement bureau encourage l'expérimentation, l'exploration et la découverte. Les outils et les fonctionnalités MATLAB sont tous testés rigoureusement. Ils sont conçus pour fonctionner conjointement. MATLAB accompagne vos idées au-delà du bureau. Vous pouvez analyser des ensembles de données plus vastes et étendre votre utilisation à des clusters et des clouds. Le code MATLAB peut être intégré à d'autres langages, ce qui vous permet de déployer des algorithmes et des applications au sein de systèmes Web, d'entreprise et de production.

CHAPITRE III

RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Introduction

Après avoir pris connaissance des équations à résoudre, du modèle d'étude puis du code numérique, nous présentons les résultats des calculs et ouvrons les portes des discussions. Les différentes simulations sont ressorties en partant de l'établissement des différents transferts thermiques pris en compte, la température et l'émissance pour l'obtention des résultats de la littérature concernant les systèmes TPV. Pour mener à bien notre analyse, nous avons pris trois cas possibles pour les différents types de flamme.

I Résultats de la Flamme cylindrique

À partir des modèles obtenus, nous effectuons des simulations pour évaluer et analyser les flux de chaleur radiatif à la surface d'un absorbeur de TPV pour différents cas. L'absorbeur est divisé en six sections de cinquante centimètres selon la direction d'élévation. Les paramètres utilisés dans ces simulations sont présentés dans le tableau 1 ci-dessous :

Paramètres	Valeurs
ρ_{abs}	2700 Kg/m ³
ρ_{air}	1,183 Kg/m ³
ϵ_{abs}	0,92
ϵ_{flamme}	1
σ	5,67*10 ⁻⁸ W/m ² .K ⁴
M_i	100 Kg
H_{ui}	20*10 ⁶ J/Kg
RHR_f	1000*10 ³ KW/m ²
D	1 m

Tableau 3.1 : Paramètres de fonctionnement utilisés dans cette étude (Epesse Misse, 2014).

Nous vous présentons la modélisation d'une flamme cylindrique et l'effet du flux thermique radiatif sur l'absorbeur

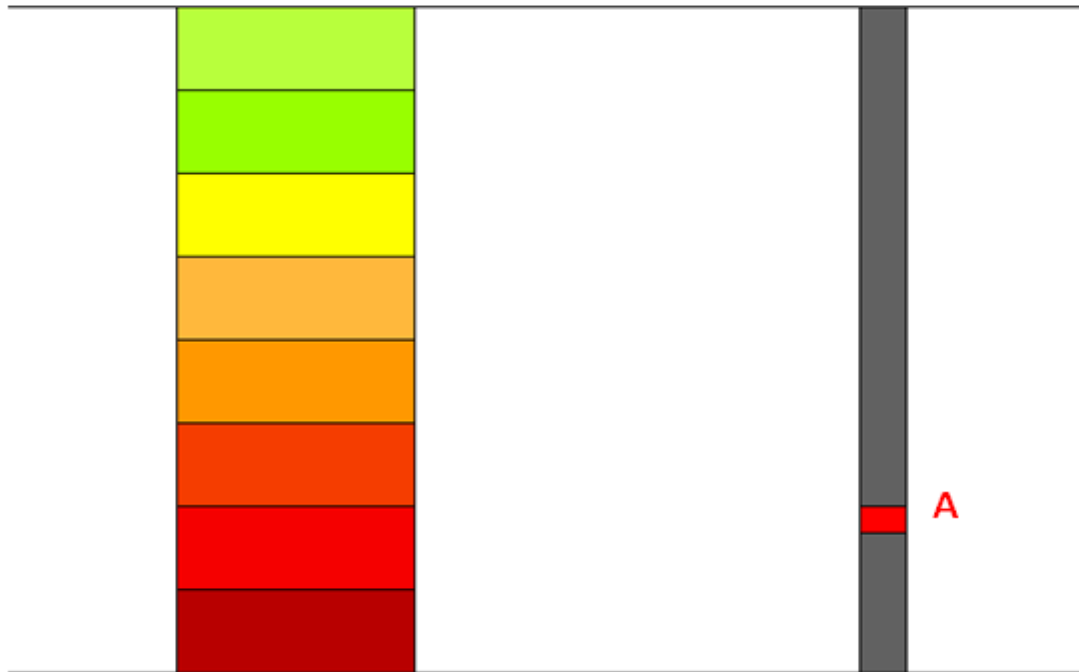


Figure 3.1 Influence de la forme cylindrique de la flamme sur le flux reçu

Cas 1 : Dans ce premier cas, nous avons considéré que la distance entre l'absorbeur et la flamme cylindrique est de 0,6 mètre. Nous avons présenté le flux de chaleur net reçu à l'absorbeur et analysé l'effet de la convection sur le flux de chaleur incident.

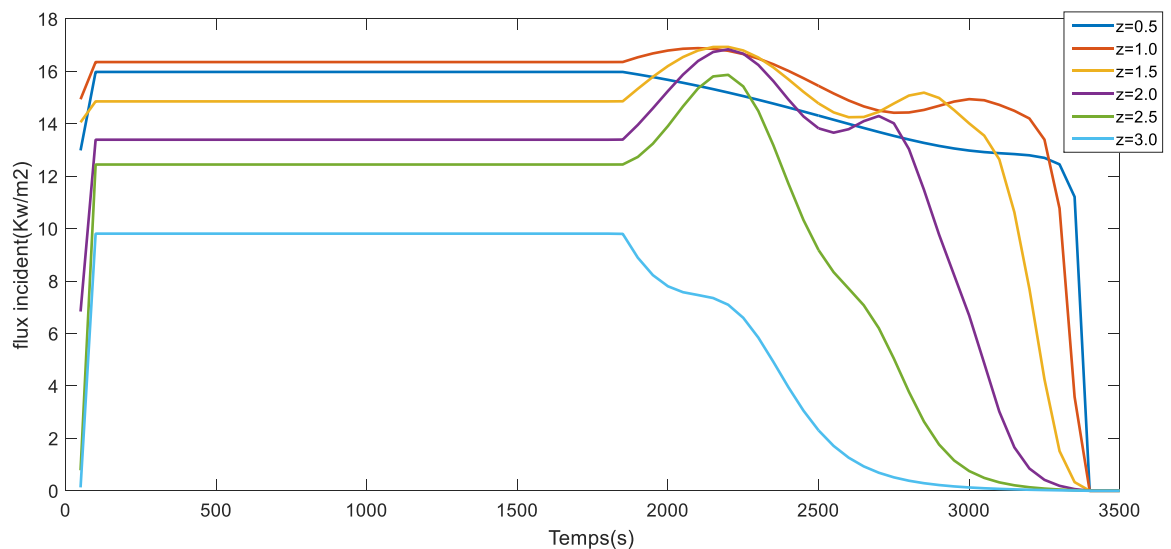


Figure 3.2 flux radiatif issu de la flamme

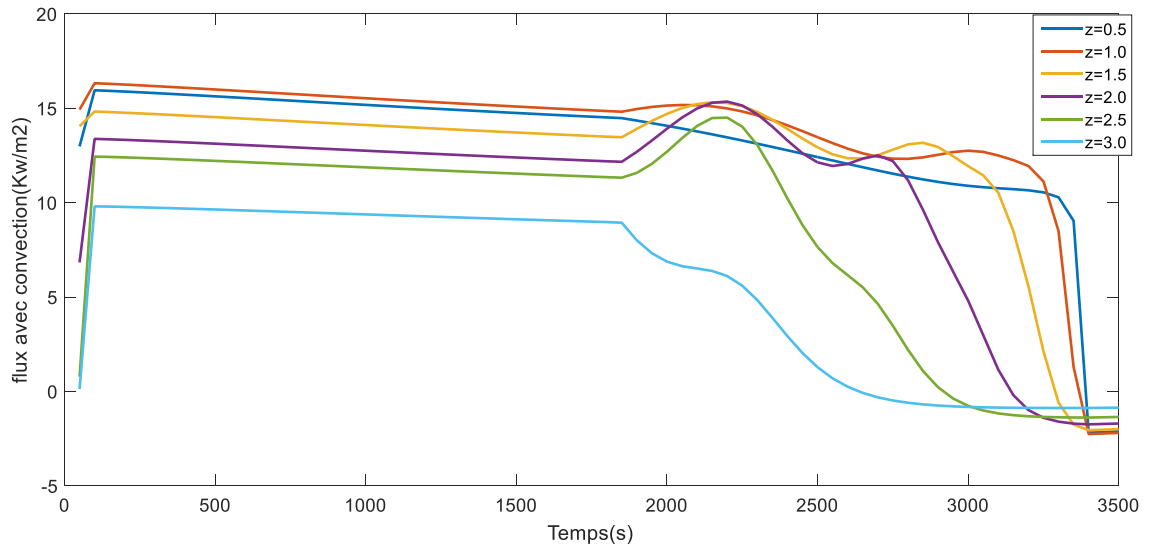


Figure 3.3 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection

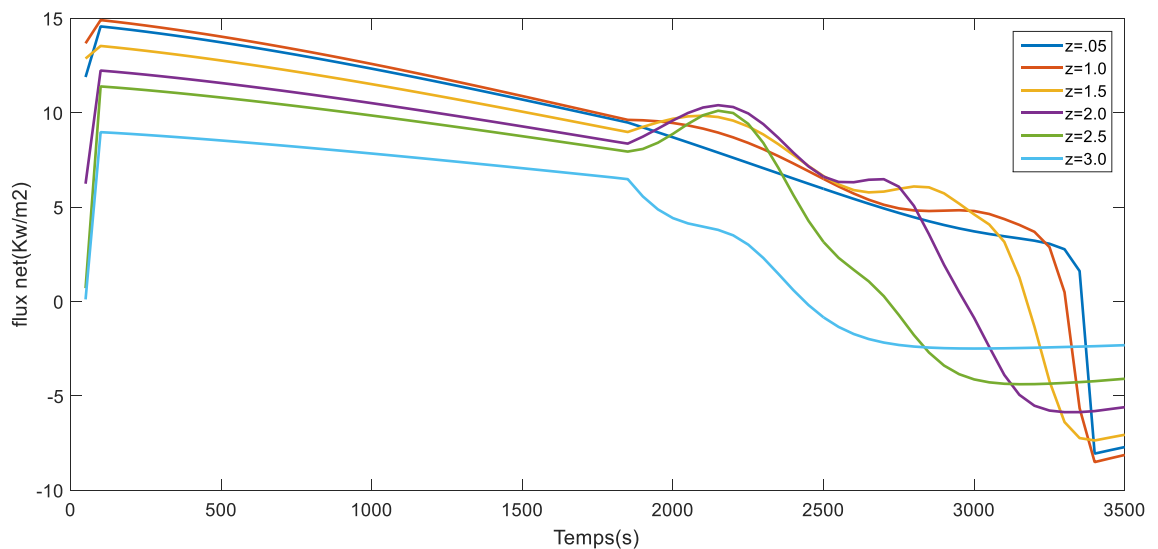


Figure 3.4 flux net sur la surface TPV

Dans le cadre de notre travail, nous tenons à rappeler que pour l'absorbeur, nous avons divisé ce dernier en 6 blocs de 0,5m chacun. D'après le schéma de la figure 3.1, on peut aisément constater que la zone de l'absorbeur qui reçoit le maximum d'énergie est situé à approximativement entre 0,5 et 1,5. Lorsqu'on regarde les figures 3.2, 3.3, 3.4 ; on peut constater que le maximum de flux reçu est bel et bien situé entre ces valeurs.

Dans la figure 3.2, on a représenté le flux perdu par rayonnement de la flamme de combustion de forme cylindrique. On peut remarquer que lorsqu'on prend en compte les pertes dues à la

convection (figure 3.3) et les pertes dues au rayonnement naturel de l'air (figure 3.4) ; on peut dire que la phase stationnaire du flux varie.

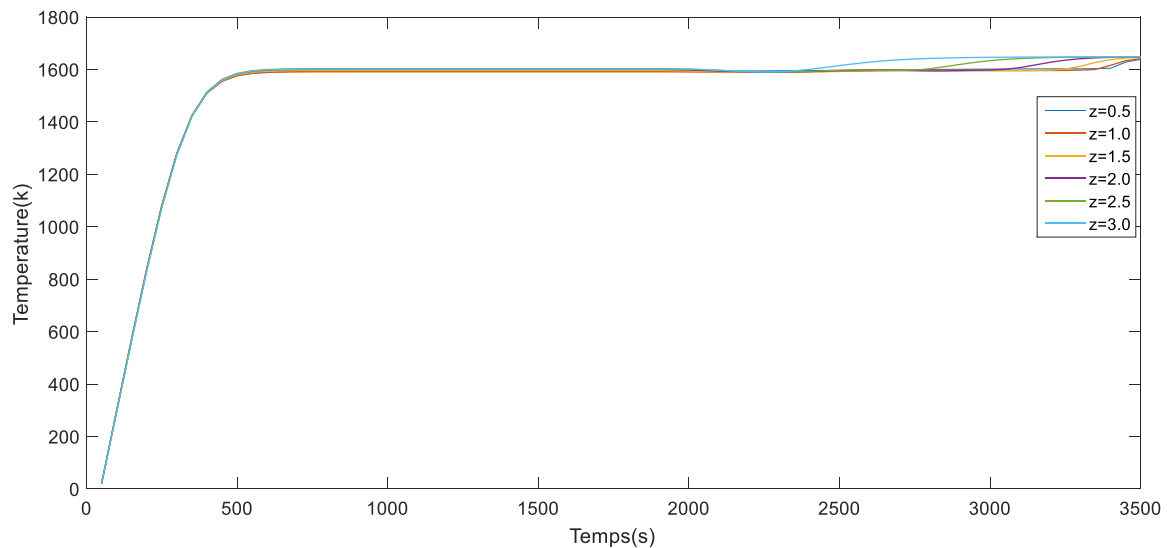


Figure 3.5 température moyenne à la surface TPV

La figure 3.5 nous présente la température moyenne maximale atteinte au niveau de l'absorbeur qui est d'environ 1600 k, ce qui est dans la zone de la valeur recherchée qui est entre 1000 k et 2000 k pour les systèmes TPV.

Cas 2 : Dans ce cas, nous avons maintenant considéré que la distance entre l'absorbeur et la flamme cylindrique est de 0,8 mètre. Nous avons également représenté ci-dessous les différents flux et la température comme au cas 1.

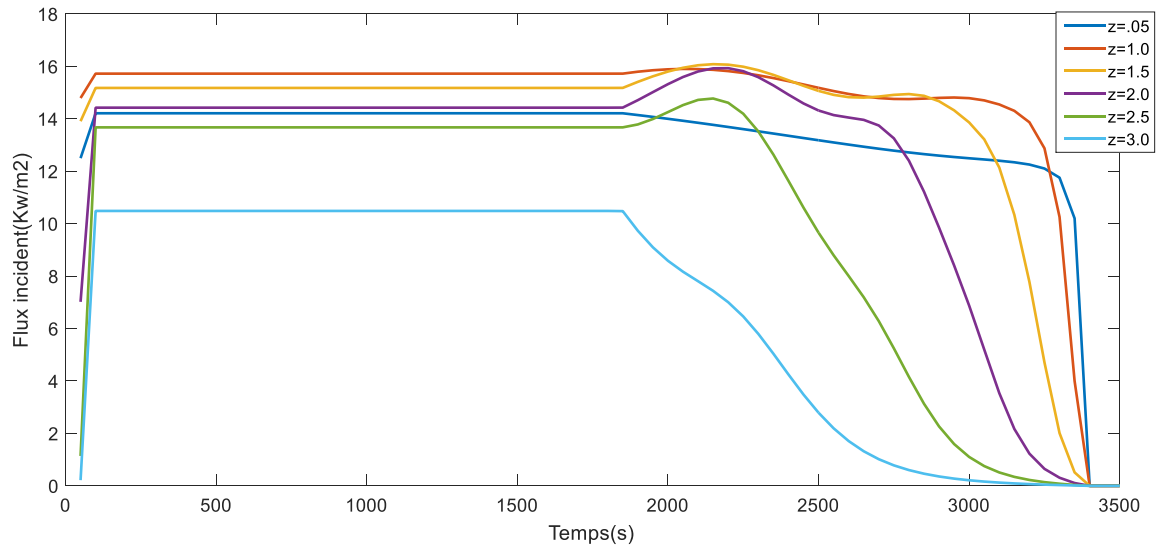


Figure 3.6 flux radiatif issu de la flamme

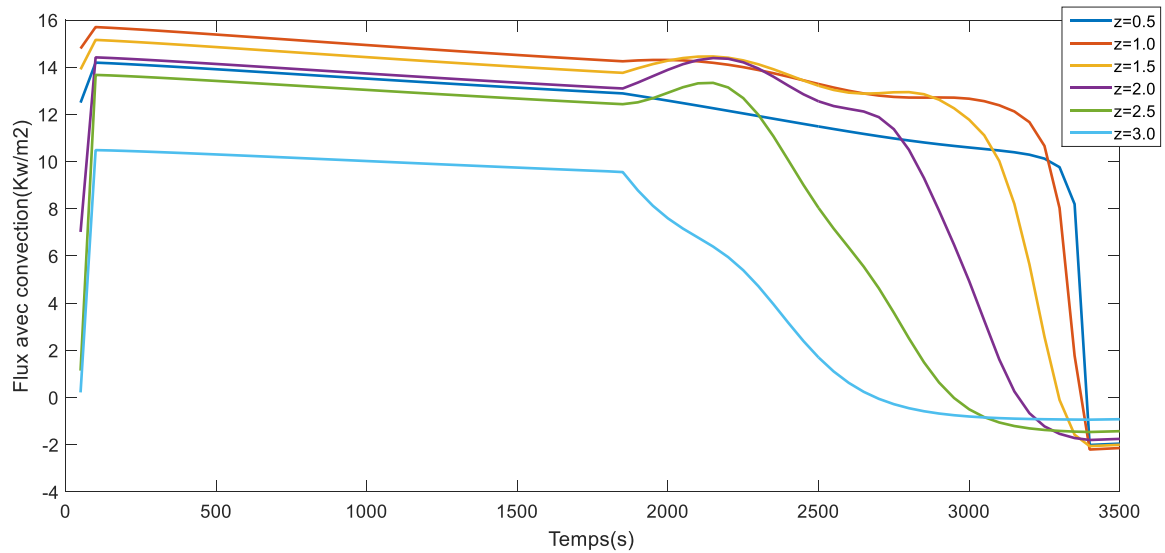


Figure 3.7 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection

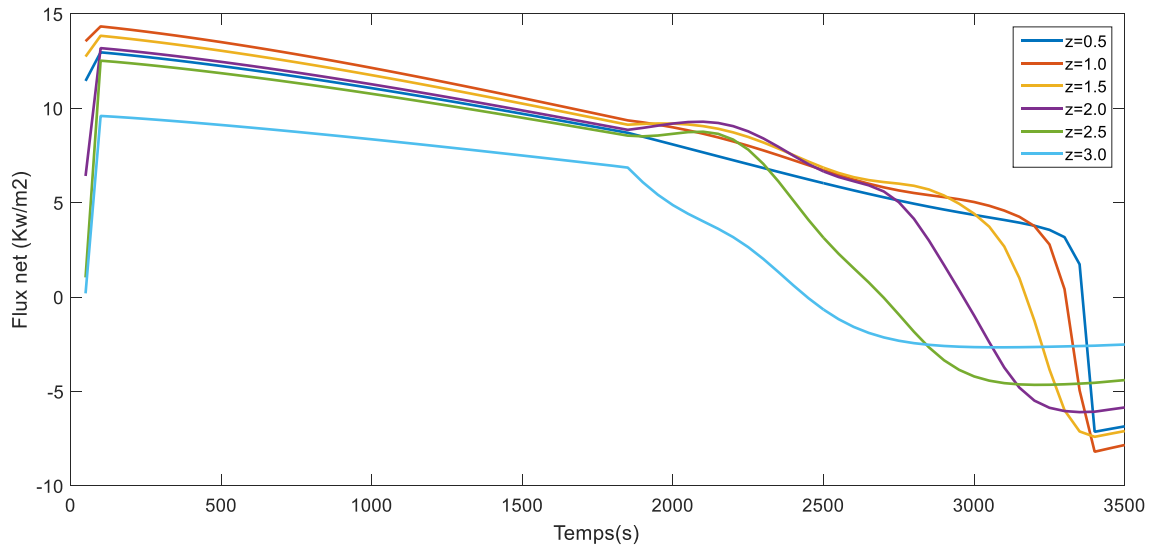


Figure 3.8 flux net sur la surface TPV

On peut constater que, pour une distance de 0,8 mètre, l'impact de la distance sur la valeur des flux thermiques radiatifs se fait ressentir sur les valeurs maximales.

