

UNIVERSITE DE REIMS CHAMPAGNE-ARDENNE

THESE

présentée à l'U.F.R. Sciences Exactes et Naturelles
pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE REIMS CHAMPAGNE-ARDENNE
en SCIENCES, Spécialité ENERGETIQUE**

par

Nathalie BIANCHINI

Sujet :

***Identification de températures à travers un gaz de combustion
par spectrométrie et thermographie infrarouge***

Soutenue le 10 Juillet 2006, devant le jury :

MM.	Daniel BALAGEAS	Directeur de recherche ONERA	Rapporteur
	Anouar SOUFIANI	Directeur de recherche CNRS	Rapporteur
	Christian BISSIEUX	Professeur, URCA	Directeur de Thèse
	Jean-François HENRY	Maître de conférences, URCA	Examineur
	François NIGON	Responsable du secteur PSA//MOPT	PSA Peugeot Citroën

à Benoît,
à mes parents et à ma sœur Sophie,
à ma famille,

Remerciements

Les travaux de recherche décrits dans ce mémoire ont été effectués au laboratoire Mesures Optiques et Thermiques au sein du Groupe PSA Peugeot Citroën dans le cadre d'un contrat CIFRE, en collaboration avec le laboratoire de Thermophysique de l'Université de Reims Champagne-Ardenne (URCA/UTAP/LTP, EA3802). Je remercie les deux partenaires pour leur soutien scientifique, technique et financier.

Je souhaite exprimer mes sincères remerciements à Daniel BALAGEAS, directeur de recherche à l'ONERA, pour m'avoir fait l'honneur d'être rapporteur et pour avoir présidé le jury de cette thèse. Ses commentaires concernant les mesures par thermocouples et par thermographie infrarouge ont été très enrichissants.

Je remercie tout particulièrement Anouar SOUFIANI, directeur de recherche au CNRS, pour avoir accepté de juger mon travail et d'en être rapporteur. Son expérience dans la spectrométrie infrarouge des gaz et ses connaissances des modèles approchés des propriétés radiatives m'ont été profitables. Je tiens aussi à le remercier pour m'avoir fourni gracieusement l'ensemble des paramètres associés au modèle statistique à bandes étroites.

Je remercie vivement Jean-François HENRY, maître de conférences au sein du laboratoire de Thermophysique, pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse en tant qu'examinateur et pour avoir relu très attentivement mes travaux, en particulier le chapitre concernant les méthodes d'identification.

Je souhaite également remercier Christian BISSIEUX, mon directeur de thèse, qui m'a transmis la passion des transferts thermiques et qui m'a donné l'envie de me lancer dans l'aventure difficile mais passionnante d'un travail de thèse. Son encadrement attentif et nos nombreuses discussions scientifiques ont grandement contribué à l'aboutissement de ces travaux. Qu'il reçoive ici ma reconnaissance pour la bienveillance et la bonne humeur dont il a agrémente ces quelques années de recherche.

Je remercie très sincèrement François NIGON, mon responsable PSA, qui a mis toute son énergie pour initier cette thèse et qui a toujours suivi avec intérêt l'avancement de mes travaux. Son aide fut considérable notamment face aux nombreuses difficultés rencontrées lors de la mise en place du banc expérimental. Il a toujours su me conseiller efficacement tout en me laissant travailler très librement.

Je remercie chaleureusement mon collègue Jacques L'ECOLIER pour son amical soutien et ses encouragements tout au long de cette thèse. Sa disponibilité et ses connaissances en mesures physiques et en informatique m'ont été d'un précieux secours. Je lui suis très reconnaissante pour l'aide qu'il m'a apportée, notamment pour l'étalonnage de la caméra et pour toutes les corrections qu'il m'a suggérées à la suite de relectures attentives de mon mémoire.

Je remercie Karim MOKADDEM pour avoir activement participé au lancement de cette étude et pour avoir su se rendre disponible autant que nécessaire, afin de m'apporter de l'aide, tant sur le plan technique que matériel. Ses connaissances dans le domaine de la combustion m'ont été précieuses.

Je suis très reconnaissante aux différents chefs de projets qui m'ont guidée et épaulée dans la rédaction du cahier des charges et qui m'ont aidée dans le suivi des différentes étapes lors de la conception, puis de la construction du banc d'essai. Je remercie tout particulièrement Laetitia LABORDERIE, sans qui ce projet aurait pu échouer.

Je remercie l'ensemble des prestataires, en particulier les sociétés Air Liquide et Autoclave France, pour avoir apporté chacun leurs compétences lors de la réalisation du banc.

Je tiens à remercier Monsieur DAUBENFELD, responsable du service MME chez PSA, pour son accueil et la liberté qu'il m'a laissée pour mener à bien cette étude, ainsi que tous mes collègues PSA Peugeot Citroën, à Poissy comme à Vélizy, et tous les membres du laboratoire de Thermophysique qui m'ont apporté leurs aides, leurs conseils ou leurs soutiens et qui m'ont accueillie chaleureusement au sein de leurs laboratoires respectifs.

Enfin, je ne saurais conclure sans avoir une pensée plus personnelle pour tous ceux qui me sont chers, en particulier Benoît qui a dû supporter mes sautes d'humeur liées à ce travail et m'a été d'un grand secours dans les corrections et la mise en forme de ce mémoire. Je remercie aussi très chaleureusement mes parents, ma sœur Sophie, ma grand-mère, ma famille, ma future belle-famille et mes amis qui ont su m'aider là où eux seulement pouvaient le faire et dont les encouragements constants m'ont été d'un grand réconfort.

Table des matières

Introduction générale	1
<u>Chapitre I</u>	
<u>Contexte industriel : la combustion dans les moteurs Diesel</u>	4
I.1 La combustion dans les moteurs Diesel	4
I.1.1 Définition	4
I.1.2 Les principaux éléments de la chambre de combustion	5
I.1.3 Le cycle Diesel et la phase de combustion	5
I.1.4 Mécanisme d'auto-inflammation	7
I.1.5 Equation chimique	8
I.1.6 Formation des polluants	9
I.1.7 Mesure des principaux polluants	14
I.1.8 Evolutions des moteurs Diesel	15
I.2 Problème posé	18
Bibliographie	20
<u>Chapitre II</u>	
<u>Mesures de température dans les enceintes de combustion et les moteurs</u>	21
II.1 Les méthodes non optiques	21
II.1.1 Les sondes	21
II.1.2 La méthode utilisant la vitesse du son	22
II.2 Les méthodes déflectométriques et interférométriques	22
II.2.1 Effet mirage	22
II.2.2 Interférométrie	23
II.3 Les méthodes basées sur la diffusion	24
II.3.1 La diffusion Rayleigh	24
II.3.2 La diffusion Raman spontanée	25
II.3.3 La fluorescence induite par laser (LIF)	27
II.3.4 La diffusion Raman anti-Stokes cohérente (DRASC)	28
II.4 Les méthodes spectrométriques	29
II.4.1 Rappels : mesures par spectrométrie	30
II.4.2 La méthode par renversement de raies	33
II.4.3 La méthode de l'iode	33
II.4.4 La spectroscopie basse résolution ou large bande	34
II.4.5 La spectroscopie haute résolution	35
II.5 Les méthodes pyrométriques	39
II.5.1 La méthode bichromatique	40
II.5.2 La méthode trichromatique	41
II.5.3 La méthode polychromatique	42
II.5.4 Réflexions sur les différentes méthodes	42
II.6 La thermographie infrarouge	43
II.7 Synthèse	47
Bibliographie	48

Chapitre III

<u>Transferts radiatifs en milieu gazeux</u>	54
III.1 Equation de transfert radiatif	54
III.2 Travaux antérieurs sur les transferts radiatifs en combustion Diesel	59
III.2.1 Etudes expérimentales	59
III.2.2 Etudes théoriques	60
III.3 Phénomènes de corrélation spectrale	63
III.4 Caractéristiques des spectres infrarouges	66
III.4.1 Profil et intensité des raies	68
III.4.2 Position des raies	70
III.5 Propriétés spectrales des gaz : principales approches	75
III.5.1 Une référence : le modèle raie par raie	75
III.5.2 Les modèles approchés	76
III.6 Le modèle à larges bandes d'Edwards	77
III.6.1 Présentation du modèle	77
III.6.2 Modèle de Paramo	87
III.7 Les modèles à bandes étroites	90
III.7.1 Le modèle régulier d'Elsasser	90
III.7.2 Le modèle statistique	91
III.8 Choix du modèle	99
III.9 Modèle statistique appliqué au problème posé	102
III.10 Conclusion	105
Bibliographie	106

Chapitre IV

<u>Spectroradiométrie infrarouge</u>	110
IV.1 Pourquoi développer un banc spécifique	110
IV.2 Le banc expérimental	111
IV.2.1 La cellule gaz	111
IV.2.2 Le réseau de distribution de gaz	119
IV.2.3 L'évaporateur	123
IV.2.4 Le corps noir	124
IV.3 Le spectroradiomètre	125
IV.3.1 Présentation du système de spectrométrie	125
IV.3.2 Alignement du montage optique	130
IV.3.3 Calibration	130
IV.4 Analyse spectrale des gaz	132
IV.4.1 Modélisation des transferts radiatifs	132
IV.4.2 Présentation des résultats expérimentaux	146
IV.4.3 Adaptation du modèle	160
IV.4.4 Définition des bandes spectrales de transparence, de semi-transparence et d'opacité des gaz	176
IV.5 Etude de la paroi opaque	178
IV.5.1 Modélisation des transferts radiatifs	178
IV.5.2 Présentation des résultats expérimentaux	182

IV.6 Conclusion	188
Bibliographie	189
<u>Chapitre V</u>	
<u>Thermographie infrarouge</u>	190
V.1 La caméra de thermographie infrarouge	190
V.1.1 Présentation du système	191
V.1.2 Etalonnage	197
V.2 Etude de la paroi opaque	201
V.2.1 Modélisation des transferts radiatifs	201
V.2.2 Présentation des résultats expérimentaux	207
V.3 Conclusion	216
Bibliographie	217
<u>Chapitre VI</u>	
<u>Identification des températures</u>	218
VI.1 Notions théoriques sur les problèmes thermiques inverses	218
VI.1.1 Principe	218
VI.1.2 Définitions de statistiques et probabilités	219
VI.1.3 Définitions des vecteurs et matrices utilisés	220
VI.1.4 Présentation de la fonction de vraisemblance	221
VI.1.5 Résolution du problème inverse dans l'hypothèse gaussienne	223
VI.2 Identifications à partir de mesures spectrométriques	230
VI.2.1 Identifications à partir de mesures issues de l'analyse spectrale	230
VI.2.2 Identifications à partir de mesures issues de l'étude de la paroi	242
VI.3 Identifications à partir de mesures par thermographie infrarouge	255
VI.4 Conclusion	272
Bibliographie	274
Conclusion générale et perspectives	275

Introduction générale

Actuellement, les études menées par les constructeurs automobiles sont surtout orientées vers le respect de l'environnement (normes anti-pollution de plus en plus sévères) et de l'économie d'énergie. Grâce aux innovations récentes réalisées sur le moteur Diesel, que sont le filtre à particules et l'injection haute pression à rampe commune, les niveaux d'émission de polluants ainsi que les consommations ont nettement diminué par rapport aux précédentes générations. Pour mener à bien de tels développements, les constructeurs automobiles utilisent des codes de calculs de combustion et de tenue mécanique qui nécessitent une connaissance approfondie des paramètres d'entrée et une maîtrise des conditions limites. Parmi les grandeurs physiques à connaître, la température de paroi de chambre de combustion pose un problème majeur, dû, entre autres, aux conditions de mesure délicates. Des méthodes expérimentales ont déjà été testées mais aucune n'a donné entière satisfaction du fait des difficultés de mise en œuvre mais aussi d'interprétation des résultats. Par conséquent, l'évolution du champ de température est généralement uniquement estimée. Disposer d'une méthodologie pour déterminer les températures de paroi, voire de gaz serait un véritable atout.

C'est dans ce contexte que le groupe PSA Peugeot Citroën a décidé de mener des travaux pour faire face à ce problème. Au sein du Groupe, la détermination des températures dans une chambre de combustion répondrait à une double attente. Elle permettrait d'une part de fournir des valeurs de température aux modèles et d'autre part de mieux comprendre les mécanismes physico-chimiques de la combustion. L'objet de cette étude est donc de contribuer à développer une méthodologie pour déterminer les températures de paroi dans une chambre de combustion. Ce travail doit se faire en deux temps puisqu'il faut étudier le gaz seul avant d'entreprendre la détermination des températures de paroi à travers ce mélange. Ainsi, nous proposons deux méthodes optiques : la spectroradiométrie pour étudier les gaz et la thermographie infrarouge pour la détermination des températures à travers ces gaz. Ces méthodes n'ont encore jamais été testées au sein du Groupe pour cette application et offrent l'avantage d'être non intrusives, globales et non spécifiques.

Le *chapitre I* est consacré à une présentation de la combustion dans les moteurs Diesel. Nous rappellerons d'abord quelques notions de base comme les différentes phases du cycle moteur ou l'équation stœchiométrique. Notre étude traitera uniquement le cas d'une combustion dite homogène, c'est-à-dire sans suie, mais nous expliquerons comment se forment les suies puisque cela présente un intérêt certain si la méthode proposée est testée à l'avenir dans le cas d'une combustion traditionnelle (avec des suies). Nous détaillerons aussi le mécanisme de formation des polluants et les méthodes utilisées pour les contrôler à l'échappement. Enfin, nous décrirons les dernières innovations du moteur Diesel ainsi que le problème posé et notre approche pour le résoudre.

Ce chapitre souligne le fait que la combustion est un phénomène extrêmement complexe et que la validation de notre méthode ne peut pas être réalisée directement sur un moteur, même transparent (moteur d'étude, dont les conditions d'injection sont maîtrisées et qui comporte des accès optiques), mais nécessite la mise en œuvre d'un banc spécifique.

Au cours du *chapitre II*, nous présenterons les différentes techniques de mesure utilisées à ce jour pour déterminer les températures de paroi et de gaz dans les enceintes de combustion et les moteurs. Nous expliquerons brièvement le principe de mesure et nous exposerons les avantages et les inconvénients de chaque méthode.

Cette étude bibliographique nous permettra d'avoir une vision globale des méthodes existantes, qu'elles soient conventionnelles comme les méthodes utilisant des sondes, ou optiques comme les méthodes déflectométriques et interférométriques, les méthodes basées sur la diffusion, les méthodes spectrométriques, les méthodes pyrométriques et enfin la thermographie infrarouge. Pour cette dernière, nous accorderons une attention particulière à la description de son principe de mesure et nous comparerons son application dans des conditions dites standard et dans celles propres à notre étude, que nous qualifierons de non standard.

Le problème réel, qui correspond à une mesure de température de paroi d'une chambre de combustion, est extrêmement complexe puisqu'il met en jeu des phénomènes chimiques hétérogènes et des évolutions de température et de pression qui peuvent être différentes d'un cycle à un autre. De plus, les trois modes de transferts thermiques existants au sein de la chambre sont couplés et en régime rapidement variable. Dans notre approche, nous ramenons le problème posé à la mesure d'une température de surface (température de paroi) à travers un milieu gazeux semi-transparent (mélange de gaz de combustion). Au cours du *chapitre III*, nous présenterons l'équation de transfert radiatif qui est l'équation de base pour construire notre modèle. La résolution de cette équation, dans notre cas, s'avère délicate puisque le milieu traversé participe lui-même aux échanges d'énergie radiative. Nous présenterons quelques travaux antérieurs sur les transferts radiatifs en combustion Diesel. De plus, la solution de l'équation de transfert contient un certain nombre de termes de transmittivité du gaz, lesquels font apparaître le phénomène de corrélation spectrale. Il est alors nécessaire d'utiliser un modèle de propriétés radiatives des gaz. Ainsi, après un rappel des caractéristiques des spectres infrarouges, nous détaillerons les modèles existants pour calculer les propriétés radiatives des gaz. Puis, nous nous intéresserons plus particulièrement à deux d'entre eux. Nous les comparerons et nous sélectionnerons le modèle le mieux adapté à notre étude.

Celui-ci sera appliqué dans les conditions de température et de pression que nous pouvons rencontrer au cours de la combustion Diesel.

Le *chapitre IV*, présente l'ensemble des essais réalisés pour l'analyse spectrale des gaz. Cette étude va nous permettre de vérifier expérimentalement les bandes spectrales de transparence, de semi-transparence et d'opacité des gaz. Pour ce faire, un banc spécifique a été entièrement développé au cours de cette étude. Il s'agit d'une enceinte cylindrique, étanche, appelée «cellule gaz», qui peut contenir un mélange de gaz (CO_2 , CO , NO , hydrocarbures) et de vapeur d'eau. Au sein de la cellule, le mélange peut être soumis à des conditions de pression et de température que nous pouvons rencontrer au cours d'un cycle de combustion. Cette cellule se substitue avantageusement au moteur transparent pour l'étape de validation puisque nous pouvons fixer et contrôler l'ensemble des paramètres (composition gazeuse, pression, température). L'ensemble du banc sera présenté au début du chapitre, ainsi que le spectromètre et le corps noir qui est notre source de rayonnement de référence. En effet, les essais d'analyse spectrale se font par transmission, et nous visons le corps noir à travers la cellule munie de deux accès optiques pour cette première étude. Nous présenterons la démarche adoptée pour aligner et calibrer le spectromètre et l'ensemble du banc sous atmosphère neutre (azote). Nous présenterons ensuite la modélisation des transferts radiatifs adaptée à notre problème physique et basée sur une résolution de l'équation de transfert radiatif par la méthode des flux directionnels. Le cas traité est un milieu semi-transparent, absorbant, émissif mais non diffusant et isotherme. Mais nous verrons au cours des essais, qu'une prise en compte de l'anisothermie du gaz est nécessaire, de même que celle de l'émission des hublots. La résolution spectrale de ce premier modèle sera celle du modèle de transmittivité des gaz choisi, soit 25 cm^{-1} .

A l'aide d'une étude de sensibilité du modèle aux principaux paramètres et de l'ensemble des essais réalisés, principalement sur des mélanges CO_2/N_2 et CO/N_2 (CO_2 et CO étant les gaz les plus actifs), jusqu'à 500°C et 30 bar, nous pourrions finalement sélectionner les bandes spectrales des filtres prévus pour la caméra de thermographie infrarouge les mieux adaptés à la détermination des températures de paroi, voire de gaz et de hublot.

Avant de passer à l'étude de la paroi avec la caméra, il nous a paru intéressant de réaliser quelques mesures sur cette paroi avec le spectromètre. Nous les présenterons à la fin du chapitre ainsi que la modélisation associée où nous considérerons que la surface de la paroi est à réflexion diffuse, que le gaz est anisotherme et le hublot émissif. Pour ces essais, un des hublots de la cellule est remplacé par une paroi opaque, d'émissivité élevée et connue, dont la température est maintenue grâce à un système de refroidissement à air.

Au *chapitre V*, nous poursuivons par l'étude de la paroi opaque avec la caméra de thermographie infrarouge munie de ses filtres. Nous expliquerons tout d'abord le principe de fonctionnement de la caméra. Puis nous présenterons la démarche à entreprendre pour faire un étalonnage «standard» et celle que nous avons dû adopter pour étalonner la caméra munie de ses filtres dans nos conditions d'essai «non standard», qui consistent à étalonner non pas en température mais en luminance et sous atmosphère neutre (azote). Le dioxyde de carbone étant l'un des gaz les plus actifs dans l'infrarouge que l'on retrouve en fortes concentrations dans les gaz d'échappement, nous avons décidé de présenter des mesures réalisées sur des mélanges CO_2/N_2 en fonction de la concentration, de la pression, de la température du gaz et de celle de la paroi. Le but de ces essais est d'étudier l'influence de ces paramètres sur les luminances mesurées et de vérifier que chaque filtre de la caméra est bien sensible ou insensible aux paramètres attendus.

Pour valider ces essais, une modélisation adaptée à l'étude de la paroi avec la caméra de thermographie infrarouge munie de ses filtres sera présentée. Elle nécessite une adaptation du modèle présenté à la fin du chapitre IV, puisque la résolution spectrale est maintenant ramenée à la largeur des filtres. Nous détaillerons donc la démarche adoptée pour réduire notre modèle et pour construire notre propre modèle de transmittivité des gaz moyennée sur les largeurs spectrales de chaque filtre, associé à une base de données spécifique à chacun d'eux, en situation d'isothermie du gaz.

Le *chapitre VI* constitue la dernière étape, c'est-à-dire l'inversion de l'équation de transfert radiatif pour pouvoir identifier des températures de paroi, voire de hublot et de gaz. Nous présenterons quelques notions sur les problèmes inverses en thermique et nous détaillerons la méthode utilisée, celle de Gauss-Newton. Les identifications que nous avons réalisées sont à trois paramètres, à savoir la température du gaz et selon la configuration de la cellule, la température du corps noir et celle des hublots ou la température de la paroi et celle du hublot. Nous présenterons successivement des identifications réalisées à partir de mesures spectrométriques quasi-ponctuelles, soit issues de l'analyse spectrale par transmission, soit issues de l'étude de la paroi, puis des identifications de profils de température de paroi à partir de mesures par thermographie. Nous étudierons l'influence de la pression, de la concentration, des niveaux de température du gaz et de paroi sur les résultats obtenus. Le but est d'étudier si la méthode est efficace pour déterminer les trois températures même lorsque le gaz est fortement émissif ou si l'émission de la paroi est faible. Nous comparerons les identifications obtenues avec la caméra de thermographie infrarouge et le spectromètre et nous nous efforcerons de comparer toutes les températures identifiées à des températures dites de référence (consignes ou mesures).

Chapitre I

Contexte industriel : la combustion dans les moteurs Diesel

La combustion est un phénomène complexe à de nombreux points de vue, entre autres chimique et thermique. Pour bien comprendre ces complexités, il est indispensable de présenter quelques notions préliminaires. Dans le cadre de cette étude, nous nous intéresserons en particulier à la combustion dans les moteurs Diesel. Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord les notions de base comme les différentes phases du cycle moteur ou l'équation stœchiométrique de la combustion. Nous rappellerons ensuite comment se forment les polluants et les suies et comment ils peuvent être contrôlés à l'échappement. Le cas d'une combustion avec des particules de suie ne sera pas traité dans notre étude. Cependant, nous présenterons les mécanismes de formation des suies puisque cela peut s'avérer utile si la méthode de mesure est appliquée à l'avenir dans le cadre de la combustion traditionnelle (non homogène). Enfin, nous décrirons les dernières évolutions des moteurs Diesel, c'est à dire le filtre à particules et le système d'injection haute pression (common rail). Ces innovations ont pour but principal de diminuer les émissions des polluants et des suies. C'est dans ce contexte que nous avons choisi de traiter le cas de la combustion homogène (sans suie). Ce type de combustion est actuellement maîtrisé dans les moteurs transparents (moteurs avec accès optiques utilisés pour les études en amont) et devrait être appliqué sur de «vrais» moteurs dans un proche avenir. Enfin, nous exposerons le problème posé et la démarche adoptée pour le résoudre.

I.1 La combustion dans les moteurs Diesel

I.1.1 Définition

La combustion est une réaction chimique qui met en œuvre un *combustible* et un *comburant* (le premier est un corps réducteur, le second un oxydant). Pour déclencher une combustion, le mélange de combustible et de comburant doit être dans des conditions de pression et de température favorables à l'auto-inflammation. En effet, la combustion ne démarre qu'après l'apport d'une certaine quantité d'énergie au mélange par rapport à son état de repos. Il existe donc, pour une pression donnée, une température minimale d'auto-inflammation. La combustion se traduit finalement par la conversion d'une énergie chimique (liaisons atomiques) en une énergie thermique (dégagement de chaleur caractérisé par une élévation de température du milieu réactionnel). La combustion est une réaction d'oxydation globale, fortement exothermique, susceptible de s'accélérer brutalement et qui peut être accompagnée d'émission de rayonnement. Elle se manifeste généralement par une flamme dont la température est une grandeur caractéristique. La combustion, en présence d'air, au cours du cycle moteur, produit idéalement de l'eau et du dioxyde de carbone. Toutefois, dans la pratique, cette réaction n'est jamais complète. Il apparaît alors du monoxyde de carbone, des oxydes d'azote, des suies et des hydrocarbures incomplètement brûlés et partiellement oxydés. Ces émissions, dont certaines sont réglementées, peuvent varier dans des proportions notables selon les conditions de fonctionnement du moteur et selon la nature du carburant.

I.1.2 Les principaux éléments de la chambre de combustion

Les principaux éléments du moteur auxquels nous nous intéresserons sont ceux qui délimitent le volume de la chambre de combustion.

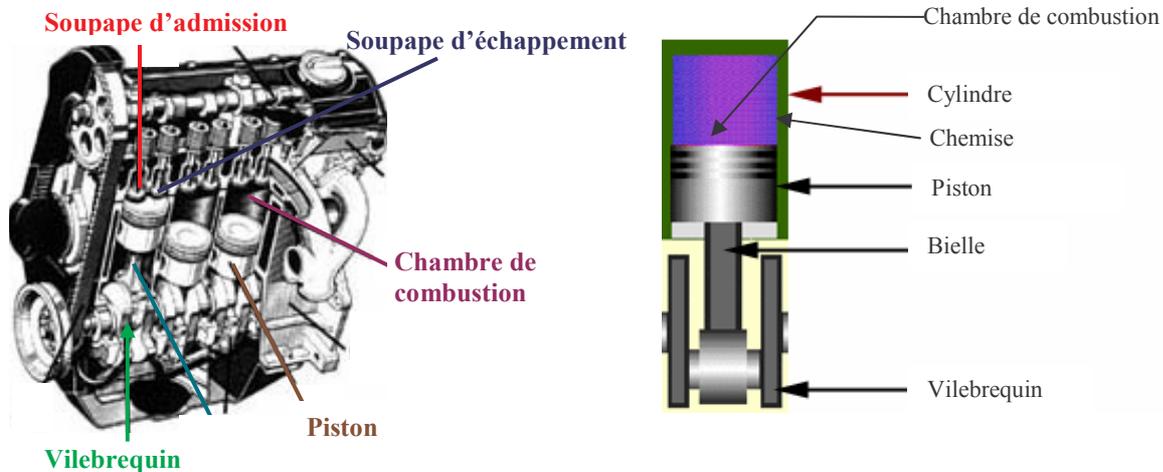


Figure I.1 : Principaux éléments du moteur [1]

Figure I.2 : Schéma simplifié d'une chambre de combustion [1]

Il s'agit de la chemise (délimite latéralement le volume de la chambre), du piston (délimite le bas de la chambre), des soupapes d'admission et d'échappement et de l'injecteur (délimitent le haut de la chambre) (figures I.1 et I.2). Au point mort haut (PMH, position haute du piston), le volume de la chambre est pratiquement réduit au volume du bol sur la tête du piston.

I.1.3 Le cycle Diesel et la phase de combustion

Quel que soit le type de moteur Diesel, nous avons systématiquement un *allumage par compression* et une *combustion par diffusion*. Le cycle Diesel comporte quatre phases : l'admission, la compression, la combustion et l'échappement. Il existe différents types de chambres de combustion Diesel [2] dont le rôle est d'assurer la formation du mélange. De plus, il existe aussi deux systèmes d'injection du carburant :

⇒ **le système par injection indirecte (figure I.3)** : Le carburant est injecté dans une chambre de précombustion (ou chambre de turbulence), ce qui permet de mélanger le carburant avec l'air frais et de le brûler en partie avant que la combustion ne poursuive son développement dans le reste de la chambre. Cette technologie augmente la turbulence et améliore la combustion.

⇒ **le système par injection directe (figure I.4)** : Le carburant est injecté directement dans le cylindre avec un injecteur à trous sous haute pression. Le volume mort haut est alors essentiellement constitué par la cavité située sur la tête du piston et dans laquelle l'injection est pratiquée peu avant le point mort haut.

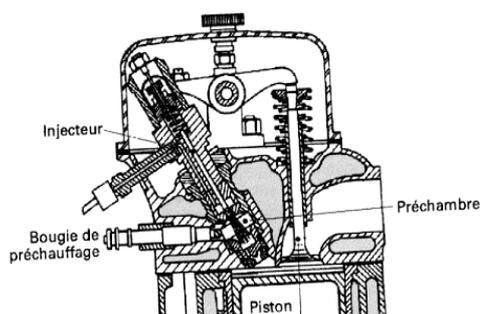


Figure I.3 : Injection indirecte [2]

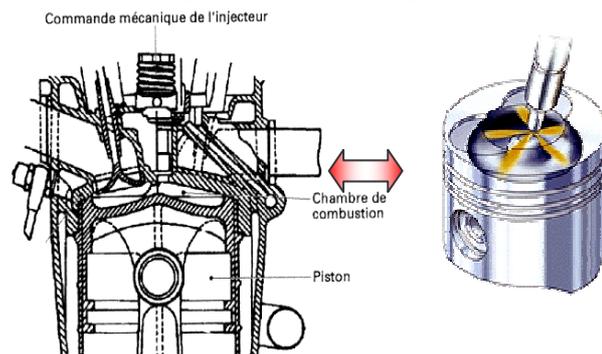


Figure I.4 : Injection directe [2]

Dans notre étude, nous nous intéressons uniquement aux moteurs Diesel à injection directe. Nous allons donc décrire les principales phases de combustion pour ce système d'injection. Au début du cycle, le piston s'abaisse et la soupape d'admission s'ouvre permettant l'introduction dans le cylindre d'air à la pression ambiante (pression atmosphérique) et à la température ambiante. Cette phase est dite **phase d'admission** (*phase 1 figure I.5*). Le mécanisme d'entraînement du piston comprime l'air de manière isentropique avec un rapport volumétrique élevé de façon à obtenir, malgré les pertes thermiques aux parois, une température de fin de compression supérieure à la température d'auto-inflammation du combustible utilisé. Il s'agit de la **phase de compression** (*phase 2 figure I.5*). Au voisinage du point mort haut (position haute du piston), le combustible est injecté sous forme d'un ou plusieurs jets, avec une vitesse et une pression suffisantes pour qu'il soit très finement pulvérisé. L'air chaud se mélange au combustible introduit, l'échauffe et le vaporise. Lorsque les conditions de température et de temps de séjour sont atteintes en un point particulier du jet, celui-ci s'enflamme et la combustion se propage très rapidement à l'ensemble du jet. La combustion du carburant injecté dans l'air à haute pression est spontanée. Elle se poursuit au fur et à mesure que les phénomènes de mélange provoquent la rencontre à échelle moléculaire du combustible et de l'oxygène contenu dans l'air. Cette phase est dite **phase de combustion et de détente** (*phase 3 figure I.5*). La dernière phase, dite **phase d'échappement** (*phase 4 figure I.5*) correspond à l'ouverture de la soupape d'échappement, ce qui permet d'évacuer les gaz d'échappement.

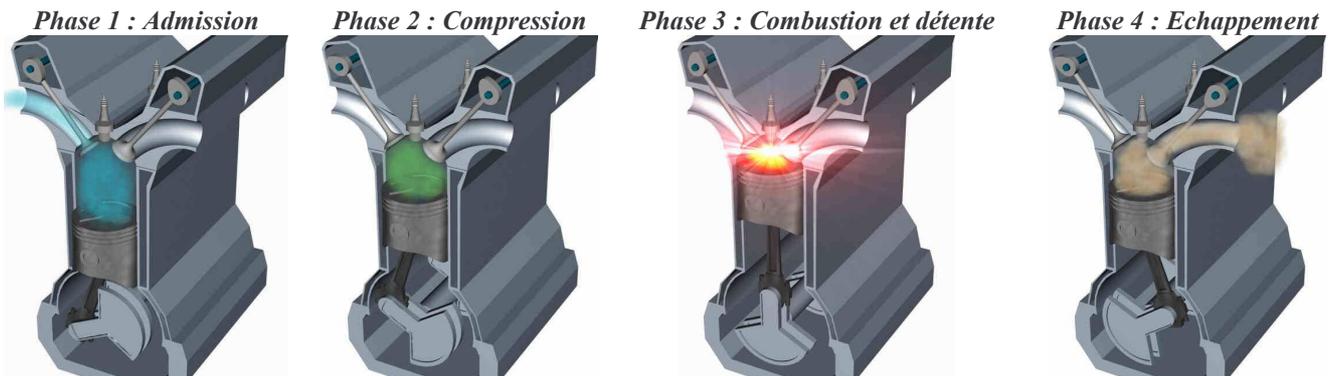


Figure I.5 : Les quatre phases du cycle Diesel (site intranet PSA Peugeot Citroën)

Au cours de la combustion, les évolutions de la pression dans le cylindre, de la température des gaz et de leur composition dépendent de très nombreux paramètres. Nous présentons sur la **figure I.6** deux exemples de courbes de pression et de température au cours de la phase de combustion : avant la combustion (au voisinage du point mort haut), la température et la pression augmentent rapidement de façon simultanée. Après le point mort haut, la pression chute rapidement et la température diminue plus lentement. Les gaz sont donc encore relativement chauds à l'échappement.

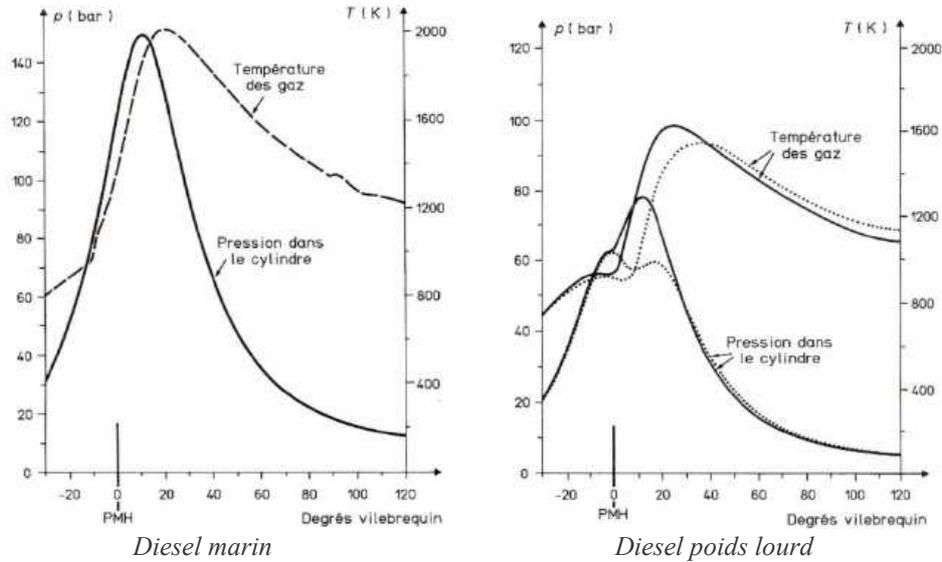


Figure I.6 : Exemples d'évolution de la pression et de la température des gaz pendant la phase de combustion [4]

I.1.4 Mécanisme d'auto-inflammation

Si le mélange de combustible et d'air se trouve exposé à une température progressivement croissante, il s'enflamme spontanément dès que la température seuil, dite «*température d'auto-inflammation*», est dépassée. Cette température d'auto-inflammation est fortement variable selon la nature du combustible et sa structure moléculaire. Le mécanisme d'auto-inflammation n'est pas instantané et le temps écoulé entre le début de l'injection et l'apparition de la flamme est appelé *délai d'inflammation*.

Pendant ce délai, plusieurs phénomènes se produisent :

- Le combustible est injecté, à basse température, dans les gaz chauffés par compression au dessus de la température d'auto-inflammation.
- Le mélange entre les gaz chauds et le jet de combustible chauffe les gouttelettes jusqu'à leur température d'ébullition. L'apport de chaleur est suffisant pour former de la vapeur de combustible et pour échauffer celle-ci au voisinage de la température d'auto-inflammation. Cette première phase correspond à la partie physique du délai d'allumage où les températures sont trop faibles pour que les réactions d'oxydation puissent avoir lieu de manière appréciable.

Remarque : l'ordre de grandeur du délai physique pour un moteur Diesel est de 0,3 à 0,5 ms pour des températures élevées et de 1 ms pour des températures basses.

- Lorsque la vapeur atteint une température supérieure à la température d'auto-inflammation, il faut encore un certain temps pour que la concentration critique en peroxydes (molécules chargées en oxygène) puisse être atteinte et provoquer l'inflammation. Cette seconde phase est liée essentiellement aux phénomènes chimiques.
- L'allumage a lieu dans un premier temps en périphérie du jet, en un ou plusieurs points, là où les concentrations critiques en peroxydes sont atteintes. Au voisinage de ces points, les concentrations en peroxydes sont proches du seuil critique. Aussi, dans un deuxième temps, la chaleur dégagée par la combustion de chaque point enflammé permet très rapidement l'inflammation spontanée de son voisinage immédiat. La flamme se propage ainsi à l'ensemble du jet en un ou deux degrés vilebrequin.

I.1.5 Equation chimique [8]

a) Equation stœchiométrique

En matière de bilan global de combustion, la structure chimique du carburant (nombre d'atomes de carbone de la chaîne carbonée, nature des liaisons, ramifications) n'intervient pas directement. Seule importe la composition globale, c'est à dire la teneur massique en carbone, en hydrogène, éventuellement en oxygène et en soufre. L'analyse élémentaire du carburant fournit une formule globale $(CH_yO_zS_t)_n$ où le coefficient n , lié à la masse moléculaire moyenne, n'a pas d'influence sur le dosage air-carburant. En admettant que l'air contienne en volume 20,9% d'oxygène et 79,1% d'azote (en assimilant l'argon et les autres gaz, présents à l'état de traces, à de l'azote), l'équation chimique de combustion s'écrit :

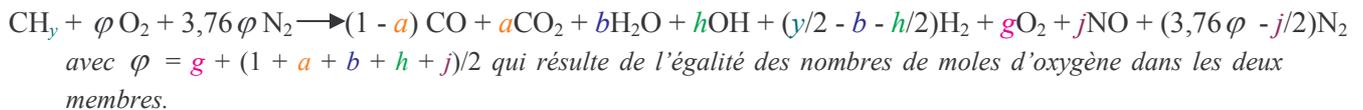


Selon le type de moteur et les plages de fonctionnement (régime, charge), les conditions de combustion sont plus ou moins éloignées de celles correspondant à la stœchiométrie. En pratique, nous utilisons la richesse pour déterminer les performances du moteur. Par définition, le mélange est riche ou pauvre selon que le carburant se trouve en excès ou en défaut par rapport à la stœchiométrie.

b) Equation non stœchiométrique

La combustion peut être riche (excès de carburant) ou pauvre (excès d'air). Dans le premier cas, la combustion du carburant est incomplète et il existe dans les produits de combustion des hydrocarbures imbrûlés, du monoxyde de carbone, etc. Dans le deuxième cas, il n'y a que de l'oxygène en excès avec des traces de polluants formés dans les zones où la combustion est incomplète.

L'équation globale présentée ci-dessous met en évidence l'apparition des polluants qui sont en grande quantité dans les gaz brûlés. Dans le cas général, les produits de combustion peuvent contenir des gaz tels que OH, NO, O₂,... dont les quantités à l'équilibre peuvent être calculées. Si un carburant tel que CH_y brûle dans un mélange d'oxygène et d'azote, les produits de combustion sont composés de CO, CO₂, H₂O, OH, H₂, NO, N₂. D'autres espèces peuvent être considérées. La réaction générale s'écrit :



Suivre l'évolution du mélange gazeux au cours de la combustion est extrêmement difficile. Il faudrait pouvoir prélever des échantillons à différents instants. En outre, de par la complexité des réactions chimiques mises en jeu, il n'est pas possible non plus de simuler simplement l'évolution du mélange gazeux. Ainsi, les différentes études des gaz de combustion se font essentiellement sur des mélanges à l'échappement. Nous savons que la composition à l'échappement dépend de nombreux paramètres, notamment de la richesse du mélange d'air et de carburant. La **figure I.7** donne un aperçu des évolutions des principales émissions en fonction du rapport air / carburant.

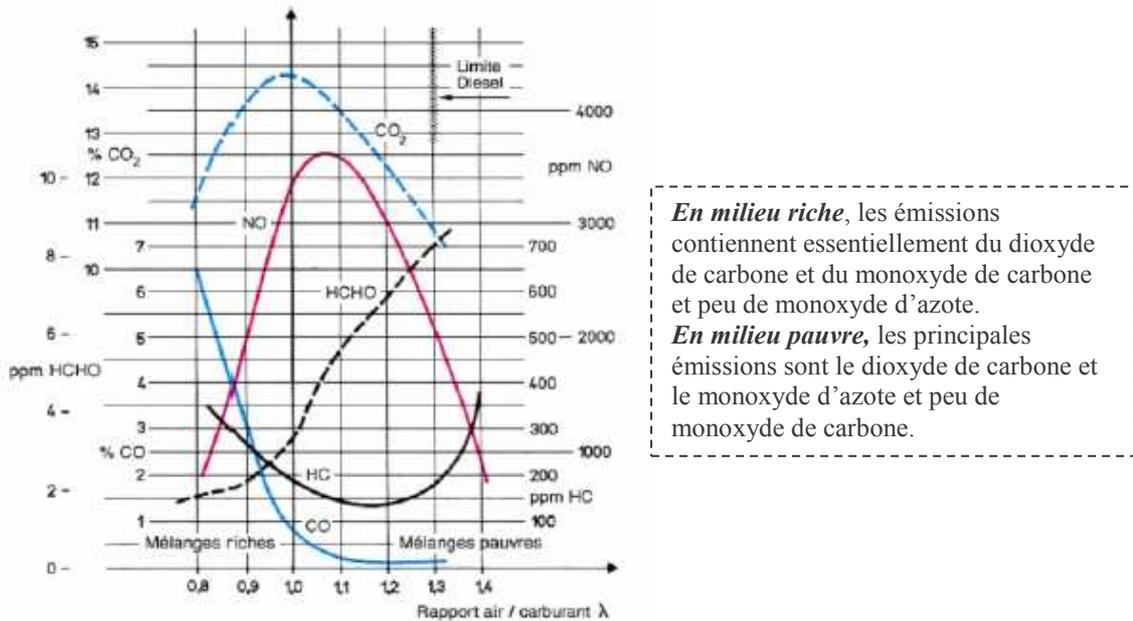


Figure I.7 : Evolutions des émissions de CO, NO_x et HC [5]

En milieu riche, les émissions contiennent essentiellement du dioxyde de carbone et du monoxyde de carbone et peu de monoxyde d'azote.
En milieu pauvre, les principales émissions sont le dioxyde de carbone et le monoxyde d'azote et peu de monoxyde de carbone.

Nous allons nous intéresser à présent à la formation des différents polluants présents dans les gaz de combustion, aux procédés mis en place pour les éliminer et aux moyens de mesure existants pour les contrôler à l'échappement.

I.1.6 Formation des polluants

Les principaux polluants que nous pouvons retrouver dans les gaz d'échappement sont les suivants [3] :

- ✚ hydrocarbures dits imbrûlés
- ✚ monoxyde de carbone
- ✚ oxydes d'azote (NO et NO₂)
- ✚ particules très fines
- ✚ anhydride sulfureux (SO₂) et sulfurique (SO₃).

Les concentrations de polluants obtenues à l'échappement dépendent de nombreux paramètres comme la richesse du combustible utilisé. Les oxydes d'azote, de carbone, de soufre, les aldéhydes, les hydrocarbures imbrûlés et la suie sont les constituants des gaz d'échappement les plus nocifs.

a) Réactions de dissociation thermique

Généralement, les températures maximales de flamme Diesel dépassent 2000 K. Ces températures élevées provoquent des réactions partielles de dissociation moléculaire dont certaines forment des radicaux libres. Les principales réactions de dissociations qui s'accompagnent aussi de recombinaisons, sont les suivantes :





Ces différentes réactions de dissociation participent à la formation des polluants.

b) Formation du monoxyde de carbone

Le mécanisme de formation du monoxyde de carbone peut résulter de la combustion à faible température des flammes froides, de l'oxydation à haute température des hydrocarbures présents dans le combustible, de la décomposition des aldéhydes ou de la dissociation du gaz carbonique à haute température. Dans ce dernier cas, le monoxyde de carbone produit par la réaction de dissociation peut être ensuite réoxydé selon les deux réactions suivantes :



Dans le moteur, les quantités de monoxyde de carbone formées sont importantes pendant les phases à hautes températures. Elles se forment essentiellement en arrière du front de flamme et résulte de la déficience en oxygène de la flamme. Elles s'oxydent ensuite en dioxyde de carbone pendant la phase de détente grâce à l'excès d'air disponible, ce qui se traduit en général par de très faibles émissions de monoxyde de carbone pour les moteurs Diesel. En fin de combustion, la concentration en monoxyde de carbone est supérieure à la concentration obtenue à l'équilibre car l'oxydation résultant de la première réaction est lente. Cette concentration se fige ensuite dans la conduite d'échappement à la composition correspondant à une température voisine de 1600 K à 1700 K.

La teneur en monoxyde de carbone est liée :

- ➡ à la richesse du mélange introduit dans la chambre de combustion. Lorsque la richesse est supérieure à 1, le mélange ne contient pas suffisamment d'oxygène pour transformer tout le monoxyde de carbone en gaz carbonique
- ➡ aux hétérogénéités de richesse entre les différentes zones de la chambre de combustion et dans le cas d'un moteur alternatif, aux hétérogénéités de richesse entre les différents cylindres.

Dans les chambres de combustion, les moyens utilisés pour réduire les quantités de monoxyde de carbone sont ceux qui permettent de faire fonctionner la combustion en mélange pauvre, d'homogénéiser le mélange et de réduire les disparités entre les différentes zones de la chambre de combustion. Le monoxyde de carbone peut être éliminé à la sortie de la chambre de combustion par une recombustion. Celle-ci permet la transformation du monoxyde en dioxyde. Elle peut être effectuée dans une chambre de combustion à haute température ou en présence d'un catalyseur, à basse température, dans un pot catalytique.

c) Formation des oxydes d'azote

La formation des oxydes d'azote est liée à trois paramètres principaux :

- l'existence de températures élevées, de l'ordre de 2800 K, dans la flamme et en arrière du front de flamme
- la durée du temps de séjour des gaz à haute température
- la présence d'oxygène et d'azote atmosphérique en excès.

La **figure I.8** représente l'évolution des quantités d'oxydes d'azote au cours de la combustion.

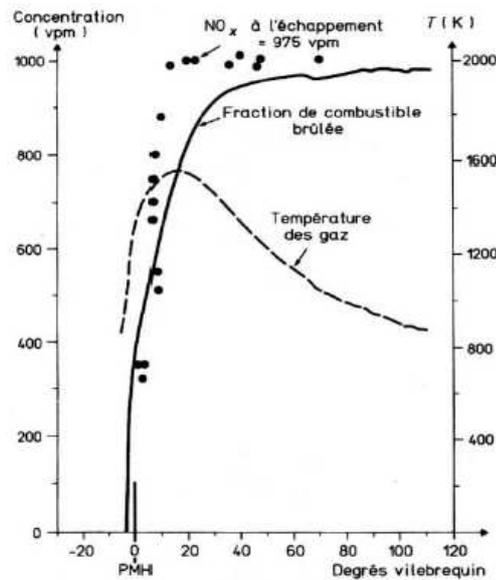
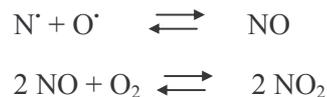


Figure I.8 : Evolution des quantités d'oxydes d'azote pendant la phase de combustion d'un moteur Diesel [4]

Dans les gaz d'échappement des moteurs Diesel, les deux types d'oxydes présents en quantités significatives sont le monoxyde et le dioxyde d'azote dont les réactions de formation sont :



Le monoxyde d'azote représente en général 80 à 90 % des émissions totales d'oxydes d'azote, mesurées directement à la sortie du moteur. La teneur des oxydes d'azote en pourcentage est de 0,004% à 0,2% pour les moteurs Diesel. A la source, les procédés de réduction des émissions d'oxydes d'azote reposent sur des températures maximales de cycle les plus faibles possibles et la présence de peu d'oxygène.

En pratique, il s'agit :

- d'un **retard à l'injection**, de façon à brûler tardivement le combustible pendant la détente avec des températures plus faibles
- d'un **fractionnement de la chambre** puisque l'utilisation d'un moteur à préchambre permet de démarrer la combustion dans un petit volume qui ne contient qu'une faible fraction de l'air lorsque la température maximale est atteinte
- d'un **refroidissement de l'air à l'admission**. Dans le cas d'un moteur suralimenté, l'utilisation d'un refroidisseur intermédiaire situé entre le compresseur et le moteur permet d'atténuer l'élévation de température due à la compression, ce qui permet de réduire ainsi efficacement les émissions d'oxydes d'azote
- d'une **re-circulation des gaz d'échappement** (appelée aussi EGR) qui consiste à mélanger à l'air admis une partie des gaz d'échappement du moteur. Cette dilution de l'air comburant par des gaz inertes intervient de deux façons pour réduire les émissions d'oxydes d'azote :
 - ➡ par une réduction des concentrations en oxygène, directement liée au taux de re-circulation
 - ➡ par un abaissement variable des températures de combustion selon les conditions de mise en œuvre.

d) Formation des suies

La suie désigne le résidu solide des gaz d'échappement constitué essentiellement par des particules de carbone de 25 nm. Elles s'agglomèrent avec des oxydes de soufre et des sulfates. Lorsque les dimensions des particules sont comprises entre 0,2 µm et 0,3 µm, la faible quantité contenue dans les gaz d'échappement (inférieure à 0,05 mg/l) ne présente pas de danger mais encrasse l'air environnant. Dans les moteurs Diesel actuels, l'augmentation de la pression d'injection a réduit la taille des particules de suie donc finalement la masse émise. Si ces particules ne s'agglomèrent pas, leurs tailles les rendent dangereuses car elles sont capables de franchir la barrière pulmonaire lorsqu'elles sont respirées.

La suie est définie par la formule : C_8H - C_8H_3 , elle contient des composants aromatiques, oléfines et des composants gras. Plusieurs théories définissent la formation de la suie :

- ✓ la décomposition du carburant C_xH_y en acétylène C_2H_2 puis en suie
- ✓ la décomposition du carburant C_xH_y en produits aromatiques puis en suie
- ✓ l'oxydation du monoxyde de carbone en CO_2 : $2CO + O \rightarrow CO_2 + C$.

En considérant la figure ci-dessous, nous pouvons décrire le mécanisme de formation des suies :

Au voisinage de l'injecteur, le volume d'air, noté 1, qui pénètre dans le jet y rencontre une grande quantité de combustible. Si l'allumage a eu lieu, le carburant utilise tout l'oxygène disponible dans le volume 1 qui se transforme en gaz brûlés chauds notés 2. En migrant vers le cœur du jet, le volume 2 chauffe le combustible en l'absence d'oxygène, ce qui conduit en 3 à la formation de suies par pyrolyse des hydrocarbures.

Plus loin en aval de l'injecteur, le volume d'air A se mélange au jet et ne rencontre pas de carburant à sa périphérie puisqu'il a été brûlé en amont. Sous réserve que la température soit suffisante, l'oxygène ainsi apporté permet de brûler les suies en B. C'est le mécanisme de post-oxydation.

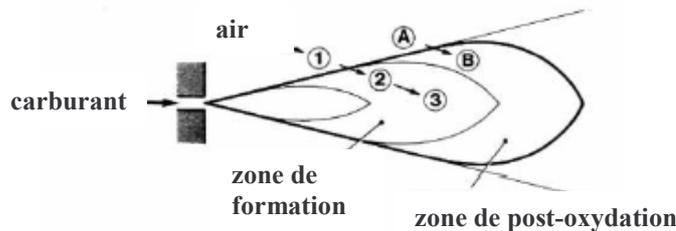


Figure I.9 : Formation et oxydation des suies dans une flamme de diffusion [4]

Ainsi, la suie formée dans les zones de la flamme où l'oxygène est en quantité insuffisante et où la température est élevée peut ensuite rebrûler partiellement dans l'oxygène au cours de la combustion. La quantité de suies émise est donc le résultat d'une compétition entre la pyrolyse et la post-oxydation (**figure I.10**).

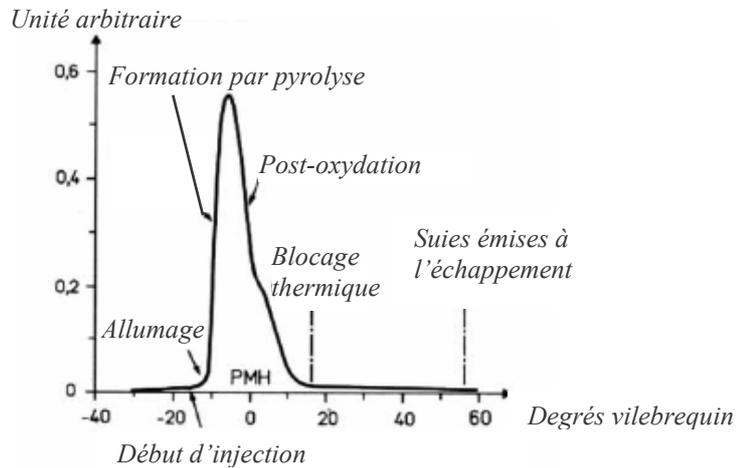


Figure I.10 : Evolution des quantités de suies pendant la phase de combustion d'un moteur Diesel [4]

En l'absence de catalyseur, l'oxydation partielle des suies commence à 380°C, la combustion est totale à 765°C. Le taux de cendres résiduelles des suies est de l'ordre de 3 à 4%, elles contiennent du fer provenant du système d'échappement et en plus faible quantité du calcium, du phosphore et du soufre. Les suies formées dans les chambres de combustion peuvent être éliminées à la sortie par des filtres à particules qui doivent être, soit changés régulièrement, soit régénérés par combustion de ces particules et de celle conjointe d'un gaz (comme le méthane). La régénération des pots catalytiques encrassés par la suie est effectuée à des températures relativement basses (à partir de 160°C) par insufflation d'air humide préchauffé par le pot, le pourcentage d'humidité étant celui des gaz d'échappement. Il se produit alors une oxydation des suies avec dégagement de CO et de CO₂.

e) Formation des hydrocarbures imbrûlés

Sous le sigle HC est réuni l'ensemble des composés de carbone et d'hydrogène différant les uns des autres par le nombre d'atomes d'hydrogène, de carbone et la structure de la molécule. Les hydrocarbures apportent aux gaz d'échappement une odeur désagréable et des propriétés irritantes. Les hydrocarbures rejetés dans les gaz de combustion résultent :

- des phénomènes d'extinction de la flamme à proximité des parois et dans les espaces étroits
- en mélange pauvre ou à faible charge (basse pression et température), de la propagation incomplète de la flamme
- en mélange riche, de la non combustion du carburant en excès, l'oxygène étant en quantité insuffisante
- de la composition du carburant qui intervient sur la qualité et la quantité des hydrocarbures émis lors du démarrage et de la montée en température du moteur
- de l'huile de graissage du moteur qui remonte dans la chambre depuis le carter et sort partiellement dans les gaz d'échappement sans brûler

L'élimination des hydrocarbures dans la chambre de combustion nécessite une forme de chambre de combustion et un cylindre ayant de faibles surfaces volumiques S/V , sans espace mort. A la sortie de la chambre de combustion, les hydrocarbures imbrûlés sont éliminés par une réaction chimique de réoxydation et par leur transformation en gaz carbonique et en eau. Cette recombustion peut être effectuée à haute température (700°C) ou en présence d'un catalyseur à basse température (200°C à 300°C) dans un pot catalytique.

I.1.7 Mesure des principaux polluants

La mesure des principaux polluants peut être effectuée globalement à partir d'un prélèvement de gaz par une méthode telle que la chromatographie en phase gazeuse ou sélectivement avec des méthodes différentes présentées ci-dessous [8].

Hydrocarbures imbrûlés

La mesure des hydrocarbures imbrûlés est effectuée avec un analyseur à ionisation de flamme. Le courant de gaz à analyser est associé à un courant d'hydrogène dans un brûleur. Deux électrodes soumises à une différence de potentiel de quelques centaines de volts créent un champ électrique au voisinage de la flamme. Lorsque les produits hydrocarbonés sont introduits dans la flamme d'hydrogène, les électrons des particules émises lors de la combustion sont captés par l'anode et les ions par la cathode. Il circule entre les deux électrodes un courant d'ionisation dont l'intensité est liée au nombre d'atomes de carbone présents dans chaque molécule. Cet analyseur ne réagit qu'aux concentrations de carbure d'hydrogène, l'influence des oxydes de carbone est négligeable tant que ces gaz ne sont pas en proportions suffisantes pour diluer ou refroidir la flamme. Le temps de mesure est de l'ordre de 0,5 seconde.