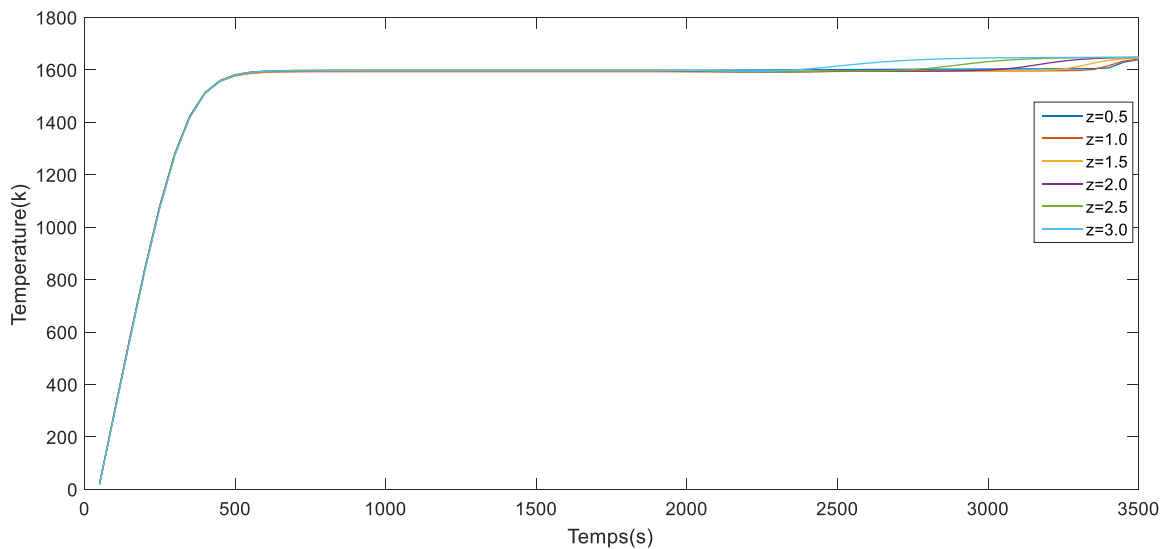


Figure 3.9 température moyenne à la surface TPV

Cas 3 : Dans ce cas, nous avons maintenant considéré que la distance entre l'absorbeur et la flamme cylindrique est de 1 mètre. Nous avons toujours représenté ci-dessous les différents flux et la température comme précédemment

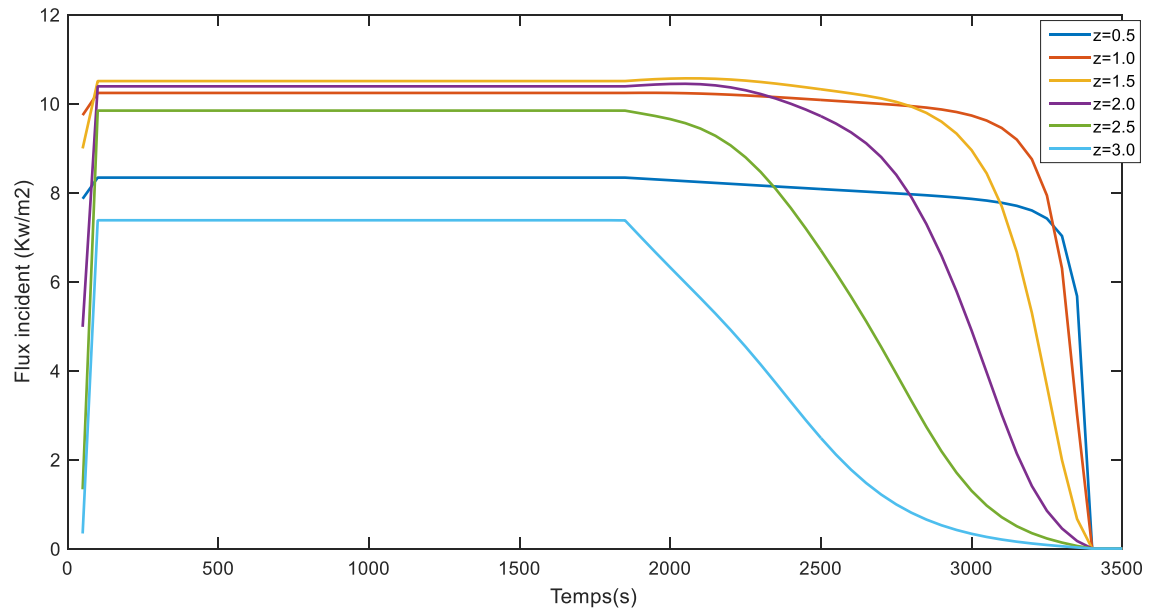


Figure 3.10 flux radiatif issu de la flamme

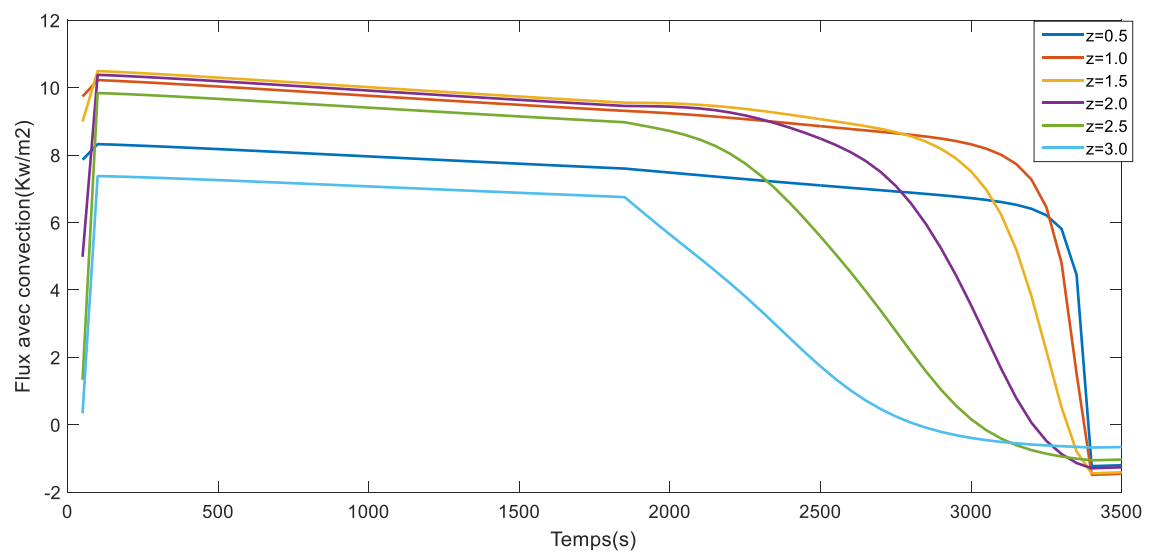


Figure 3.11 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection

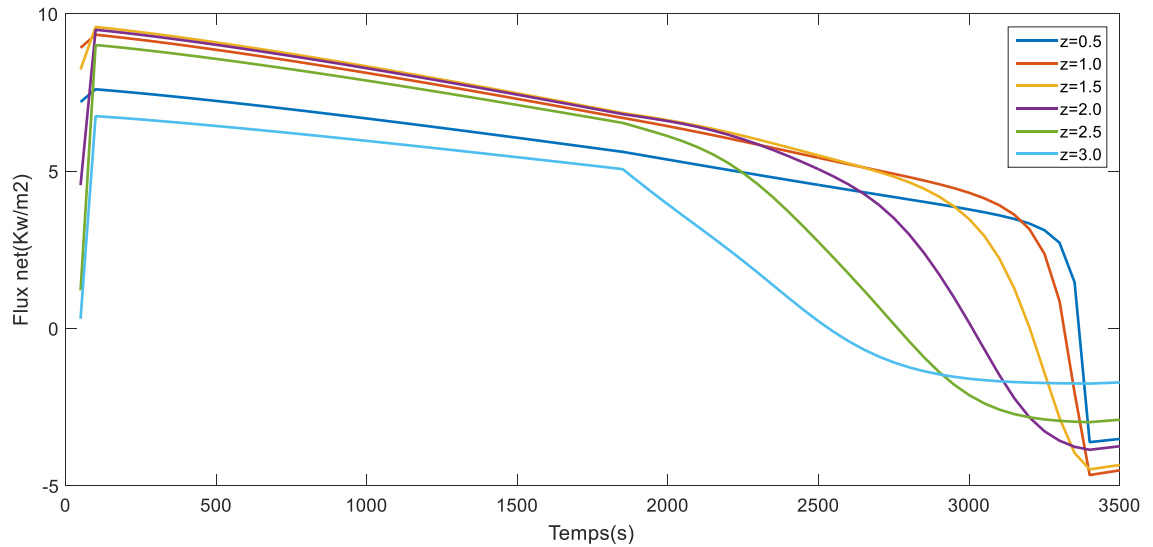


Figure 3.12 flux net sur la surface TPV

Dans cette partie, nous avons déplacé l'absorbeur pour montrer ou alors faire ressortir l'impact que la distance flamme-absorbeur joue pour le calcul des valeurs du flux et la température reçue. Lorsque la distance flamme-absorbeur était de 0,6 mètre, le flux variait entre 9,89 KW/m² et 16,2 KW/m², et la température maximale était d'environ 1600 k. Dès lors que la distance absorbeur-flamme est passée à 1m, on peut constater que la valeur du flux baisse considérablement et se situe entre 7,8 KW/m² et 10,2 KW/m².

On peut donc conclure que pour obtenir de meilleurs résultats, il est important de ne pas trop s'éloigner de la flamme.

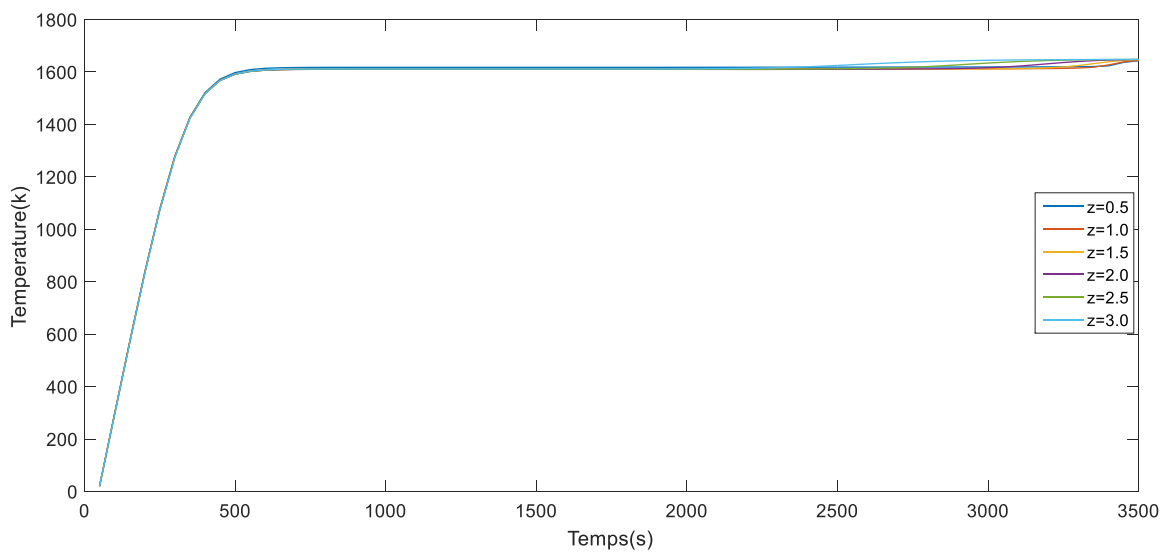


Figure 3.13 température moyenne à la surface TPV

Distance front de flamme – absorbeur (m)	0,6	0,8	1
Flux issu de la flamme (KW/m²)	16,3525445967117	15,7228558839652	10,2377363358929

Tableau 3.2 : Résultats des flux radiatifs pour les flammes cylindriques issu de la flamme

Distance front de flamme – absorbeur (m)	0,6	0,8	1
Flux avec convection (KW/m²)	16,3301487972505	15,7007259004932	10,2246133504722

Tableau 3.3 : Résultats des flux radiatifs pour les flammes cylindriques avec les pertes par convection

Distance front de flamme – absorbeur (m)	0,6	0,8	1
Flux net reçu à l'absorbeur (KW/m²)	14,9155295248663	14,3394356850460	9,33961201965234

Tableau 3.4 : Résultats des flux radiatifs net pour les flammes cylindriques

II Résultats de la Flamme conique

Dans la réalité, lorsqu'on modélise la flamme par un cylindre rayonnant, nous commettons une erreur car lors d'une combustion, la flamme prend une forme de type conique. Nous allons donc présenter la modélisation de la flamme par un modèle géométrique simplifié et prendre un cône pour la représenter et ainsi présenter les résultats obtenus. (EN 1993-1-2, 2005)

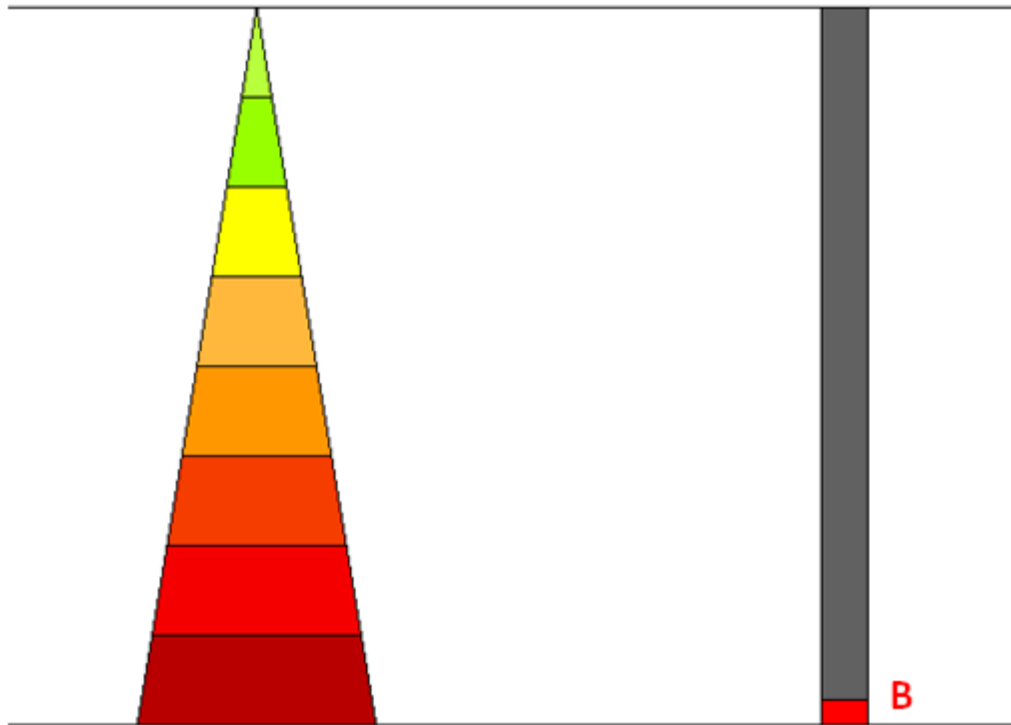


Figure 3.14 Influence de la forme conique de la flamme sur le flux reçu

Cas 1 : Dans ce premier cas, nous avons considéré que la distance entre l'absorbeur et la flamme conique est de 0,6 mètre. Nous avons présenté le flux de chaleur net reçu à l'absorbeur et analysé l'effet de la convection sur le flux de chaleur incident.

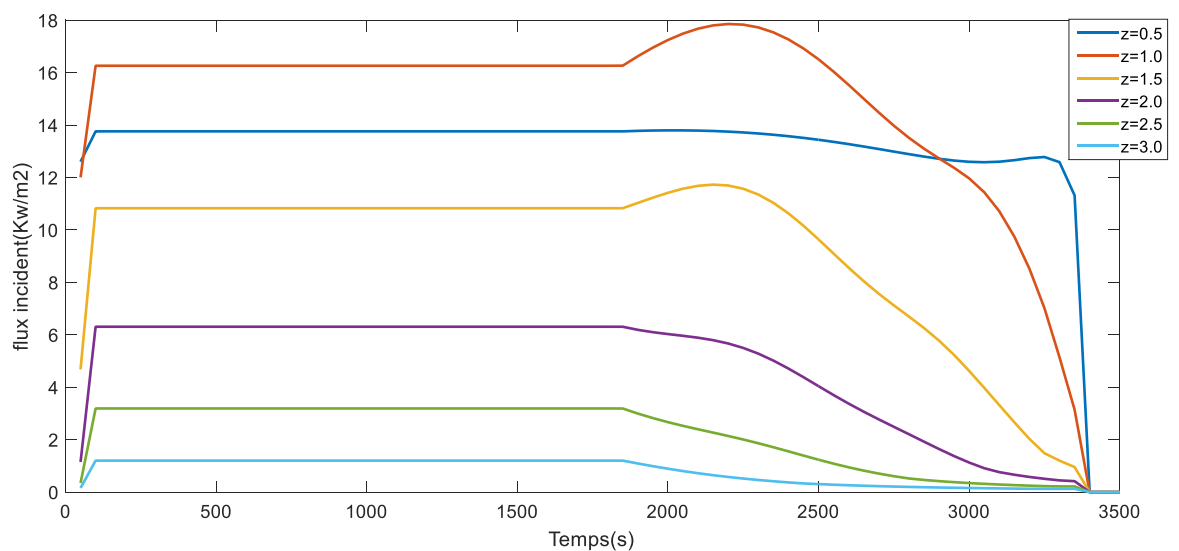


Figure 3.15 flux radiatif issu de la flamme

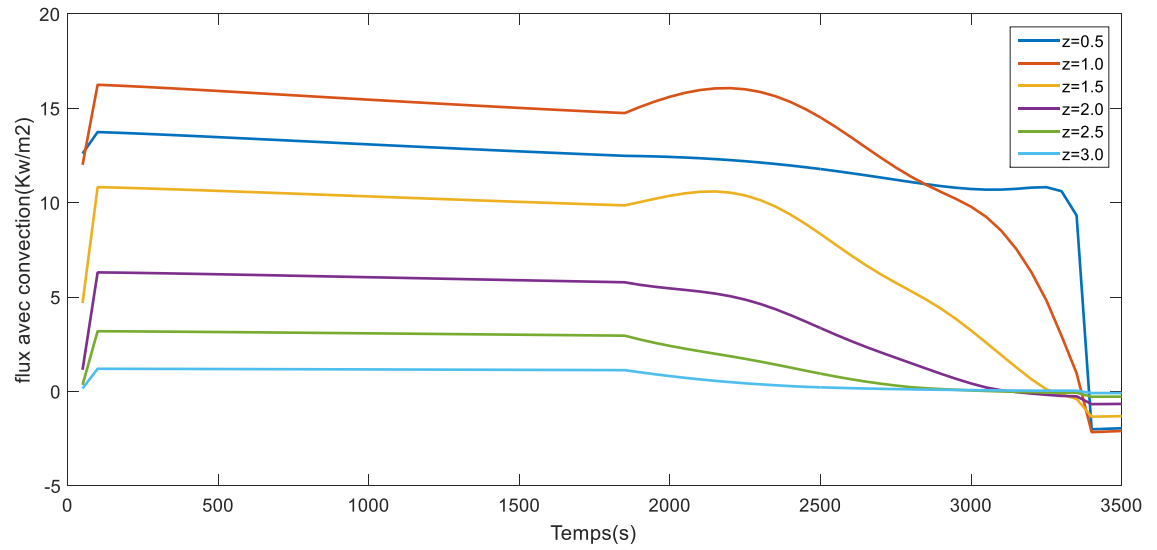


Figure 3.16 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection

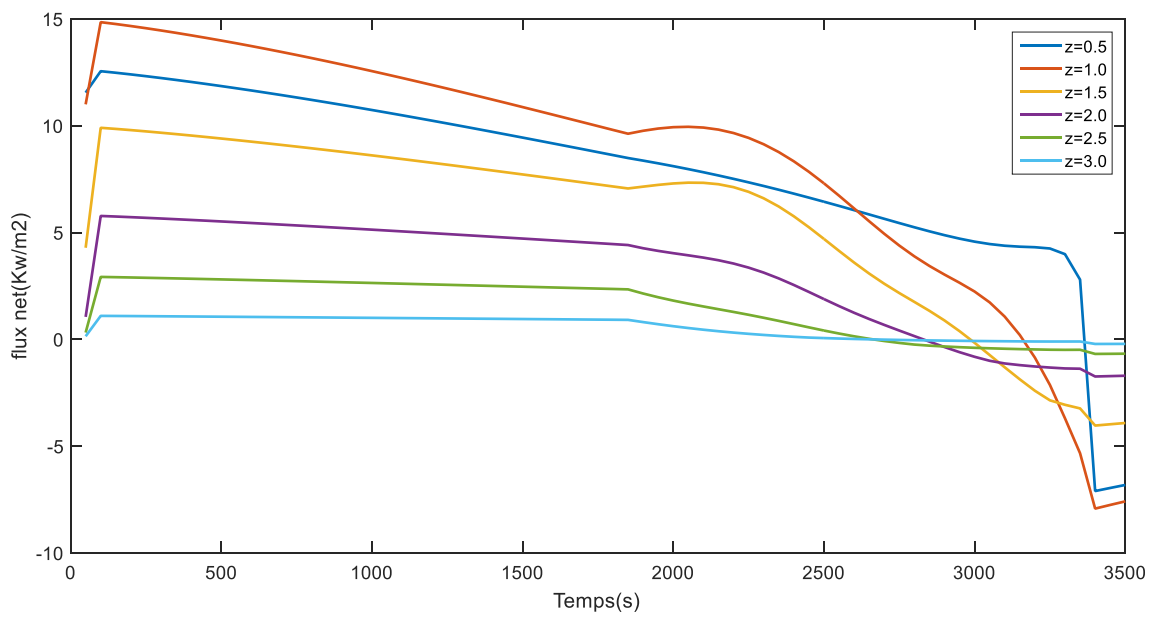


Figure 3.17 flux net sur la surface TPV

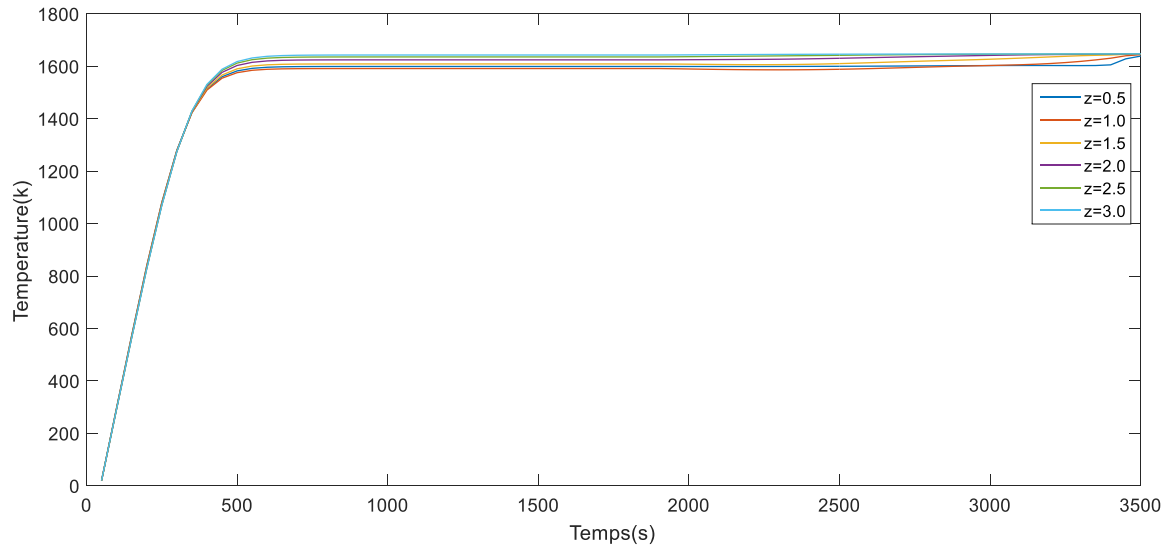


Figure 3.18 température moyenne à la surface TPV

Nous avons présenté sur les figures 3.15, 3.16, 3.17 le flux de chaleur incident issu du flux de chaleur perdue résultant de la combustion des coques de noix de palme. Sur ce profil, on peut observer qu'il comporte trois phases à savoir : le développement de la flamme, l'équilibre de la flamme et la décroissance de la flamme. La surface de l'ensemble absorbeur-émetteur recevant le flux maximal est comprise entre 0,5 et 1,5 m pour des valeurs comprises entre 10 et 17 kw.m⁻². Pour la figure 3.16 et la figure 3.17, nous présentons les écoulements prenant en compte les pertes par convection et celle due au rayonnement de l'air. On peut également observer les trois phases correspondantes de la flamme. Des flux négatifs sont obtenus, ceci est dû au fait qu'au bout d'un certain moment l'ensemble absorbeur - émetteur le rejette plutôt qu'il ne le reçoit. On constate que la zone ayant la valeur la plus négative est située sur la zone qui a initialement reçu le flux thermique maximal.

Cas 2 : Dans ce cas, nous avons maintenant considéré que la distance entre l'absorbeur et la flamme conique est de 0,8 mètre. Nous également représentés ci-dessous les différents flux et la température comme au cas 1.

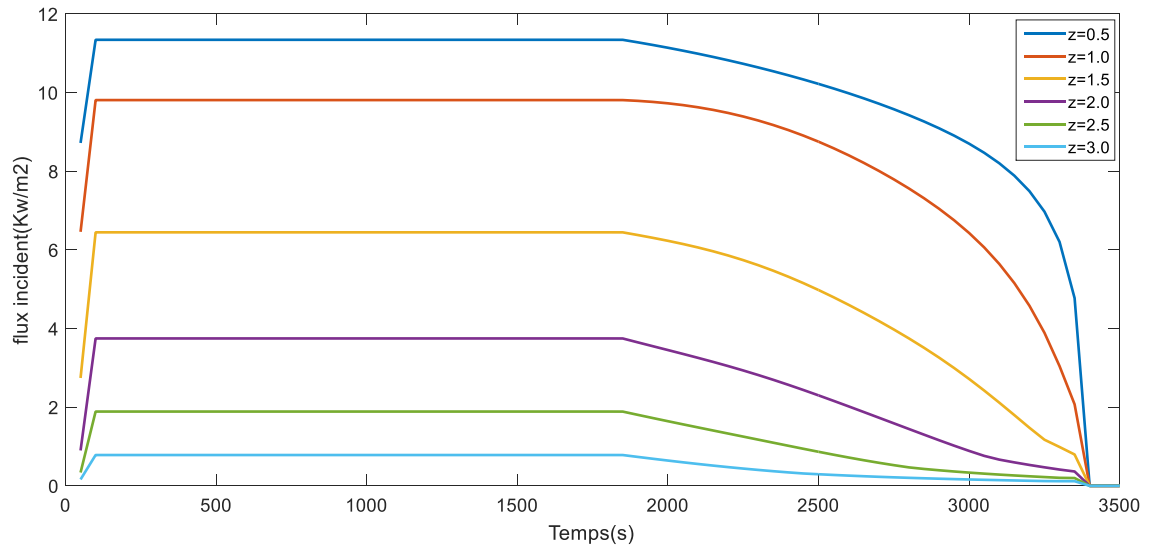


Figure 3.19 flux radiatif issu de la flamme

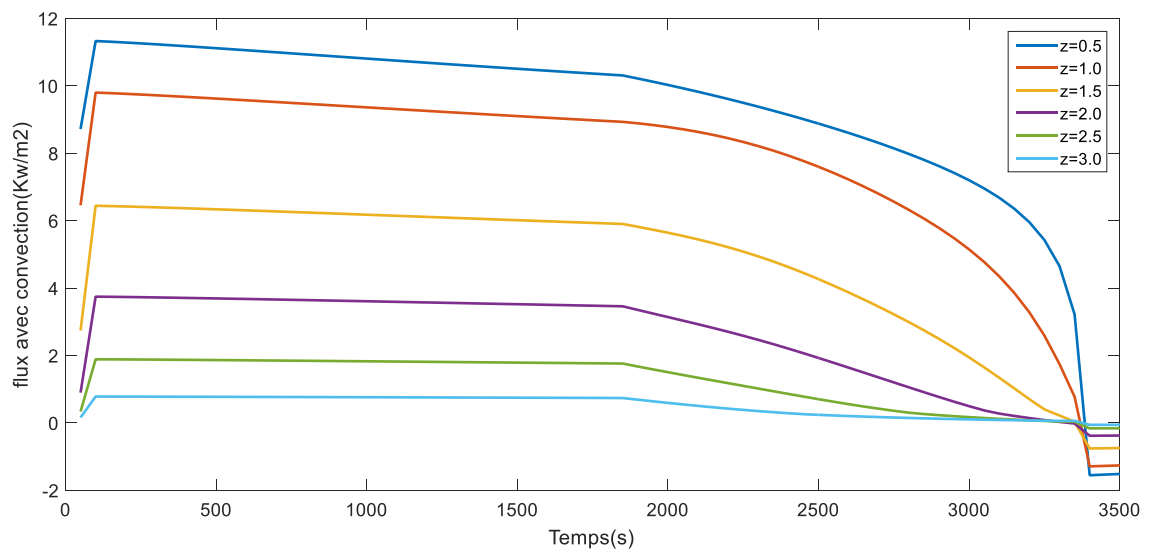


Figure 3.20 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection

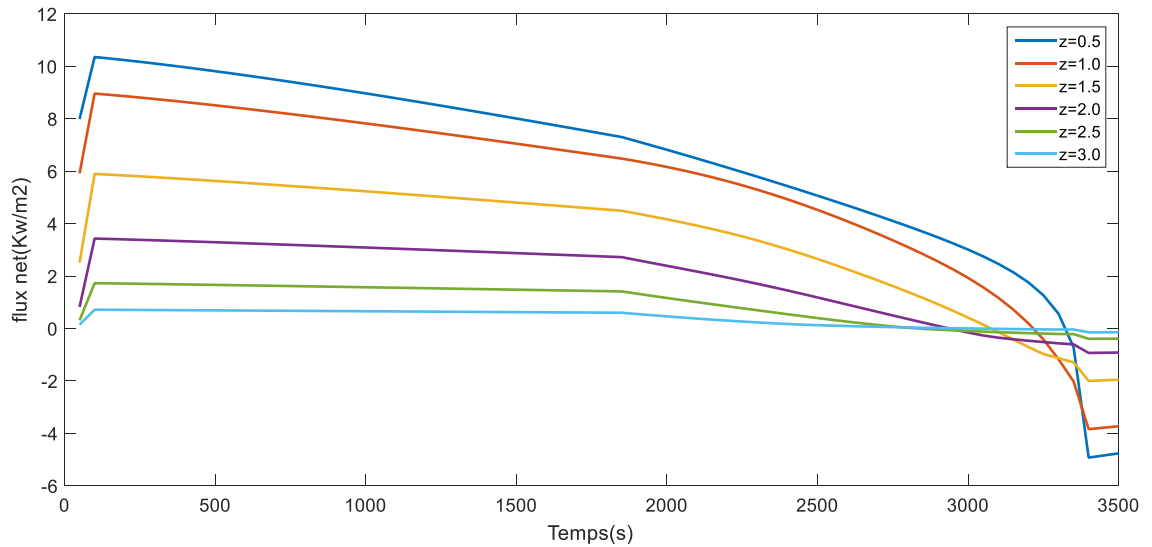


Figure 3.21 flux net sur la surface TPV

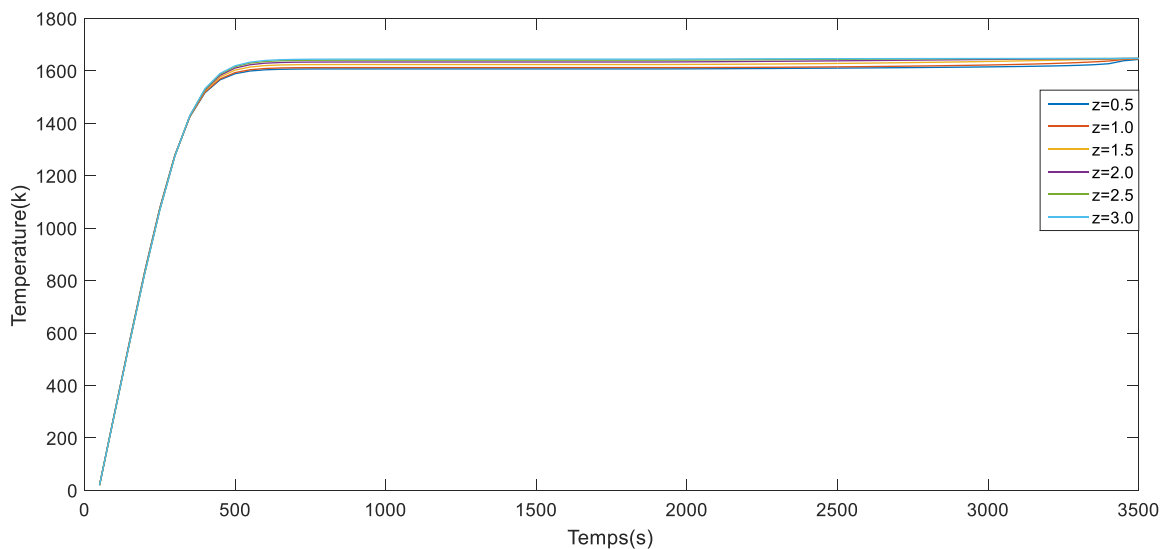


Figure 3.22 température moyenne à la surface TPV

Pour la figure 3.19, la figure 3.20, la figure 3.21, on observe que les profils ont les mêmes comportements que pour la figure 3.15, la figure 3.16, la figure 3.17. Ce que l'on peut voir ici c'est la valeur des flux maximum reçus, ils sont situés entre 6 et 11,5 KW/m², et la surface de l'absorbeur - émetteur recevant ce flux thermique est toujours comprise entre 0,5 et 1,5 m.

Cas 3 : Dans ce cas, nous avons maintenant considéré que la distance entre l'absorbeur et la flamme conique est de 1 mètre. Nous allons également représentés ci-dessous les différents flux et la température comme au cas de 0,6 et 0,8 mètre.

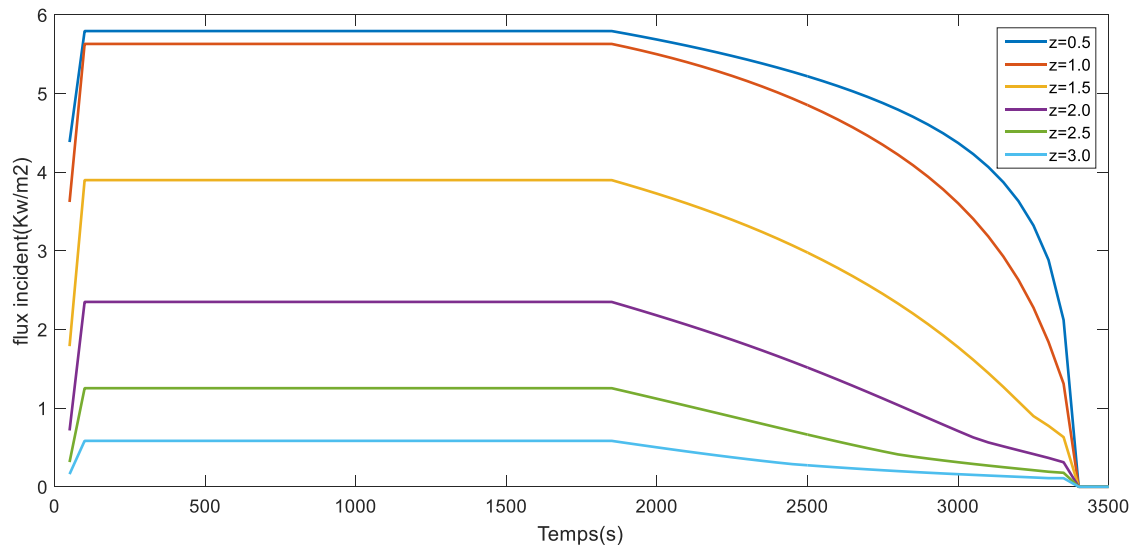


Figure 3.23 flux radiatif issu de la flamme

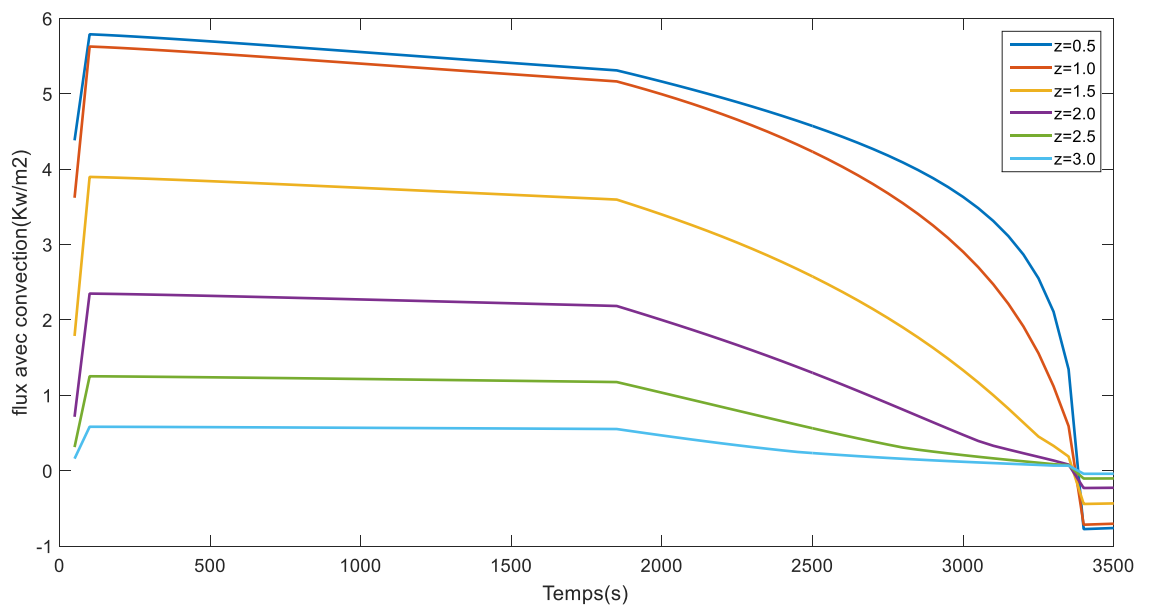


Figure 3.24 flux radiatif avec prise en compte des pertes par convection

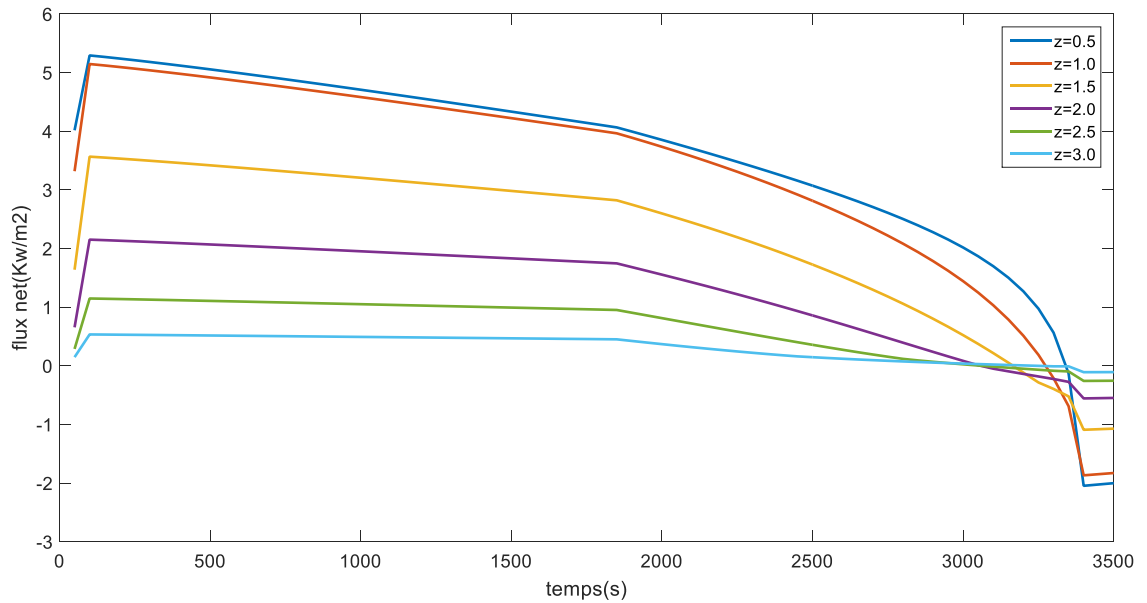


Figure 3.25 flux net sur la surface TPV

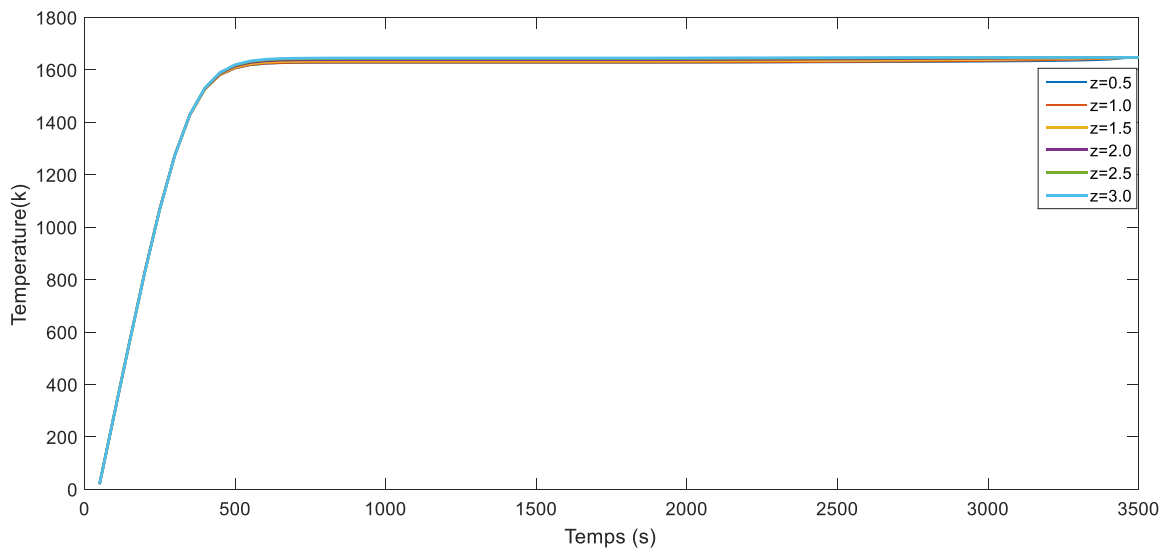


Figure 3.26 température moyenne à la surface TPV

Lorsque l'absorbeur-émetteur est situé à 1 mètre de la source de chaleur, figure 3.23, figure 3.24, figure 3.25, le premier constat que l'on peut faire est de constater que la valeur maximale est de près de 6 KW/m². Cette valeur est réduite d'un tiers de la valeur obtenue sur la figure 3.15, la figure 3.16, la figure 3.17. Les trois phases de la flamme sont observées.