Oxydes d'azote

L'analyseur d'oxydes d'azote utilise les propriétés de la chimiluminescence : les molécules de monoxyde d'azote (NO) en présence d'ozone (O₃) se transforment en peroxyde d'azote (NO₂) avec émission de lumière. L'énergie lumineuse est captée par un photomultiplicateur à travers un modulateur entraîné par un moteur synchrone, et le signal électrique est directement proportionnel à la concentration de monoxyde d'azote (NO). En sortie du moteur, dans les gaz d'échappement, le monoxyde et le peroxyde sont présents. Le premier est instable compte tenu de la température. Il s'oxyde en peroxyde dans la canalisation qui amène le gaz à l'appareil de mesure. Il est nécessaire alors de dissocier dans un four convertisseur le peroxyde en monoxyde suivant la réaction :



La mesure qui est effectuée est incapable de différencier les proportions respectives de monoxyde et de peroxyde, le résultat est affiché en terme d'oxyde d'azote (NO_x). Le temps de réponse de la mesure est de l'ordre de 5 secondes.

Oxydes de carbone

La mesure du monoxyde de carbone et du gaz carbonique est effectuée par absorption dans l'infrarouge. Les gaz, à l'exception des gaz monoatomiques, et bi-atomiques si les deux atomes sont identiques, possèdent un spectre d'absorption dans l'infrarouge sur une plage de longueur d'onde qui est propre à chacun (cf. **chapitre III**). Un faisceau infrarouge d'intensité I_o , de longueur d'onde λ , traverse une cellule d'épaisseur L contenant un gaz absorbant de concentration C_m . Le faisceau possède en sortie une intensité I telle que : $I = I_o - K(\lambda)L.C_m$ où $K(\lambda)$ est le coefficient d'absorption pour une longueur d'onde λ donnée (loi de Lambert-Beer). Le rayonnement issu de la source traverse alternativement deux cellules : une première cellule de référence qui est remplie par un gaz ne possédant pas de spectre d'absorption dans l'infrarouge et une seconde cellule où circule le gaz à mesurer et où le rayonnement est d'autant plus affaibli que la concentration du gaz est plus importante.

La mesure de concentration est effectuée en mesurant les effets thermiques du rayonnement restant. Le temps de réponse de l'appareil est de l'ordre de 3 secondes. Si $U(1)$ et $U(2)$ sont les niveaux de tension correspondant respectivement aux rayonnements issus de la cellule de référence et de la cellule de mesure, et si $U(3)$ est celui qui correspond à l'absence de rayonnement, la teneur des gaz en CO est :
$$\frac{U(1) - U(2)}{U(1) - U(3)}$$

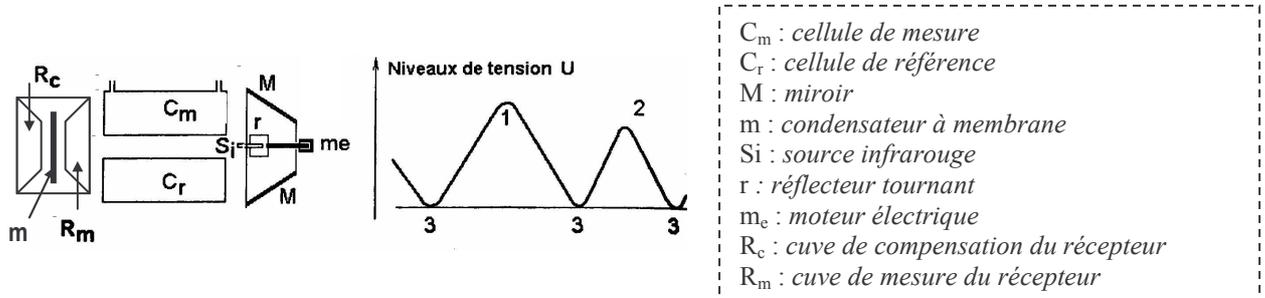


Figure I.11 : Mesure des oxydes de carbone par absorption dans l'infrarouge [8]

Suies et particules

Les suies et particules sont mesurées après passage dans un tunnel de dilution dans lequel est injecté un débit d'air connu. Les particules sont arrêtées par un filtre et pesées. Le calcul de la masse de particules par litre de gaz d'échappement du moteur doit tenir compte du débit d'air.

I.1.8 Evolutions des moteurs Diesel

a) Tendances générales

Le moteur Diesel fonctionne actuellement en excès d'air et à fort taux de compression. Il bénéficie donc d'un rendement énergétique élevé. Pour les applications automobiles «légères», le moteur Diesel rapide a fonctionné jusqu'à la première moitié des années 1990 sur le concept dit à préchambre, générant une combustion turbulente. Une pompe d'injection mécanique couplée au moteur assurait l'alimentation à travers des injecteurs. Une nouvelle génération de moteurs Diesel à injection directe est apparue récemment, utilisant le principe d'une rampe commune alimentée sous très haute pression et délivrant le carburant à des injecteurs commandés indépendamment par un calculateur électronique. Ce dispositif, qui permet de multiples injections dans le même cycle moteur, procure une très grande flexibilité. Il permet d'exploiter très finement le processus de combustion pour améliorer le rendement et abaisser les émissions. Les gains en consommation atteignent 20% par rapport à l'ancienne génération. La flexibilité de ce concept permet de faire fonctionner des systèmes de post-traitement très performants, comme le filtre à particules introduit en 2000 sur le véhicule 607. Pour réduire les émissions de polluants, de nombreuses études sont réalisées chez PSA Peugeot Citroën, notamment sur l'optimisation de la géométrie de la chambre de combustion ou des paramètres d'injection. L'évolution générale des moteurs Diesel est surtout orientée vers le respect de l'environnement par la réduction des émissions de polluants (NO_x , CO, HC, particules) et l'économie d'énergie par la réduction des consommations.

b) Le système d'injection haute pression à rampe commune (Common rail)

Le système d'injection common rail du moteur Diesel (**figure I.12**) a été développé en collaboration étroite avec la société BOSCH. Ce système permet de réaliser une pulvérisation extrêmement fine du carburant, assurant ainsi une vaporisation immédiate et une très bonne qualité de mélange combustible et comburant [6].

Ce résultat est obtenu grâce à :

- une très haute pression générée par le système
- des trous d'injection de très petits diamètres
- une loi d'injection optimisée grâce à la commande ou au contrôle permanent de chaque composant du système par un calculateur.

Ainsi, la pompe haute pression alimente la rampe à une pression réglable en fonction du régime et de la charge, sous contrôle électronique. Chaque injecteur est commandé directement par le calculateur. La spécificité de cette nouvelle technologie d'injecteur réside dans la tête de commande électrohydraulique, qui permet un dosage optimum très précis du carburant.

Le système common rail permet donc de maîtriser toutes les étapes du processus de combustion :

- le débit de carburant injecté
- la pression d'injection
- la loi d'introduction du carburant dans le cylindre.

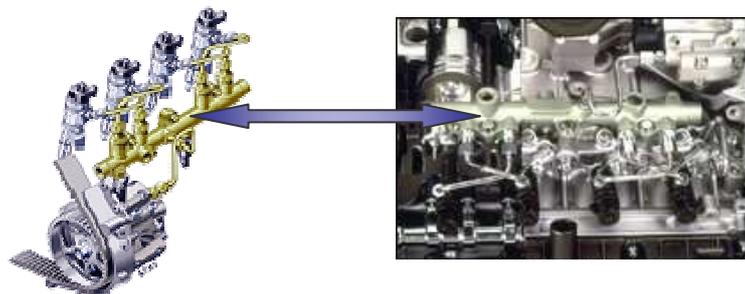


Figure I.12 : *Système d'injection haute pression* [7]

c) Le filtre à particules (FAP)

Le filtre à particules permet de diminuer fortement l'émission des particules et des fumées. Il renforce ainsi les atouts du moteur Diesel en matière de protection de l'environnement. Développé en dix-huit mois, le FAP a été mis au point grâce au *common rail* qui permet de maîtriser les différentes phases de combustion.

Le *filtre à particules* est une structure poreuse, en carbure de silicium, constituée de canaux qui piègent les particules au passage des gaz d'échappement. Il se caractérise par une très grande efficacité de filtration et une grande capacité de rétention des particules.

Le *principe de régénération du filtre à particules* (**figure I.13**) consiste à brûler périodiquement les particules accumulées sur le filtre et principalement composées de carbone et d'hydrocarbures.

La régénération du filtre est pilotée par le système d'injection common rail qui permet de déclencher des injections multiples afin de porter la température initiale des gaz de l'ordre de 150° C environ à 450°C à la sortie du collecteur d'échappement. Cette augmentation de température s'effectue en deux étapes :

- une post-injection en phase de détente crée une post-combustion dans le cylindre et entraîne une hausse de température de 200°C à 250°C.
- une post-combustion complémentaire, générée par un catalyseur d'oxydation placé en amont du filtre, traite les hydrocarbures imbrûlés issus de la post-injection. La température peut augmenter de plus de 100°C.

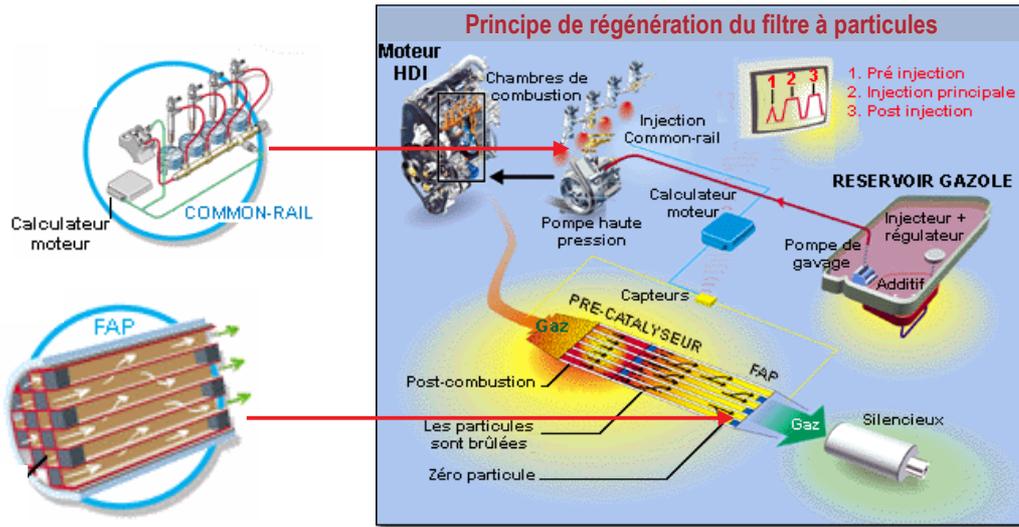


Figure I.13 : Principe de régénération du filtre à particules (site intranet PSA Peugeot Citroën)

Pour atteindre le seuil de régénération, on introduit dans le carburant un additif à base de cérine, fabriqué par la société Rhodia, qui abaisse la température naturelle de combustion des particules à 450°C.

d) La chambre de combustion

La forme de la chambre joue un rôle essentiel dans la combustion. Elle doit permettre d'obtenir une très haute qualité de mélange air - carburant. Si le brassage entre l'air et le carburant est bien homogène, la formation des particules diminue. Pour atteindre cet objectif, PSA Peugeot Citroën est amené à utiliser la simulation numérique en trois dimensions (**figure I.14**) pour modéliser les phénomènes aérodynamiques d'injection et de combustion. Des essais sur moteurs transparents valident ensuite ces modèles.

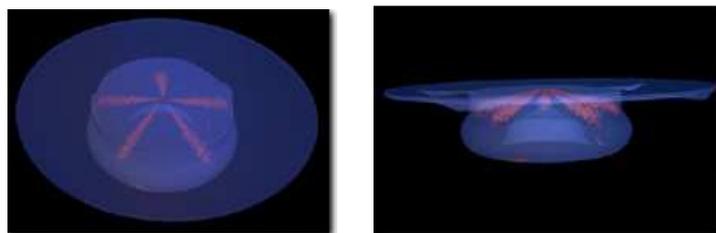


Figure I.14 : Simulation numérique de la pulvérisation du gazole dans une chambre de combustion (site intranet PSA Peugeot Citroën)

e) Réduction des émissions de polluants

Grâce aux innovations récentes réalisées sur le moteur Diesel à injection directe, les niveaux d'émission de polluants sont parmi les plus faibles enregistrés à ce jour. Si nous les comparons aux émissions des moteurs à préchambre de la génération précédente, nous remarquons une nette diminution des principaux polluants :

- baisse de 20% des émissions de CO₂ (gaz à effet de serre)
- baisse de 40% pour le monoxyde de carbone (CO)
- baisse de 50% pour les hydrocarbures imbrûlés (HC)
- baisse de 60% pour les particules
- aux niveaux des oxydes d'azote, baisse de tous les polluants réglementés
- réduction du potentiel de formation d'ozone de 50%
- pratiquement aucune émission de fumée.

I.2 Problème posé

La détermination des températures dans une chambre de combustion répond à une double attente au sein du Groupe PSA Peugeot Citroën. Elle permettrait, d'une part, de fournir des valeurs de température aux modèles de combustion ou aux calculs de tenue mécanique, et d'autre part, de mieux comprendre les mécanismes physico-chimiques de la combustion, connaissant l'évolution spatiale et temporelle des champs de température. Or, il n'existe pas actuellement de méthodes satisfaisantes pour déterminer les températures dans les chambres de combustion. C'est dans ce contexte qu'il a été décidé de mener des travaux de thèse pour faire face à ce problème. L'objectif est de contribuer à développer une méthodologie pour déterminer les températures de paroi dans une chambre de combustion à l'aide d'une caméra de thermographie infrarouge. La validation de cette technique nécessite la mise en oeuvre d'un banc spécifique ainsi que le développement d'un modèle mathématique suivi de sa réduction. Le modèle direct réduit, associé à une procédure inverse, doit nous permettre de remonter aux températures de paroi à partir des mesures optiques. Dans le cadre de la thèse, nous proposons deux méthodes optiques, la spectroradiométrie et la thermographie infrarouge. Ces méthodes, qui n'ont encore jamais été testées au sein de PSA Peugeot Citroën pour cette application, offrent l'avantage d'être non intrusives, globales et non spécifiques. Le problème réel, qui correspond à une mesure de température de paroi à travers un mélange de gaz de combustion, est extrêmement complexe puisqu'il met en jeu des phénomènes chimiques hétérogènes et présentant une certaine dispersion d'un cycle à l'autre. De plus, les trois modes de transferts thermiques existant au sein de la chambre sont couplés. Il est donc nécessaire de simplifier le problème. Dans notre approche, nous ramenons le problème posé à une mesure de température de surface (paroi de la chambre) à travers un milieu gazeux semi-transparent (mélange de gaz de combustion). La **figure I.15** présente notre approche du problème.

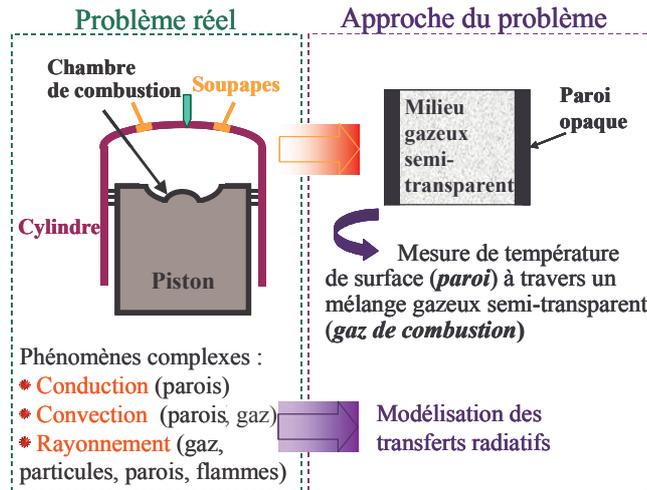


Figure I.15 : Approche du problème posé

Les travaux de la thèse se décomposent en *deux grandes études* puisqu'il faut étudier le mélange gazeux seul avant d'entreprendre la détermination de température de paroi à travers ce mélange (**figure I.16**). *La première étude*, qui concerne l'étude du gaz seul, consiste à réaliser une analyse spectrale des gaz à l'aide d'un spectromètre. Cette étude va nous permettre de déterminer les plages spectrales de transparence, de semi-transparence et d'opacité des gaz. Pour ce faire, un banc spécifique a été entièrement développé. Il s'agit d'un système cylindrique, étanche, que nous appellerons «cellule gaz», et qui peut contenir un mélange de gaz (CO₂, CO, NO, hydrocarbures, vapeur d'eau) dilué à l'azote (transparent dans l'infrarouge). Au sein de la cellule, le mélange pourra être soumis à des conditions de pression et de température proches de celles que nous pouvons rencontrer pendant la combustion. Pour valider ces premiers essais, une modélisation des transferts radiatifs doit être développée. *La seconde étude*, qui correspond à la détermination des températures de paroi à travers le mélange gazeux, sera réalisée au moyen de la caméra infrarouge équipée de filtres choisis à l'issue de la première étude. Pour ces essais, un des hublots de la cellule est remplacé par une paroi opaque dont la température est, elle aussi, contrôlée par l'opérateur. Cette paroi opaque fait naturellement office de paroi de chambre de combustion. Pour valider ces essais, le modèle direct doit être réduit. Le développement d'une procédure inverse du modèle direct réduit doit finalement nous permettre de déterminer les températures de paroi par inversion de l'équation de transfert.

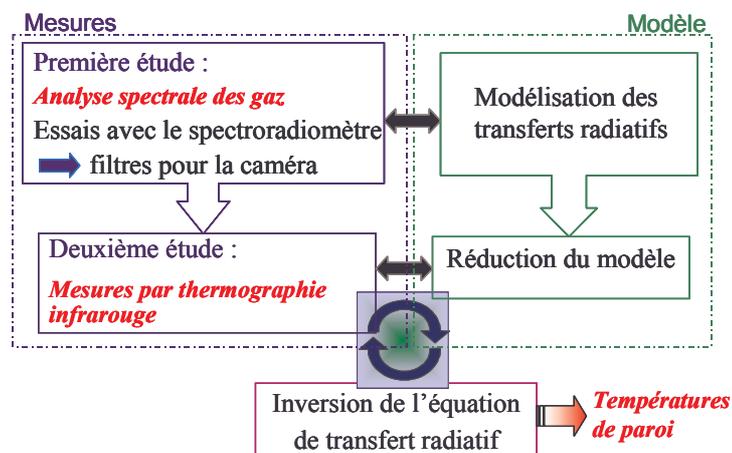


Figure I.16 : Principales étapes dans le déroulement de la thèse

Bibliographie

[1] **C. GAUMONT**

Evaluation de la limite d'endurance par thermofatigue
Rapport de fin d'études, Université de Reims, 2004

[2] **J.-L. FROMENT**

Moteurs Diesel : Injection et chambre de combustion
Techniques de l'ingénieur BM 2585

[3] **J.-C. GUIBERT**

Carburants et moteurs – Technologies, Energie, Environnement – Tome 2
Publications de l'Institut Français du Pétrole - Technip éd.

[4] **A. HAUPAIS**

Combustion dans les moteurs Diesel
Techniques de l'ingénieur B 2 700

[5] **P. DEGOBERT**

Pollution atmosphérique – Réduction des émissions dues au moteur
Techniques de l'ingénieur B 2710

[6] *L'injection Diesel haute pression à rampe commune*

Association Nationale pour La Formation automobile - Edition 2001

[7] **L. BENOIT, P. ADVENIER**

La combustion dans les moteurs thermiques
Planète La Garenne n°16, Octobre 2002

[8] **P. ARQUES**

La combustion : Inflammation, combustion, pollution. Applications
Technosup - Génie énergétique - Ellipses éd. 2004

Chapitre II

Mesures de température dans les enceintes de combustion et les moteurs

La détermination des températures est délicate lorsqu'il s'agit de mesures en milieux gazeux en évolution chimique, comme cela se produit dans les phénomènes de combustion. Les méthodes expérimentales se heurtent souvent à de grandes difficultés du fait des températures élevées et des hétérogénéités dues aux transferts de chaleur et aux réactions chimiques [1, 2]. Une combustion est souvent le siège d'instabilités qui modifient la répartition des températures simultanément dans l'espace et dans le temps. Dans les milieux réactifs, au problème fondamental de l'existence (ou non) de l'équilibre thermodynamique, s'ajoutent ceux spécifiques aux techniques de mesure. Le choix de la méthode se fait finalement en fonction du cas expérimental étudié. Dans le cadre de nos travaux, nous avons choisi deux méthodes optiques, la spectroradiométrie et la thermographie infrarouge. Ces deux méthodes n'ont encore jamais été testées, pour cette application, au sein du Groupe PSA Peugeot Citroën. Leur application à des mesures de températures en milieux émissifs est délicate mais présente de nombreux avantages, notamment d'obtenir des cartographies de températures sans perturber le milieu, tout en étant facile à mettre en oeuvre et non spécifique. Ce chapitre fait l'objet d'une présentation des différentes techniques de mesure utilisées à ce jour pour déterminer les températures de paroi et de gaz dans les enceintes de combustion. Après une description rapide du principe de mesure, nous détaillerons les avantages et les inconvénients de chaque méthode.

II.1 Les méthodes non optiques

II.1.1 Les sondes

La mesure des températures des gaz à l'aide de sondes (thermocouples, fil chaud, thermomètres à résistance,...) présente certains inconvénients liés à l'interaction du capteur et du milieu lui-même. Nous pouvons citer :

- le caractère intrusif des sondes qui modifie localement les propriétés thermodynamiques du gaz
- les échanges par rayonnement entre le capteur et le milieu (enceinte, gaz). Le développement d'écrans réfléchissants autour de l'élément a permis de résoudre partiellement ce problème mais entraîne une augmentation des dimensions du corps et donc des perturbations.
- les pertes par conduction et par convection le long du support du capteur qui peuvent être diminuées par un gainage en matériau réfractaire
- la création d'un point d'arrêt dans l'écoulement qui entraîne un échauffement du capteur proportionnel au carré de la vitesse de l'écoulement («température d'arrêt»).

De plus, les milieux réactifs (flammes,...) peuvent entraîner un endommagement des capteurs. De nombreux travaux ont été réalisés dans les cylindres moteurs. Parmi ceux-ci, citons les travaux de **HOPKINSON** [3] qui montrent l'existence en fin de combustion d'une différence de température importante (570 K) entre les extrémités opposées de la chambre de combustion. Il utilise en guise de sonde deux fils résistifs en platine, l'un près de la bougie et l'autre à la paroi opposée. A l'université de Wisconsin, **TSAO** [4] compare la mesure par thermocouple du pic de température des gaz de combustion dans un moteur, aux mesures faites dans les mêmes conditions avec un pyromètre.

II.1.2 La méthode utilisant la vitesse du son

Cette méthode non optique et non intrusive a été développée en se basant sur la vitesse a du son dans le milieu. Pour une masse M de gaz parfait à la température T , elle est donnée par la relation :

$$a^2 = \frac{\gamma RT}{M} \quad (\text{II.1})$$

avec γ rapport des chaleurs spécifiques et R constante des gaz parfaits

Théoriquement, si la vitesse du son est déterminée et la composition du gaz connue, alors la température du gaz peut être calculée. Cependant en pratique, le comportement imparfait des gaz et la méconnaissance de la composition compliquent l'application de cette technique. Lorsque cette méthode est appliquée dans les moteurs, l'opérateur envoie une impulsion acoustique et mesure le temps de transit à travers le volume gazeux compris entre deux points connus d'une chambre de test, qui communique avec la chambre principale en un point bien déterminé. Un système de synchronisation permet d'envoyer l'impulsion à un instant bien précis du cycle de fonctionnement du moteur (**figure II.1**).

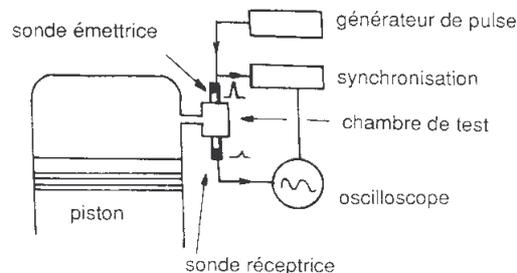


Figure II.1 : Montage expérimental [5]

En 1958, **LIVENGOOD et al.** [6] ont appliqué cette méthode dans le but de déterminer des données sur l'état physique des gaz de combustion, notamment la température et le taux de variation dans le temps. L'avantage de cette méthode est que la mesure se réduit à celle d'un temps. Par contre, elle a l'inconvénient de ne donner qu'une température moyenne. Pour déterminer précisément la température, il est nécessaire de connaître parfaitement le rapport des chaleurs spécifiques γ . Cependant, les gaz étant en évolution chimique, leurs compositions et propriétés ne sont pas facilement déterminées.

II.2 Les méthodes déflectométriques et interférométriques

Ces méthodes reposent sur le passage d'un rayon lumineux à travers un champ d'indice de réfraction dû à l'existence d'un champ de température. Nous présentons ici deux de ces méthodes, la première est basée sur la déviation angulaire d'un faisceau : l'effet mirage [8, 9], la seconde est basée sur un phénomène de cohérence : l'interférométrie [7].

II.2.1 Effet mirage

Lorsque une surface est chauffée par un rayonnement modulé, il se produit dans le gaz situé au voisinage immédiat un gradient de température. Celui-ci produit un gradient d'indice de réfraction du gaz environnant. Ce phénomène peut être détecté à l'aide d'une sonde laser qui envoie un faisceau lumineux dans cette couche gazeuse, rasant la surface de l'échantillon à une distance de l'ordre de 150 μm . La déviation du faisceau envoyé par le laser est fonction de la température T_g et de l'indice de réfraction n du gaz.

Elle est donnée par :

$$d = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \int \text{grad } T_g \, dy \quad (\text{II.2})$$

selon la direction \vec{y} perpendiculaire à celle du faisceau et parallèle à la surface

Cette déviation se décompose en une composante perpendiculaire à la surface de l'échantillon, dite déviation normale et une autre parallèle à la surface dite déviation transverse. La déviation peut être détectée vectoriellement sur une diode à quadrants.

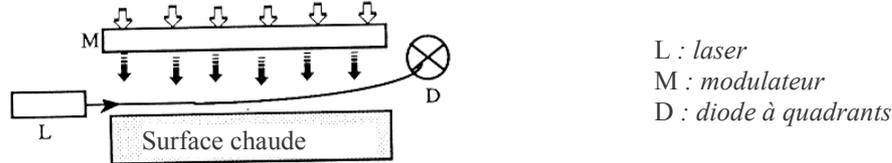


Figure II.2 : Détection par effet mirage [9]

II.2.2 Interférométrie

Un montage de Mach-Zender (**figure II.3**) se compose de deux bras, l'un de mesure, l'autre de référence, constitués de deux miroirs plans réfléchissants et de deux lames semi-transparentes. Le faisceau laser est séparé en deux faisceaux secondaires au niveau de la première lame semi-transparente (en d), dont l'un traversera l'échantillon e. Puis chaque faisceau secondaire se réfléchit sur un miroir opaque (en h et en g). Les deux faisceaux secondaires sont finalement recombinaés sur la seconde lame semi-transparente (en i) pour former un réseau de franges d'interférences.

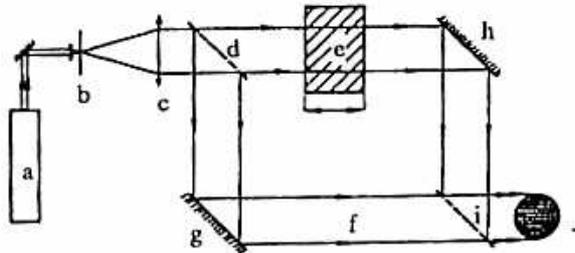


Figure II.3 : Interféromètre de Mach-Zender [9]

En présence d'un gradient de température perpendiculaire au bras de mesure, le système de franges se modifie suivant la variation de chemin optique entre l'onde plane de référence et l'onde qui a traversé la matière. A l'abscisse x , la différence de température $\Delta T(x)$ associée à la différence d'ordre d'interférence $\Delta S(x)$ s'écrit, pour l'interféromètre de Mach-Zender [9] :

$$\Delta T(x) = \frac{\lambda}{L \left[\left(\frac{dn}{dT} \right)_\lambda + (n_\lambda - 1)\gamma \right]} \Delta S(x) \quad (\text{II.3})$$

où L représente l'épaisseur d'échantillon traversée par le faisceau lumineux, λ la longueur d'onde de la source, n_λ l'indice de réfraction pour cette longueur d'onde, γ le coefficient de dilatation thermique linéaire de l'échantillon.

Le comptage des franges par moyen photographique ou enregistrement optique permet de déterminer le profil de gradient établi dans l'échantillon (fluide ou solide) lorsque la constante thermo-optique $(dn/dT)_\lambda$ et le coefficient de dilatation du matériau sont connus. Cette méthode s'appuie sur la semi-transparence de l'échantillon et offre l'avantage d'être insensible aux effets de rayonnements perturbateurs.

Dans aucune de ces méthodes (effet mirage ou interférométrie), les propriétés de semi-transparence du milieu étudié n'interviennent directement, mais toutes réclament un taux de transmission élevé du faisceau de mesure sur au moins une bande spectrale. Elles s'appliquent aux milieux non diffusants et homogènes tels que gaz ou liquides mais aussi cristaux transparents et verres. Le phénomène primaire étant une variation locale des propriétés thermo-optiques du milieu, ces méthodes fournissent des *variations* d'indice de réfraction par rapport à une référence le plus souvent inconnue. De plus, la traduction de l'effet en terme de *variation* de température demande la connaissance du coefficient de dépendance en température de l'indice, $(dn/dT)_\lambda$ à la longueur d'onde du faisceau de mesure.

II.3 Les méthodes basées sur la diffusion

Ces techniques sont utilisées pour la mesure de température en transfert de chaleur dans les écoulements et en dynamique des gaz. Elles offrent une bonne résolution spatiale ($< 0,1 \text{ mm}^3$) et temporelle ($< 10 \text{ ns}$). Elles sont basées sur l'excitation du milieu moléculaire par une source laser extérieure et la désexcitation des niveaux par des processus élastiques (diffusion Rayleigh ou diffusion Mie) ou inélastiques (diffusion Raman, fluorescence ou absorption) (**figure II.4**).

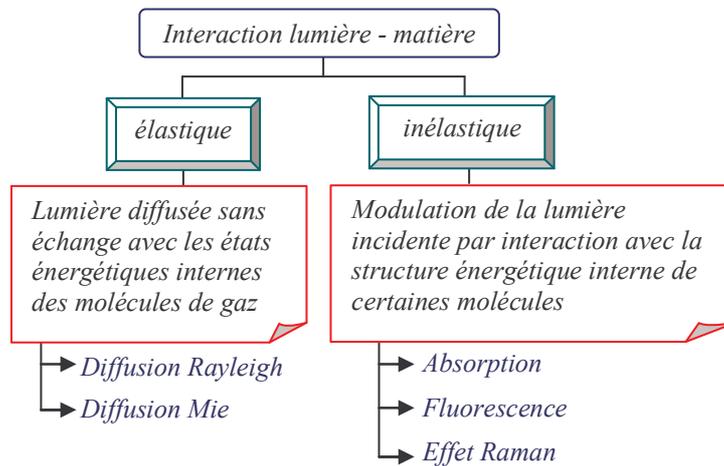


Figure II.4 : Les différents types d'interactions lumière-matière

II.3.1 La diffusion Rayleigh

Elle correspond à la diffusion de la lumière lors de collisions élastiques entre les photons et les molécules de gaz [10, 11]. La thermométrie par diffusion Rayleigh repose sur la mesure de l'intensité du rayonnement diffusé sans changement de fréquence.

La lumière est diffusée à la longueur d'onde λ monochromatique incidente. L'intensité de cette diffusion ne dépend que des caractéristiques de la molécule. Le paramètre essentiel du phénomène de diffusion Rayleigh est la section efficace de diffusion qui caractérise la sensibilité de l'interaction matière-rayonnement. La diffusion Rayleigh n'est observée que lorsque le paramètre de taille de la molécule vérifie : $d/\lambda \ll 1$ (d : diamètre de la molécule). Le rapport entre l'intensité incidente et l'intensité diffusée est caractérisé par la section efficace totale de diffusion des molécules constituant le mélange et la longueur d'onde d'interaction moléculaire. Cette diffusion est donc non sélective puisqu'elle peut concerner toutes sortes de molécules présentes dans un mélange.

Considérons un mélange de masse volumique totale ρ , de constituants i , de fraction molaire x_i éclairé par une source laser d'intensité I_S . L'intensité I_R diffusée est donnée par [12] :

$$I_R = CI_S \rho \sum_i x_i \sigma_{R_i} \quad (\text{II.4})$$

où σ_{R_i} est la section efficace de diffusion Rayleigh pour le gaz i et C une constante liée au montage expérimental.

$$\sigma_{R_i} \text{ est fournie par l'expression : } \sigma_{R_i} = \frac{4\pi^2}{\lambda^4} \left[\frac{n_i - 1}{N_o} \right]^2 \sin^2 \theta \quad (\text{II.5})$$

où n_i est l'indice de réfraction du gaz i , N_o le nombre de Loschmidt et θ l'angle de diffusion.

En pratique (**figure II.5**), la détection de la lumière diffusée, qui contient l'information, s'effectue le plus souvent à 90° . Lorsque les mesures sont ponctuelles, la résolution spatiale est définie par la dimension du laser.

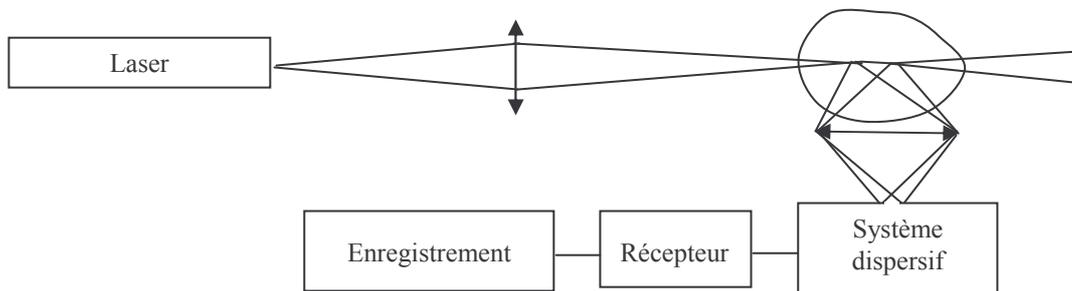


Figure II.5 : Disposition d'un banc de diffusion Rayleigh

A partir de l'intensité du rayonnement diffusé par le mélange de composition supposée connue, et de la connaissance des sections efficaces de chaque composant, la masse volumique totale du gaz peut être déterminée. Pour une pression totale constante et connue, l'équation d'état permet ensuite de remonter à sa température.

Cette méthode donne de très bons résultats pour des flammes à écoulements laminaires.

Malgré sa simplicité de mise en oeuvre, la diffusion Rayleigh présente quelques inconvénients :

- Il est possible de mesurer la densité totale qui mène à la température, mais pas la concentration des différents constituants du mélange, qu'il est pourtant nécessaire de connaître. Ces concentrations peuvent être quantifiées en associant une technique complémentaire comme la diffusion Raman anti-Stokes cohérente.
- La proportion du signal diffusé est faible, ce qui implique que la source doit avoir une forte densité spectrale. En pratique, cela nécessite des sources laser suffisamment puissantes.

En outre, la diffusion Rayleigh présente deux difficultés majeures :

- ✓ Le rayonnement observé étant de même longueur d'onde que la lumière incidente, la mesure de son intensité est très sensible aux réflexions et diffusions parasites.
- ✓ Dans le cas d'une combustion, la section efficace totale des constituants varie au cours des réactions chimiques et il convient d'en tenir compte en apportant des corrections.

II.3.2 La diffusion Raman spontanée

Cette méthode utilise le principe de la diffusion inélastique sur les atomes ou sur les molécules. En diffusion Raman spontanée, un photon incident de fréquence ν_o peut momentanément porter la molécule à un état excité virtuel. Une retombée sur un état d'énergie supérieure à celle de départ donne un photon diffusé de fréquence inférieure à ν_o , dit photon Raman Stokes.

Une retombée sur un état d'énergie inférieure à celle de l'état initial donne un photon diffusé de fréquence supérieure à ν_o , dit photon Raman anti-Stokes. Ainsi, l'onde incidente est diffusée selon deux fréquences : elles sont symétriques par rapport ν_o , et égales par définition à $\nu_o \pm \nu_{Raman}$.

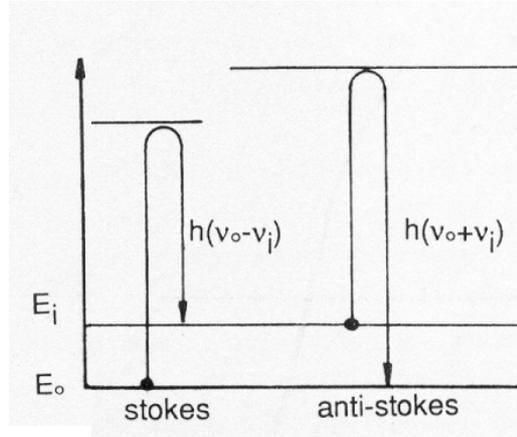


Figure II.6 : Diffusion Raman Stokes et anti-Stokes [5]

Le nombre N_R de photons Raman collectés est proportionnel au nombre de photons incidents N_p , à la population N_j du niveau initial considéré, à la section efficace σ , à l'angle solide Ω , et la longueur d de la zone analysée [12] :

$$N_R = r \cdot N_p \cdot N_j \cdot \Omega \cdot \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right) \cdot d \quad (II.6)$$

avec r , coefficient de proportionnalité.

La thermométrie par diffusion Raman, comme celle par fluorescence, repose à l'équilibre thermique sur la loi de peuplement d'un état ro-vibrationnel (rotationnel-vibrationnel) caractérisé par les nombres quantiques (ν, J) et relié à la température T du milieu par l'expression [12] :

$$N_{\nu,J} = N_T \frac{g_{\nu,J}}{Q(T)} \exp \left[\frac{-E(\nu,J)}{k_B T} \right] \quad (II.7)$$

avec $E(\nu, J)$ l'énergie du niveau ro-vibrationnel (ν, J) de dégénérescence $g_{\nu,J}$, $Q(T)$ la fonction de partition et N_T la population totale (k_B : constante de Boltzmann).

Cette loi permet d'extraire la température T . L'étude de spectres moléculaires par diffusion Raman, prévue théoriquement depuis fort longtemps, a donné lieu à de nombreux travaux. La première étude a été faite en 1869 par **TYNDALL** [13] qui observa la diffusion lumineuse provoquée par des particules de très petite taille devant la longueur d'onde de la lumière visible. Mais c'est essentiellement la découverte des sources de lumière laser qui a entraîné une révolution dans les techniques d'études de l'effet Raman. En combustion, c'est un outil potentiellement puissant pour les mesures de températures ponctuelles de flammes et de densités de particules. La mesure de la densité et de la température des principaux gaz de combustion (N_2 , O_2 , CO_2 , H_2O) est néanmoins possible, à condition que les imbrûlés n'y soient pas trop abondants. Par contre, la détection de composés à des concentrations inférieures à 1% est délicate, voire impossible.

Il existe, cependant, plusieurs *inconvénients* :

- D'une part, le signal de mesure est faible car l'énergie est diffusée dans tout l'espace ce qui nécessite l'emploi d'optiques de refocalisation et amène une perte de signal. L'emploi d'une source de forte puissance est nécessaire pour obtenir des niveaux de signal suffisamment élevés.
- D'autre part, des interférences provenant de la fluorescence d'autres espèces peuvent apparaître et induire des erreurs sur le résultat.

II.3.3 La fluorescence induite par laser (LIF)

Lorsqu'une radiation, à la fréquence de résonance d'un atome, est absorbée par celui-ci (**figures II.7 et II.8**), l'atome se retrouve dans un état excité qui est instable. La fluorescence se produit lorsqu'il revient à son état fondamental en émettant un photon, ou plusieurs si cette transition se fait en cascade de transitions intermédiaires. Avec la fluorescence naturelle, à l'équilibre thermodynamique, la population des niveaux électroniques des molécules est gouvernée par la loi de Boltzmann.

La longueur d'onde du laser incident est choisie pour correspondre à une transition électronique de la molécule étudiée. Le signal recueilli est fonction de la température et de l'absorption [14, 15, 16, 17].

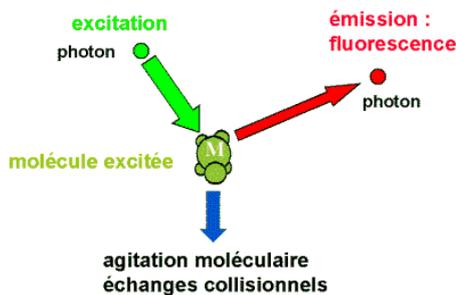


Figure II.7 : Echanges énergétiques

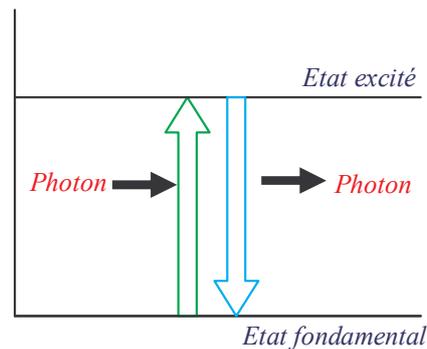


Figure II.8 : Fluorescence

Cette méthode présente plusieurs *avantages* :

- Elle est applicable à de nombreux composés : les radicaux O, H, C, OH, CH, HCO qui apparaissent lors de la combustion d'hydrocarbures, les composés nitrogénés N, NO, NH, CN, NH₂, NO₂, et également les molécules CO, O₂, I₂.
- Le signal obtenu est très intense et présente une grande résolution spatiale et temporelle.
- Des concentrations de radicaux à des niveaux de quelques ppm (parties par million) peuvent être retrouvées même dans les flammes turbulentes.

Par contre, plusieurs *inconvénients* limitent l'application de cette méthode :

- La molécule étudiée doit posséder une longueur d'onde d'absorption accessible à une source laser (> 190 nm).
- Lorsque la pression augmente, un processus de saturation apparaît. Du fait de l'élargissement des raies, le signal de fluorescence diminue pour finalement être totalement masqué.
- A basse température, le bruit de photons devient important et perturbe les mesures.

II.3.4 La diffusion Raman anti-Stokes cohérente (DRASC)

La diffusion Raman cohérente a eu ses premières applications dans la mesure de température, notamment avec les travaux de **TARAN** et de son équipe [18, 19]. Cette méthode de diffusion est actuellement la plus employée. En envoyant deux faisceaux laser presque parallèles, de fréquences respectives f_1 et f_2 dans un milieu possédant un mode de vibration actif en Raman, deux émissions apparaissent : une onde Stokes et une onde anti-Stokes qui sont caractéristiques de la molécule [20].

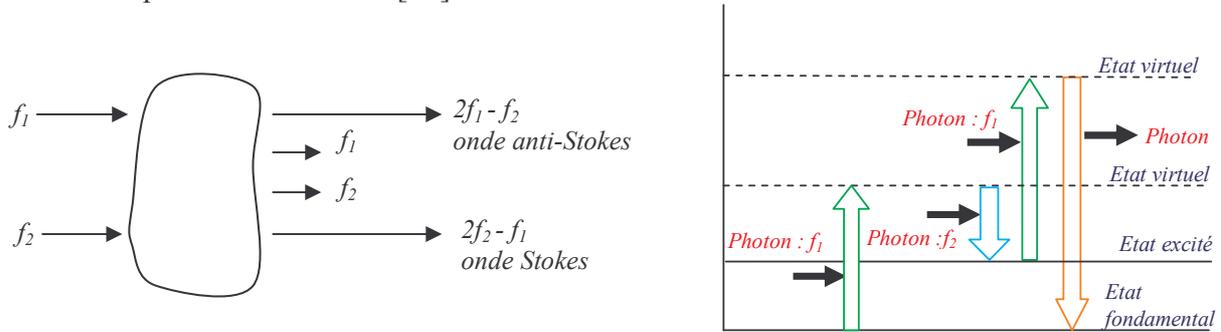


Figure II.9 : Diffusion Raman anti-Stokes stimulée

La spectroscopie *DRASC* s’effectue en faisant varier f_1 (laser Stokes accordable). La diffusion Raman est caractérisée si une faible fraction du faisceau lumineux traversant le gaz est réémise à une fréquence différente due aux échanges d’énergie avec la structure de la molécule (généralement le mode de rotation-vibration pour des applications supérieures à 1000 K). L’onde diffusée par le milieu, à la fréquence anti-Stokes, est résonnante et se propage dans la même direction que les ondes excitatrices (**figure II.9**). L’interaction produit également une autre onde, pour des raisons de symétrie, à la fréquence Stokes. Seules les variations d’intensité de l’onde anti-Stokes sont enregistrées.

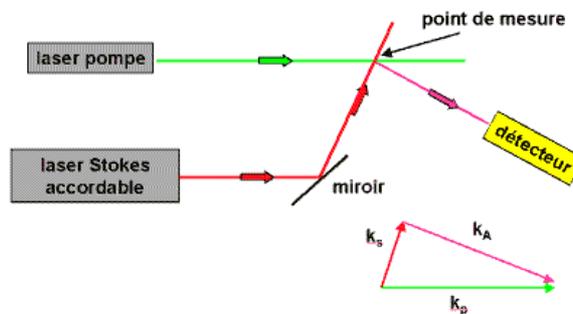


Figure II.10 : Montage expérimental adapté à la spectroscopie *DRASC*

Si à la place du laser Stokes accordable, nous utilisons une source large bande, nous observons non plus une diffusion monochromatique mais un spectre *DRASC*. L’intensité I_3 de l’onde anti-Stokes est alors donnée par [12] :

$$I_3 = \left[\frac{4\pi^2 f_3^2}{c^2} \right]^2 I_2^2 I_1 |\chi_3|^2 d^2 \tag{II.8}$$

I_1 et I_2 sont les intensités des lasers de fréquence f_1 et f_2 , d la distance sur laquelle l’espèce considérée diffuse et χ_3 la susceptibilité non linéaire de troisième ordre du milieu diffusant, le terme $|\chi_3|^2$ étant proportionnel au carré de la densité de l’espèce diffusante.

L’analyse du spectre ainsi obtenu fournit des informations sur les espèces moléculaires présentes (position des raies), leur concentration (intensité du signal) ou leur température (forme du spectre ou intensité sur plusieurs niveaux de rotation – vibration).

Tout le spectre peut être acquis avec une seule impulsion laser à colorant large bande (qui contient plusieurs fréquences). Les mesures de température et de concentration de diverses espèces (exemples : N_2 , H_2O , CO_2 , CO) peuvent être effectuées simultanément. Le déplacement du point d'excitation permet d'étudier la distribution du flux diffusé et de caractériser la température et la concentration du gaz excité.

Les *avantages* de cette méthode sont nombreux :

- Le signal est de nature cohérente, il est très intense et collimaté, contrairement à la diffusion Raman spontanée où l'émission se fait dans toutes les directions.
- Il est possible de faire un diagnostic précis et rapide dans un environnement perturbé avec une excellente résolution spatiale. Cette méthode est donc adaptée à l'analyse des gaz en réaction malgré une discrimination moins efficace entre les différents gaz et une mise en œuvre délicate.

Par contre, la méthode présente quelques *inconvénients* :

- Pour un mélange de gaz, il faut tenir compte des contributions de toutes les espèces moléculaires présentes dans la zone d'interaction car elles peuvent modifier la structure du spectre.
- Si le composé étudié se trouve sous forme de traces, ses raies sont peu intenses et elles peuvent être cachées par les molécules diluantes qui créent un fond non résonnant.
- Les données sont dépouillées par comparaison avec une bibliothèque de spectres théoriques qui n'ont pas été calculés pour toutes les espèces présentes dans les flammes. La température est déduite d'un ajustement du spectre à un spectre théorique. La précision de cette technique reste ainsi limitée par la connaissance théorique des spectres Raman, notamment aux températures et pressions élevées.
- Le problème essentiel est la quantité de matériel nécessaire à sa réalisation. Un alignement permanent des lasers est indispensable. Les lasers doivent être de forte puissance avec des systèmes de focalisation, détection et amplification sophistiqués. La convergence n'est pas assurée dans le temps à cause des gradients d'indice dus aux variations de température et de concentration.

En conclusion, les mesures par diffusion de la lumière s'avèrent très efficaces dans des conditions de laboratoire. Leur adaptation en milieu industriel reste difficile. Quelques applications récentes ont cependant été réalisées, comme le suivi de l'évolution moyenne des températures avec l'angle vilebrequin dans un moteur à allumage commandé. L'application de cette méthode sur les moteurs à combustion interne nécessite un dépouillement informatisé des signaux et de nombreux étalonnages de référence, mais donne des résultats très intéressants [21, 22]. Comme l'attestent de nombreux travaux [23, 24, 25], ces méthodes sont des techniques de pointe pour la mesure de température dans les flammes, leur plus grand intérêt étant le caractère non intrusif de la mesure ponctuelle et instantanée de la température.

II.4 Les méthodes spectrométriques

Les méthodes spectrométriques permettent la détermination des températures de flamme à partir de la structure fine des spectres de gaz dans le domaine infrarouge. Elles peuvent être utilisées soit en transmission (méthode active) avec l'aide d'une source de référence, soit en analysant l'émission propre du gaz (méthode passive). Les spectres des raies sont dus à l'excitation des molécules selon des modes d'énergie bien définis (rotation, vibration, excitation électronique). Le postulat d'un équilibre thermodynamique local permet, à partir des températures liées aux degrés de liberté de la molécule, de remonter à une notion de température macroscopique.

II.4.1 Rappels : mesures par spectrométrie

Tous les corps émettent un rayonnement électromagnétique dont la répartition énergétique, en fonction de la longueur d'onde, dépend de nombreux paramètres (température du corps, composition moléculaire, état de surface, rugosité). L'étude de ce rayonnement peut se faire par différentes méthodes d'analyse et dans différents domaines de longueurs d'onde (ultraviolet, infrarouge, visible).

Dans le cas d'un imageur thermique ou d'un radiomètre, le signal délivré est proportionnel à la luminance énergétique vue par le détecteur et l'intégration sur tout le spectre de sensibilité du capteur peut être relativement étendue. Deux émissions spectrales dont les surfaces intégrées sont équivalentes ne pourront donc pas être distinguées (**figure II.11**).

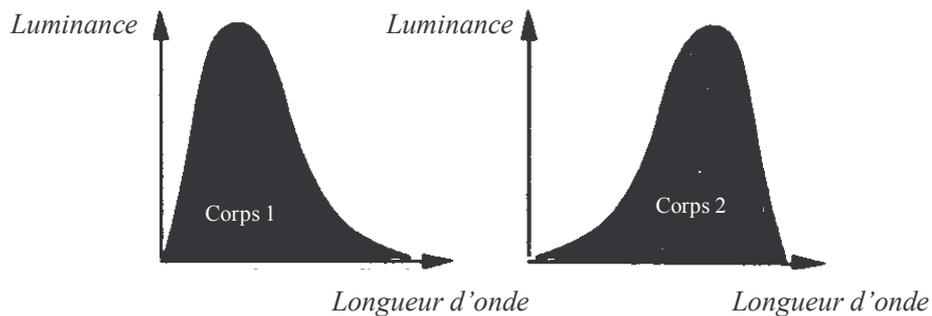


Figure II.11 : Emissions spectrales de surfaces intégrées équivalentes [26]

Dans le cas d'un spectromètre, les deux surfaces pourront être différenciées puisque l'émission radiative peut être mesurée sur une bande spectrale étroite. L'information délivrée par le spectromètre est donc beaucoup plus riche que celle délivrée par le radiomètre puisqu'il permet de connaître la répartition spectrale de l'énergie émise par le corps étudié sur l'ensemble du domaine de sensibilité du détecteur (**figure II.12**).

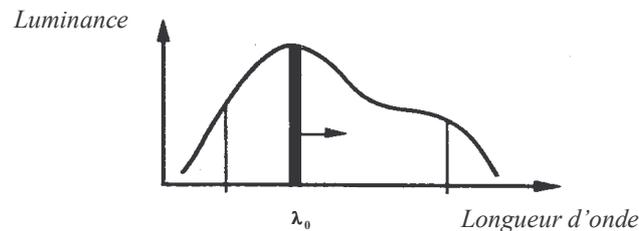


Figure II.12 : Balayage spectral de l'énergie émise par le corps [26]

Un spectromètre peut donc être considéré comme un radiomètre équipé d'un élément sélectif en longueur d'onde. La bande spectrale d'analyse présente deux caractéristiques :

- ✚ elle est étroite par rapport au domaine de sensibilité spectrale du détecteur
- ✚ elle peut balayer la totalité ou une partie du domaine spectral de sensibilité du détecteur.

Le *spectromètre* permet l'étude de la distribution d'amplitude ou de puissance (carré de l'amplitude) d'une grandeur en fonction de la fréquence, de la longueur d'onde ou du nombre d'onde. La génération de la bande spectrale étroite d'analyse peut se faire par différentes méthodes dont les trois principales sont :

- ✚ la spectrométrie par transformée de Fourier
- ✚ la sélection par filtrage interférentiel
- ✚ la sélection par dispersion spectrale.

En optique, le terme «*spectrométrie*» désigne plus particulièrement l'ensemble des techniques instrumentales d'analyse de la densité spectrale de puissance, la *spectroscopie* étant plutôt la science des spectres (spectroscopie atomique ou moléculaire).

a) La spectrométrie par transformée de Fourier

Le principe de cette méthode repose sur l'existence d'une relation mathématique entre la longueur des trains d'onde émis par une source rayonnante et la répartition spectrale du rayonnement correspondant. Cette relation est une transformation de Fourier. Dans la pratique, la longueur des trains d'onde, appelée longueur de cohérence, est évaluée par interférométrie de type Michelson, dont le miroir ou le dièdre mobile est animé d'un mouvement de translation uniforme (**figure II.13**).

La source de rayonnement crée à la sortie de l'interféromètre un système de franges dynamiques envoyées sur le détecteur infrarouge. L'acquisition de l'interférogramme résultant se fait par numérisation du signal délivré par le détecteur. Le calcul de la transformée de Fourier de cette fonction donne directement la luminance spectrale de la source. Cette méthode, appelée aussi spectrométrie interférentielle, présente l'avantage de pouvoir fonctionner sans restriction d'étendue géométrique et permet le relevé de spectres de sources peu intenses tout en conservant une finesse d'analyse très importante. La résolution spectrale dépend de la longueur d'excursion du miroir mobile et de l'ouverture de l'optique d'entrée.

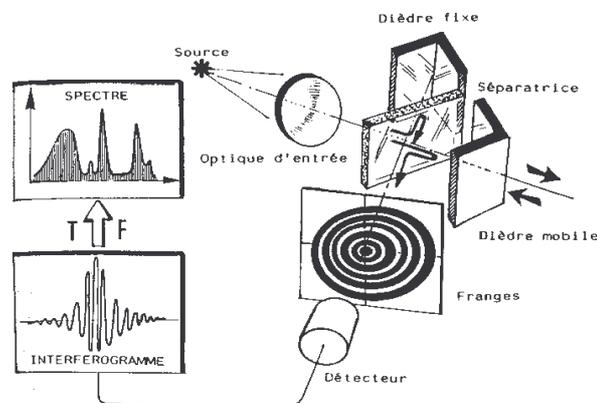


Figure II.13 : Principe du spectromètre à transformée de Fourier [26]

b) La spectrométrie par filtres interférentiels

La méthode de spectrométrie par filtres interférentiels repose sur une sélection spectrale par filtrage passe-bande du faisceau optique. Une succession de filtres échelonnés permet l'analyse d'un spectre large avec une résolution qui dépend de la bande passante de chaque filtre (**figure II.14**).

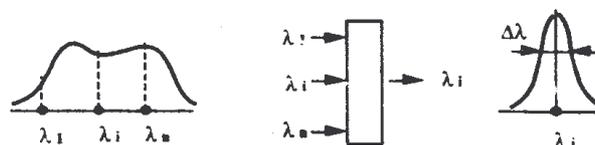


Figure II.14 : Sélection spectrale par filtrage passe-bande [26]

Il est aussi possible d'utiliser un filtre unique à savoir un filtre optique interférentiel à variation continue de longueur d'onde [26]. L'architecture du système est simple et permet une analyse spectrale rapide en fonction de la vitesse de rotation du filtre (**figure II.15**).