Le constat est quasiment le même lorsque la distance absorbeur-flamme augmente, le flux reçu est réduit. On peut voir que les valeurs du flux sont réduites quasiment à plus de la moitié près.

Sur la figure 3.18, la figure 3.22, la figure 3.26 représentant respectivement la température moyenne aux différentes positions 0,6 mètre, 0,8 mètre et 1 mètre de l'absorbeur, on observe que la valeur maximale se situe autour de 1650 K. Entre 500 s et 3500 s pour la figure 3.18, on observe les différents profils de température pour les six positions sur l'absorbeur. Comme pour la figure 3.22 et la figure 3.26, on voit que tous les profils sont confondus ; cela montre que plus on s'éloigne de la source de chaleur, moins l'absorbeur reçoit de température.

Distance front de flamme – absorbeur (m)	0,6	0,8	1
Flux issu de la flamme (KW/m²)	16,2644890820823	11,3426552190113	5,79390170437726

Tableau 3.5 : Résultats des flux radiatifs pour les flammes coniques issu de la flamme

Distance front de flamme – absorbeur (m)	0,6	0,8	1
Flux avec convection (KW/m²)	16,2474373080117	11,3312244912288	5,78906443105773

Tableau 3.6 : Résultats des flux radiatifs pour les flammes coniques avec les pertes par convection

Distance front de flamme – absorbeur (m)	0,6	0,8	1
Flux net reçu à l'absorbeur (KW/m²)	14,8498703072181	10,3568077015494	5,29230102499415

Tableau 3.7 : Résultats des flux radiatifs net pour les flammes coniques

III. Résultats de l'émittance

III.1 Émittance obtenue pour une flamme cylindrique

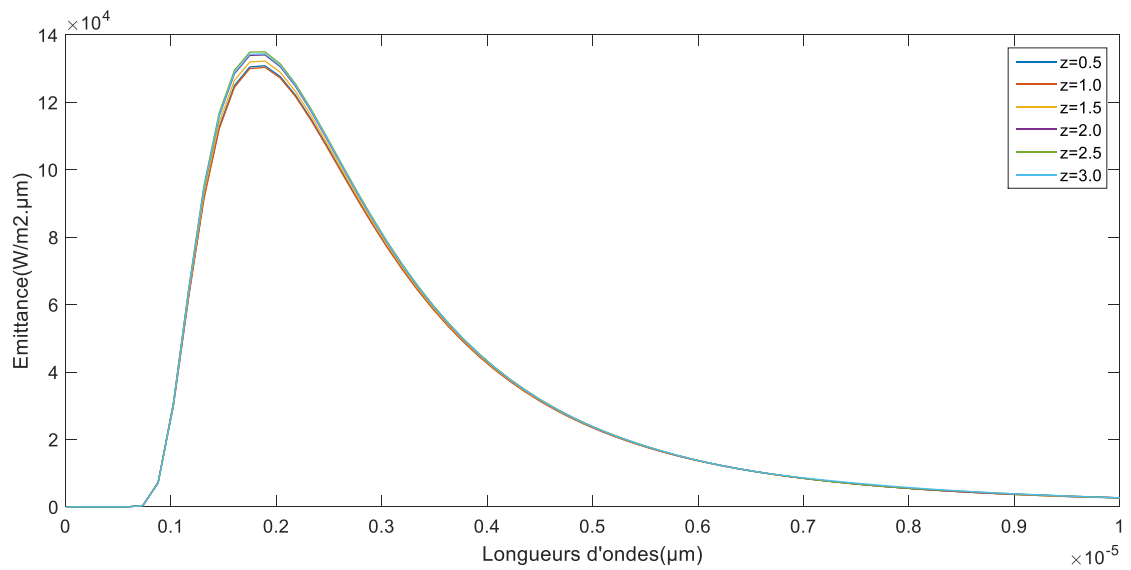


Figure 3.27 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d'une flamme cylindrique à la distance 0,6 mètre.

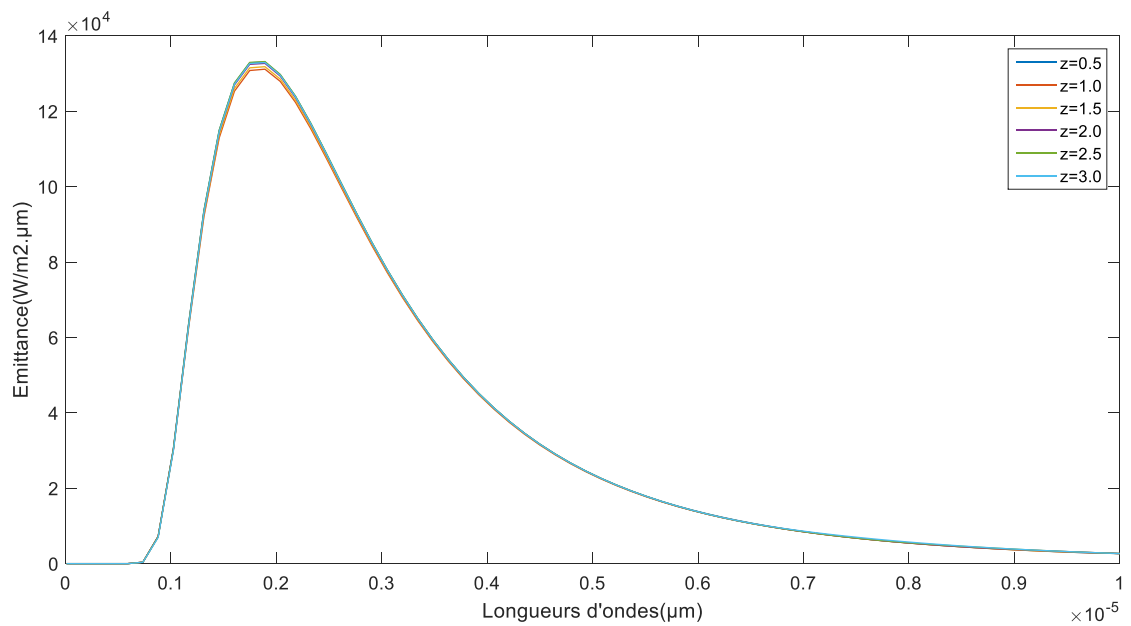


Figure 3.28 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d'une flamme cylindrique à la distance 0,8 mètre.

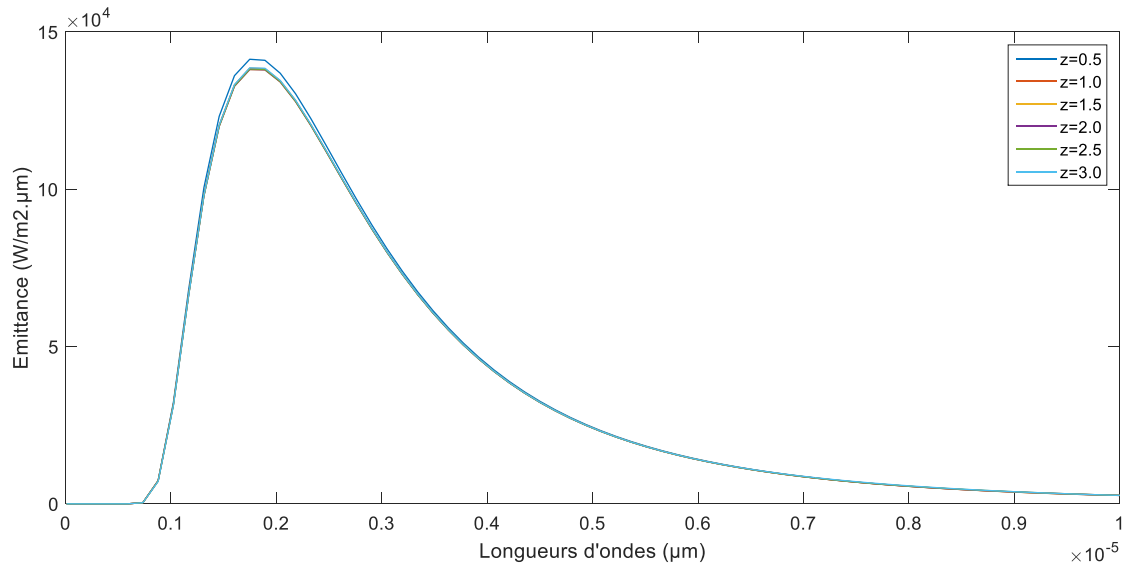


Figure 3.29 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d’une flamme cylindrique à la distance 1 mètre.

III.2 Émittance obtenue pour une flamme conique

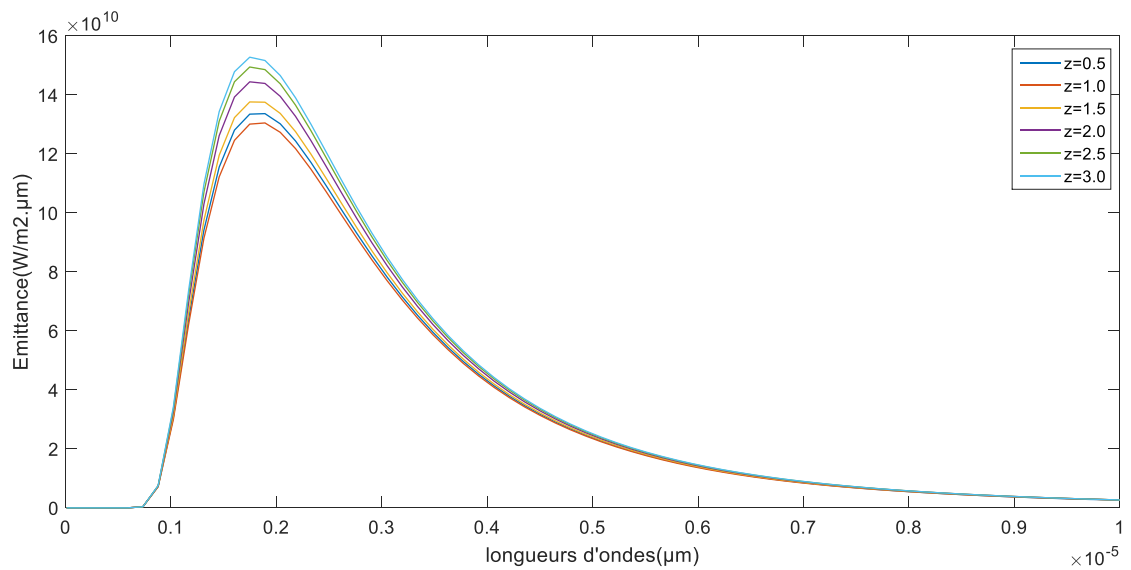


Figure 3.30 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d’une flamme conique à la distance 0,6 mètre.

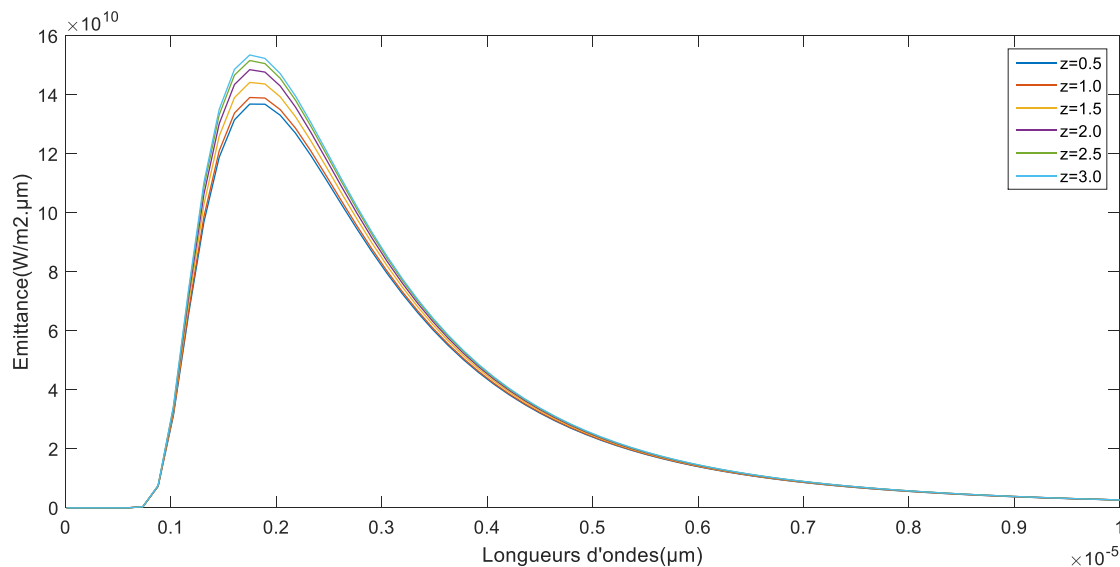


Figure 3.31 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d’une flamme conique à la distance 0,8 mètre.

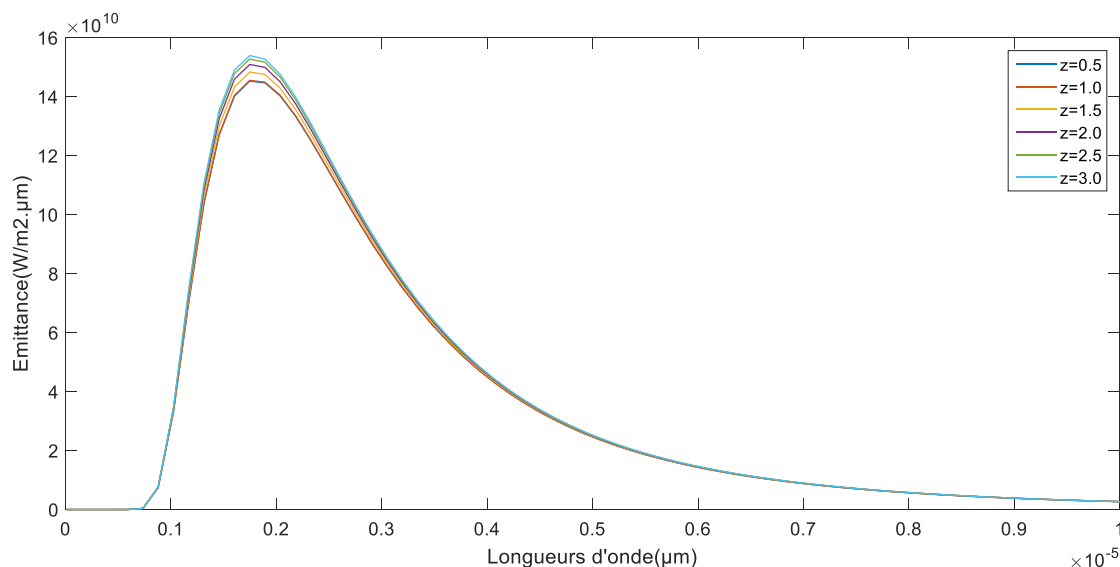


Figure 3.32 Courbes de densité spectrale de puissance surfacique, pour différentes températures obtenues d’une flamme conique à la distance 1 mètre.

En considérant l’absorbeur-émetteur comme un corps noir, nous avons représenté l’émittance en fonction de la longueur d’onde. Tout d’abord, l’indicateur que l’on peut dégager est la valeur de la longueur d’onde à l’extremum de la courbe qui est de l’ordre de 2000 nm pour les trois Figure 3.30, Figure 3.31, Figure 3.32. Cette valeur obtenue est en accord avec la littérature.

Deuxièmement, on observe que la figure 3.30 présente les valeurs maximales de l'émittance entre environ $12 \cdot 10^{10}$ et $15,5 \cdot 10^{10}$ W/m².μm correspondant à la valeur de $\lambda = 2000$ nm ; et ces valeurs sont très distinctes. Pour la figure 3.31, les valeurs sont plutôt comprises entre environ $13,5 \cdot 10^{10}$ et $15,5 \cdot 10^{10}$ W/m².μm , et les courbes diffèrent très peu. Sur la figure 3.32 nous avons une plage de valeurs entre $14 \cdot 10^{10}$ et $15,5 \cdot 10^{10}$ W/m². μm et les courbes sont très serrées. Plus on s'éloigne de la source de chaleur, plus la valeur de l'émittance augmente.

Conclusion

Dans ce chapitre, il était question de présenter les résultats obtenus de la modélisation numérique. Nous avons fait le calcul des différents flux radiatif, la température reçue sur la surface de l'absorbeur du système TPV. Nous avons constaté que les résultats obtenus sont en accord avec ceux de la littérature. Nous avons présenté les résultats obtenus de la modélisation numérique en menant une étude comparative entre les différentes formes de flamme à savoir les flammes cylindrique et conique. Nous avons également présenté les résultats du calcul des différentes émittances. Nous tenons à rappeler que tout ce travail a été réalisé grâce au logiciel MATLAB.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Semblable à tous les principes de conversion d'énergie, la conversion d'énergie Thermo-Photovoltaïque (TPV) est une méthode de conversion de l'énergie thermique en énergie électrique. La génération TPV d'électricité est une technologie très interdisciplinaire. Le processus de conversion de la radiation thermique venant de la source de chaleur en l'électricité inclut les phénomènes thermo-physiques qui relient avec les différentes parties du système TPV : la source thermique, le système optique et la Cellule thermo-photovoltaïque. La source thermique est nécessaire pour réchauffer le système absorbeur-émetteur. Avec une particularité importante dont la technologie TPV a la possibilité d'utiliser différentes sources de chaleur pour réchauffer le système absorbeur-émetteur. La seule condition requise est que la température soit assez haute pour la conversion TPV ; Cela fait que la TPV est une technologie flexible.

Tous les systèmes optiques proposés au TPV sont composés par deux composants :

- L'Émetteur : il peut être un émetteur sélectif ou un émetteur à large bande. Le sélectif émet une bande étroite avec une émittance élevée dans la longueur d'onde correspondante au bande interdite de la cellule TPV, et une émittance basse dans la partie restante du spectre. L'émetteur large bande a une émittance élevée sur tout le spectre radiatif.
- Le Filtre : il transmet seulement les photons aux énergies plus grandes que l'énergie de la bande interdite de la cellule et reflète le reste de radiation à l'émetteur. Il peut être placé entre l'émetteur et la cellule, ou déposé directement sur la surface avant de la cellule.

Les cellules thermo-photovoltaïques (TPV) quant à elles sont à l'état solide des dispositifs semi-conducteurs de jonction *pn* qui font directement convertir la chaleur en énergie électrique. Plus précisément, les cellules TPV absorbent le rayonnement infrarouge émis par un élément chauffé et produisent l'énergie électrique au moyen de l'effet photovoltaïque. Les Cellules TPV sont les composantes essentielles de différents systèmes à proposer pour la production d'électricité à partir de plusieurs types de sources de chaleur y compris les processus de combustion, des radio-isotopes, la lumière du soleil concentrée et les réacteurs nucléaires.

Les travaux illustrés dans ce manuscrit portent sur la modélisation et la simulation du transfert radiatif sur la surface de l'absorbeur d'un système TPV issu de la combustion des coques de noix de palmistes. Ce présent travail a permis d'établir un modèle de calcul d'une

flamme permettant de déterminer les flux de chaleur atteignant un absorbeur vertical exposé à celle-ci, ainsi que les températures moyennes atteintes par cet élément à différentes hauteurs.

Tout d'abord, nous avons détaillé les propriétés d'une flamme telles qu'elles sont utilisées dans les modèles. Celles-ci ont été définies conformément aux prescriptions données dans la littérature, qui fournit des équations pour les grandeurs suivantes :

- le taux de dégagement de chaleur (débit calorifique) ;
- la hauteur des flammes ;
- la température de la flamme le long de son axe de symétrie ;
- la longueur des flammes horizontales ;
- le flux thermique.

Ensuite, nous avons décrit la méthodologie pour le calcul des facteurs de vue entre la flamme et l'absorbeur. Pour le faire, nous avons modélisé mathématiquement la flamme premièrement par un cylindre et deuxièmement par un cône dont les caractéristiques sont données par les propriétés énoncées ci-dessus énumérez.

Une fois les facteurs de vue obtenus, nous avons utilisé la méthode des différences finies progressives pour obtenir l'évolution de la température moyenne au niveau de l'absorbeur. Cette température nous a permis de calculer les différents flux à la surface de l'absorbeur ; l'émittance et la longueur d'onde à la traversé de l'absorbeur.

Nous avons mis en évidence l'importance de la forme géométrique choisie pour représenter les flammes. Premièrement, la flamme a été modélisée par un cylindre rayonnant et l'absorbeur a été divisé en six zones. Nous avons fait varier la distance flamme- absorbeur pour montrer ou alors faire ressortir l'impact que la distance joue pour le calcul des valeurs du flux et la température reçue.

Lorsque la distance flamme-absorbeur était de 0,6 mètre, le flux issu de la flamme était entre 9,89 KW/m² et 16,35 KW/m², le flux avec prise en compte de la convection varie entre 9,79 KW/m² et 16,33 KW/m², le flux net est entre 8,89KW/m² et 14,91 KW/m².

Lorsque la distance flamme-absorbeur était de 0,8 mètre, le flux issu de la flamme était entre 10,13 KW/m² et 15,72 KW/m², le flux avec prise en compte de la convection varie entre 10,03 KW/m² et 15,70 KW/m², le flux net est entre 9,89 KW/m² et 14,349 KW/m².

Et lorsque la distance flamme-absorbeur était de 1 mètre, le flux issu de la flamme était entre 7,89 KW/m² et 10,24 KW/m², le flux avec prise en compte de la convection varie entre 7,79 KW/m² et 10,22 KW/m², le flux net est entre 6,88 KW/m² et 9,34 KW/m².

Deuxièmement, nous avons modélisé la flamme par un cône rayonnant pour être plus proche de la réalité et les résultats ont également été présentés en fonction de la distance entre la flamme et l'absorbeur.

Lorsque la distance flamme-absorbeur était de 0,6 mètre, le flux issu de la flamme était entre 1,89 KW/m² et 16,26 KW/m², le flux avec prise en compte de la convection varie entre 1,83 KW/m² et 16,24 KW/m², le flux net est entre 1,25 KW/m² et 14,85 KW/m².

Lorsque la distance flamme-absorbeur était de 0,8 mètre, le flux issu de la flamme était entre 1,13 KW/m² et 11,34 KW/m², le flux avec prise en compte de la convection varie entre 1,03 KW/m² et 11,33 KW/m², le flux net est entre 0,89 KW/m² et 10,36 KW/m².

Et lorsque la distance flamme-absorbeur était de 1 mètre, le flux issu de la flamme était entre 0,89 KW/m² et 5,79 KW/m², le flux avec prise en compte de la convection varie entre 0,79 KW/m² et 5,78 KW/m², le flux net est entre 0,61 KW/m² et 5,292 KW/m².

L'absorbeur-émetteur a été considéré comme un corps noir, nous avons calculé l'émittance en fonction de la longueur d'onde. Tout d'abord, l'indicateur que l'on peut dégager est la valeur de la longueur d'onde à l'extremum de la courbe qui est de l'ordre de 2000 nm. Cette valeur obtenue est en accord avec la littérature. Deuxièmement, on observe que les valeurs maximales de l'émittance sont entre environ $12 \cdot 10^{10}$ et $15,5 \cdot 10^{10}$ W/m².μm correspondant à la valeur de $\lambda = 2000$ nm pour les flammes à forme cylindrique ; et entre $13,5 \cdot 10^{10}$ et $15,5 \cdot 10^{10}$ W/m².μm pour la forme conique.

La présente étude se propose ainsi d'être à la fois un outil de promotion des énergies renouvelables en générale et le développement de cette nouvelle technologie TPV en particulier au Cameroun. Puissent les travaux de cette Thèse apporter un élan retentissant à la promotion et au développement des énergies renouvelables au Cameroun !

Comme perspectives de ce travail de fin d'études, il sera intéressant de faire une étude expérimentale afin de faire une comparaison avec nos résultats obtenus par simulation numérique qui sont en accord avec la littérature. Il sera également judicieux de faire une étude numérique en utilisant d'autre source thermique.

BIBLIOGRAPHIE

- A. Krier, (2007):** Mid-infrared Semi-conductor Optoelectronics, Springer, New York, p 673-738.
- Antonio Marti and Antonio Luque, (2004):** Next Generation Photovoltaics High efficiency through full spectrum utilization, IOP, London, p 246-273.
- Asthana A., (2008) :** Modélisation mathématique de la formation des NO_x et de la volatilisation des métaux lourds lors de l'incinération sur grille d'ordures ménagères. Thèse de doctorat Institut Polytechnique de Lorraine. 150 pages.
- Bernard C., (2005) :** Caractérisation et optimisation de la combustion du bois fragmenté. Thèse de doctorat, Université Henri Pointcarré-Nancy I.
- Bernard J. McCaffrey, (1979) :** Purely Buoyant Diffusion Flames : Some Experimental Results. Rapport technique, National Bureau of Standards.
- Björn Karlsson and James Quintiere, (2000) :** Enclosure Fire Dynamics. CRC Press.
- Borghi R., (1985):** On the structure and morphology of turbulent premixed flames, Recent Advances in Aerospace Science, p 117-138.
- Borghi R., (1999) :** La modélisation et le calcul de la combustion turbulente : problèmes généraux et solutions partielles, Actes du 30ème congrès d'analyse numérique, vol 6, p 1-12.
- Borghi R., (2004) :** Combustion turbulente, Techniques de l'ingénieur, BE 8325.
- Bruch C., Peters B., and Nussbaumer T., (2003):** Modelling wood combustion under fixed bed conditions, Fuel, Vol 82, p 729-738.
- Caillat S., Molcan P., Perdrix E., Alleman L., Campargue M., and Naudy V., (2012) :** Small-scale combustion experiments of selected agricultural by-products potential for biomass pellets production in France. Venice, [cité 11 févr 2013].
- Centre Technique Forestier Tropical (CTFT) (1989) :** Mémento du forestier, Techniques rurales en Afrique, 3è édition, CTFT, Paris, p.7.
- Christophe Thauvoye, (2011) :** Méthodologie pour le calcul du flux reçu par un élément vertical dans le cas d'un feu localisé. Rapport technique, Centre Technique Industriel de la Construction Métallique.
- Convention cadre des Nations Unies sur les changements climatiques.**
- Convention de Paris pour la protection du patrimoine mondial, culturel et naturel**
- De Souza-Santos M. L., (2004) :** Solid Fuels Combustion and Gasification. Modeling, Simulation, and Equipment Operation. Marcel Dekker, Inc.
- Deglise X., Donnot A., (2004):** Bois énergie. Techniques de l'Ingénieur, BE 8 535.

- Demirbas A., (2004):** Combustion characteristics of different biomass fuel. Progress in Energy and Combustion Sciences, Vol 30, p 219-230.
- Di Blasi C., Branca C., Sparano S., and La Mantia B., (2003):** Drying characteristics of wood cylinders for conditions pertinent to fixed-bed counter current gasification. Biomass and Bioenergy, 25(1), p 45-58.
- Donald L. Chubb, (2007):** Fundamentals of Thermophotovoltaic Energy conversion, elsevier, UK.
- Dougal Drysdale, (1999):** An Introduction to Fire Dynamics. John, Wiley & Sons.
- Dr slimane boughali, (2013) :** Département des Sciences Physiques, transfert de chaleur par conduction ; facultés des mathématiques et des sciences de la matière, Université kasdimerbah ouargla.
- EN 1991-1-2, (2002) :** Actions sur les structures - Partie 1-2 / Actions générales Actions sur les structures exposées au feu. CEN Bruxelles.
- EN 1993-1-2, (2005):** Design of steel structures / General rules - Structural re design. CEN Bruxelles.
- Epesse Misse, (2014).** Modélisation et simulation de la combustion de coques de palmiste dans un four de fusion de la ferraille. Thèse de doctorat. Université de Douala
- Fabrice Kwefeu Mbakop, Noel Djongyang, Geh Wilson Ejuh, Danwe Raidandi and Paul Wafo, (2017) :**Transmission of light through an optical filter of a one-dimensional photonic crystal: application to the solar thermophotovoltaic system, physica B- Elsevier, vol 516, p 92-99.
- Fabrice Kwefeu Mbakop, Noël Djongyang and Danwé Raïdandi, (2016):** One-dimensional TiO₂/SiO₂ photonic crystal filter for thermophotovoltaic applications” Journal of the European Optical Society-Rapid Publications, Springer.
- Fabrice Kwefeu Mbakop, Noel Djongyang, Joseph Yves Effa ,Danwe Raidandi, Jean Luc Dit Bouerdjila Nsouandele and Rene Tchinda, (2014) :** Assessment of the radiative properties of some semi-conductors for applications in thermophotovoltaic and thermophotonic conversion systems, International Journal of Basic and Applied Sciences, vol 3, p 401-413.
- George Walton, (2002):** Calculation of Obstructed View Factors by Adaptive Integration. Rapport technique, National Institute of Standards and Technology.
- Giovanni Mattarolo, (2007):** Development and Modelling of a Thermophotovoltaic System, University of Kassel, Germany.
- Global Village Cameroun, (1997) :** Le Cameroun et l'économie d'énergie durable. Rapport de projet.

Global Village Cameroun, (2010) : Etude environnementale stratégique des impacts de la production et de la commercialisation des biocarburants au Cameroun.

GTZ. Note technique sur le bois-énergie au Cameroun.

Hautman D.J., Dryer F.L., Schug K.P. and Glassman I., (1981): A multiple-step overall kinetic mechanism for the oxidation of hydrocarbon. *Combustion Science and Technology*, vol 25, p 219 -235.

J.F Sacadura, (1993) : Initiation aux transferts thermiques, Techniques et documentation. Ed Lavoisier.

J.Taine and J.-P.Petit, (1995) : Cours et données de base Transferts thermiques. Mécanique des fluides anisothermes, Ed Dunod.

Jenkins B.M., Baxter L.L., Mies Jr T.R. and Miles T.R., (1998) : Combustion properties of biomass, *Fuel Processing Technology*, vol 54, p 17-46.

Jean Brau, (2006) : Transferts de chaleur et de masse. INSA Lyon.

Jean-Marc Franssen, (2009) : Sécurité contre l'incendie dans les bâtiments – Prévention Passive. Notes de cours distribuées par l'auteur.

Jean-Marc Franssen and Raul Zaharia, (2006) : Design of Steel Structures subjected to Fire. Les Editions de l'Université de Liège.

John R. Howell, (2011) : Section b – factors from differential elements to finite areas. <http://www.engr.uky.edu/rtl/Catalog/sectionb/B-32.html>. Consulté le 28/03/2011.

John R. Howell, Robert Siegel and M. Pinar Mengüç, (2011): Configuration Factors for Diffuse Surfaces with Uniform Radiosity, *Thermal Radiation Heat Transfer - Fifth Edition*, p 151-204. CRC Press.

Kenneth K. Kuo, (2005): Principles of combustion. John Wiley & Sons, Inc., 2nd edition

M.A. Green, (2006): Third Generation Photovoltaics Advanced Solar Energy Conversion, Springer, New York, vol 12, p 111-123

Michel Hooge, (2007) : Transferts de chaleur et de matière. Centrale des Cours de l'AEES.

Molcan P., Gang Lu, Lebris T., Yong Yan, Taupin B. and Caillat S., (2009). Characterisation of biomass and coalco-firing on a 3 MWth combustion test facility using flame imaging and gas/ash sampling techniques, *Fuel*, vol. 88, Issue 12.

Mouangue Ruben Martin, (2011) : Contribution à la modélisation de la combustion turbulente non-prémélangée avec prise en compte de l'auto-allumage. Thèse de doctorat. Université de Yaoundé 1.

- Ngnikam Emmanuel and TOLALE Elie, (2009)** : Systèmes énergétiques : Vulnérabilité – Adaptation – Résilience (VAR), HELIO International.
- Ngnikam Emmanuel, (2006)** : Énergie et écodéveloppement au Cameroun, HELIO International, HELIO International.
- Nicolas Errien, (2011)** : cours de Transfert thermique, Département de Physique, Faculté des Sciences, université du Main.
- Noui S., (2006)** : Étude numérique de la combustion des gaz dans un four de cimenterie
Mémoire de magistère de l'université de Bistra.
- Obounou Marcel, (1994)**. Modélisation de la combustion turbulente avec prise en compte d'une cinétique chimique complexe. Thèse de doctorat. Université de Rouen.
- Peters N., (2000)**. Turbulent Combustion, Institut für Technische Mechanik, Hochschule Aachen, Germany.
- Philippe Marty, (2012)** : Cours de Transferts Thermiques -Conduction et rayonnement, Génie des Procédés Licence L3 Université Joseph Fourier, Grenoble.
- POUNA, (1999)** : La situation du bois-énergie au Cameroun depuis 1990. FAO.
- Quentin Louveaux, (2009)** : Introduction à l'Analyse Numérique, Notes de cours distribuées par l'auteur, p 33-46.
- Ranvijay Singh, Savrabhmishra, (2012)**: Thermo photovoltaic system and its Applications (TPV), Conference Paper p 1-4.
- R. J. NICHOLAS and R. S. TULEY, (2012)**: Thermophotovoltaic (TPV) devices: introduction and modelling, Wood head Publishing Limited, p 67-90.
- Saastamoinen J. J., Taipale R., Horttanainen M. and Sarkomaa P., (2000)** : Propagation of the ignition front in beds of woodparticles. Combustion and Flame, 123(1-2), p 214 - 226.
- Seme Prosper M. et Mongo Elisabeth, (2002)** : Répertoires des textes officiels applicables à la gestion des ressources naturelles au Cameroun. Volume 1 : Textes internationaux et sous régionaux. République du Cameroun, Ministère de l'Environnement et des Forêts. Yaoundé.
- Senneca O., (2007)**: Kinetics of pyrolysis, combustion and gasification of three biomass fuels, Fuel Processing Technology, Vol 88, p 87-97.
- Sjaak Van. Loo and Jaap Koppejan, (2008)**: The Handbook of Biomass Combustion and Cofiring. Earthscan.
- Thunman H., Leckner B., (2007)**: Thermo Chemical Conversion of Biomass and Wastes. Dans Nordic graduate school Biofuel GS-2, Chalmers, Goteborg, Sweden, 19-23 November.

- Tudor F., (2010):** Simulation numérique de la combustion du bois dans une Chaudière automatique de 400 kW. Thèse de doctorat. Université de Valenciennes et du Hainaut- Cambrésis. 151 pages.
- Turns S. R., (2000):** An introduction to combustion: Concepts and applications. McGraw-Hill International Editions, Mechanical Engineering Series, 2nd edition.
- Vervisch L. and Veynante D., (1999):** Turbulent Combustion. Cours présenté à l'Institut Von Karman.
- Veynante D., (2004) :** Introduction to turbulent combustion. Ecole de combustion. GFC à l'Ile d'Oléron.
- Werther J., Saenger M., Hartge E.U., Ogada T. and Siagi Z., (2000):** Combustion of agricultural residues. Progress in Energy and Combustion Sciences, Vol 26, p 1-27.

ANNEXE

1-Leonard Ribot Chuisseu Nguewo, Marcel Brice Obounou Akong , Clement Tchawoua , Prosper Gopdjim Noumo , Fabrice Mbakop Kwefeu , Noel Djongyang (2021): *Radiative Flux of a Spectral Distribution at the Surface of a TPV Thermal Emitter Resulting from the Combustion of Biomass: Case of Palms Nut Shells.* ‘ International Journal of Heat and Technology Vol. 39, No. 4, August, 2021, pp. 1351-1357; <https://doi.org/10.18280/ijht.390435>’.

2-ChuisseuNguewo Leonard Ribot ; Obounou Akong Marcel Brice ; Tchawoua Clement (2019): *Modeling and Simulation of the Incident Radiative Heat Received on the Surface of a TPV Absorber from the Combustion of Palm Nut Shells.* ‘International Journal of Innovative Science and Research Technology, Volume 4, Issue 9, ISSN No: -2456-2165’.



Radiative Flux of a Spectral Distribution at the Surface of a TPV Thermal Emitter Resulting from the Combustion of Biomass: Case of Palms Nut Shells

Leonard Ribot Chuisseu Nguewo^{1*}, Marcel Brice Obounou Akong¹, Clement Tchawoua¹, Prosper Gopdjim Noumo¹, Fabrice Mbakop Kwefeu², Noel Djongyang²

¹ Department of Physics, Faculty of Science, University of Yaounde I, PO Box: 812, Yaounde, Cameroon

² Department of Renewable Energies, National Advanced School of Engineering of Maroua, University of Maroua, PO Box: 46, Maroua, Cameroon

Corresponding Author Email: chuisseuleonard@gmail.com

<https://doi.org/10.18280/ijht.390435>

ABSTRACT

Received: 16 September 2020

Accepted: 15 July 2021

Keywords:

thermo photovoltaic, combustion, biomass, heat transfer, numerical simulation

Thermo PhotoVoltaic (TPV) system convert into electrical energy the radiation emitted from an artificial heat source (i.e., solar or combustion) by the use of photovoltaic cells. In the last decade, TPV system has gained an increasing attention as cogeneration system for the distributed generation sector. Nevertheless, these systems are not fully developed and studied: several aspects need to be further investigated and completely understood. In this study, we modeled and investigated by performing numerical simulation on the feasibility of the TPV system exploiting waste heat energy during biomass combustion. To achieve this goal, we considered a TPV system in which we evaluated and analyzed the waste heat flux resulting from the combustion of the palm nuts shells as well as the corresponding temperature received at the surface of the TPV Thermal-emitter. Furthermore, we evaluated the heat intensity. Results obtained shows that the average temperature at the TPV absorber-emitter is around 1600k. Different variation of the net heat flux at the TPV absorber-emitter are observed for different position. The maximum heat intensity is around $15 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ for a wave length of 2000 nm. These results indicate that the model presented herein is therefore suitable for the design of the TPV system.

1. INTRODUCTION

The origins of TPV date back to the early 1960s, but it is only in relatively recent years that it has shown real promise. Incident and output power densities are much larger than flat-plate PhotoVoltaic (PV) modules because of geometric considerations. Potential attractions of TPV include: high power density, fuel versatility, portability, silent operation, operation that is independent of the sun, and low maintenance. Possible applications include: stand-alone domestic gas-furnaces, cogeneration of electricity and heat, large-scale recovery of high-temperature waste heat from industrial processes such as glass-manufacture, and many others [1]. The concept of TPV system is to convert thermal energy from a heat source (sun or combustion reaction) directly into electrical energy by means of emitter, filter and photocells [2]. TPV system is composed of four component which are heat source, thermal emitter, spectral filter and arrays of infrared sensitive photovoltaic cells as it is shown in the Figure 1 [3].