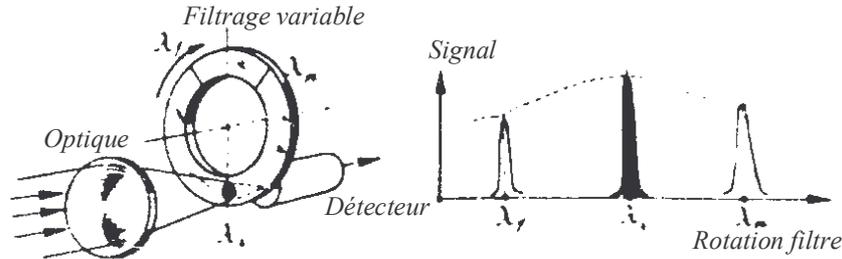


Figure II.15 : Spectromètre par filtres interférentiels [26]

Le flux multispectral, en provenance d'une optique qui peut être de grande ouverture, est simplement, après filtrage au voisinage du foyer, envoyé sur un ou plusieurs détecteurs de rayonnement. Dans la pratique, la résolution spectrale dépend de la dimension de la zone du filtre couverte par le faisceau, de l'incidence des rayons sur le filtre, ainsi que de la résolution ponctuelle intrinsèque du filtre. Naturellement, la réponse spectrale totale dépend de la transmission de l'optique d'entrée, de celle du filtre, ainsi que de la réponse spectrale du détecteur utilisé.

c) La spectrométrie par dispersion spectrale

Cette méthode utilise un élément optique disperser qui étale le spectre sur une certaine surface. Un diaphragme étroit placé sur cette surface isole une bande spectrale déterminée. Les dispersers employés sont en général, soit des prismes, soit des réseaux (**figure II.16**) installés dans des monochromateurs.

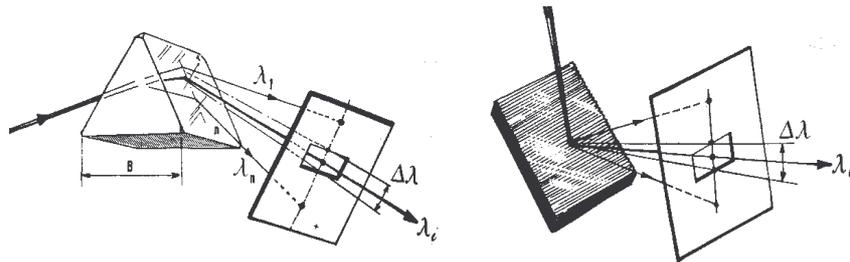


Figure II.16 : Dispersion par prisme et dispersion par réseau [26]

La dispersion par un prisme résulte de la variation de l'indice de réfraction n des milieux transparents avec la longueur d'onde λ , ce qui se traduit mathématiquement par la relation suivante :

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = B \frac{dn}{d\lambda} \quad (B \text{ indiqué sur la figure ci-dessus}) \quad (\text{II.9})$$

La dispersion par un réseau utilise une structure périodique qui introduit une diffusion spectrale du rayonnement. Cette structure consiste en une surface sur laquelle des milliers de sillons identiques parallèles sont reproduits, avec un pas régulier de l'ordre du micromètre. Ces traits délimitent des bandes étroites, transparentes ou réfléchissantes, qu'il faut éclairer en lumière parallèle. La dispersion s'exprime par la relation suivante :

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = N.k \text{ avec } N \text{ nombre de traits et } k \text{ ordre de diffraction} \quad (\text{II.10})$$

A la traversée d'un réseau, une onde monochromatique plane arrivant sous l'incidence i_o est diffractée dans toutes les directions i_k telles que : $d(\sin i_o + \sin i_k) = k\lambda$ avec d pas du réseau et k ordre de diffraction. Si la lumière est polychromatique, l'ensemble des faisceaux correspondant à une même valeur de k peut fournir, dans le plan focal d'une lentille ou d'un miroir, un spectre dit d'ordre k . La condition $k = 0$ entraîne $i_o = i_k$. Elle correspond au faisceau régulièrement transmis ou réfléchi.

Le spectromètre à réseau a de nombreux avantages par rapport au spectromètre à transformée de Fourier : une mesure rapide, un faible encombrement et une meilleure robustesse. Les inconvénients sont un rapport signal sur bruit de moins bonne qualité, un pouvoir de résolution moins élevé et une bande passante beaucoup plus faible.

II.4.2 La méthode par renversement de raies

Cette méthode est l'une des plus anciennes pour la mesure des températures de flammes ensemencées par un sel de sodium. Cette méthode combine les mesures en émission et en absorption. Elle est fondée sur la loi de Kirchhoff qui stipule qu'à l'équilibre thermique pour une longueur d'onde donnée, les coefficients d'absorption et d'émission d'un gaz sont égaux. Le montage expérimental est composé d'une source, de deux lentilles, d'une flamme et d'un monochromateur (**figure II.17**)

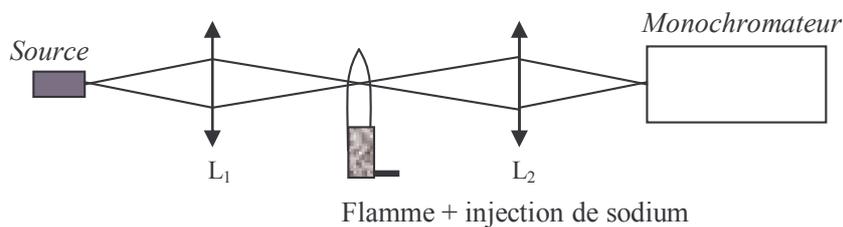


Figure II.17 : Montage expérimental [27]

La source est composée d'un filament de tungstène dont l'émissivité est parfaitement connue en fonction de la température. Elle produit un spectre continu dont l'image est réalisée dans la flamme. Celle-ci ensemencée par exemple avec des sels de sodium, fournit un spectre de raies qui vient se superposer sur le fond continu. Le spectre du sodium présente un doublet caractéristique de raies (structure fine). Lorsque la température de la flamme est supérieure à celle de la source, les raies observées sur le monochromateur sont plus lumineuses que le fond continu. Dans le contraire, les raies deviennent plus sombres. Au point de transition entre ces deux états, les raies disparaissent et la température de flamme est dite égale à celle de la source. En déplaçant le point focal, nous pouvons reconstruire une cartographie des températures dans une flamme.

Cette méthode permet donc d'explorer les champs de température. Les résultats sont très satisfaisants si l'ensemencement est homogène et régulier dans le temps. L'injection des sels perturbe néanmoins la composition du mélange dans la zone de focalisation. Des recombinaisons entre les produits de combustion et le traceur sont observées sous forme de radicaux libres. La température est alors surestimée (environ 100 K). Dans les zones très chaudes de la flamme, des arcs électriques peuvent se produire, ainsi que des phénomènes de chimiluminescence. Ils affectent l'erreur sur la température dans le même ordre de grandeur. Cette méthode reste avant tout une technique de laboratoire et est difficilement applicable en milieu industriel. Elle ne fournit, en effet, qu'une température moyennée. **DJAMAL** [5] applique cette méthode pour déterminer les températures des gaz brûlés dans une chambre cylindrique à allumage latéral.

II.4.3 La méthode de l'iode

Développée en 1954 par **CHEN et al.** [28] et améliorée en 1959 par **GANDHI** [29], la méthode de l'iode, appliquée exclusivement sur moteur, s'est révélée très pratique sur les gaz frais lors de la phase de compression par le piston. Si une radiation provenant d'une source passe à travers un gaz, la quantité absorbée par une bande d'absorption du gaz dépend de la concentration de ce dernier, de sa température et de son épaisseur.

Si cette absorption est mesurée pour deux longueurs d'ondes différentes avec une même profondeur optique, la température de ce gaz peut être déterminée. Il est possible d'utiliser comme gaz absorbant celui contenu dans le cylindre moteur, mais lors des premiers tests de cette méthode, la faible sensibilité des détecteurs a conduit au choix de l'iode pour lequel la variation d'absorption est importante.

En pratique, l'opérateur introduit l'iode sous forme de vapeur à l'admission. Le faisceau lumineux d'une lampe à filament de tungstène traverse alors la chambre de combustion avant d'être recueilli dans un spectromètre (**figure II.18**).

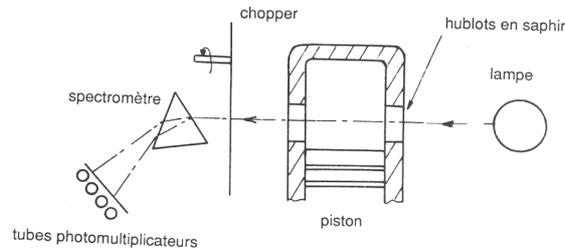


Figure II.18 : Schéma du montage de mesure par absorption de l'iode [5]

Des tubes photomultiplicateurs mesurent alors l'intensité sur plusieurs longueurs d'onde. Si les mesures se font sur quatre longueurs d'onde, trois d'entre elles sont dans la région d'absorption de l'iode et la quatrième se situe dans l'infrarouge, région où l'iode n'est plus absorbant. A partir des atténuations d'intensités émergentes mesurées sur les quatre longueurs d'ondes, on peut alors calculer l'absorption due à l'iode. Connaissant cette valeur, une température moyenne dans le volume de mesure peut être déterminée. Néanmoins, cette méthode présente des inconvénients. D'une part, la vapeur d'iode modifie la combustion, malgré sa faible teneur dans les gaz frais. D'autre part, la température obtenue par cette technique n'est qu'une valeur moyenne dans le volume de mesure.

II.4.4 La spectroscopie basse résolution ou large bande

Sachant que le rayonnement du gaz est fonction de sa température, une première approximation de la température moyenne d'un milieu semi-transparent est possible par spectroscopie basse résolution, lorsque le spectre infrarouge du milieu est connu dans une bande spectrale bien définie. La valeur estimée de ces mesures s'améliore lorsque le système se rapproche d'une situation isotherme. Le dispositif expérimental d'une mesure par spectroscopie large bande est constitué d'un système de détection, d'une optique collimatrice du rayonnement et de filtres passe-bande. Le principal problème est de connaître l'émissivité du gaz puisque celle-ci est fortement dépendante de la longueur d'onde, de la température, de la pression et de la concentration des constituants. La mesure est effectuée à une ou plusieurs longueurs d'onde en intégrant l'énergie incidente dans le domaine spectral défini par le filtre. Il faut donc obtenir une distribution de température à partir d'un nombre limité de longueurs d'onde de mesure. Si ce nombre restreint de mesures n'amène pas suffisamment d'informations, un balayage spatial du phénomène étudié peut être effectué en vue de la restitution du profil de température [30]. Pour s'affranchir des variations d'émissivité, une autre solution consiste à effectuer la mesure dans un domaine où le gaz est opaque [31] : il est alors considéré comme gris dans chaque domaine de longueur d'onde. Cette méthode simple présente l'inconvénient de fournir une température liée à l'épaisseur optique du gaz. Cependant des approximations peuvent être proposées pour corriger cet effet moyennant des hypothèses sur le profil recherché [32]. La spectroscopie à large bande a l'avantage d'être relativement simple à mettre en œuvre et d'être totalement passive. Son principal inconvénient est qu'elle nécessite de connaître l'émissivité du gaz.

II.4.5 La spectroscopie haute résolution

Les méthodes de diagnostic dans les gaz chauds (> 1500 K) ont été profondément révolutionnées par l'avènement des sources lasers accordables (laser à colorant, laser à diodes,...). En effet, la demi-largeur à mi-hauteur d'une radiation laser peut être petite par rapport à la largeur d'une raie ro-vibrationnelle d'un gaz moléculaire. Avec l'emploi de lasers-sondes accordables, il est devenu possible de balayer une ou plusieurs raies voisines bien identifiées, et d'en mesurer les caractéristiques spectroscopiques (intensité de raie, demi-largeur à mi-hauteur, allure du profil).

Lorsque les lois de variation de ces grandeurs avec la température sont connues, il est possible de remonter à la détermination de cette dernière ainsi qu'à la concentration des espèces actives dans le domaine de longueur d'onde scruté.

Dans le cas de la spectroscopie d'émission, la température et la concentration sont déterminées à partir de l'intensité des raies d'émission du gaz. Le problème physique est formulé par une équation d'émission, fonction d'un terme source et d'un terme d'auto-absorption. La luminance au nombre d'onde σ en un point extérieur au jet d'épaisseur l peut s'écrire [2] :

$$L_{\sigma}(l) = L_o e^{-\int_0^l K_{\sigma}(x) dx} + \int_0^l K_{\sigma}(u) L_{\sigma}^o(u) e^{-\int_u^l K_{\sigma}(x) dx} du \quad (\text{II.11})$$

avec L_o luminance du fond et K_{σ} facteur d'absorption spectrale du gaz.

En inversant cette formule par identification, il est possible de remonter aux profils de température et de concentration. L'inversion numérique, nécessaire pour le dépouillement, est un problème délicat, s'appuyant sur la connaissance des spectres des gaz analysés. Théoriquement, pour un volume gazeux homogène en température et en concentration, il suffit de connaître l'intensité absolue de deux raies pour déterminer la température et la concentration. Pour obtenir des profils dans un mélange hétérogène, si on cherche n valeurs spatiales en températures et concentration, il faut $2n$ raies pour obtenir les profils. Dans le cas des hautes pressions, un élargissement de raies intervient. Citons les travaux de **JACQUOT** [27] qui, à partir d'une étude théorique du spectre d'émission infrarouge du dioxyde de carbone entre 2380 cm^{-1} et 2400 cm^{-1} , détermine les profils de température d'une flamme par un calcul inverse en minimisant une fonction définie comme l'écart quadratique entre le spectre mesuré et le spectre calculé raie par raie. Sur l'échappement d'un moteur de forte puissance, il annonce un bon accord avec une mesure ponctuelle par thermocouple (2% de différence). Dans la continuité de ces travaux, **VALLY** [33] détermine des profils de température dans un gaz d'échappement (application basse température, pression atmosphérique) puis dans une chambre de combustion d'une turbine à gaz (application haute température, haute pression). La différence entre les températures de gaz d'échappement déterminées à partir des mesures spectrométriques et celles données par des méthodes intrusives serait seulement de l'ordre de quelques %. Ces essais sont réalisés à l'aide d'un spectromètre à réseau de résolution spectrale $0,5 \text{ cm}^{-1}$ et doté d'une barrette de 64 détecteurs PbSe. L'avantage de la spectroscopie d'émission, dans un système de combustion, est qu'elle est totalement passive, aucune source externe n'est nécessaire. Elle offre la possibilité d'analyser des mélanges de gaz et de particules. Elle permet de caractériser la température et la pression des différents constituants. Mais généralement, les mesures en émission ne donnent pas des résultats satisfaisants à cause du seuil de détection des appareils. Cette méthode ne peut s'appliquer que sur des molécules qui émettent fortement. A 500 K, sur une sortie d'échappement, les mesures en émission sont moins sensibles que les mesures en absorption.

Dans le cas de la spectroscopie d'absorption à très haute résolution, la première étape pour déterminer la température du gaz consiste à déterminer expérimentalement les coefficients monochromatiques $K_\nu(\nu)$ du gaz étudié. Nous présentons ci-dessous un exemple de montage permettant de mesurer les largeurs et les intensités de raies à hautes températures.

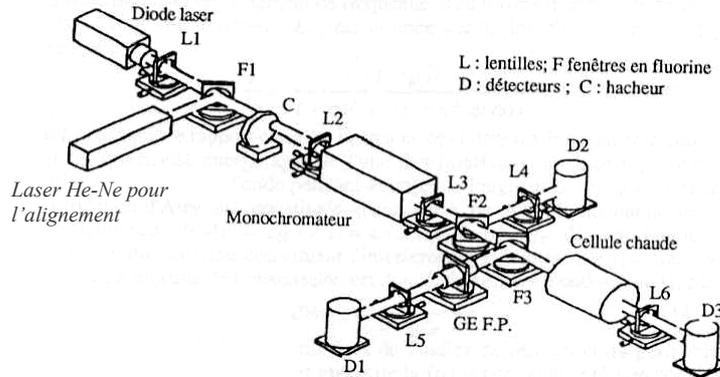


Figure II.19 : Schéma d'un montage expérimental permettant de mesurer largeurs et intensités de raies dans le domaine spectral infrarouge [34]

Le faisceau issu du laser à diode est collecté par une lentille puis haché mécaniquement pour un traitement ultérieur des signaux par détection synchrone, avant de traverser un monochromateur à réseau, dont le rôle est d'isoler l'un des modes émis par la diode. Le faisceau est ensuite divisé en trois parties à l'aide de lames séparatrices en fluorure (CaF_2) :

- La première partie du faisceau est directement focalisée vers le détecteur D_2 . Cette voie permet de suivre et de corriger d'éventuelles variations de l'intensité émise par le laser entre une expérience avec absorption et une expérience de référence (cellule sous vide).
- La deuxième partie du faisceau traverse un barreau de germanium à face parallèles (Ge F.P.) puis est focalisée sur le détecteur D_1 . Cette voie permet de déterminer la loi de conversion entre la fréquence du rayonnement émis par le laser et l'intensité du courant traversant la diode.
- La troisième partie du faisceau traverse la cellule haute température contenant le mélange gazeux étudié avant d'être focalisée vers le détecteur D_3 .

La mesure de la largeur ou de l'intensité de raie se déroule en deux étapes. La première consiste à enregistrer les signaux S_1^e , S_2^e et S_3^e issus des détecteurs D_1 , D_2 et D_3 , alors que la cellule est remplie du mélange gazeux absorbant. La deuxième étape consiste à enregistrer les mêmes signaux, notés cette fois S_1^r , S_2^r et S_3^r lorsque la cellule est sous vide (expérience de référence). Le coefficient monochromatique d'absorption, à la fréquence ν , $K_\nu(\nu)$ est extrait du rapport à quatre termes [34] :

$$\exp[-K_\nu(\nu)L_c] = \frac{S_3^e(\nu)/S_2^e(\nu)}{S_3^r(\nu)/S_2^r(\nu)} \quad (\text{II.12})$$

où L_c désigne la longueur de la cellule

On effectue ensuite un ajustement au sens des moindres carrés du profil expérimental $K_\nu(\nu)$, par un profil théorique de type *Lorentz* ou *Voigt*, lié aux conditions de pression et de température. Les paramètres recherchés, à savoir la demi-largeur à mi-hauteur *Lorentz* γ_L et l'intensité S de la raie, sont extraits numériquement de cet ajustement.

Les expériences réalisées à l'intérieur de cellules fermées restent généralement limitées à environ 1000K. Les mesures à très haute température sont effectuées dans les flammes ou dans des tubes de choc. En ce qui concerne les intensités de raies, leur évolution avec la température est très bien connue dès que l'on est capable de calculer les fonctions de partition et les énergies des états initial et final. Les évolutions des largeurs de raies avec la température sont moins bien connues que celles des intensités.

Une fois les coefficients d'absorption déterminés expérimentalement, la deuxième étape consiste à utiliser des procédures d'exploitation de ces coefficients d'absorption pour en extraire les paramètres recherchés, soit la température et la concentration du gaz étudié.

Dans un gaz hétérogène, pour une raie centrée sur la fréquence ν_o , le coefficient monochromatique d'absorption $K_{\nu_o}(\nu)$ (cm^{-1}) est proportionnel à la pression totale P du gaz, à la fraction molaire x_i du constituant absorbant i , à l'intensité de la raie $S(T)$ ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{atm}^{-1}$) et à son profil normalisé $f(\nu - \nu_o)$ qui dépend des différentes causes d'élargissement, soit :

$$K_{\nu_o}(\nu) = x_i P S(T) f(\nu - \nu_o) \quad (\text{II.13})$$

La condition de normalisation donne :

$$\int f(\nu - \nu_o) d\nu = 1 \quad (\text{II.14})$$

ce qui entraîne l'équation suivante :

$$x_i P S(T) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_{\nu_o}(\nu) d\nu \quad (\text{II.15})$$

Nous exposons ci-dessous quelques méthodes permettant de remonter à la température.

a) La méthode basée sur l'élargissement d'une raie individuelle [12]

Une manière simple de procéder à la détermination de la température T d'un gaz consiste à exploiter l'information contenue dans une seule raie de vibration-rotation judicieusement choisie, lorsque son profil a été déterminé par spectrométrie d'absorption.

A pression suffisamment basse, le profil d'une raie est du type *Doppler*, c'est à dire :

$$f(\nu - \nu_o) = \frac{1}{\gamma_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_o}{\gamma_D} \right)^2 \right] \quad (\text{II.16})$$

γ_D est la demi-largeur à mi-hauteur et s'écrit de la façon suivante :

$$\gamma_D = \frac{\nu_o}{c} \sqrt{\frac{(2k_B T)}{m} \ln 2} \quad (\text{II.17})$$

avec k_B constante de Boltzmann, m masse de la molécule du gaz et c vitesse de la lumière.

Elle est fonction de T . L'étude de cette grandeur va donc nous permettre de remonter à la température.

Dans ces conditions, un diagramme $\ln K_{\nu}$ en fonction de $(\nu - \nu_o)^2$ doit donner une droite de pente $-\frac{\ln 2}{\gamma_D^2} = -\frac{c^2}{\nu_o^2} \frac{m}{2k_B T}$. **ROSIER** [35] a utilisé ce moyen pour connaître la température d'un écoulementensemencé par du monoxyde de carbone.

A plus forte densité, le profil est plus complexe. L'élargissement de la raie est dû à des effets combinés collisionnels et Doppler. Le profil de raie résultant est un profil de *Voigt* autour de la fréquence ν_o donné par :

$$f(\nu - \nu_o) = \frac{a}{\pi \gamma_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{a^2 + (\xi - y)^2} dy \quad \text{où } a = \frac{\gamma_L}{\gamma_D} \sqrt{\ln 2} \quad \text{avec } \gamma_D \text{ et } \gamma_L, \quad (\text{II.18})$$

demi-largeurs à mi-hauteur des élargissements Doppler et Lorentz

a représente la mesure relative des contributions collisionnelles et Doppler à l'élargissement de la raie

La variable ξ vaut :

$$\xi = \frac{v - v_o}{\gamma_D} \sqrt{\ln 2} \quad (\text{II.19})$$

La température peut être déterminée en utilisant l'approximation de la demi-largeur à mi-hauteur du profil de *Voigt* qui s'écrit :

$$\gamma_V = \frac{\gamma_L}{2} + \sqrt{\left[\left(\frac{\gamma_L}{2}\right)^2 + (\gamma_D)^2\right]} \quad (\text{II.20})$$

La difficulté est alors d'évaluer le paramètre a dont dépendent les rapports γ_V/γ_L et γ_V/γ_D . Pour calculer ce paramètre, certains auteurs admettent une loi fonction du rapport P/T [36]. Il est aussi possible d'ajuster a (équation II.18) sur les profils expérimentaux [37, 38, 39, 40, 41, 42].

b) La méthode d'absorption à deux raies [12]

Considérons un gaz composé de molécules diatomiques. A une transition entre les niveaux énergétiques $E(v'', J'')$ et $E(v', J')$ est associé un coefficient d'absorption $K_{v_o}(v)$, proportionnel au nombre densité n'' de la population du niveau inférieur qui s'écrit de la façon suivante :

$$K_{v_o}(v) = B_{v'', J'' \rightarrow v', J'} n'' \left[1 - \exp\left(-\frac{hv_o}{k_B T}\right) \right] \left(\frac{hv_o}{c}\right) f(v - v_o) \quad (\text{II.21})$$

où $B_{v'', J'' \rightarrow v', J'}$ est le coefficient d'Einstein d'absorption de la transition, et h la constante de Planck.

A l'équilibre thermodynamique local, n'' est donné par :

$$n'' = \frac{n_T g''}{Q_{in}(T)} \exp\left(-\frac{E''}{k_B T}\right) \quad (\text{II.22})$$

où E'' est l'énergie du niveau ro-vibrationnel, g'' sa dégénérescence, n_T le nombre densité total de molécules

$n_T = x \left(\frac{P}{k_B T}\right)$, $Q_{in}(T)$ la fonction de partition de la molécule.

Nous obtenons finalement la définition suivante de l'intensité de la raie :

$$S(T) = \left(\frac{hv_o}{c}\right) \frac{1}{k_B T} B_{v'', J'' \rightarrow v', J'} \frac{g''}{Q_{in}(T)} \left[\exp\left(-\frac{E''}{k_B T}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{hv_o}{k_B T}\right) \right] \quad (\text{II.23})$$

Une méthode de mesure de la température des gaz consiste à déterminer le quotient des intensités intégrées de deux raies ro-vibrationnelles. Cette méthode a été proposée par **WANG** [43] dans les années 1970 et son usage est maintenant répandu dans les études portant sur les gaz chauds en écoulement. La différence d'énergie séparant les niveaux rotationnels conditionne la sensibilité de la méthode. En spectroscopie d'absorption, la détermination expérimentale du quotient de deux raies est liée à un choix optimal de la paire de raies étudiées. Celles-ci devront être voisines afin d'être suivies continûment par le rayonnement scrutateur et permettre des mesures de transmission aisées. Parmi les travaux réalisés, nous pouvons citer ceux de **REA et HANSON** [44], **HANSON et FALCONE** [45] et **CHANG** [46].

Une autre méthode consiste à exploiter l'évolution de l'intensité d'une raie avec la température. Cette méthode a été mise en œuvre par **KRITZSTEIN** [47] dans un travail expérimental portant sur l'interaction des modes de transfert de chaleur dans un écoulement. Dans cette étude, l'écoulement estensemencé par du monoxyde de carbone dont la raie se situe dans une zone de transparence de CO_2 et de H_2O .

La grandeur mesurée est le rapport des intensités de cette raie unique, centrée sur une fréquence fixée, prises à deux températures différentes :

$$\frac{S(T)}{S(T_s)} = \frac{T_s}{T} \frac{Q_{\text{int}}(T_s)}{Q_{\text{int}}(T)} \left[\exp\left(-\frac{E''}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_s}\right)\right) \right] \frac{\left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_o}{k_B T_s}\right)\right]}{\left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_o}{k_B T}\right)\right]} \quad (\text{II.24})$$

T_s étant une température de référence, E'' désignant l'énergie du niveau bas.

La valeur de ce rapport permet de remonter à la température T après un étalonnage préalable de l'intensité S en fonction de la température de référence.

II.5 Les méthodes pyrométriques

La pyrométrie optique utilise la mesure du rayonnement thermique émis par un corps supposé à l'équilibre thermodynamique. La mesure se fait à l'aide d'une optique convergente qui délimite un volume minimal dans la flamme. L'appareil recueille la luminance émise par la flamme sur un intervalle spectral. La température est reliée à la loi monochromatique du corps noir par la formule suivante :

$$L_\lambda = \varepsilon_\lambda L_{\lambda,T}^o \quad (\text{II.25})$$

L_λ et ε_λ sont respectivement la luminance et l'émissivité monochromatique du gaz, à la longueur d'onde λ

$L_{\lambda,T}^o$ est la luminance du corps noir donnée par la loi de Planck, en fonction de la longueur d'onde (avec $n = 1$) :

$$L_{\lambda,T}^o = \frac{2hc^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (\text{ou } L_{\nu,T}^o = \frac{2h\nu^3 / c^2}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \text{ en fonction du nombre d'onde } \nu)$$

où c est la célérité de la lumière, h la constante de Planck, k la constante de Boltzmann

que l'on peut écrire :

$$L_{\lambda,T}^o = \frac{2C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad \text{avec } C_1 = h.c^2 \text{ et } C_2 = h.c/k \quad (\text{II.26})$$

La loi de Planck peut être approchée par la formule de Wien :

$$L_{\lambda,T}^o = \frac{2C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)} \quad (\text{II.27})$$

Une mesure dite monochromatique, en fait sur un intervalle $\Delta \lambda$, est fondée sur l'hypothèse du milieu gris sur cet intervalle. En général, l'émissivité moyenne considérée est égale à la moyenne des distributions des émissivités monochromatiques. Le flux recueilli résulte de l'intégration sur le trajet optique des températures locales de luminance. L'utilisation d'un pyromètre monochromatique dans la mesure des températures de gaz reste approximative. En effet, la mesure ne tient pas compte de la pression partielle du gaz dans le rayonnement collecté. Plusieurs méthodes de pyrométrie existent : la méthode bichromatique, la méthode trichromatique et les méthodes multispectrales. Nous les présentons succinctement dans les paragraphes suivants.

II.5.1 La méthode bichromatique [48]

La méthode bichromatique consiste à mesurer le rapport R de luminances monochromatiques à deux longueurs d'onde différentes λ_1 et λ_2 :

$$R = \frac{L(\lambda_1, T)}{L(\lambda_2, T)} = \frac{\varepsilon_{\lambda_1} L^o(\lambda_1, T)}{\varepsilon_{\lambda_2} L^o(\lambda_2, T)} \quad (\text{II.28})$$

En appliquant l'approximation de Wien, valable pour les courtes longueurs d'onde, l'expression devient :

$$R = \frac{\varepsilon_{\lambda_1} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{-5}}{\varepsilon_{\lambda_2}} \exp \left[\frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \right] \quad (\text{II.29})$$

Si les deux émissivités sont supposées égales, la formule peut être utilisée pour déterminer la température T , appelée température de couleur.