From the Figure 1, the heat source can provide from solar radiation or combustion or industrial waste heat [4]; the emitter control the spectral thermal radiation and the filter plays the role of recycling thermal radiation, i.e. reflecting photons whose wavelengths are above the band gap wavelength of the photovoltaic cell back to the emitter on one hand, and transmit photon selectively from and a emitter whose wavelengths are below the band gap of the photovoltaic cell to penetrate the filter and research the cell [5].

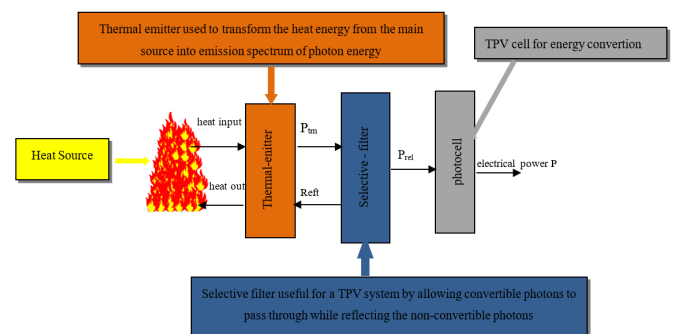


Figure 1. Thermo photovoltaic system

In recent years, more researches carried out on TPV system focused on increasing conversions efficiency and power density [6]. Among these: [7], proposed a TPV system incorporating a selective metamaterial as the selective emitter. With the combination of InAs/GaInAsSb TPV tandem cell, 41% and 11.82% conversion efficiencies were recorded for a blackbody temperature of 1500°C and 300°C, respectively. Mbakop et al. focused their studies on design TPV filter for high temperature heat sources [8-10]. Ferrari et al. successfully demonstrated a GaSb TPV cell with power density output of $1.5 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ per cell generated from a hot glowing radiant tube burner (1275°C) [6]. The finding estimated a potential of over 3.1 GW worldwide electricity production with TPV heat recovery system in steel industry. Nevertheless, fewer studies in open literature focused on

investigating the feasibility of exploiting radiative heat flux resulting from the heat waste during combustion as TPV heat source. Only Piness-Sommer et al. presented a review of the recent development of the TPV system and component for waste heat recovery applications [5, 6]. Their study focused on thermal power plant using hydro carbon fuel to drive the TPV generator. This study also discusses a possible method of implementation of a TPV technology.

This paper presents a simple mathematical model that calculates the radiative flux and the average temperature profile at the emitter surface. Furthermore, we analysed the possibility of exploiting radiative waste heat from the combustion of biomass as heat source energy of a TPV system. Finally, optimal position design of the thermal emitter was carried out.

2. METHODS

2.1 Problem formulation

In the field of energy, biomass is organic matter that can be used as a source of energy (bioenergy). This energy can be extracted from it by direct combustion. In this work, the palm nut shells were used as fuel.

During combustion of palm nut shells for heat power generation using boiler, the radiant heat from combustion flame is generally waste and unaccounted. Therefore, it is necessary to investigate the feasibility of a TPV system based on this waste heat radiative source by running simulation in order to evaluate the amount of heat fluxes received at the TPV absorber surface. The methodology applied here is based on the following:

-System components; -Modeling of the flame; -Modeling of radiative heat fluxes; -Calculation of view factor; -Modeling of the average temperature at the TPV absorber-filter surface-Modeling of Emittance

2.2 System components

Similar to all principles of energy conversion, TPV energy conversion is a method of converting thermal energy into electrical energy [11].

The principle is illustrated in Figure 1. The thermal sources can be: solar, combustion or nuclear, which are supplied to the absorber-emitter system. Radiation from the emitter is directed to the photovoltaic (PV) cell, where it is converted into electrical energy. To make the process efficient, the energy of the photons reaching the PV cell must be greater than the energy of the PV cell bandgap.

2.3 Modeling of the flame

In this work, the geometrical flame is modeled using a radiant conical model Figure 2 close to the experimental aspect, subdivided into 6 layers on the vertical direction, and each layer having a define temperature.

From this geometrical model of the flame, parameters that characterized combustion flame such as the flame length and the flame temperature can be modeled as shown in [12] as follow:

$$L_f = -1,02D + 0,0148Q^{\frac{2}{5}} \quad (1)$$

where, L_f is the flame length, m; D is flame diameter, m; Q is heat flux flow, w.

In Eq. (1) above, the heat flux flow is calculated as follow:

- For the flame development phase,

$$Q = RHR_f * A_{fi} * \left(\frac{t}{t_\alpha}\right)^2 \quad (2)$$

RHR_f : maximum heat flux flow per unit of area of flame, KW/m².

A_{fi} : maximum surface flame area, m²; t : time, s; t_α : necessary time to attend maximum heat flux flow, s.

-Steady state phase,

$$Q = RHR_f * A_{fi} \quad (3)$$

- Decrease flame phase,

$$Q = RHR_f * A_{fi} * \left(1 - \frac{t-t_{red}}{t_{fin}-t_{red}}\right) \quad (4)$$

$$t_{red} = t_\alpha + \frac{0,7q_{fi}}{RHR_{fi}} - 0,33t_\alpha \quad (5)$$

$$t_{end} = t_{red} + 2 * \left[\frac{q_{fi}}{RHR_{fi}} - 0,33t_\alpha - (t_{red} - t_\alpha)\right] \quad (6)$$

$$q_{fi} = \frac{M_i * H_{ui}}{A_{fi}} \quad (7)$$

q_{fi} : load heat density per unit area, MJ.m⁻²; M_i : nut palm shells weight, Kg; H_{ui} : lower calorific power, MJ.Kg⁻¹; t_{red} : time corresponding to the flame reduction phase, s; t_{end} : ending time of combustion, s.

The temperature profile of the combustion flame is giving by:

$$T_z = 20 + 0,25Q_c^{\frac{2}{3}}(z - z_0)^{-\frac{5}{3}} \quad (8)$$

where,

T_z is the flame temperature, °C;

Q_c : is the convective component of heat flux flow calculated as: $Q_c = 0,8Q$, W;

z : elevation along the flame axis, m, (Figure 3);

z_0 is the virtual origin position, m is given by:

$$z_0 = -1,02D + 0,00524Q^{\frac{2}{5}} \quad (9)$$

Conical model flame

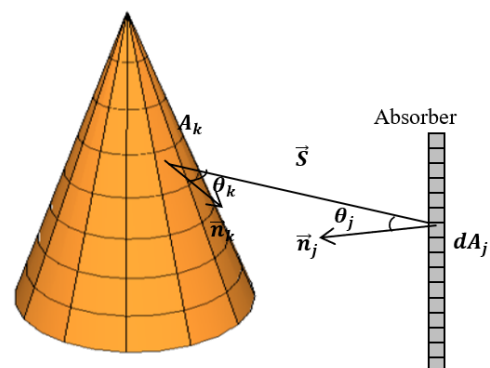


Figure 2. Radiation exchange between two surfaces

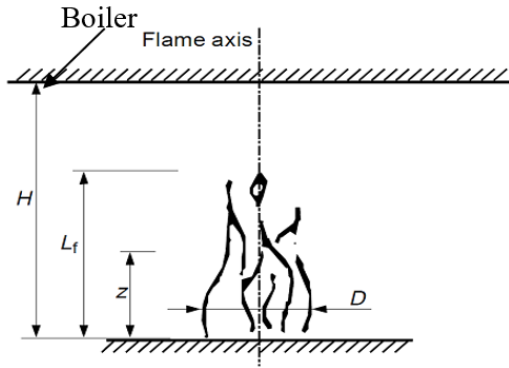


Figure 3. Flame modelling

2.4 Modeling of radiative heat fluxes (incident and net)

In general, the net radiative heat flux on an absorber-filter divided into m cells is given by [13]:

$$q_{rad,df_j} = \sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_{fi,j}^4) F_{df_j-k} \quad (10)$$

$$F_{df_j-k} = \int_{A_j} \frac{\cos \theta_j \cos \theta_k}{\pi S^2} dA_j \quad (11)$$

$$\cos \theta_j = \frac{\vec{s} \cdot \vec{n}_j}{S} \text{ and } \cos \theta_k = -\frac{\vec{s} \cdot \vec{n}_k}{S} \quad (12)$$

$$\frac{\cos \theta_j \cos \theta_k}{\pi S^2} = -\frac{(\vec{s} \cdot \vec{n}_j)(\vec{s} \cdot \vec{n}_k)}{\pi S^4} \quad (13)$$

θ_j and θ_k : representing the angles between the normals to the faces and the line \vec{S} connecting the two faces.

$$F_{df_j-k} \cong \frac{-1}{\pi} \sum_i \frac{(\vec{s} \cdot \vec{n}_j)(\vec{s} \cdot \vec{n}_k)}{S^4} \Delta A_j \quad (14)$$

$$\varepsilon^* = \frac{\varepsilon_{flame} \varepsilon_{absorber}}{\varepsilon_{flame} + \varepsilon_{absorber} - \varepsilon_{flame} \varepsilon_{absorber}} \quad (15)$$

where,

$T_{fi,k}$: is the flame temperature at shell k ; k ; $T_{fi,j}$: is the absorber temperature at shell j ; k ;

F_{df_j-k} : is view factor between shell j of absorber and shell k of flame;

σ : Constant of Stefan-Boltzmann ($5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$); ε^* : is the equivalent emissivity.

From Eq. (10) the temperature of the absorber-filter at shell j is been replaced by the average temperature T_c , hence:

$$q_{rad,df_j} = \sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{df_j-k} \quad (16)$$

The balance heat as shown in the Figure 1 [5]:

$$q = q_{in} - q_{out} \quad (17)$$

where, $q_{in} = q_{ra,flame}$, radiant heat from the flame and $q_{out} = q_{ra,air} + q_{conv}$, heat lost from radiant heat of air and convection. Eq. (17) become,

$$q = q_{ra,flame} - q_{ra,air} - q_{conv} \quad (18)$$

with,

$$q_{ra,flame} = \sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{df_j-k} \quad (19)$$

$$q_{ra,air} = \sigma \varepsilon_a (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl} \quad (20)$$

$$q_{conv} = \alpha_c (T_c - T_{air}) \quad (21)$$

with $\alpha_c = 1,78 \Delta T^{0,25}$. The general equation when dividing the cylinder flame into m sections is:

$$q = \sum_{k=1}^m \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{df_j-k} - \sigma \varepsilon_{abs} (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl} - \alpha_c (T_c - T_{air}) \quad (22)$$

2.5 Modeling of the average temperature at the TPV absorber surface

From the first principle of thermodynamics, we have:

$$Q + \dot{W} = \dot{U} \quad (23)$$

where,

Q : is the total heat flux exchange; \dot{W} : is the total work done by the absorber; \dot{U} : is the change of internal energy.

Considering that the total work done by the absorber is negligible, Eq. (23) becomes:

$$Q = \dot{U} \quad (24)$$

$$\dot{U} = \rho_{abs} c_p V \frac{dT}{dt} \quad (25)$$

where,

ρ_{abs} : absorber density, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$; c_p : specific heat capacity, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ calculated as in Ref. [8]; V : volume of the absorber, m^3 ; T : temperature, K ; t : time, s .

$$\rho_{abs} c_p V \frac{dT}{dt} = A_s [q_{ra,flame} - q_{ra,air} - q_{conv}] \quad (26)$$

$$\rho_{abs} c_p \frac{dT}{dt} = \frac{A_s}{V} \left\{ \sum_k \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{df_j-k} - \sigma \varepsilon_{abs} (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl} - \alpha_c (T_c - T_{air}) \right\} \quad (27)$$

A_s : total surface of absorber.

By using the forward finite difference method, Eq. (27) becomes,

$$\rho_{abs} c_p (T) \frac{T_c^{t+1} - T_c^t}{\Delta t} = \frac{1}{V} \left\{ A_s \sum_k \sigma \varepsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{df_j-k} - A_s (\sigma \varepsilon_{abs} (T_c^{4t} - T_{air}^4) F_{compl}) - A_s (\alpha_c (T_c^t - T_{air}^t)) \right\} \quad (28)$$

2.6 Modeling of emittance

If a body (solid or liquid) strongly absorbs radiation over a wavelength band, then it can be modeled as a black body on that band.

The spectral distribution of the radiation emitted by a black body is given by Planck's law. The emittance between the wavelengths λ and $\lambda+d\lambda$ is: $E_\lambda(\lambda, T)d\lambda$.

Where $E(\lambda, T)$ is the power spectral density, also called monochromatic exitance. Planck's law is:

$$E_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1 \right)} \quad (29)$$

where, h is the Planck constant: $6.62 \cdot 10^{-34} \text{m}^2 \cdot \text{kg} / \text{s}$, k the Boltzmann constant: $1.23 \cdot 10^{-23} \text{m}^2 \cdot \text{kg} / \text{s}^2 \cdot \text{K}$ and c the speed of light in vacuum: $3 \cdot 10^8 \text{m} / \text{s}$.

The maximum of the exitance as a function of the wavelength is given by Wien's displacement law:

$$\lambda_{\max} T = 2898; \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (30)$$

where, T is giving by Eq. (28).

The total power emittance by the black body is by definition:

$$E(T) = \int_0^{\infty} E_{\lambda}(\lambda, T) d\lambda \quad (31)$$

3. RESULTS

From the models obtained, we run simulations in order to evaluate and analyze radiative heat fluxes at the surface of a TPV absorber for different cases. The absorber is divided in six sections of 50 cm on the elevation direction. Parameters used in these simulations are presented in Table 1 below:

Table 1. Input parameters

Parameters	Values
ρ_{abs}	2700, Kg.m ⁻³
ρ_{air}	1.183, Kg.m ⁻³
$\epsilon_{absorber}$	0.92
ϵ_{flame}	1
σ	$5.67 \cdot 10^{-8}$, W.m ⁻² .K ⁻⁴
M_i	100, Kg
H_{ui}	$20 \cdot 10^6$, J.Kg ⁻¹
RHR_f	$1000 \cdot 10^3$, KW.m ⁻²
D	1, m

3.1 Evaluation of the radiative heat fluxes for different position of the absorber to the heat source

Case 1: radiative heat fluxes receive by the absorber for a position of 0.6meter.

We have presented in Figure 4 (a) the incident heat flux from the waste heat flux resulting from the combustion of palm nut shells. On this profile, we can observe that it has three phases namely: the development of the flame, the equilibrium of the flame and the decay of the flame. The area of the absorber-emitter unit receiving the maximum flux is between 0.5 and 1.5 m for values between 10 and 17 kw.m⁻². For Figure 4 (b) and Figure 4 (c), we present the flows taking into account the losses by convection and that due to the radiation of the air. We can also observe the three corresponding phases of the flame. Negative fluxes are obtained, this is due to the fact that after a certain moment the absorber - emitter unit rejects rather than receives it. It is observed that the zone having the most negative value is located on the zone which initially received the maximum heat flow.

Case 2: radiative heat fluxes receive by the absorber for a position of 0.8meter.

For Figure 5(a), Figure 5 (b), Figure 5 (c), it is observed that the profiles have the same behaviors as for Figure 4 (a), Figure 4 (b), Figure 4 (c). What we can see here is the value of the maximum flux received, they are located between 6 and 11.5 kw.m⁻², and the area of the absorber - emitter receiving this heat flux is always between 0.5 and 1.5 m.

Case 3: radiative heat fluxes receive by the absorber for a position of 1meter.

When the absorber-emitter is located 1 meter from the heat source, Figure 6(a), Figure 6(b), Figure 6(c), the first observation we can make is to observe that the maximum value is almost 6 kw.m⁻². This value is reduced by a third of the value obtained in Figure 4(a), Figure 4(b), Figure 4(c). The three phases of the flame are observed.

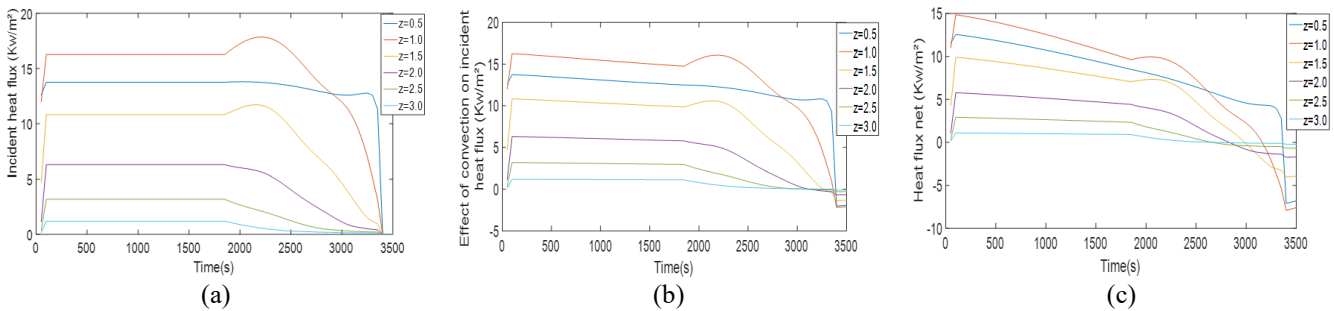


Figure 4. (a) incident heat flux, (b) receive heat flux with convection, (c) net heat flux

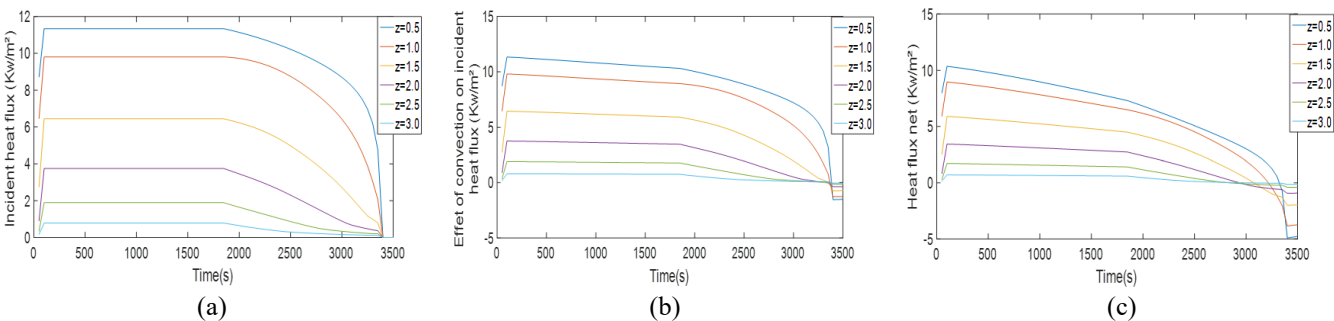


Figure 5. (a) incident heat flux, (b) receive heat flux with convection, (c) net heat flux

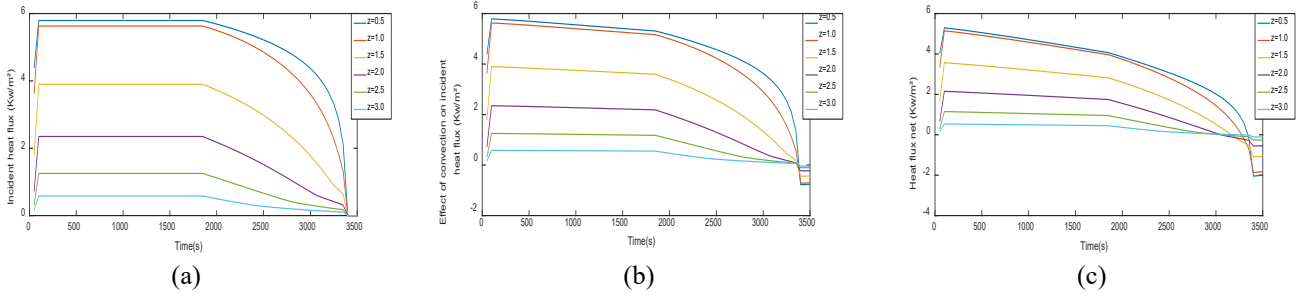


Figure 6. (a) incident heat flux, (b) receive heat flux with convection, (c) net heat flux

Table 2. Maximum heat flux net for different position

Distance between flame and TPV absorber (m)	0.6	0.8	1
Maximum net heat flux at the TPV absorber (Kw/m ²)	14.8499	10.3568	5.2923

From Table 2 presented above, we can observe that the maximum net heat flux decreases when the distance between the flame and TPV absorber increases. It can also be seen that at the position 0.6 m, we have the highest maximum net heat flux. This is because the TPV absorber is closed to the flame.

3.2 Evaluation of the average temperature for different position of the absorber to the heat source

Case 1: average temperature profile at the surface of the absorber for a position of 0.6 meter.

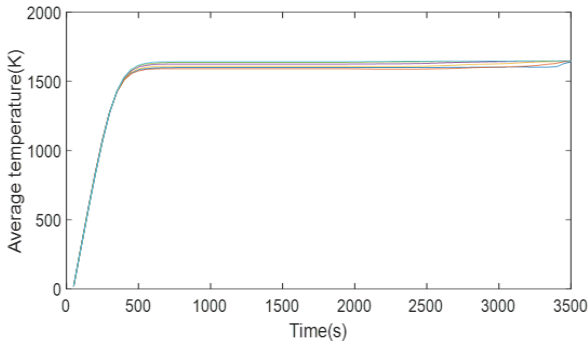


Figure 7. Average temperature profile

Case 2: average temperature profile at the surface of the absorber for a position of 0.8 meter.

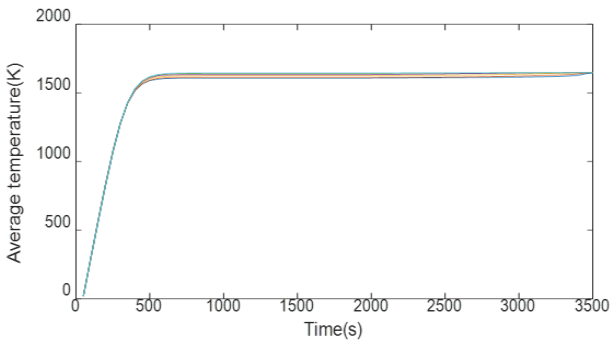


Figure 8. Average temperature profile

Case 3: average temperature profile at the surface of the absorber for a position of 1 meter.

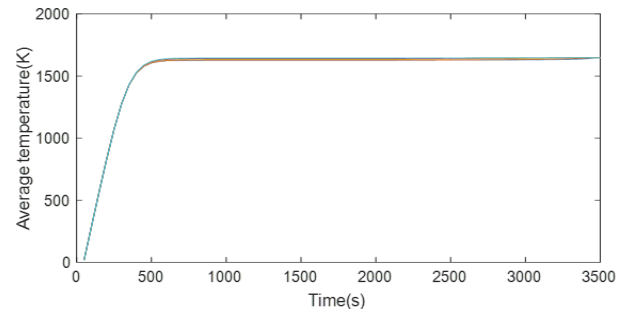


Figure 9. Average temperature profile

In Figure 7, Figure 8, Figure 9 representing respectively the average temperature at the different positions 0.6 m, 0.8 m and 1 m of the absorber, we observe that the maximum value is around 1650k. Between 500s and 3500s for Figure 7, we observe the different temperature profiles for the six positions on the absorber. As for Figure 8 and Figure 9, it can be seen that all the profiles are merged; this shows that the further away from the heat source, the less temperature the absorber receives.

3.3 Evaluation of the emittance for different position of the absorber to the heat source

Case 1: variation of the emittance with the wave length for a position of 0.6 meter of the absorber.

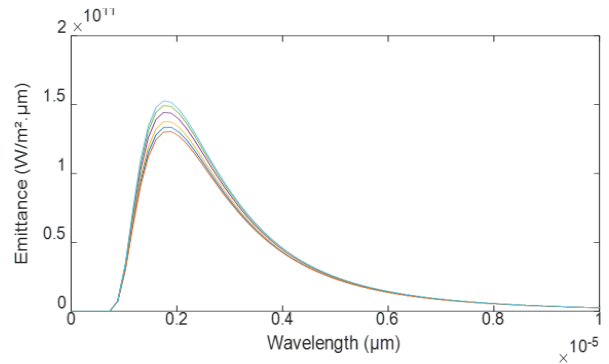


Figure 10. Variation of the emittance with the wave length

Case 2: variation of the emittance with the wavelength for a position of 0.8 meter of the absorber.

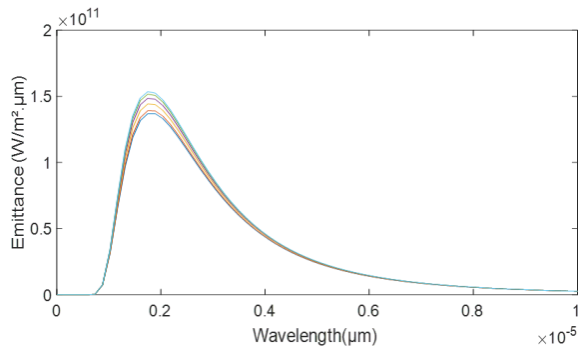


Figure 11. Variation of the emittance with the wave length

Case 3: variation of the emittance with the wave length for a position of 1 meter of the absorber.

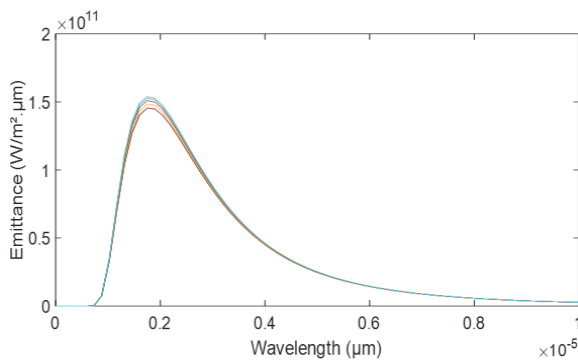


Figure 12. Variation of the emittance with the wave length

Considering the absorber-emitter as a black body [14, 15], we have represented the emittance as a function of the wavelength. Firstly, the indicator that can be brought out is the value of the wavelength at the extremum of the curve which is around 2000 nm for the three Figure 10, Figure 11, Figure 12. This obtained value is in agreement with the authors [3, 16]. Secondly, we observe that Figure 10 presents the maximum values of the emittance between 12×10^{10} and 15.5×10^{10}

$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ corresponding to the value of $\lambda = 2000$ nm; and these values are very distinct. For Figure 11, the values are rather between 13.5×10^{10} and 15.5×10^{10} $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$, and the curves differ very little. In Figure 12 we have a range of values between 14×10^{10} and 15.5×10^{10} $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ and the curves are very tight. The further away we are from the heat source, the more the value of the emittance increases.

4. CONCLUSION

In this work, the waste heat energy resulting from the combustion of palm nut shells has been exploited as a radiative heat source for a TPV absorber system. For that we modeled the flame of combustion using conical approach. Simulations were performed to evaluate the incident and net heat fluxes at the surface of the absorber. The effect of convection and radiative heat lost as well as the position between the absorber and the conical flame, on the heat fluxes profile were analyzed. It comes out that the optimum position where the heat fluxes are maximum is 0.6 m. Moreover, combustion heat lost has an impact on the heat flux. The average temperature was also presented. Regarding the wavelengths, we obtained 2000 nm this value which corresponds to the IR. Finally, results obtained from the numerical simulations shows that radiative

waste heat energy from the palm nut shells combustion can be used as radiative heat source for a TPV system.

ACKNOWLEDGEMENTS

Thanks to the members of Department of physics, Cameroonian Combustion Group (CCG) for their time, counselling, guidance and availability.

REFERENCES

- [1] Coutts, T.J. (2001). An overview of thermophotovoltaic generation of electricity. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 66(1-4): 443-452. [https://doi.org/10.1016/S0927-0248\(00\)00206-3](https://doi.org/10.1016/S0927-0248(00)00206-3)
- [2] Rashid, W.E.S.W.A., Ker, P.J., Jamaludin, M.Z.B., Gamel, M.M.A., Lee, H.J., Abd Rahman, N.B. (2020). Recent development of thermophotovoltaic system for waste heat harvesting application and potential implementation in thermal power plant. *IEEE Access*, 8: 105156-105168. <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2020.2999061>
- [3] Mbakop, F.K., Tom, A., Dadjé, A., Vidal, A.K.C., Djongyang, N. (2020). One-dimensional comparison of $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ and Si/SiO_2 photonic crystals filters for thermophotovoltaic applications in visible and infrared. *Chinese Journal of Physics*, 67: 124-134. <https://doi.org/10.1016/j.cjph.2020.06.004>
- [4] Woolf, D.N., Kadlec, E.A., Bethke, D., Grine, A.D., Nogan, J.J., Cederberg, J.G., Hensley, J.M. (2018). High-efficiency thermophotovoltaic energy conversion enabled by a metamaterial selective emitter. *Optica*, 5(2): 213-218. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.000213>
- [5] Piness-Sommer, M., Braun, A., Katz, E.A., Gordon, J.M. (2016). Ultra-compact combustion-driven high-efficiency thermophotovoltaic generators. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 157: 953-959. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2016.08.018>
- [6] Ferrari, C., Melino, F., Pinelli, M., Spina, P.R., Venturini, M. (2014). Overview and status of thermophotovoltaic systems. *Energy Procedia*, 45: 160-169. <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2014.01.018>
- [7] Bendelala, F., Cheknane, A., Hilal, H. (2018). Enhanced low-gap thermophotovoltaic cell efficiency for a wide temperature range based on a selective meta-material emitter. *Solar Energy*, 174: 1053-1057. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2018.10.006>
- [8] Mbakop, F.K., Djongyang, N., Ejuh, G.W., Raidandi, D., Wofo, P. (2017). Transmission of light through an optical filter of a one-dimensional photonic crystal: application to the solar thermophotovoltaic system. *Physica B: Condensed Matter*, 516: 92-99. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2017.04.033>
- [9] Licht, A.S., Shemelya, C.S., DeMeo, D.F., Carlson, E.S., Vandervelde, T.E. (2017). Optimization of GaSb thermophotovoltaic diodes with metallic photonic crystal front-surface filters. 2017 IEEE 60th International Midwest Symposium on Circuits and Systems (MWSCAS), Boston, MA, USA, pp. 843-846. <https://doi.org/10.1109/MWSCAS.2017.8053055>
- [10] Sakakibara, R., Stelmakh, V., Chan, W.R., Ghebrehan, M., Joannopoulos, J.D., Soljacic, M., Čelanović, I.

- (2019). Practical emitters for thermophotovoltaics: A review. *Journal of Photonics for Energy*, 9(3): 032713. <https://doi.org/10.1117/1.JPE.9.032713>
- [11] Chubb, D. (2007). *Fundamentals of Thermophotovoltaic Energy Conversion*. Elsevier.
- [12] Franssen, J.M., Zaharia, R. (2005). *Design of Steel Structures subjected to Fire. Background and Design Guide to Eurocode 3*. Les Editions de l'Universite de Liege.
- [13] Howell, J.R., Siegel, R., Pinar Mengüç, M. (2011). *Thermal Radiation Heat Transfer-Fifth Edition*, CRC Press, 151-204.
- [14] Cristina, P.A. (2012). The Optical Transmission of One-Dimensional Photonic Crystals Containing Double-Negative Materials. *Photonic Crystals: Innovative Systems, Lasers and Waveguides*, 41.
- [15] Liu, G., Xuan, Y., Han, Y., Li, Q. (2008). Investigation of one-dimensional Si/SiO₂ photonic crystals for thermophotovoltaic filter. *Science in China Series E: Technological Sciences*, 51(11): 2031-2039. <https://doi.org/10.1007/s11431-008-0139-0>
- [16] Mbakop, F.K., Djongyang, N., Raïdandi, D. (2016). One-dimensional TiO₂/SiO₂ photonic crystal filter for thermophotovoltaic applications. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 12(1): 23. <https://doi.org/10.1186/s41476-016-0026-4>

Modeling and Simulation of the Incident Radiative Heat Received on the Surface of a TPV Absorber from the Combustion of Palm Nut Shells

Chuisseu Nguewo Leonard Ribot
Dept. of Physics
University of Yaounde 1
Yaounde, Cameroon

Obounou Akong Marcel Brice
Dept. of Physics
University of Yaounde 1
Yaounde, Cameroon

Tchawoua Clement
Dept. of Physics
University of Yaounde 1
Yaounde, Cameroon

Abstract:- Thermo photovoltaic (TPV) system technology is based on the phenomenon of direct conversion of radiation coming from a heat source into electrical energy by means of photovoltaic cells. One of the heat source means is radiative heat transfer from combustion. In this work, we proposed a model for the calculation of thermal fluxes on the surface of TPV absorber coming from the combustion of palm nut shells. For this, we modeled the combustion flame by a cylindrical approach. A radiative model for calculating the incident and net fluxes is presented and, from the first thermodynamics principle, a temperature model for the TPV absorber surface is derived. The obtained models are discretized and solve simultaneously using iterative scheme in MATLAB. From the simulations runs, results of the incident and net fluxes at the surface of the TPV absorber are represented and analysed. The effect of thermal convection on the fluxes is carried out. Further, sensitivity are performed for different TPV heat sink - absorber distances. The model proposed here is suitable for any incident and net fluxes investigation at the surface of the TPV absorber, necessary for any TPV system design.

Keywords:- Thermo photovoltaic, combustion, heat transfer, biomass, numerical simulation.

I. INTRODUCTION

During production of steam through boiler, energy is lost by radiative heat transfer from the combustion flame of a biomass fuel. The waste heat energy can be valorised using a TPV system.

TPV system have being proposed as power sources on their own such as portable electricity generation and combined heat and power generation system [1].

Henry H.Kolm had constructed an elementary TPV system at MIT in 1956 .But actual credit goes to Pierre Aigrain for laying foundation for modern TPV system. He is widely cited as the inventor of TPV based on the content of lectures he gave at MIT during 1960-1961 which, unlike Kolm's system is much more realistic. A review of the development of TPV is also presented in Nelson (2003) [2, 3, 4].

In the open literature, a TPV system is composed of a radiative heat source, normally in the range 1000–1800 K; a selective emitter and filters for spectral control; a PV cell; and a cooling system. In this study, we focused our attention on the first part of a typical TPV system which is the radiative heat source. The TPV system in figure 1 is considered, in which combustion of palm nut shells [5] is primary used as source energy for a boiler. Our aims are to determine, by numerical simulation the amount of radiative heat fluxes at the surface of TPV absorber coming from the waste heat energy and to therefore discuss the feasibility of TPV system based on the combustion of the nut palm shells.

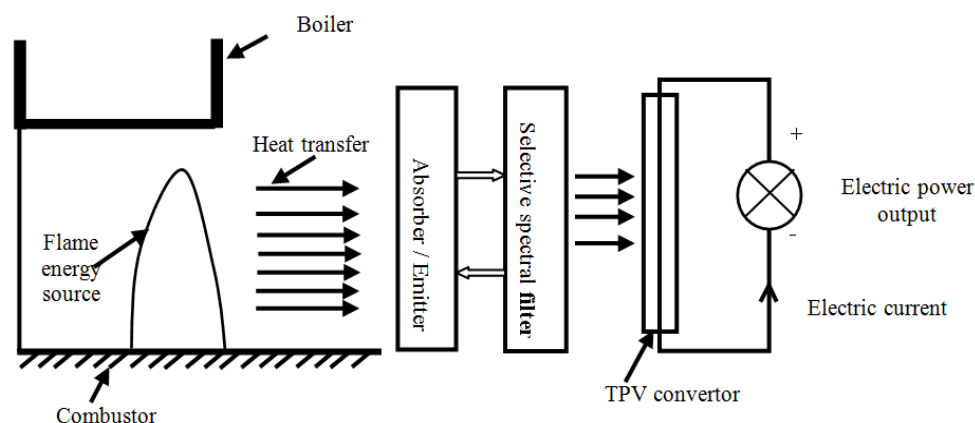


Fig. 1:- Thermo photovoltaic system [3,4]

II. MATHEMATICAL MODEL

A. Problem Formulation

During combustion of nut palm shells for heat power generation using boiler, the radiant heat from combustion flame is generally waste and unaccounted. Therefore, it is necessary to investigate the feasibility of a TPV system based on this waste heat radiative source by running simulation in order to evaluate the amount of heat fluxes received at the TPV absorber surface. The methodology applied here is based on the following:

- -Modeling of the flame;
- -Calculation of view factor using numerical integration
- -Modeling of radiative heat fluxes (incident and net)
- -Modeling of the average temperature at the TPV absorber surface.

B. Modeling of the flame

The combustion flame as summarized by [6, 7] can be modeled using conical or cylindrical approach in order to describe the reality. In this work, the flame geometry is modeled using a radiant cylindrical model (see figure 2) subdivided into 20 layers on the vertical direction each layer having a define temperature.

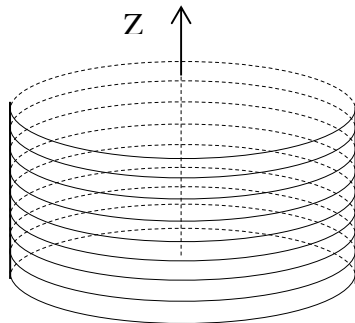


Fig. 2:- Modeling of the flame using cylindrical approach [6, 7]

From this geometrical model of the flame, parameters that characterized combustion flame such as the flame length and the flame temperature can be modeled as shown in [8, 9] as follow:

$$L_f = -1,02D + 0,0148Q^{\frac{2}{5}} \tag{1}$$

Where L_f is the flame length, m; D is flame diameter, m; Q is heat flux flow, w.

In equation (1) above, the heat flux flow is calculated as follow:

- For the flame development phase,

$$Q = RHR_f * A_{fi} * \left(\frac{t}{t_\alpha}\right)^2 \tag{2}$$

RHR_f : maximum heat flux flow per unit of area of flame, KW/m²

A_{fi} : maximum surface flame area, m²

t : time, s

t_α : necessary time to attend maximum heat flux flow, s -steady state phase,

$$Q = RHR_f * A_{fi} \tag{3}$$

- decrease flame phase,

$$Q = RHR_f * A_{fi} * \left(1 - \frac{t-t_{red}}{t_{fin}-t_{red}}\right) \tag{4}$$

With:

$$t_{red} = t_\alpha + \frac{0,7q_{fi}}{RHR_{fi}} - 0,33t_\alpha \tag{5}$$

$$t_{end} = t_{red} + 2 * \left[\frac{q_{fi}}{RHR_{fi}} - 0,33t_\alpha - (t_{red} - t_\alpha) \right] \tag{6}$$

$$q_{fi} = \frac{M_i * H_{ui}}{A_{fi}} \tag{7}$$

q_{fi} : load heat density per unit area, MJ/m²

M_i : nut palm shells weight, Kg

H_{ui} : lower calorific power, MJ/Kg

t_{red} : time corresponding to the flame reduction phase, s

t_{end} : ending time of combustion, s

The temperature profile of the combustion flame is giving by

$$T_z = 20 + 0,25Q_c^{\frac{2}{3}}(z - z_0)^{-\frac{5}{3}} \tag{8}$$

Where

T_z is the flame temperature, °C;

Q_c : is the convective component of heat flux flow calculated as:

$$Q_c = 0,8Q, W$$

z : elevation along the flame axis, m, (see figure 3)

z_0 is the virtual origin position, m given by

$$z_0 = -1,02D + 0,00524Q^{\frac{2}{5}} \tag{9}$$

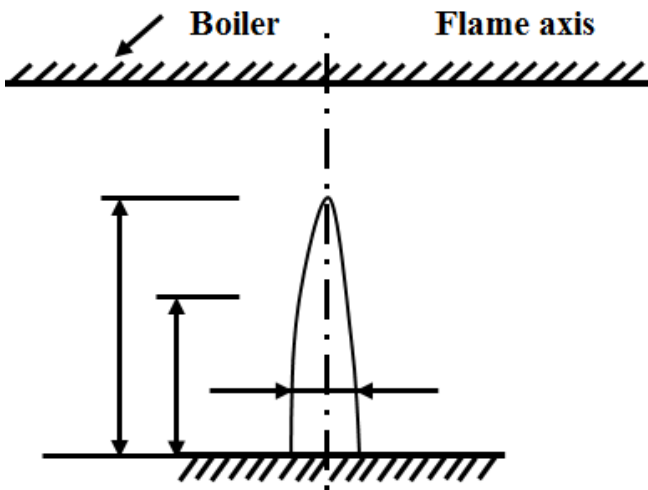


Fig. 3:- Flame modeling [8, 9]

C. Calculation of view factor using numerical integration

View factor is dimensionless factor that determines how much of a surface is visible to another surface and is a pure geometric property. According to [10, 11] view factor between two surfaces is defined using figure 4 below as:

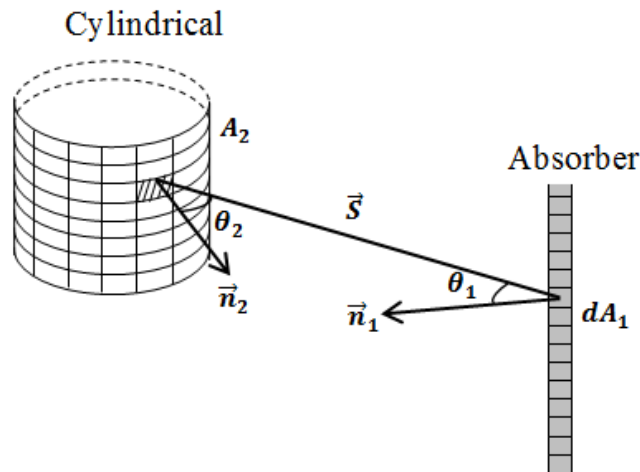


Fig. 4:- Radiation exchange between two surfaces [12]

$$F_{d1-2} = \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} dA_2 \tag{10}$$

Using transformation as in [13] we have:

$$\cos \theta_1 = \frac{\vec{S} \cdot \vec{n}_1}{S} \tag{11}$$

$$\cos \theta_2 = -\frac{\vec{S} \cdot \vec{n}_2}{S} \tag{12}$$

Where :

\vec{S} : is unit vector normal of the elementary surface dA_1

\vec{n}_1 : is unit vector normal of surface A_2

\vec{n}_2 : is unit vector normal of surface A_2

S : vector between the two surfaces dA_1 and A_2

F_{d1-2} : is the view factor between the two surfaces

Combining equations (11) and (12), we obtained

$$\frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} = -\frac{(\vec{S} \cdot \vec{n}_1)(\vec{S} \cdot \vec{n}_2)}{\pi S^4} \tag{13}$$

By replacing equation (13) into (10) and transforming the integral into discrete sum, yield

$$F_{d1-2} \cong \frac{-1}{\pi} \sum_i \frac{(\vec{S} \cdot \vec{n}_1)(\vec{S} \cdot \vec{n}_2)}{S^4} \Delta A_i \tag{14}$$

Equation (14) is solved using numerical method.