La méthode bichromatique, appliquée à la mesure de la température des gaz dans la chambre de combustion du moteur Diesel, a été étudiée par **MATSUI** et ses collaborateurs [49, 50, 51]. Elle est basée sur une expression empirique de l'émissivité monochromatique de la suie, développée par **HOTTEL** et **BROUGHTON** [52] :

$$\varepsilon_{\lambda} = 1 - \exp \left(\frac{-KL}{\lambda^{\alpha}} \right) \quad (\text{II.30})$$

où KL est un facteur proportionnel à la quantité de suie dans la flamme et α un exposant supposé constant par plage de longueur d'onde ($\alpha \approx 1$)

La luminance monochromatique est liée à celle du corps noir par la relation suivante $L(\lambda, T) = L^o(\lambda, T_a)$, ce qui définit la température de luminance T_a inférieure à la température vraie T . Si l'émissivité est parfaitement connue, la température vraie peut être calculée au moyen d'une mesure de la température de luminance à une longueur d'onde déterminée à l'aide de l'équation suivante : $L(\lambda, T) = \varepsilon_{\lambda} L^o(\lambda, T)$.

Avec $L^o(\lambda, T_a) = \varepsilon_{\lambda} L^o(\lambda, T)$ et $L^o(\lambda, T) = \frac{2C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1}$, l'expression de KL s'écrit :

$$KL = -\lambda^{\alpha} \ln \left[1 - \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T_a}\right) - 1} \right] \quad (\text{II.31})$$

L'application de cette équation pour deux longueurs d'onde donne :

$$\left[1 - \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{a1}}\right) - 1} \right]^{\lambda_1^{\alpha}} = \left[1 - \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{a2}}\right) - 1} \right]^{\lambda_2^{\alpha}} \quad (\text{II.32})$$

L'exposant α , selon **MATSUI et al.**, prend la valeur 0,95 dans l'infrarouge.

La mesure des températures de luminance à deux longueurs d'onde permet donc de calculer la température de la flamme avec l'équation précédente.

La méthode bichromatique est également utilisée dans le travail de **YAN et BORMAN** [53] et une version similaire de cette technique a été proposée par **WAHIDUZ-ZAMAN et al.** [54] dans laquelle l'émissivité monochromatique a pour expression :

$$\varepsilon_{\lambda} = 1 - \exp\left(-g \frac{f_v L}{\lambda^{\alpha}}\right) \quad (\text{II.33})$$

avec g constante égale à 6,3 selon les auteurs, f_v fraction volumique de suie, L longueur optique de la flamme.

Chez General Motors, **AGNEW** [55] développe en 1960 un pyromètre bichromatique. Il mesure la température des gaz de combustion en utilisant des bandes de longueurs d'onde proches de 1,89 μm et 2,55 μm , correspondant aux émissions de la vapeur d'eau. Il évalue à 60 K l'imprécision de ses résultats, certainement due à l'influence de la concentration en vapeur d'eau. Il souligne le fait que cette technique est celle qui donne la valeur la plus proche du pic de température dans le volume d'observation. La méthode bichromatique associée à un système de caméra vidéo rapide (**KAWAMURA et al.**) offre la possibilité d'analyser les distributions de température dans la chambre de combustion.

D'autres travaux ont été réalisés : dans la limite du domaine de Rayleigh ($d/\lambda \leq 0,1$ cf. II.3.1), **PETERSON et WU** [56] définissent la luminance de la suie dans la flamme Diesel par :

$$L(\lambda, T) = L^o(\lambda, T) \left[1 - \exp\left(\frac{A_{\lambda}}{\lambda} f_v L\right) \right] \quad (\text{II.34})$$

où A_{λ} est une fonction de l'indice de réfraction de la suie.

Quand deux longueurs d'onde sont utilisées, l'équation devient :

$$\left[I - \frac{L(\lambda_1, T)}{L^o(\lambda_1, T)} \right]^{A_{\lambda_1}} = \left[I - \frac{L(\lambda_2, T)}{L^o(\lambda_2, T)} \right]^{A_{\lambda_2}} \quad (\text{II.35})$$

La résolution de cette équation par itération donne la température.

II.5.2 La méthode trichromatique [48]

Cette méthode est présentée dans les travaux de **MAHJOUBI, BRUN et AYACHI** [57] appliquée à la température des suies. Le principe consiste à déterminer l'émissivité monochromatique de la suie par la théorie de Lorentz-Mie :

$$\varepsilon_{\lambda} = 1 - \exp\left(-f_v \frac{3L}{2d} Q_{ext}\right) \quad (\text{II.36})$$

avec d diamètre des particules de suie, Q_{ext} facteur d'efficacité d'extinction, f_v fraction volumique de suie, L trajet optique.

D'après l'approximation de Wien, nous avons :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_a} + \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda} \quad (\text{II.37})$$

L'équation est non-linéaire à trois inconnues : T , f_v et d . En mesurant les luminances à trois longueurs d'onde, il est possible de former un système de trois équations non linéaires dont la résolution permet de déterminer, en plus de la température, la concentration des particules de suie ainsi que leur diamètre. **DELORME** [58] détermine les émissivités monochromatiques par la formulation de Rayleigh à partir de trois mesures monochromatiques situées entre 1 μm et 2 μm .

II.5.3 La méthode polychromatique

Dans l'étude de **NAGASE et FUNATSU** [59], les auteurs utilisent une méthode polychromatique. Ils supposent que la luminance monochromatique mesurée $L'(\lambda, T)$ est proportionnelle à celle émise par la flamme :

$$L'(\lambda, T) = k.L(\lambda, T) \quad (\text{II.38})$$

avec k facteur d'amortissement indépendant de la longueur d'onde.

A partir de la formule approchée de Wien, $L'(\lambda, T)$ peut s'écrire : $L'(\lambda, T) = k\varepsilon_\lambda \frac{2C_1\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)}$

L'émissivité monochromatique est calculée par l'expression suivante :

$$\varepsilon_\lambda = \exp(C\lambda^2) \quad (\text{II.39})$$

où C est une constante à déterminer

Avec les deux équations précédentes, nous obtenons l'expression suivante :

$$\lambda \ln\left(\frac{\lambda^5 L'(\lambda, T)}{2C_1}\right) = -\frac{C_2}{T} + \lambda \ln k + C\lambda^3 \quad (\text{II.40})$$

La température de la flamme peut être déterminée en considérant λ comme variable pour $\lambda \ln\left(\frac{\lambda^5 L'(\lambda, T)}{2C_1}\right)$ et en appliquant la méthode des moindres carrés. Cependant l'expression de l'émissivité monochromatique de la suie diffère des formulations habituelles.

II.5.4 Réflexions sur les différentes méthodes

Quelle que soit la méthode de pyrométrie utilisée, le problème primordial est le traitement de l'émissivité monochromatique des composants présents dans la flamme. C'est le point délicat qui distingue les différents procédés de calcul. Les pyrométries à rayonnement total ou monochromatique ne sont pas appropriées aux mesures de la température de corps dont l'émissivité est relativement faible comme la flamme Diesel.

La méthode bichromatique reste la plus utilisée dans les études sur moteur Diesel. Néanmoins, l'utilisation de l'expression empirique pour l'émissivité monochromatique présente deux inconvénients :

- ✚ Il existe une certaine ambiguïté dans le choix de l'exposant α surtout quand les longueurs d'onde choisies sont situées à la frontière des domaines spectraux visible et infrarouge, les exposants α étant donnés constants dans chacune de ces deux régions du spectre. De plus, les valeurs de α varient selon les auteurs.
- ✚ Le facteur KL , qui résulte des calculs effectués dans l'application de la méthode bichromatique, est proportionnel à la densité des particules de suie mais ne rend pas compte de l'évolution quantitative de la concentration de suie pendant la phase de combustion Diesel.

Le rayonnement de la flamme Diesel est fonction de la concentration instantanée des particules de suie dans le volume de gaz brûlé. Il est donc préférable d'avoir une méthode permettant d'accéder non seulement à la température, mais aussi à la quantité de suie.

La pyrométrie polychromatique peut fournir de plus amples informations mais si l'objectif est d'obtenir la température de flamme, deux longueurs d'onde suffisent.

II.6 La thermographie infrarouge

A ce jour, il n'existe pas de travaux d'expérimentation par thermographie infrarouge pour déterminer les températures dans une chambre de combustion. La validation de cette méthode pour cette application permettrait d'avoir des cartographies de température sans perturber le milieu.

Dans les conditions dites «standard» (atmosphère et environnement isothermes,..), la détermination des températures est simple. Cependant, dans des milieux émissifs et en évolution chimique comme cela se produit dans les chambres de combustion (conditions que nous appellerons «non standard»), la mesure par thermographie infrarouge devient extrêmement délicate et il est nécessaire de maîtriser parfaitement les conditions d'essais pour aboutir à des résultats intéressants. La validation de cette méthode pour cette application permettrait d'utiliser un moyen de mesure relativement simple à mettre en œuvre et non spécifique. Rappelons que la thermographie infrarouge a de nombreuses applications [61, 62, 63, 64, 65, 66] : thermoélasticimétrie, thermofatigue, contrôles non destructifs par méthode photothermique et naturellement cartographie de températures.

Pour comprendre la complexité de cette technique appliquée à nos conditions d'essais, nous allons tout d'abord présenter le principe de mesure dans des conditions «standard» puis nous le comparerons à celui adapté à nos conditions de mesure «non standard».

Une caméra de thermographie infrarouge mesure l'énergie du rayonnement qu'elle reçoit. La luminance L mesurée s'exprime de la manière suivante :

$$L = \int_{\Delta\lambda} R(\lambda)L_{\lambda} d\lambda \quad (\text{II.41})$$

où $R(\lambda)$ est la réponse spectrale relative de la chaîne de détection.

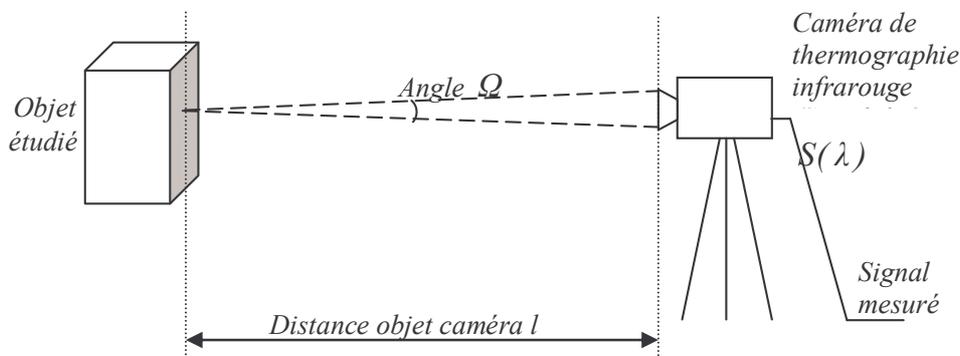


Figure II.20 : Mesure par thermographie infrarouge

Dans une situation de mesure *en condition standard*, l'opérateur effectue une mesure directe face à un objet opaque lorsque seule l'atmosphère (non diffusante) sépare l'objet de la caméra de thermographie infrarouge (**figure II.20**). Dans cette configuration, la caméra reçoit en plus du flux propre de l'objet, du flux réfléchi par l'objet et provenant de l'environnement. Ces deux flux sont vus à travers une certaine épaisseur d'atmosphère. De plus, l'atmosphère émet, elle aussi, son propre flux. Ces différents flux contribuent à la valeur de la luminance mesurée (**figure II.21**).

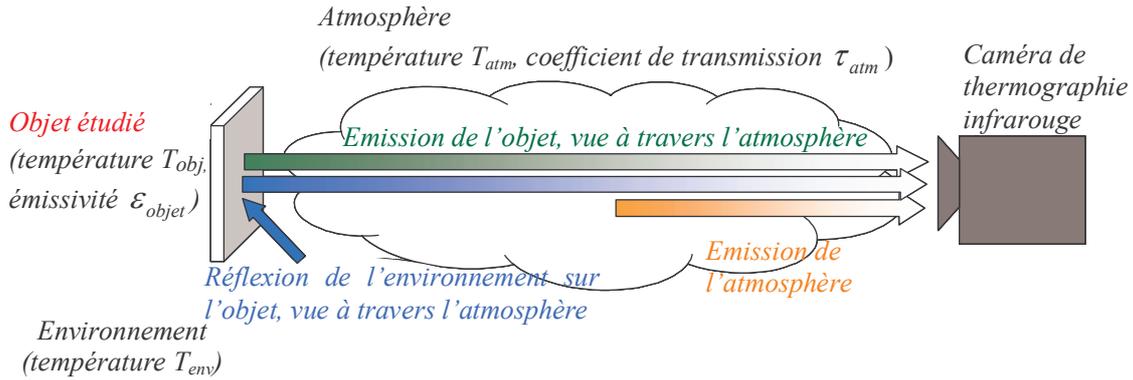


Figure II.21 : Mesure par thermographie infrarouge en conditions standard

Il est nécessaire de simplifier le problème en utilisant les hypothèses usuelles de la thermographie infrarouge :

- **La caméra** est linéaire, ce qui signifie que le thermosignal qu'elle délivre est proportionnel à la luminance à détecter. Elle est parfaitement compensée en dérive : sa température n'est pas une grandeur d'influence.
- **L'objet** observé est opaque aux longueurs d'onde utilisées. La surface observée se comporte comme un corps gris dans la bande spectrale de la caméra (émissivité constante dans la bande spectrale). La dimension linéaire de cette surface observée est vue sous un angle supérieur à l'angle élémentaire de mesure : il s'agit du critère de mesurabilité spatiale.
- **L'environnement** est assimilé à un corps noir de température T_{env} , constante et uniforme.
- **L'atmosphère** entre l'objet observé et la caméra est non diffusante, homogène et isotherme. Sa température est notée T_{atm} et son coefficient de transmission τ_{atm} .

Considérons un élément de surface dS observé par la caméra infrarouge. Cet élément est caractérisé par :

- sa température T_{obj}
- son émissivité spectrale directionnelle ε'_λ
- son facteur spectral de réflexion directionnel hémisphérique ρ_λ^n
- son facteur spectral de transmission directionnel hémisphérique τ_λ^n

Avec les hypothèses précédentes, l'équation $\varepsilon'_\lambda + \rho_\lambda^n + \tau_\lambda^n = 1$ devient $\varepsilon'_\lambda + \rho_\lambda^n = 1$ (corps opaque). La luminance monochromatique directionnelle quittant l'objet s'écrit :

$$L'_\lambda = \underbrace{\varepsilon'_\lambda L_\lambda^o(T_{obj})}_{\text{Luminance émise}} + \underbrace{\rho_\lambda^n L_\lambda^o(T_{env})}_{\text{Luminance réfléchie}} \quad (\text{II.42})$$

La présence de l'atmosphère non diffusante entraîne l'introduction d'un facteur de transmission τ'_λ (selon la direction visée) et ajoute son rayonnement propre. La luminance monochromatique directionnelle s'écrit donc :

$$L'_\lambda = \left(\varepsilon'_\lambda L_\lambda^o(T_{obj}) + \rho_\lambda^n L_\lambda^o(T_{env}) \right) \tau'_\lambda + (1 - \tau'_\lambda) L_\lambda^o(T_{atm}) \quad (\text{II.43})$$

De plus, la caméra infrarouge travaille sur une plage de longueur d'onde $\Delta\lambda$. La luminance détectée par la caméra s'écrit donc :

$$L_{mesurée} = \int_{\Delta\lambda} S(\lambda) \tau'_\lambda \varepsilon'_\lambda L_\lambda^o(T_{objet}) d\lambda + \int_{\Delta\lambda} S(\lambda) \tau'_\lambda (1 - \varepsilon'_\lambda) L_\lambda^o(T_{env}) d\lambda + \int_{\Delta\lambda} S(\lambda) (1 - \tau'_\lambda) L_\lambda^o(T_{atm}) d\lambda$$

où $S(\lambda)$ est la réponse spectrale relative de la caméra (II.44)

Les grandeurs $S(\lambda)$, ε'_λ et τ'_λ sont dépendantes de la longueur d'onde considérée. Dans la pratique pour simplifier l'équation II.44, il est nécessaire d'utiliser des grandeurs effectives, en faisant entre autres l'hypothèse que le corps est gris sur la bande spectrale de sensibilité de la caméra.

En notant les luminances effectives de corps noir $L^o(T) = \int_{\Delta\lambda} S(\lambda)L_\lambda^o d\lambda$ où $\Delta\lambda$ est un petit intervalle, nous obtenons finalement :

$$L_{mesurée} = \underbrace{\tau_{atm} \varepsilon_{objet} L^o(T_{objet})}_{\substack{\text{Emission de} \\ \text{l'objet}}} + \underbrace{\tau_{atm} (1-\varepsilon_{objet}) L^o(T_{env})}_{\substack{\text{Réflexion de} \\ \text{l'environnement sur} \\ \text{l'objet}}} + \underbrace{(1-\tau_{atm}) L^o(T_{atm})}_{\text{Emission de l'atmosphère}} \quad (II.45)$$

Vues à travers l'épaisseur d'atmosphère

La luminance mesurée est donc la contribution de trois termes :

L_{mesu} = luminance quittant l'objet vue à travers l'atmosphère + luminance émise par l'atmosphère + réflexion de la luminance émise par l'environnement sur l'objet vue à travers l'atmosphère

Les deuxième et troisième contributions sont souvent négligeables, surtout si l'émissivité de l'objet et la transmission atmosphérique sont proches de 1 et que l'opérateur évite les réflexions parasites sur l'objet étudié.

Dans des conditions standard, le milieu traversé est de l'atmosphère standard (température ambiante, pression atmosphérique, composition des gaz égale à la composition de l'air). La transmission du milieu traversé est calculée à partir de la formule de lowtran, qui ne dépend que de la distance entre la caméra l et l'objet étudié et de la distance l_o à laquelle la caméra a été étalonnée :

$$\tau = \exp[-\alpha(\sqrt{l} - \sqrt{l_o} - \beta(l - l_o))] \quad (II.46)$$

α et β sont des constantes dépendant de la sensibilité spectrale de la caméra, de λ et de $\Delta\lambda$

La figure ci-dessous présente le spectre de transmission de l'atmosphère (pour une épaisseur d'un mile soit 1609 mètres, contenant 17 millimètres d'eau). Nous pouvons apercevoir les différentes bandes d'absorption des principales molécules actives dans le domaine de longueurs d'onde utilisé en thermographie (jusqu'à 15 μm). Pour l'atmosphère, les molécules émissives sont principalement l'eau et le dioxyde de carbone.

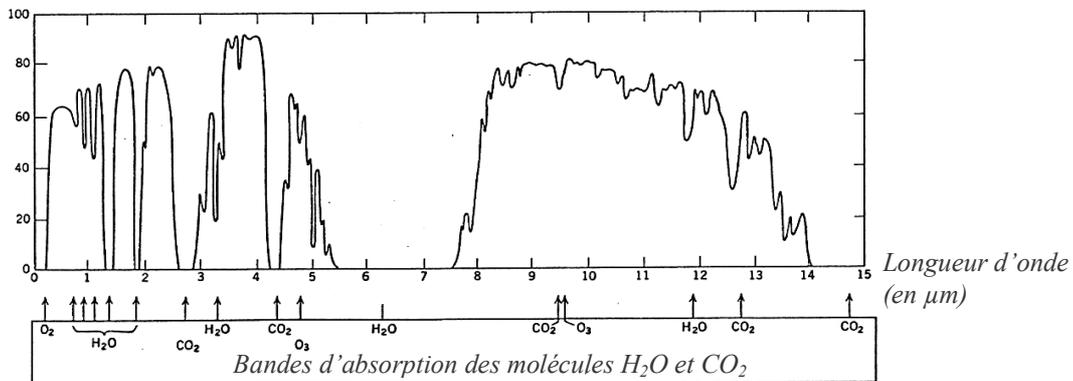


Figure II.22 : Spectre de transmission infrarouge de l'atmosphère (épaisseur d'atmosphère : 1 mile et contenant 17 mm d'eau) [60]

Les plages spectrales des caméras sont choisies de manière à ne pas être trop perturbées par les bandes d'absorption des différentes molécules présentes dans l'atmosphère. A des distances de travail habituelles (quelques mètres), la transmission atmosphérique est très proche de 1.

Considérons à présent la configuration expérimentale correspondant au problème posé. Dans notre cas, l'objet visé est une petite surface de la paroi de chambre de combustion et le milieu traversé est un mélange de gaz de combustion donc un milieu semi-transparent, de composition variable, dont la pression et la température peuvent être relativement élevées.

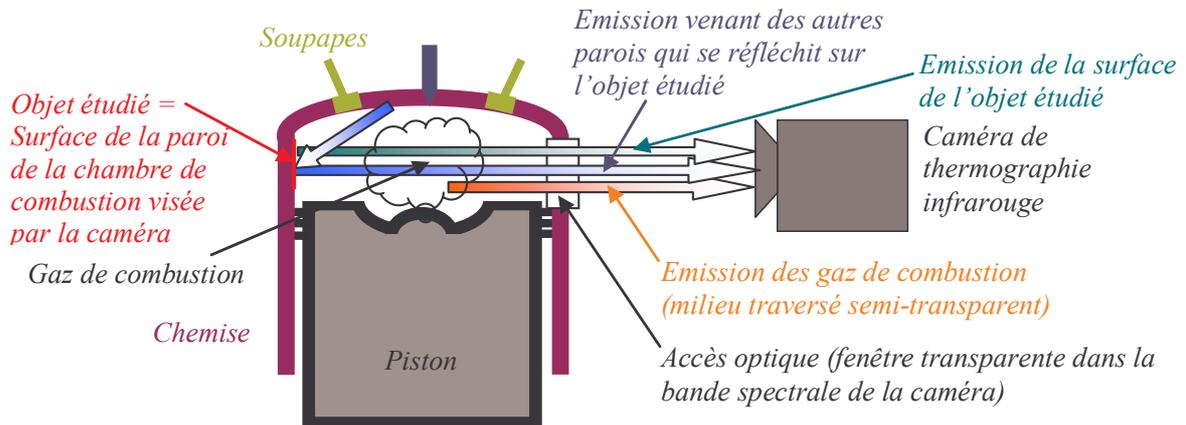


Figure II.23 : Mesure par thermographie infrarouge en conditions non standard

La caméra mesure la luminance quittant l'objet étudié (surface de la paroi opaque visée par la caméra) vue à travers le milieu gazeux semi-transparent, la luminance venant des autres parois et réfléchi sur l'objet étudié puis vue à travers le milieu gazeux semi-transparent et la luminance émise par le milieu semi-transparent. Ces trois contributions sont vues à travers la fenêtre optique. La luminance effective mesurée par la caméra s'écrit donc :

$L_{mesu} = (\text{luminance quittant l'objet étudié et vue à travers le gaz} + \text{émission des autres parois, réfléchi sur l'objet étudié et vue à travers le gaz} + \text{luminance émise par le gaz}) \text{ vues à travers la fenêtre optique} + \text{émission du hublot}$

Contrairement au cas de mesure dans des conditions standard, les deuxième et troisième contributions ne sont plus négligeables puisque d'une part le milieu traversé est une épaisseur de gaz semi-transparent qui peut être fortement émissif sous l'effet de la température et de la pression, et d'autre part l'émission venant des autres parois est du même ordre de grandeur que l'émission de l'objet étudié. Cette illustration montre clairement que le problème posé nécessite une modélisation des transferts radiatifs en milieu gazeux que nous allons détailler dans le **chapitre III**.

En outre, la formule de lowtran, utilisée auparavant pour calculer la transmission de l'atmosphère, ne convient plus dans le cadre de nos travaux puisque le milieu semi-transparent traversé est à présent fortement émissif et que sa transmission dépend de sa température, de sa pression, de sa composition gazeuse et de son épaisseur. Une modélisation des propriétés radiatives du gaz est donc nécessaire. Elle sera également présentée au **chapitre III**.

Il existe donc des différences très importantes entre nos mesures et celles réalisées dans des conditions standard.

II.7 Synthèse

L'utilisation de thermocouples et de sondes pour déterminer les températures de combustion tend à disparaître du fait que les capteurs eux-mêmes entraînent de fortes perturbations du milieu. Toutefois, ces techniques ponctuelles peuvent être indiquées dans les cas où l'on peut s'accommoder de temps de réponse relativement importants et où l'utilisation d'autres techniques s'avère impossible (pas d'accès optiques,...).

L'emploi de méthodes optiques se justifie dans les études de combustion à flammes laminares où la présence d'une sonde est toujours cause de perturbation. Elles sont aussi les mieux adaptées pour les phénomènes rapides ou présentant des instabilités telles que les déflagrations et les foyers turbulents. De façon générale, dans le cadre d'une application industrielle, les méthodes par émission sont privilégiées par rapport aux méthodes par transmission ou par diffusion. En effet, les premières sont généralement plus faciles à mettre en œuvre alors que les deux autres présentent de nombreuses contraintes matérielles (source laser de forte puissance, montage optique de refocalisation, système d'amplification et de détection). En outre, ces dernières obligent à avoir plusieurs accès optiques pas toujours adaptés au milieu industriel. D'autres problèmes existent : les méthodes de diffusion, par exemple, sont perturbées par la variation d'indice des gaz puisque la flamme est un milieu très hétérogène en température et concentration, alors que les méthodes par émission y sont beaucoup moins sensibles. Des interférences peuvent aussi masquer le signal : les lasers peuvent élever la chaleur du milieu (suies) et simuler une diffusion Raman ou créer un effet Stark (déplacement des raies dû au champ électrique). Les méthodes par diffusion ont cependant l'avantage de pouvoir faire des mesures ponctuelles avec une bonne résolution spatiale et temporelle. L'inconvénient des mesures spectrales par émission est qu'elles sont intégrées sur une certaine distance, ce qui nécessite d'employer une technique mathématique appropriée pour retrouver le profil de température, voire de concentration, à partir des luminances émergentes. Par ailleurs, il faut disposer d'un modèle d'émission du gaz valable à hautes températures. Elles sont aussi limitées par le seuil de détection des appareils, ce qui rend la méthode uniquement applicable à des molécules fortement émissives.

Dans le cadre de nos travaux, nous avons choisi deux méthodes optiques, la spectroradiométrie qui doit nous permettre d'étudier les spectres des principaux gaz de combustion actifs dans l'infrarouge et la thermographie infrarouge qui doit répondre à notre problème : la détermination de la température de paroi à travers un milieu gazeux semi-transparent. Cette deuxième technique de mesure n'a, jusqu'alors, jamais été testée en milieu semi-transparent, hétérogène et anisotherme. La validation de cette méthode pour cette application permettrait d'obtenir des cartographies de température sans perturber le milieu et avec un minimum d'accès optiques, tout en utilisant un système de mesure simple à mettre en œuvre et non spécifique. Cependant, les conditions d'essais d'une telle application nécessitent de développer un modèle de transferts radiatifs associé à un modèle de propriétés radiatives des gaz adaptés à la situation de mesure. Cette modélisation est détaillée dans le chapitre suivant.

Bibliographie

[1] **P. ARQUES**

La combustion : Inflammation, combustion, pollution. Applications
Technosup - Génie énergétique - Ellipses éd. 2004

[2] **P. HERVE**

Mesures de température des gaz par méthodes optiques : Etat de l'art
Congrès CMOI Saint-Etienne, 2004

[3] **B. HOPKINSON**

On the measurement of gas-engine temperatures
Phil. Mag., Ser. 6, vol. 13, pp. 84-95, 1907

[4] **KC. TSAO, PS. MYERS and OA. UYEHARA**

Gas temperatures during compression in motored and fired diesel engines
S.A.T. Trans., vol. 70, pp. 136-145, 1962

[5] **A. DJAMAL**

Mesure par pyrométrie des températures de gaz brûlés lors d'une combustion à volume constant
Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1988

[6] **JC. LIVENGOOD, CF. TAYLOR and PC. WU**

Measurement of gas temperature in a engine by velocity of sound method
S.A.E. Trans., vol. 66, pp. 683-695, 1958

[7] **T. KUNC, M. LALLEMAND**

Some new developments on coupled radiative-conductive heat transfer in glasses
Experiments and modelling
In. J. Heat Mass Transfer 27, pp. 2307-2319, 1984

[8] **W. HAUF, U. GRIGULL**

Optical method in heat transfer
Adv. Heat Transfer 5, pp. 133-366, 1970

[9] **J. HLADIK**

Métrologie des propriétés thermophysiques des matériaux
chap. IX, *Méthodes photothermiques* et chap. XV *Solides semi-transparents* par **M. LALLEMAND**
Masson éd.