D. Modeling of radiative heat fluxes (incident and net)

Radiative heat fluxes between two surfaces dA_1 and dA_2 are calculated as in [11] as follow:

$$Q_{d1-2} = \sigma \epsilon^* (T_1^4 - T_2^4) dA_1 F_{d1-2} \tag{15}$$

Where

$$\epsilon^* = \frac{\epsilon_{flame} \epsilon_{absorber}}{\epsilon_{flame} + \epsilon_{absorber} - \epsilon_{flame} \epsilon_{absorber}} \tag{16}$$

σ : Constant of Stefan-Boltzmann ($5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$)

T_1 : is the flame temperature, $^{\circ}k$

T_2 : is the absorber temperature, $^{\circ}k$

Thus, the net radiative heat flux received by the absorber is calculated as

$$Q_{d1-2} = \frac{Q_{d1-2}}{dA_1} = \sigma \epsilon^* (T_1^4 - T_2^4) F_{d1-2} \tag{17}$$

In general, the net radiative heat flux on an absorber divided into m cells is given by

$$Q_{rad,df_j} = \sum_{k=1}^m \sigma \epsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_{fi,j}^4) F_{df_j-k} \tag{18}$$

Where

$T_{fi,k}$: is the flame temperature at shell k ; $^{\circ}k$

$T_{fi,j}$: is the absorber temperature at shell j ; $^{\circ}k$

F_{df_j-k} : is view factor between shell j of absorber and shell k of flame.

From equation (20) the temperature of the absorber at shell j is been replaced by the average temperature T_c , hence :

$$Q_{rad,df_j} = \sum_{k=1}^m \sigma \epsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{df_j-k} \tag{19}$$

The incident flux is given by: $Q_{inc} = \sum_{k=1}^m \sigma \epsilon_{fi} T_{fi,k}^4 F_{df_j-k} \tag{20}$

E. Modeling of the average temperature at the TPV absorber surface

From the first principle of thermodynamics, we have:

$$Q + \dot{W} = \dot{U} \tag{21}$$

where

Q : is the total heat flux exchange

\dot{W} : is the total work done by the absorber

\dot{U} : is the change of internal energy

Considering that the total work done by the absorber is negligible, equation (24) becomes:

$$Q = \dot{U} \tag{22}$$

The balance heat as shown in the figure 6 below [10]:

$$q = q_{in} - q_{out} \tag{23}$$

where $q_{in}=q_{ra,flame}$, radiant heat from the flame and $q_{out}=q_{ra,air}+q_{conv}$, heat lost from radiant heat of air and convection. Equation (26) become

$$q = q_{ra,flame} - q_{ra,air} - q_{conv} \tag{24}$$

with,

$$q_{ra,feu} = \sum_{k=1}^m \sigma \epsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{dfj-k} \tag{25}$$

$$q_{ra,air} = \sigma \epsilon_a (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl} \tag{26}$$

$$q_{conv} = \alpha_c (T_c - T_{air}) \tag{27}$$

with $\alpha_c = 1,78 \Delta T^{0,25}$

The general equation when dividing the cylinder flame into m sections is:

$$q = \sum_{k=1}^m \sigma \epsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{dfj-k} - \sigma \epsilon_{abs} (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl} - \alpha_c (T_c - T_{air}) \tag{28}$$

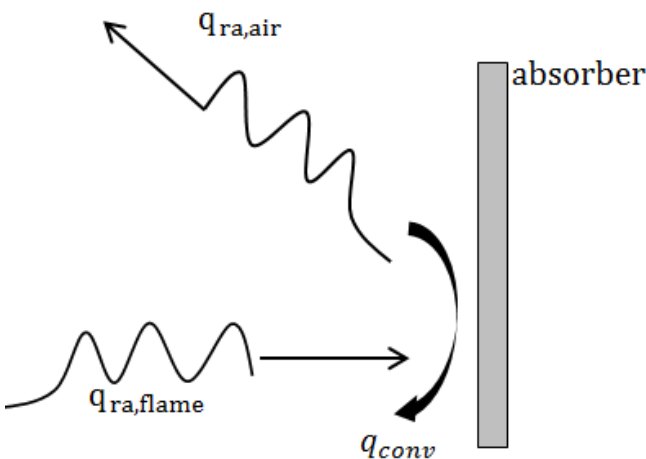


Fig. 5:- flux modeling

$$\dot{U} = \rho_{abs} c_p V \frac{dT}{dt} \tag{29}$$

where

ρ_{abs} : absorber density, kg/m³

c_p : specific heat capacity, J/kgK calculated as in [9]

V : volume of the absorber, m³

T : temperature, K

t : time , s

$$\rho_{abs} c_p V \frac{dT}{dt} = A_s [q_{ra,flame} - q_{ra,air} - q_{conv}] \tag{30}$$

$$\rho_{abs} c_p V \frac{dT}{dt} = A_s \left[\sum_{k=1}^m \sigma \epsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{dfj-k} - [\sigma \epsilon_{abs} (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl}] - [\alpha_c (T_c - T_{air})] \right] \tag{31}$$

$$\rho_{abs} c_p \frac{dT}{dt} = \frac{A_s}{V} \left\{ \sum_k \sigma \epsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{dfj-k} - \sigma \epsilon_{abs} (T_c^4 - T_{air}^4) F_{compl} - \alpha_c (T_c - T_{air}) \right\} \tag{32}$$

A_s : total surface of absorber

By using the forward finite difference method, equation (36) becomes

$$\rho_{abs} c_p (T) \frac{T_c^{t+1} - T_c^t}{\Delta t} = \frac{1}{V} \left\{ A_s \sum_k \sigma \epsilon^* (T_{fi,k}^4 - T_c^4) F_{dfj-k} - A_s (\sigma \epsilon_{abs} (T_c^t - T_{air}^4) F_{compl}) - A_s (\alpha_c (T_c^t - T_{air})) \right\} \tag{33}$$

RESULTS

From the models obtained, we run simulations in other to evaluate and analyze radiative heat fluxes at the surface of a TPV absorber for different cases. The absorber is divided in six sections of fifty centimeters on the elevation direction. Parameters used in these simulations are presented in table 1 below:

Parameters	Values
ρ_{abs}	2700, Kg/m ³
ρ_{air}	1.183, Kg/m ³
$\epsilon_{absorber}$	0.92
ϵ_{flame}	1
σ	$5.67 \cdot 10^{-8}$, W/m ² .K ⁴
M_i	100, Kg
H_{ui}	$20 \cdot 10^6$, J/Kg
RHR_f	$1000 \cdot 10^3$, KW/m ²
D	1, m

Table 1:- Operating parameters used in this study [5].

Case 1: In this first case we considered that the distance between the absorber and cylindrical flame is 1meter. We presented the net heat flux received at the absorber, and analyzed the effect of convection on the incident heat flux.

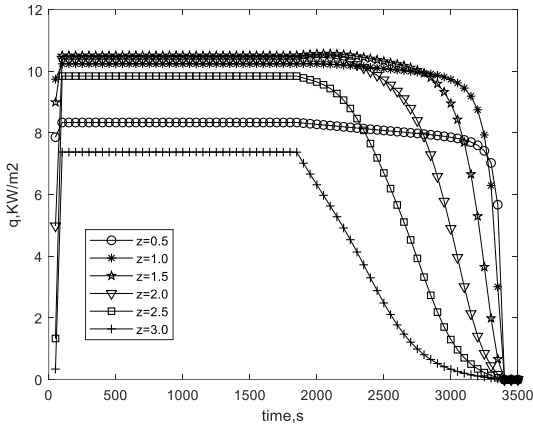


Fig. 6a:- incident heat flux profile without convection

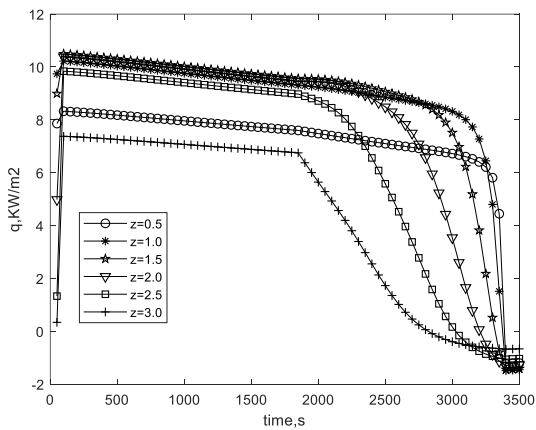


Fig. 6b:- incident heat flux profile with convection

From figure 6a shown above, the incident heat flux profile at the TPV absorber without convection is presented with time. Each curves in figure 6a represented the incident heat flux profile of each section of the absorber. We observed that each curve described the three phases of the flame which are: the flame development phase, steady state phase and decrease flame phase. It can also be seen that incident heat flux is more important at the centre region of the absorber particularly at position 1, 1.5 and 2 meters than others positions. This corroborate with the cylindrical flame model. The range of the incident heat flux at the centre region is between 10 and 10.5 KW/m².

In figure 6b, the incident heat flux profile with convection is presented along the six sections of the absorber with time. We observed that the steady state phase decreases rapidly than that observed in figure 6a and that its end points are located in the negative value region comprise between 0 and -2 meters. This is because at the absorber surface the incident heat flux arriving is reduced by the effect of convection.

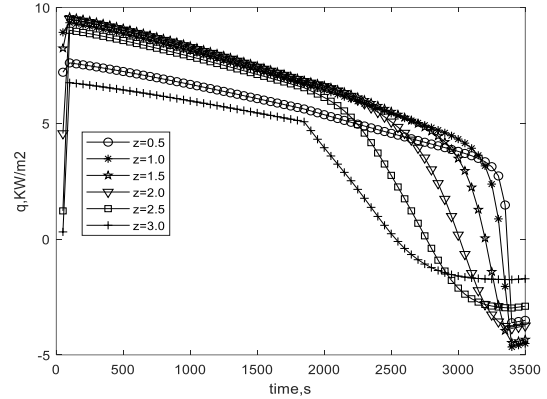


Fig. 7:- net heat flux profile at the TPV absorber surface

In this figure, we observed that the steady state phase decreases rapidly than that observed in figure 6b. Moreover, the end points values in this case are ranged between 0 and -4.8. This is due to the heat lost by convection and radiation at the absorber surface. It can also be seen that the maximum heat flux obtained in this case is ranged between 8 and 9 KW/m² which are less than that obtained in figures 6a and 6b.

Case 2 In this case, we now considered that the distance between the absorber and cylindrical flame is 2 meters. Net heat flux and incident heat with and without convection are presented as above.

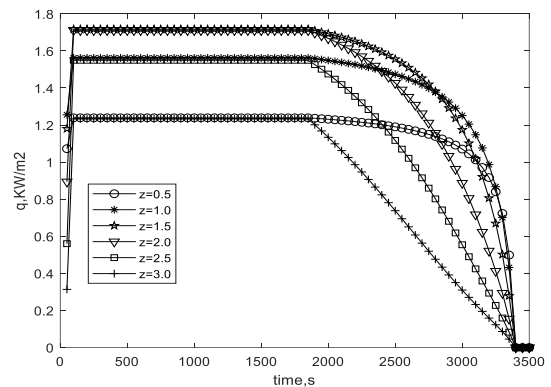


Fig.8a:- incident heat flux profile without convection

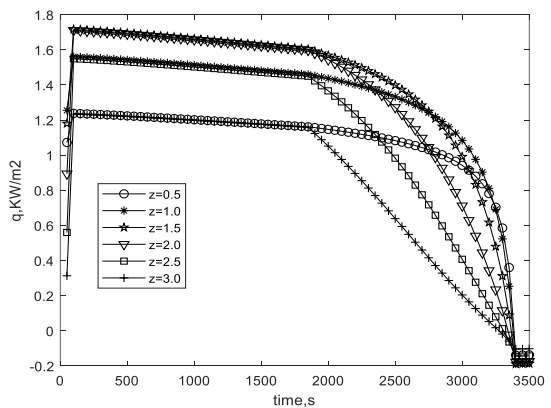


Fig. 8b:- incident heat flux profile with convection

Figures 8a and 8b represented the incident heat flux with and without convection respectively for a position of two meters between the absorber and the cylindrical flame. It is shown that for this position the maximum heat fluxes obtained are almost 1/6 of those obtained in figures 6a and 6b respectively. This result shows the impact of the position of the absorber on the heat flux.

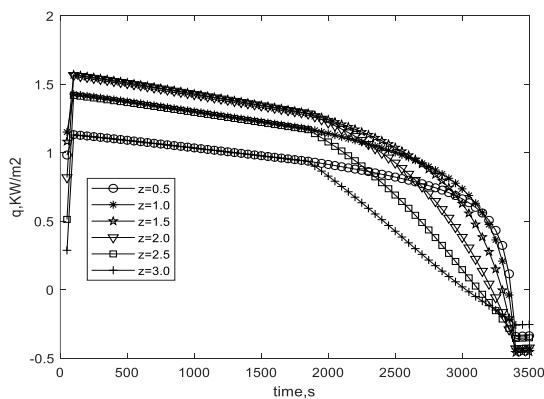


Fig. 9:- Net heat flux profile at the TPV absorber surface

As explained earlier, figure 9 shows the impact of the position of the on the net heat flux profile. It can also be seen that the maximum heat fluxes obtained at 2 meters is smaller than those in figure 7. This result shows that the optimum position at which heat fluxes are greatest is 1 meter. At this position we presented the average temperature profile at the absorber surface as can be seen in figure 10 below.

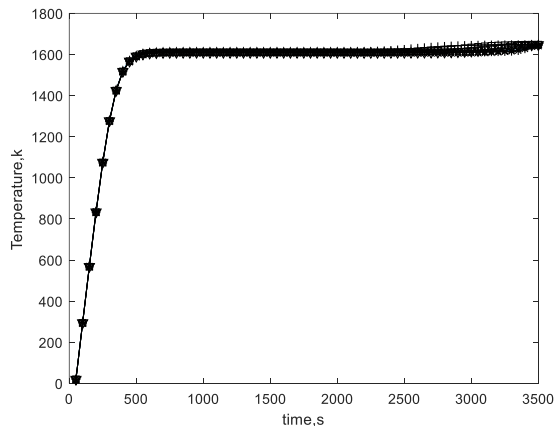


Fig. 10:- Average temperature profile at the absorber surface

Figure 10 represents the average temperature profile received at the absorber surface. It can be observed that the temperature increase from 0 to 1600K in less than 500 seconds and stabilised at this value until 3500 seconds. The maximum temperature of 1600K obtained during this simulation shows that the waste energy from the combustion of palm nut shells can be used as a radiative source of a TPV system. Because, from the open literature it is shown that a typical TPV radiative heat source is normally comprised in the range 1000–1800 K [14].

CONCLUSION

In this work, the waste heat energy resulting from the combustion of palm nut shells has been exploited as a radiative heat source for a TPV absorber system. For that we modeled the flame of combustion using cylindrical approach. Simulations were performed to evaluate the incident and net heat fluxes at the surface of the absorber. The effect of convection and radiative heat lost as well as the position between the absorber and the cylindrical flame, on the heat fluxes profile were analyzed. It comes out that the optimum position where the heat fluxes are maximum is 1 meter. Moreover, combustion heat lost has an impact on the heat flux. The average temperature was also presented. Finally, results obtained from the numerical simulations shows that radiative waste heat energy from the palm nut shells combustion can be used as radiative heat source for a TPV system.

ACKNOWLEDGMENT

Thanks to the members of Environmental Energy Technologies Laboratory (E.E.T.L), Cameroonian Combustion Group (CCG) for their time, counselling, guidance and availability.

Thanks to Dr MBAKOP Fabrice, Mr GOPDJIM Prosper and Mr FOTSO Thierry for their collaboration and availability.

REFERENCES

- [1]. R. J. NICHOLAS and R. S. TULEY, Thermophotovoltaic (TPV) devices: introduction and modelling, Woodhead Publishing Limited, (2012) 67-90.
- [2]. Ranvijay Singh, Savrabh mishra, Thermo photovoltaic system and its Applications (TPV), Conference Paper ,(2012) 1-4.
- [3]. Fabrice Kwefeu Mbakop, Noel Djongyang, Geh Wilson Ejuh, Danwe Raidandi, Paul Wafo, Transmission of light through an optical filter of a one dimensional photonic crystal : application to the solar thermophotovoltaic system, physica B-Elsivier, 2017
- [4]. Fabrice Kwefeu Mbakop, Noel Djongyang, Joseph Yves Effa , Danwe Raidandi, Jean Luc Dit Bouerdjila Nsouandele, Rene Tchinda, Assessment of the radiative properties of some semi-conductors for applications in thermophotovoltaic and thermophotonic conversion systems, International Journal of Basic and Applied Sciences, 2014.
- [5]. S. Epesse Misse, M. Obounou , L.M. Ayina Ohandja et S. Caillat , Utilisation des coques de noix de palmiste comme combustible dans un four de fusion de la ferraille, 2013
- [6]. Jean-Marc Franssen et Raul Zaharia : Design of Steel Structures subjected to Fire. Les Editions de l'Université de Liège, 2006.

- [7]. Christophe Thauvoys : Méthodologie pour le calcul du Flux reçu par un élément vertical dans le cas d'un feu localisé. Rapport technique, Centre Technique Industriel de la Construction Métallique, 2011.
- [8]. EN 1991-1-2 : 2002, Actions sur les structures - Partie 1-2 / Actions générales Actions sur les structures exposées au feu. CEN Bruxelles, 2002.
- [9]. EN 1993-1-2 : 2005, Design of steel structures / General rules - Structural re design. CEN Bruxelles, 2005.
- [10]. Michel Hooge : Transferts de chaleur et de matière. Centrale des Cours de l'AEES, 2007.
- [11]. John R. Howell, Robert Siegel et M. Pinar Mengüç : Configuration Factors for Diffuse Surfaces with Uniform Radiosity dans Thermal Radiation Heat Transfer-Fifth Edition, pages 151204. CRC Press, 2011.
- [12]. Luka Klobučar, Iztok Tiselj, Boštjan Končar, Thermal radiation heat transfer between surfaces, Seminar Ib, (2016) 1-12
- [13]. George Walton, Calculation of Obstructed View Factors by Adaptive Integration. Rapport technique, National Institute of Standards and Technology, 2002.
- [14]. Meirav Piness Sommer, Avi Braun, Eugene A Katz, Jeffrey M. Gordon, Ultra-compact combustion-driven high-efficiency thermophotovoltaic generators, Solar Energy Materials and Solar Cells, 2016