[10] **A. ROUSSEAU, E. TEBOUL, MJvd SANDE and JAMvd MULLEN**

Spatially resolved gas temperature measurements by Rayleigh scattering in a microwave discharge
Institute of physics publishing : Plasma sources Sci. Technol. 11, pp. 47-52, 2002

[11] **G. CABOT**

Mesures par diffusion de Mie et de Rayleigh des profils de fraction de mélange et de température dans une flamme de diffusion H₂/Air
Thèse de doctorat, Université de Rouen, 1990

[12] **M. LALLEMAND, A SOUFIANI**

Mesures de température dans les milieux semi-transparents
Revue générale de thermique, 34, pp. 69-85, 1996

[13] **J. TYNDALL**

Proc. Roy. Soc. London, 17, 223, 1869

[14] **CW. BRASIER, JA. DRAKES, MA. SIMMONS**

Application of laser induced fluorescence (LIF) to liquid-propellant rocket engine testing
Agard PEP Symposium on Advanced non intrusive Instrumentation, 1997

[15] **F. LEMOINE**

Application de la fluorescence induite de l'iode par laser à la mesure de pression. Extension aux principes de la mesure de vitesse
Thèse de doctorat, ONERA, 1993

[16] **J. REBOUX**

Une nouvelle approche de la fluorescence induite par laser pour la détermination de la richesse à haute pression. Application à l'étude de la combustion dans un moteur à allumage commandé
Thèse de doctorat, Université de Rouen, 1995

[17] **A. BRESSON**

Techniques d'imagerie quantitatives – Fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustions
Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2000

[18] **SAJ. DRUET, JPE. TARAN**

Coherent anti Stokes Raman spectroscopy
Chemical and biochemical application of lasers, CB Moore, Academic Press ed., 187-252, 1979

[19] **JM. COTTEREAU**

Métrologie des températures élevées, Techniques optiques récentes appliquées aux milieux gazeux
Rencontre SFT 1987, Châtenay-Malabry

[20] **F. GRISCH**

Advanced optical diagnostics applied to dynamic flames and turbulent jets
Aerospace Science Technology 6, pp. 465-479, 2002

[21] **RP. LUCHT, RM. GREEN, RE. PALMER, RE. TEETS and FERGUSSON**

Unburned gas temperature in a internal combustion engine : 1/cars temperature measurements
Sandia Report n°8749, 1986

[22] **M. LEBEL-SIMON**

Mesures simultanées par DRASC des températures et concentrations de CO₂ dans un moteur. Application à l'étude des variations cycliques liées aux gaz résiduels
Thèse de doctorat, Université de Rouen, 1994

[23] **PW. FAIRCHILD, RD.FLEETER and FE. FEBDELL**

Raman spectroscopy measurements of flame quenching in a duct-type crevice
20th Symp. Int on combustion, pp. 25-90, 1984

[24] **I. NAMER, RW. SHEFER and M. CHAN**

Interpretation of Rayleigh scattering in a flame
paper n°WSS/80-18, presented at the spring meeting of the western state sec. of comb. Inst., 1980

[25] **JR. SMITH, RM. GREEN, CK. WESTBROOK and WJ. PITZ**

An experimental and modelling study of enginen knock
20th Symp. (Int.) on combustion, pp. 91-100, 1984

[26] **PJ. KRAUTH**

Etude spectroradiométrique de l'influence de la pollution de surface sur les propriétés radiatives de tôles laminées. Application aux lignes de recuit continu

Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne Ardenne, 1994

[27] **O. JACQUOT**

Etude du profil de température et concentration dans une flamme par spectroscopie infrarouge

Thèse de doctorat, Université de Paris X, 1997

[28] **SK. CHEN, NJ. BECK, OA. UYEHARA and PS. MYERS**

Compression and end-gas temperature from iodine absorption spectra

S.A.E. Trans., Vol. 62, pp. 503-513, 1954

[29] **BK. GANDHI**

Evaluation of a light-absorption pyrometer for non-luminous engine gas

Ph. D. Thesis, University of Wisconsin, 1959

[30] **D. FOURNET**

Etude des propriétés thermo-optiques des milieux polyphasiques. Applications aux jets de propulseurs

Thèse de doctorat, Université Paris X, 1997

[31] **M. HILTON**

Passive emission monitoring of remote combustion gases using Fourier transform infrared spectroscopy

Université de Reading, 1995

[32] **PE. BEST, PL. CHIEN, RM. CARANGELO, PR. SOLOMON**

Tomographic Reconstruction of FT-IR Emission and Transmission Spectra in a sooting laminar Diffusion Flame : Species Concentrations and temperatures

Combustion and flame, n°85, pp. 309-318, 1991

[33] **J. VALLY**

Etude du spectre d'émission infrarouge des gaz de combustion : application à la mesure de température de gaz et de concentration de CO₂

Thèse de doctorat, Université de Paris X, 1999

[34] **J. HLADIK**

Métrologie des propriétés thermophysiques des matériaux

chap. XVI, *Gaz semi-transparents* par **A. SOUFIANI**

Masson éd.

[35] **B. ROSIER, P. GICQUEL, D. HENRI, A. COPPALE**

Carbon monoxide concentration and temperature measurements in low pressure CH₄-O₂-NH₃ flame

Appl. Optics 27, pp. 360-364, 1988

[36] **KC. LUCK, FJ. MULLER**

Simultaneous determination of temperature and OH concentration in flame using high-resolution laser-absorption spectroscopy

J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 17, pp. 403-409, 1977

[37] **SM. SCHOENUNG, RK. HANSON**

CO and temperature measurements in a flat flame by laser absorption spectroscopy and probe techniques

Comb. Sci. Techn. 24, pp. 227-237, 1981

- [38] **G. BIRNBAUM** Adv. Chem Phys. 12, p 467, 1967
- [39] **RE. WILLIS, HC. WLAKER, HS. LOWRY**
Collision widths of CO lines broadened by water vapour at elevated temperature
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 31, pp. 373-378
- [40] **A. SOUFIANI, J. TAINÉ**
High resolution spectroscopy temperature measurements in laminar channel flows
Appl. Optics 27, 3754-3760, 1988
- [41] **A. SOUFIANI, J. TAINÉ**
Experimental and theoretical studies of combined radiative and convective transfer in CO₂ and H₂O laminar flows
Int. J. Heat Mass Transfer 32, pp. 477-485, 1988
- [42] **A. SOUFIANI, L. ROSENMANN**
Diode-laser measurements and calculation of CO-CO₂. Line-widths at high temperature
J. Quant Spectrosc Radiat Transfer 39, pp. 441-444, 1988
- [43] **JY. WANG**
Laser absorption methods for simultaneous determination of temperature and species concentration through a cross section of a radiating flow
Appl. Optics 15, 768-773, 1976
- [44] **EC. REA, RK. HANSON**
Rapid laser-wavelength modulation spectroscopy used as a fast temperature measurement technique in hydrocarbon combustion
Appl. Optics 27, pp. 4454-4484, 1988
- [45] **RK. HANSON, PK. FALCONE**
Temperature measurement technique for high temperature gases using a tunable diode laser
Appl. Optics 17, pp. 2477-2480, 1978
- [46] **AY. CHANG, EC. REA, RK. HANSON**
Temperature measurements in shock tubes using a laser-based absorption techniques
Appl. Optics 26, p 885, 1987
- [47] **F. KRITZSTEIN**
Etude théorique des transferts d'énergie dans un milieu turbulent en interaction avec le rayonnement
Thèse de doctorat, Ecole centrale de Paris, 1990
- [48] **H. XUAN QUOC**
Contribution à l'étude locale et temporelle de la combustion et des transferts thermiques dans un moteur à injection directe
Thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon, 1991
- [49] **Y. MATSUI, T. KAMIMOTO, S. MATSUOKA**
A study on the time and space resolved measurement of flame temperature and soot concentration in a D.I. Diesel Engine by the color methode
S.A.E. paper n°790491, 1979
- [50] **Y. MATSUI, T. KAMIMOTO, S. MATSUOKA**
A study on the application of the two-color method to the measurement of flame temperature and soot concentration in Diesel Engines
S.A.E. paper n° 800970, 1980

[51] **S. MATSUOKA, T. KAMIMOTO**

A study of the combustion in a direct injection Diesel Engine
JARI Tech.Memo, n° 10, pp. 274-277, 1982

[52] **HC. HOTTEL, FB. BROUGHTON**

Determination of true temperature and total radiation from luminous gas flames
Industrial and Engineering Chemistry – Analytical Edition, Vol.4, pp. 166-175, 1932

[53] **S. YAN, G.L. BORMAN**

Analysis and in-cylinder measurement of particulate radiant emissions and temperature in a direct injection diesel Engine
S.A.E. paper n°881315, 1988

[54] **S. WAHIDUZZAMAN, T. MOREL, J. TIMAR, D.P. DEWITT**

Experimental and analytical study of heat radiation in a Diesel engine
S.A.E. paper n°870571, 1987

[55] **WG. AGNEW**

End gas temperature measurement by a two-wave length infrared radiation method
S.A.E. Trans., Vo. 68, pp. 495-513, 1960

[56] **RC. PETERSON, KJ. WU**

The effect of operating conditions on flame temperature in a Diesel Engine
S.A.E. paper n° 861565, 1986

[57] **N. AYACHI, H. MAHJOUBI, M. BRUN**

Etude expérimentale des caractéristiques radiatives d'une flamme de diffusion : mesures instantanées de la température, de la concentration et de la taille des suies.
Journée d'étude S.F.T. du 13 Juin 1990

[58] **T. DELORME**

Pyrométrie polychromatique appliquée à l'analyse de la combustion et de la production des suies et des NO_x dans une chambre de combustion Diesel
Thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon, 1993

[59] **K. NAGASE, K. FUNATSU**

Measurement of flame spectrum and estimation of flame temperature in Diesel combustion by mean of optical fibers
Quarterly reports, Vol. 27, n°4, pp.121-126, 1986

[60] **G. GAUSSORGUES**

La thermographie infrarouge Technique et documentation éd. 1981

[61] **X.P.V. MALDAGUE**

Infrared Methodology and Technology
Gordon and Breach ed., 1994

[62] **J. CANIOU**

L'observation et le mesurage par thermographie
AFNOR, 1991

[63] **D. PAJANI**

Mesure par thermographie infrarouge
ADD éd., 1989

[64] **D. BALAGEAS**

CND des matériaux composites par thermographie IR
La revue des laboratoires d'essais, 35, 1993

[65] **D. BALAGEAS**

Le contrôle non destructif par méthodes thermiques
Revue générale de thermique, 35, pp. 483-498, 1991

[66] **V. VAVILOV**

Thermal non destructive testing : short history and state-of-art
Quantitative Infrared Thermography 1992 (QIRT 92), pp. 179-194, 1992

Chapitre III

Transferts radiatifs en milieu gazeux

Dans ce chapitre, nous rappellerons tout d'abord les différents phénomènes physiques qui interviennent dans les interactions matière-rayonnement, ce qui nous permettra de reconstruire l'équation de transfert radiatif. Puis nous citerons quelques travaux antérieurs appliqués à la combustion de moteur Diesel. Dans le cadre de nos travaux, le problème posé correspond à une étude des transferts radiatifs en milieu semi-transparent. La résolution de l'équation correspondante, dans un tel cas, s'avère délicate puisque le milieu participe lui-même aux échanges d'énergie radiative. Nous serons donc amenés à expliquer le phénomène de corrélation spectrale, problème typique de l'étude de milieux gazeux. Puis après une présentation des caractéristiques des spectres de gaz dans le domaine de longueur d'onde infrarouge, nous détaillerons les modèles existants pour calculer les propriétés radiatives des gaz. Nous comparerons deux de ces modèles, ce qui nous permettra de sélectionner celui qui est le mieux adapté à notre problème. L'application du modèle choisi, dans les conditions de pression, température et composition de gaz que nous pouvons rencontrer au cours de la phase de combustion, terminera ce chapitre.

III.1 Equation de transfert radiatif

La détermination du champ de rayonnement dans un milieu absorbant, diffusant et émissif résulte de l'étude des échanges d'énergie entre les photons et la matière. L'interaction matière - rayonnement peut être divisée en trois classes de phénomènes : l'absorption, la diffusion et l'émission. L'absorption et la diffusion sont des phénomènes contribuant à l'atténuation d'un faisceau traversant un milieu matériel alors que l'émission correspond au rayonnement thermique émis par tout corps à une température $T > 0$. Un milieu semi-transparent réfléchit, absorbe, diffuse ou transmet un rayonnement incident sur une longueur finie. Il émet également du rayonnement en fonction de sa propre température. Les milieux semi-transparentes sont caractérisés par un coefficient monochromatique d'absorption $K_\nu(s)$, de diffusion $\sigma_\nu(s)$ associé à la fonction de phase $p_\nu(s)$ et par un indice de réfraction monochromatique n_ν . Deux théories existent pour l'étude de la propagation et des interactions du rayonnement électromagnétique dans un milieu participatif :

- *la théorie électromagnétique* classique qui permet principalement d'étudier les propriétés radiatives d'un milieu homogène
- *l'approche macroscopique* qui consiste à étudier les transformations énergétiques subies par un flux lors de la traversée du milieu semi-transparent (**figure III.1**). Nous utiliserons cette deuxième approche.

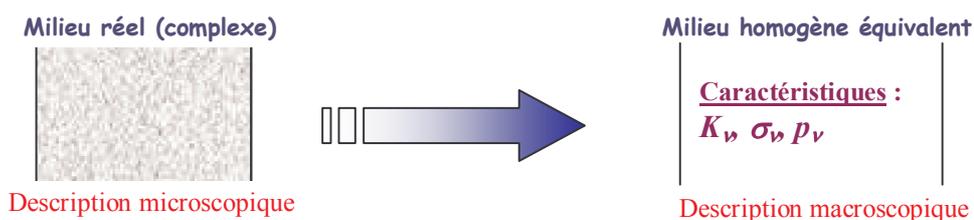


Figure III.1 : Approche macroscopique

La forme la plus générale de l'équation de transfert radiatif s'obtient en égalisant la variation d'énergie radiative et le gain net [1, 2, 3] :

$$\frac{dL_v(s, \vec{\Omega})}{ds} = \Phi_v \quad (\text{III.1})$$

Pour un milieu semi-transparent (absorbant, émissif et diffusant), le *bilan d'énergie* prend en compte des phénomènes d'absorption (pertes d'énergie), d'émission (gains d'énergie) et de diffusion (pertes et gains d'énergie) :

$$\Phi_v = \Phi_{\text{émission}} + \Phi_{\text{diffusion}}^+ + \Phi_{\text{diffusion}}^- + \Phi_{\text{absorption}} \quad (\text{III.2})$$

Phénomène d'absorption

Un milieu matériel est caractérisé par un ensemble de niveaux d'énergie. Si un faisceau le traverse et si la fréquence du rayonnement est telle que l'énergie véhiculée par l'onde correspond à une différence d'énergie entre deux niveaux, alors des photons peuvent être absorbés à la fréquence correspondante, et des niveaux portés à un état excité. Une partie du flux incident au point s est donc absorbée par le milieu.

Ainsi, l'absorption correspond au transfert de l'énergie des photons incidents aux électrons, atomes, ions ou molécules du milieu. Ce phénomène correspond donc à une conversion de l'énergie radiative en énergie interne.

Les pertes d'énergie radiative par absorption s'écrivent ainsi :

$$\Phi_{\text{absorption}} = -K_v(s) \cdot L_v(s, \vec{\Omega}) \quad (\text{III.3})$$

où $K_v(s)$ est le coefficient d'absorption monochromatique du milieu semi-transparent.

$K_v(s)$ est fonction de la composition du mélange et de sa température.

Phénomène d'émission

Le milieu émet spontanément du fait de sa propre température. Il s'agit d'un phénomène de conversion d'énergie interne en énergie radiative.

Les gains d'énergie radiative s'écrivent de la façon suivante :

$$\Phi_{\text{émission}} = \eta_v(s) \quad (\text{III.4})$$

où $\eta_v(s)$ est le coefficient monochromatique d'émission.

Lorsque l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique local (ETL) est vérifiée, la luminance, dans une direction et en tout point est celle du rayonnement d'équilibre : $n^2 \cdot L_v^o[T(s)]$ où n est l'indice de réfraction du milieu et $L_v^o[T(s)]$ la luminance monochromatique du rayonnement d'équilibre (rayonnement du corps noir) à la température $T(s)$.

Elle est donnée par la *loi de Planck* :

$$L_v^o[T(s)] = \frac{2 \cdot h \cdot \nu^3}{c^2 \left[\exp\left(\frac{h \cdot \nu}{k_B \cdot T(s)}\right) - 1 \right]} \quad (\text{III.5})$$

avec h constante de Planck et k_B constante de Boltzmann.

A l'ETL, les gains d'énergie radiative par émission s'expriment de la façon suivante :

$$\Phi_{\text{émission}} = K_v(s) \cdot L_v^o[T(s)] \quad (\text{III.6})$$

en considérant que, pour les gaz, $n \approx 1$.

Phénomène de diffusion

La diffusion est un processus correspondant à des changements de direction de propagation d'un rayonnement incident à la traversée d'un milieu. La diffusion peut être avec ou sans changement de longueur d'onde (diffusion inélastique dans le premier cas et élastique dans le second cas). Les origines de la diffusion élastique sont variées. Elle peut être due à des fluctuations locales de l'indice de réfraction ou à des phénomènes de diffraction par les bords de grains ou de particules (obstacles). Dans ce cas, la diffusion est maximale lorsque les grains ont une taille de l'ordre de la longueur d'onde du rayonnement. Dans le cas d'une chambre de combustion, ce phénomène est dû à la présence de particules en suspension dans le gaz. Ce processus de diffusion implique deux effets : un effet d'extinction (pertes d'énergie) et un effet constructif (gains d'énergie).

a) Pertes d'énergie par diffusion

Une partie du flux se propageant dans l'angle solide $d\Omega$ est déviée vers des directions $\vec{\Omega}'$ n'appartenant plus à $d\Omega$. L'atténuation de la luminance due à la diffusion (effet d'extinction), sans changement de fréquence du rayonnement, est beaucoup plus importante sur le plan énergétique que celui avec changement de fréquence. Il sera donc le seul considéré ici.

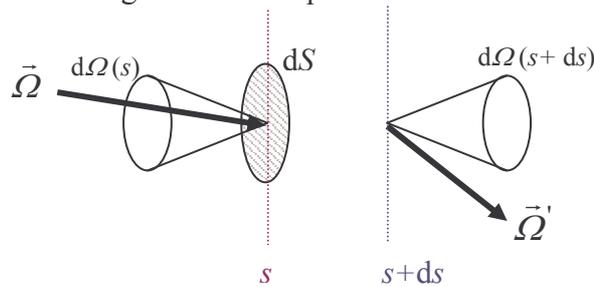


Figure III.2 : Effet destructif de la diffusion [3]

Les pertes d'énergie par diffusion s'expriment de la manière suivante :

$$\Phi_{diffusion}^- = -\sigma_v(s) \cdot L_v(s, \vec{\Omega}) \quad (\text{III.7})$$

où $\sigma_v(s)$ correspond au coefficient de diffusion sans changement de fréquence du milieu semi-transparent.

b) Gains d'énergie par diffusion

Nous supposons que le milieu est isotrope, c'est à dire que la probabilité pour un photon d'être absorbé ou d'être diffusé ne dépend pas de sa direction de propagation et que la quantité diffusée dans une direction ne dépend que de l'angle relatif entre la direction d'incidence et la direction de diffusion. Le flux se propageant suivant $\vec{\Omega}$ est renforcé par diffusion du rayonnement incident provenant de certaines ou de l'ensemble des autres directions dans l'espace (effet constructif).

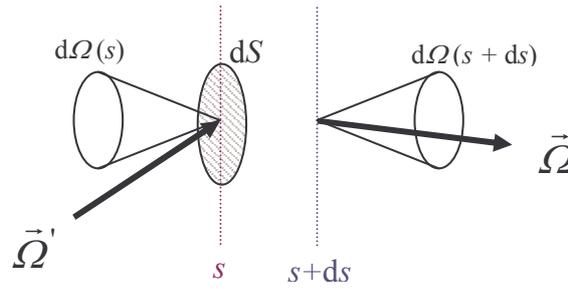


Figure III.3 : Effet constructif de la diffusion [3]

Les gains par diffusion s'expriment à partir d'une distribution angulaire de diffusion appelée *fonction de phase* $p_v(s, \vec{\Omega}', \vec{\Omega})$. Celle-ci correspond à la densité de probabilité pour qu'un rayonnement, issu de la direction $\vec{\Omega}'$, soit diffusé dans l'angle solide $d\Omega$ centré autour de $\vec{\Omega}$. La fonction de phase est normalisée. Elle vérifie la relation suivante :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} p_v(s, \vec{\Omega}', \vec{\Omega}) d\Omega' = 1 \quad (\text{III.8})$$

Les gains d'énergie par diffusion s'expriment de la façon suivante :

$$\Phi_{diffusion}^+ = \frac{\sigma_v(s)}{4\pi} \int_{4\pi} p_v(s, \vec{\Omega}', \vec{\Omega}) \cdot L_v(s, \vec{\Omega}') \cdot d\Omega' \quad (\text{III.9})$$

En ajoutant les quatre contributions (**figure III.4**), nous pouvons écrire le *bilan d'énergie radiative* le long du trajet ds , appelé aussi *équation du transfert radiatif*. Dans le milieu absorbant, émissif et diffusant, elle s'écrit :

$$\frac{dL_v(s, \vec{\Omega})}{ds} = - \underbrace{[K_v(s) + \sigma_v(s)] \cdot L_v(s, \vec{\Omega})}_{\text{Pertes d'énergie radiative par absorption et par diffusion}} + \underbrace{K_v(s) \cdot L_v^o[T(s)] + \frac{\sigma_v(s)}{4\pi} \int_{4\pi} p_v(s, \vec{\Omega}', \vec{\Omega}) \cdot L_v(s, \vec{\Omega}') \cdot d\Omega'}_{\text{Gains d'énergie radiative par émission et par diffusion}} \quad (\text{III.10})$$

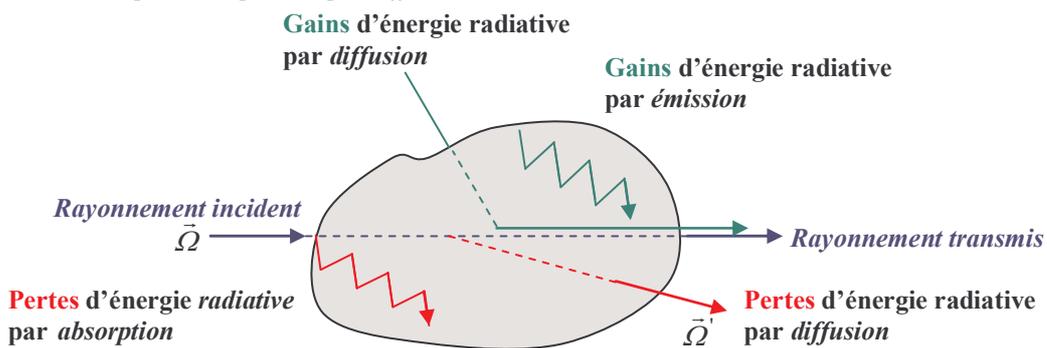


Figure III.4 : Les différentes contributions intervenant dans le gain net d'énergie radiative

Cette équation de transfert est du type intégral-différentielle, fonction d'une variable s et d'une variable directionnelle $\vec{\Omega}$. Elle permet d'accéder aux champs de luminance dans le milieu semi-transparent.

Les deux termes de pertes peuvent être regroupés en un seul terme β_v , dit *coefficient d'extinction* volumique monochromatique :

$$\beta_v = K_v + \sigma_v \quad (\text{III.11})$$

Pour un milieu donné, il dépend de la fréquence et de la température. Pour un mélange de gaz, β_v dépend également de la composition du mélange, donc de la concentration C_i de chacun des constituants i , et de la pression P : $\beta_v = \beta(v, T, P, C_i)$.

De plus, les termes de gain peuvent être regroupés dans une *fonction source* $I_v(s, \vec{\Omega})$. L'équation de transfert radiatif se simplifie alors de la façon suivante :

$$\frac{dL_v(s, \vec{\Omega})}{ds} + \beta_v L_v(s, \vec{\Omega}) = +\beta_v I_v(s, \vec{\Omega}) \quad (\text{III.12})$$

Conditions limites

L'équation de transfert radiatif n'est valable que dans le milieu semi-transparent. Il est donc nécessaire d'écrire les conditions limites aux interfaces avec les milieux voisins. Considérons une paroi opaque d'émissivité ε'_v limitant le milieu semi-transparent. La luminance monochromatique partant d'un point s_0 d'un élément de surface de cette paroi, dans une direction $d\Omega$ se décompose **d'une partie émise** et **d'une partie réfléchie** :

$$L_v(s_0, \vec{\Omega}) = \underbrace{\varepsilon'_v(s_0, \vec{\Omega}) L_v^o[T(s_0)]}_{\text{Partie émise}} + \underbrace{\int_{4\pi} f_r(s_0, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') L_v(s_0, \vec{\Omega}') \cos \theta d\Omega'}_{\text{Partie réfléchie}} \quad (\text{III.13})$$

où $f_r(s_0, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}')$ est la fonction de distribution de la réflexion et θ' est l'angle entre les directions incidentes et la normale à la surface dirigée vers l'intérieur du milieu.

L'ensemble des conditions limites va permettre de résoudre l'équation de transfert radiatif. Il sera alors possible de déterminer la luminance monochromatique en tout point du système étudié (enceinte ou chambre de combustion dans notre cas).

Rappel : définition de l'épaisseur optique

Si nous ne considérons que les pertes, nous avons :

$$\int \frac{dL_v}{L_v} = - \int_{s_0}^s \beta_v(x) dx \text{ soit } L_v(s) = L_v(s_0) \exp \left(- \int_{s_0}^s \beta_v(x) dx \right) \quad (\text{III.14})$$

Cette expression donne la loi d'atténuation de la luminance en fonction de l'épaisseur de milieu semi-transparent traversé.

Par définition, l'épaisseur optique du milieu est : $t_v(l) = \int_0^l \beta_v(x) dx$. L'épaisseur optique $t_v(l)$

est fonction de toutes les valeurs de β_v entre s_0 et s . L'épaisseur optique est donc une fonction de ce paramètre tout au long du trajet optique.

En milieu homogène et isotherme, le coefficient d'extinction reste constant et l'épaisseur optique du milieu s'écrit simplement : $t_v(l) = \beta_v l$.

La méthode de résolution de l'équation de transfert que nous utiliserons pour notre application est la méthode à deux flux directionnels en milieu chaud (émission propre du milieu non négligée) et non diffusant (absence de particules). Les solutions à notre problème seront présentées dans le **chapitre IV** «Spectroradiométrie infrarouge» et le **chapitre V** «Thermographie infrarouge».

III.2 Travaux antérieurs sur les transferts radiatifs en combustion Diesel

III.2.1 Etudes expérimentales

L'étude des transferts radiatifs appliquée aux combustions est délicate puisque les sources de rayonnement sont nombreuses : flamme, suie, gaz et paroi. Les premiers travaux expérimentaux réalisés sur moteur ont, avant tout, permis d'évaluer la contribution des transferts radiatifs par rapport aux transferts thermiques totaux. Nous citons ici quelques travaux réalisés avec différentes méthodes de mesure. Parallèlement, des recherches théoriques ont été entreprises pour tenter de modéliser les transferts radiatifs. Les modèles ont progressivement été améliorés pour prendre en compte tous les phénomènes thermiques existants lors d'une combustion. La tâche est difficile et encore aujourd'hui, de nombreuses études sont menées dans ce domaine. Nous présenterons succinctement quelques modèles proposés à l'issue de travaux de recherche appliqués aux moteurs Diesel.

 **EBERSOLE** [4] fut le premier à étudier expérimentalement les transferts radiatifs en 1963, en utilisant un capteur de flux thermique monté dans la culasse du moteur derrière un hublot transparent. La comparaison des températures de surface délivrées par le capteur sans ou avec hublot permet d'évaluer la contribution des flux radiatifs aux échanges thermiques totaux. La contribution des transferts radiatifs mesurée varie de 5% à 45% lorsque la charge du moteur augmente de 10% à 100% de la charge nominale.

 **OGURI et INABA** [5] (1972) utilisent un thermocouple de surface placé derrière une fenêtre transparente en quartz qui permet de déterminer le flux de chaleur total. Leur étude est effectuée sur un moteur transparent et un moteur suralimenté. La valeur maximale des flux radiatifs est de l'ordre de 0,42 MW/m² pour le moteur transparent et 1,1 MW/m² pour le moteur suralimenté, la contribution des transferts radiatifs étant respectivement de 17% et 33% des échanges thermiques totaux.

Selon la charge, le rapport du flux de chaleur rayonnée sur le flux de chaleur total varie de 10% à 30%. L'étude de **OGURI et AIZAWA** [6] (1972), réalisée sur un autre moteur, donne des valeurs plus faibles, 5% et 9% de rayonnement. La divergence est attribuée à une meilleure instrumentation et à une amélioration des conditions expérimentales.

 **FLYNN et al.** [7] (1972) ont appliqué une technique optique multi-spectrale avec un détecteur infrarouge placé dans le bloc-cylindre derrière un hublot transparent, permettant une visualisation radiale de la chambre de combustion d'un moteur Diesel à injection directe. Le rayonnement est mesuré à l'aide d'un monochromateur pour sept longueurs d'onde situées dans l'infrarouge (de 1 μm à 4 μm). La densité de flux radiatif instantané φ_r en fonction des caractéristiques de la flamme ε_{fl} et T_{fl} est fournie par la loi de Stefan-Boltzmann $\varphi_r = \varepsilon_{fl} \sigma T_{fl}^4$. Dans cette équation, la température T_p des parois est négligée ($T_{fl} = 2500$ K, $T_p = 500$ K). L'émissivité de la flamme est calculée d'après la formule de **Hottel** [1] :

$$\varepsilon_{fl} = 1 - \exp(-KL / \lambda^{0,95})$$

où K est le coefficient d'absorption, L la longueur optique moyenne et λ la longueur d'onde.

Les échanges radiatifs représentent, dans ce cas, environ 20% des transferts totaux (valeur maximale des flux radiatifs de l'ordre de 1,3 MW/m²).

↳ **SITKEI** [8, 9] (1972) a calculé l'émissivité de la flamme Diesel et les flux radiatifs correspondants en utilisant les données expérimentales de **BELINSKI** (mesures de la température du corps noir par un pyromètre photoélectrique). L'étude réalisée sur un moteur Diesel à préchambre a donné une contribution des transferts radiatifs de 20% à 23% à pleine charge.

↳ **DENT** et **SULIAMAN** [10] (1977) ont utilisé un détecteur pyroélectrique thermique à réponse rapide et un thermocouple de surface pour mesurer le flux total. Les mesures réalisées en deux points (culasse et tête du piston) de la chambre de combustion d'un moteur Diesel à injection directe montrent que les transferts radiatifs sont plus importants dans la région correspondant au bol du piston. La valeur maximale du flux radiatif instantané varie entre 0,09 et 0,55 MW/m² selon la vitesse et la charge du moteur, soit 15% à 20% du flux total traversant la paroi.

↳ **OGURI et al.** [11] (1985) réalisent une étude du rayonnement monochromatique à treize longueurs d'onde différentes (de 0,9 μm à 5,31 μm) à l'aide d'un détecteur infrarouge placé derrière une fenêtre en saphir. Les mesures montrent que les transferts radiatifs représentent 20% à 30% des échanges totaux (valeur maximale des flux radiatifs instantanés égale à 0,4 MW/m² environ).

↳ **YAN et BORMAN** [12] (1988) ont utilisé une méthode pyrométrique bichromatique pour déterminer la température des gaz et le facteur KL de la suie, utilisés pour calculer les flux radiatifs. La formule utilisée est semblable à celle proposée par **FLYNN et al.** mais avec un facteur KL moyen pour l'ensemble du volume de la chambre de combustion. Pour un régime moteur de 1500 tr/min et avec une richesse de 0,485, le maximum du flux radiatif est de 30% du flux total (1,5 MW/m²). Les flux radiatifs moyens varient entre 30 et 60 kW/m², soit 10% à 12% du flux thermique total moyen transmis aux parois de la chambre de combustion.

III.2.2 Etudes théoriques

↳ **NUSSELT** fut le premier en 1923 à introduire un calcul de transfert de chaleur radiatif. A partir d'essais réalisés dans une bombe calorimétrique en faisant exploser des mélanges air-combustible homogènes et au repos (hypothèse de la convection libre), il propose une loi générale appliquée aux moteurs à combustion interne pour déterminer un coefficient d'échange global [13] :

$$h = a (1 + 1,24U) (P_g^2 T_g)^{1/3} + c \frac{T_g^4 - T_p^4}{T_g - T_p} \quad (\text{III.15})$$

où a et c sont des constantes.

Cette équation contient toutes les grandeurs essentielles comme la température moyenne des gaz T_g , la température du piston T_p , la pression dans le cylindre P_g et la vitesse moyenne du piston U . Cette corrélation prend aussi bien en compte le rayonnement que la convection.

En 1963 **ANNAND** [14] propose une loi basée sur celle de Stefan-Boltzmann pour calculer le flux radiatif, sous la forme :

$$\varphi_r = C \cdot \sigma (T_g^4 - T_p^4) \quad (\text{III.16})$$

où C est un coefficient tenant compte à la fois de l'émissivité des gaz et de celle des parois ; cette constante peut varier artificiellement de 1,5 à 3 selon le moteur utilisé.

La température T_g des gaz est la température thermodynamique calculée à partir de la pression moteur et donc inférieure à la température de rayonnement.

SITKEI et al. [15] (1972) proposent d'utiliser la température de flamme T_{fl} et l'émissivité des suies ε_{fl} , déterminés à l'issue des résultats expérimentaux effectués sur moteur Diesel monocylindre à préchambre, pour calculer la densité de flux radiatif :

$$\varphi_r = \varepsilon_{fl} \sigma (T_{fl}^4 - T_p^4) \text{ avec } \varepsilon_{fl} = 1 - \exp(-PKL) \quad (\text{III.17})$$

La longueur optique moyenne L est égale à $3,6V/S$ (V et S volume et surface de la chambre de combustion), le coefficient d'absorption K est déduit des résultats expérimentaux donnés en fonction du degré vilebrequin et du coefficient d'excès d'air, P est la pression instantanée mesurée dans le cylindre.

En 1975, **KUNIMOTO et al.** [16] proposent un modèle similaire à celui de **SITKEI** mais complété par un calcul d'émissivité du dioxyde de carbone et de l'eau. Ils supposent une distribution homogène des flux radiatifs sur l'ensemble des parois de la chambre de combustion. **KUNIMOTO et al.** négligent la température des parois car elle est faible par rapport à celle de la flamme. Cette température de flamme est supposée égale à 2400 K pour des fractions d'imbrûlées inférieures à 0,9. Elle prend ensuite des valeurs calculées thermodynamiquement. Le rayonnement de la flamme est divisé en deux parties : la partie due aux particules de suie a été calculée à l'aide d'une formule empirique basée sur l'excès d'air et sur le rapport C/H (nombre d'atomes de carbone/nombre d'atomes d'hydrogène) du carburant ; la partie due aux gaz actifs dans l'infrarouge (CO_2 et H_2O) a été déterminée selon une méthode proposée par **EDWARDS et al.** [17] en 1967.

KAMEL et WATSON [18] (1979) utilisent la relation suivante pour calculer le flux radiatif :

$$\varphi_r = \varepsilon \cdot \sigma (T_g^4 - T_p^4) \text{ où } \varepsilon = (1 - \varepsilon_s)(1 - \varepsilon_g) \text{ et } \sigma \text{ constante de Stefan} \quad (\text{III.18})$$

La température de flamme, supposée égale à 2200 K en début de combustion, décroît continûment ensuite pour tendre vers la température des gaz T_g en fin de combustion. L'émissivité de la suie ε_s est calculée à l'aide de l'étude de **KUNIMOTO et al.** [16] (1975) et de **ABU-ROMIA et TIEN** [19] (1967). L'émissivité des gaz ε_g (CO_2 et H_2O) est déterminée selon **KUNIMOTO et KODAMA** [20] (1974). Ce modèle de calcul du flux radiatif dans le moteur Diesel a été également utilisé dans l'étude de **CALLAHAN et al.** [21] (1985).

CHANG et RHEE [22] (1983) proposent un modèle semblable à celui de **KUNIMOTO** en tenant compte de la fraction volumique de particules de suie dans le calcul de l'émissivité. Ils prennent les températures adiabatiques de la flamme comme température de rayonnement. La température de la flamme est choisie égale à 2400 K.

L'émissivité de la suie est déterminée en utilisant une expression du coefficient d'absorption valable dans le domaine de Rayleigh (petites particules). Le calcul du rayonnement des gaz s'effectue à l'aide du modèle exponentiel des bandes larges de **EDWARDS et al.** avec l'approximation du type « bloc » et l'hypothèse des bandes noires. Pour une géométrie simplifiée de la chambre de combustion, les auteurs ont examiné l'influence, sur l'émissivité apparente de la flamme, d'un certain nombre de grandeurs physiques, telles que la pression, la fraction volumique de la suie et la position du point observé. Dans l'étude réalisée en 1985, les auteurs ont essayé d'améliorer leur modèle en introduisant un nouveau système de coordonnées, un facteur géométrique et une distribution des espèces de gaz.



CHAPMAN et al. [23] (1983) développent un modèle dans lequel la géométrie des jets et celle de la chambre de combustion sont prises en compte. Ils divisent les parois de la chambre et les jets en plusieurs éléments. Les jets de combustible enflammés sont considérés comme des sources de rayonnement et sont traités comme des corps gris alors que les gaz environnants sont supposés transparents. Le rayonnement des parois, ainsi que la réflexion, ont été négligés. Ils négligent donc le rayonnement d'une paroi à une autre et supposent que tout le flux rayonné par les jets est absorbé par la paroi.

La densité de ce flux radiatif est évaluée par la formule suivante :

$$\varphi_r = \beta_{jk} \varepsilon_{si} \sigma T_{fli}^4 \quad (\text{III.19})$$

où β_{jk} est le facteur de forme de la surface j par rapport à la surface k , ε_{si} l'émissivité des suies dans l'élément i du jet, T_{fli} la température de flamme dans l'élément i du jet.

Les calculs préliminaires ont montré de fortes variations spatiales et temporelles des flux radiatifs.



WHITEHOUSE et SHADAD [24] (1984) utilisent la méthode zonale de Hottel afin de prendre en compte la configuration géométrique entre la flamme et les parois de la chambre de combustion. La température est déterminée à partir du bilan énergétique dans chaque zone en tenant compte de sa composition chimique. La part de rayonnement due aux gaz actifs (H_2O et CO_2) a été ignorée. Des études paramétriques ont été réalisées.



MENGÜC et al. [25] (1985) ont appliqué les harmoniques sphériques du premier et du troisième ordre à un volume cylindrique représentant la chambre de combustion pour résoudre l'équation du transfert radiatif. Les résultats obtenus à l'aide d'un schéma numérique de différences finies ont permis d'étudier l'influence sur les transferts radiatifs de quelques paramètres, tels la diffraction par des gouttelettes de combustible, le coefficient d'absorption moyen, etc.



MOREL et KERIBAR [26] ont développé en 1986 un modèle de calcul de combustion à deux zones (zone des gaz brûlés et zone d'air frais), les parois de la chambre étant divisées en six surfaces. Le modèle tient compte du rayonnement des suies aux parois, du rayonnement d'une paroi à une autre avec absorption dans le milieu gazeux et de la réflexion du rayonnement d'une surface vers les autres parois.

La méthode de calcul des transferts radiatifs utilisée est inspirée du modèle d'échanges convectifs qu'ils avaient élaboré en 1985 [27]. La température de rayonnement est celle des gaz brûlés.

L'émissivité totale de la suie est déterminée à partir d'une formule simplifiée :

$$\varepsilon_s = 1 - \exp\left[-3,6 g f_v \frac{T_g}{C_2} L\right] \quad (\text{III.20})$$

où L est le trajet optique, f_v la fraction volumique de suie, C_2 la constante de rayonnement, g une constante supposée égale à 6,3.

Les résultats obtenus montrent que le flux radiatif varie d'une surface à l'autre. Le rapport du flux radiatif sur le flux total peut atteindre 40%. La valeur $g = 6,3$ utilisée par **MOREL** et **KERIBAR** semble conduire à une surestimation de l'émissivité totale de la suie. Mais ce modèle permet de prédire les flux radiatifs locaux et d'étudier l'influence de paramètres tels que l'émissivité des parois, la géométrie du piston et les conditions de fonctionnement du moteur sur les transferts radiatifs.

En conclusion, tout travail de modélisation des transferts radiatifs dans le moteur Diesel est complexe puisqu'il nécessite la connaissance de l'émission et de l'absorption de la flamme au cours de la combustion et de la configuration géométrique de la chambre de combustion qui influence les échanges radiatifs des différentes parties de la paroi.

De plus, la diversité des résultats expérimentaux montre que les transferts radiatifs dans le moteur Diesel dépendent fortement de ses caractéristiques et des conditions expérimentales. Dans les travaux cités, le rayonnement des gaz est généralement négligé. Or, les futurs moteurs devront produire de moins en moins de particules de suie, ce qui peut remettre en question l'importance relative des contributions des gaz actifs dans l'infrarouge par rapport à aux transferts radiatifs. La prise en compte du rayonnement des gaz est donc indispensable. Pour notre étude, l'étude des gaz a une grande importance puisqu'elle conditionne nos résultats finaux.

III.3 Phénomènes de corrélation spectrale

L'évaluation des transferts radiatifs dans des systèmes réactifs ne dépend pas seulement de la description du rayonnement obtenue par la résolution de l'équation du transfert radiatif. Il est également important de traiter au mieux le phénomène de dépendance spectrale des propriétés radiatives des gaz que l'on nomme phénomène de corrélation spectrale. Celui-ci résulte de l'existence d'une structure fine dans les milieux gazeux. En effet, selon le milieu considéré, l'allure des spectres d'absorption est différente.

Les milieux denses présentent des spectres d'absorption et d'émission sans structure fine, c'est à dire que les coefficients d'absorption et de diffusion sont pratiquement constants sur un intervalle spectral tel que la luminance de Planck, à une température donnée, varie de moins de 1% avec la fréquence.

Le formalisme de l'équation de transfert, exprimée en termes de coefficients d'absorption et de diffusion, est alors utilisable. Les bandes spectrales sont choisies de telle sorte que le coefficient d'absorption puisse être considéré comme constant.

Les milieux gazeux actifs dans l'infrarouge présentent une structure fine spectrale à haute résolution d'origine quantique. Il s'agit plus précisément de molécules présentant un moment dipolaire permanent ou engendré par la vibration. Les spectres d'émission et d'absorption présentent une structure de raies dont les profils et largeurs dépendent des conditions locales du milieu (température, pression, fractions molaires ou constituants actifs et transparents). Les largeurs de raies varient entre 10^{-3} cm^{-1} et 10^{-1} cm^{-1} . Dans le cas d'une combustion, les gaz radiativement actifs sont principalement la vapeur d'eau (H_2O) et le dioxyde de carbone (CO_2).

A ceux-ci, il convient d'ajouter, selon les modes de combustion, le monoxyde de carbone (CO), le combustible imbrûlé, les oxydes de soufre (SO_x), les oxydes d'azote (NO_x) et les suies. Lorsque la concentration de certaines particules est suffisamment faible, leur participation radiative devient négligeable. Les bandes spectrales où le coefficient d'absorption peut être considéré comme constant sont de l'ordre de $\Delta\sigma = 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$, σ étant le nombre d'onde, ce qui correspond à des millions de raies en considérant le spectre infrarouge utile. Le calcul exact du transfert radiatif (dit «calcul raie par raie») est alors considérablement alourdi, donc difficilement applicable à une situation industrielle complexe telle qu'un moteur automobile. Cependant, le phénomène de corrélation spectrale peut avoir des conséquences considérables sur le transfert d'énergie.

Afin d'illustrer ce phénomène, supposons que les raies d'absorption soient représentées par des créneaux équidistants de δ , de demi-largeur γ , de hauteur K_o .

Le coefficient d'absorption moyen sur l'intervalle $\Delta\nu$ est donné par [28, 3] :

$$\bar{K} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} K_\nu d\nu = K_o \frac{2\gamma}{\delta} \quad (\text{III.21})$$

La transmittivité sur $\Delta\nu$ ($\Delta\nu \gg \gamma$) d'une épaisseur d du milieu gazeux calculée avec \bar{K} serait :

$$\tau_{\Delta\nu}(\bar{K}) = \exp(-\bar{K}d) = \exp\left[-K_o \frac{2\gamma d}{\delta}\right] \quad (\text{III.22})$$

alors que la moyenne de la transmittivité sur $\Delta\nu$ vaut :

$$\overline{\tau_{\Delta\nu}} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-K_\nu d) d\nu = 1 - \frac{2\gamma}{\delta} [1 - \exp(-K_o d)] \quad (\text{III.23})$$

Cette modélisation simplifiée met en évidence le fait que le coefficient d'absorption moyenné sur $\Delta\nu$ est inapte à représenter fidèlement l'émission et l'absorption par les gaz.

Il importe donc d'utiliser un modèle de rayonnement qui prenne en compte, éventuellement de façon statistique, les effets des corrélations entre émission, transmission et absorption par un milieu éventuellement hétérogène et anisotherme mais contenant les mêmes constituants absorbants.

Considérons à présent l'équation de transfert radiatif écrite en fonction de la longueur d'onde et intégrée sur $\Delta\lambda$ en milieu non diffusant pour bien comprendre les différences entre corrélation spectrale *haute résolution* et corrélation spectrale *basse résolution* :

$$\frac{d\bar{L}_\lambda}{ds} + \overline{K_\lambda L_\lambda} = \overline{K_\lambda L_\lambda^o(T)} \quad (\text{III.24})$$

Concernant le deuxième terme du membre de gauche, la décorrélation $\overline{K_\lambda L_\lambda} = \bar{K}_\lambda \cdot \bar{L}_\lambda$ ne peut s'appliquer que pour des intervalles de l'ordre de 10^{-2} cm^{-1} . La luminance présente en effet des variations spectrales aussi rapides que celles du coefficient d'absorption. La décorrélation est dite à *haute résolution*.

Concernant le membre de droite, la décorrélation $\overline{K_\lambda L_\lambda^o(T)} = \bar{K}_\lambda \cdot \bar{L}_\lambda^o(T)$ peut s'appliquer sur des intervalles plus larges (de quelques dizaines de cm^{-1}). La luminance de Planck peut en effet être considérée comme constante sur des intervalles de l'ordre de 25 cm^{-1} à 50 cm^{-1} . La décorrélation est dite à *basse résolution*.

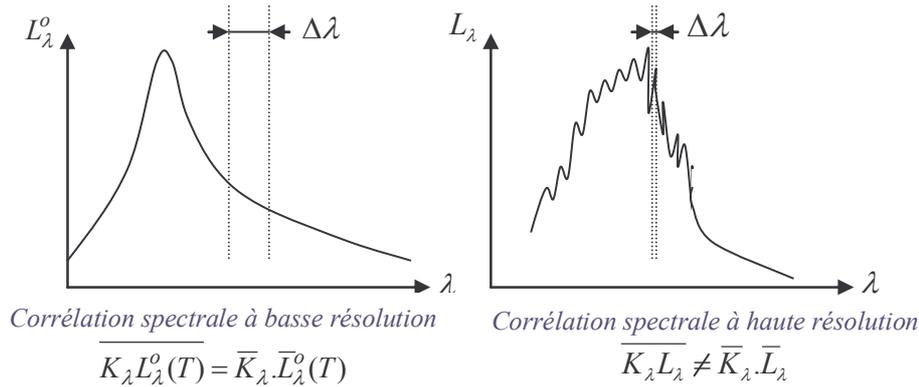


Figure III.5 : Illustration du phénomène de corrélation spectrale

La première idée est celle que nous avons vue plus haut, qui consiste à remplacer K_λ par sa moyenne $\overline{K_\lambda}$ sur un intervalle spectral $\Delta\lambda$:

$$K_{\Delta\lambda} = \overline{K_\lambda} = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\Delta\lambda} K_\lambda d\lambda \quad (\text{III.25})$$

Si nous choisissons un intervalle suffisamment étroit pour pouvoir considérer la luminance de Planck $L_\lambda^o(T)$ comme constante, nous prenons ainsi en compte les phénomènes de corrélations à basse résolution existant dans l'équation de transfert radiatif entre K_λ et $L_\lambda^o(T)$. Autrement dit, nous considérons que la moyenne du produit $\overline{K_\lambda L_\lambda^o(T)}$ est égale au produit des moyennes $\overline{K_\lambda} \cdot \overline{L_\lambda^o(T)}$. L'utilisation d'un coefficient d'absorption moyen sur $\Delta\lambda$ fournit, d'après la définition de la transmittivité, une *transmittivité moyenne* d'un trajet de longueur d , de la forme :

$$\overline{\tau_\lambda} = \overline{\exp(-K_\lambda \cdot d)} \quad (\text{III.26})$$

où d est un trajet homogène et isotherme.

Si le coefficient d'absorption varie beaucoup sur l'intervalle, il est évident que $\overline{\tau_\lambda} \neq e^{-\overline{K_\lambda} d}$. Pour obtenir cette loi exponentielle, il faudrait avoir l'égalité entre la moyenne du produit et le produit des moyennes soit :

$$\overline{K_\lambda L_\lambda} = \overline{K_\lambda} \cdot \overline{L_\lambda} \quad (\text{III.27})$$

Si cette égalité est vérifiée, les deux grandeurs sont spectralement décorréliées. Dans le cas contraire, elles sont liées par le phénomène de corrélation spectrale.

En conclusion, le problème des corrélations spectrales, spécifique aux gaz, n'a pas de solution simple. Il existe de nombreuses approches pour résoudre les problèmes de transfert radiatif en milieu semi-transparent. L'approche la plus rigoureuse est le calcul raie par raie mais il reste fastidieux pour des problèmes industriels. Les autres approches sont, soit des modèles spectraux approchés classiques (*le modèle d'Edwards à larges bandes, les modèles statistiques à bandes étroites et le modèle ck*), soit des modèles développés récemment comme *les modèles ckfg, adf et adfg*.

III.4 Caractéristiques des spectres infrarouges

D'après la mécanique quantique [49], le rayonnement électromagnétique présente une double nature, ondulatoire et corpusculaire. Ces propriétés conditionnent les phénomènes d'interférences, de diffraction et de polarisation. Une onde peut être indifféremment caractérisée par sa périodicité spatiale (longueur d'onde λ), sa périodicité temporelle (fréquence ν) ou par l'énergie des photons qui lui est associée $E = h\nu$. L'énergie d'une molécule polyatomique peut être quantifiée et chaque niveau d'énergie dépend de nombres entiers appelés *nombres quantiques*. Une molécule peut être schématiquement considérée comme formée d'atomes dont les électrons assurent la liaison chimique (liaison covalente). Elle peut se déplacer, vibrer et tourner sur elle-même. L'approximation de Born-Oppenheimer revient à découpler le mouvement des noyaux de celui des électrons bien plus légers, et donc, à découpler leurs énergies respectives.

En première approximation, l'énergie totale E peut s'écrire sous la forme de la somme d'un terme électronique E_e dû à l'énergie des électrons, d'un terme vibrationnel E_v dû à la vibration des noyaux, d'un terme rotationnel E_r dû à la rotation de la molécule et d'un terme d'énergie E_t dû à sa translation (**figure III.6**).

$$E = E_e + E_r + E_v + E_t$$

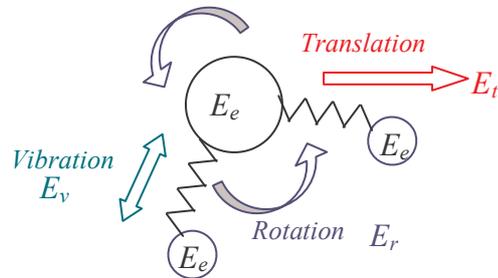


Figure III.6 : Les différentes énergies d'une molécule

Par action d'une radiation lumineuse, il est possible de faire passer une molécule d'un état d'énergie E_i vers un état d'énergie E_f . Les photons ont donc un 'risque' d'être absorbés au cours de leur propagation. La différence entre ces deux niveaux d'énergie est égale, en première approche, à l'énergie du photon absorbé :

$$h\nu_0 = E_f - E_i \quad (\text{III.28})$$

où h est la constante de Planck et ν_0 la fréquence des photons pouvant être absorbés.

Inversement, une molécule d'énergie E_i' peut passer à un niveau inférieur E_f' en libérant un photon d'énergie $h\nu'$. La différence entre ces deux niveaux d'énergie est alors égale à $h\nu' = E_i' - E_f'$. Ce sont ces transitions qui sont à l'origine des phénomènes d'absorption ou d'émission thermique des gaz.

Considérons le cas de l'absorption. Si les radiations incidentes sont de faible énergie (longueur d'onde de l'ordre du millimètre), seule l'énergie de rotation de la molécule est modifiée (spectroscopie micro-ondes ou hertzienne). Si le rayonnement incident est de forte énergie (visible et proche ultraviolet), le spectre obtenu est la superposition de transitions électroniques. Dans le cas d'un rayonnement incident dans l'infrarouge (longueur d'onde de l'ordre du μm), l'énergie vibrationnelle et l'énergie rotationnelle de la molécule sont modifiées. Ainsi, selon la fréquence du rayonnement incident (ultraviolet, visible ou infrarouge), l'interaction matière-rayonnement concerne différents types de niveaux d'énergie de la matière (**figure III.7**).

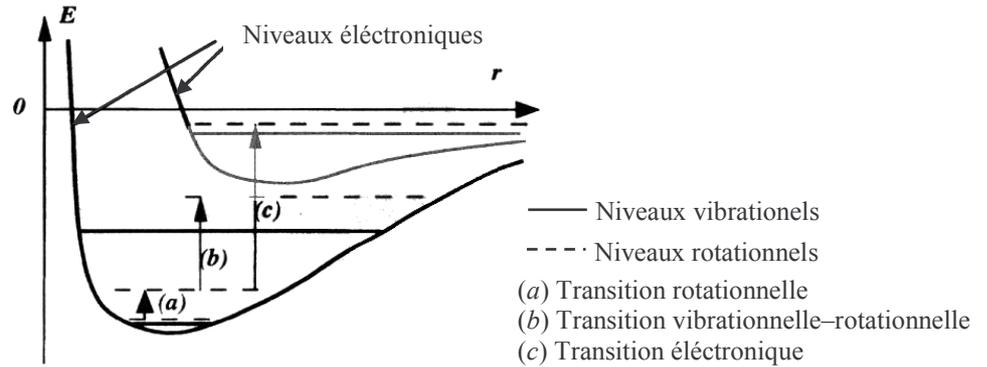


Figure III.7 : Niveaux électroniques, vibrationnelles et rotationnelles d'une molécule [44]

Les transitions d'une molécule M polyatomique d'un état $M''(e'', v'', J'')$ (avec e : état électronique ; v : état vibrationnel ; J : état rotationnel) vers un état $M'(e', v', J')$ d'énergie plus élevée peuvent donc être de trois types [28, 29] :

➔ **rotationnelle pure** : ($e'' = e'$ et $v'' = v'$)

Ces transitions donnent lieu à de faibles variations d'énergie. L'absorption qui en résulte est située dans **l'infrarouge lointain** (faibles fréquences ou grandes longueurs d'onde). Elles ne concernent que des molécules non linéaires qui possèdent un moment dipolaire permanent, comme l'eau.

➔ **vibrationnelle-rotationnelle** : ($e'' = e'$)

Ces transitions donnent lieu à des variations d'énergie plus élevées et interviennent dans la plupart des problèmes usuels de transferts thermiques en milieu industriel. Le spectre résultant se situe dans tout **le proche infrarouge**, typiquement de $1 \mu\text{m}$ à $20 \mu\text{m}$. Là encore, seules les molécules possédant un moment dipolaire permanent ou induit sont concernées.

➔ **électronique** : ($e'' \neq e'$)

Ces transitions correspondent aux transitions les plus énergétiques. Elles concernent les domaines du **visible** et de **l'ultraviolet** sur le spectre. Il ne sera donc pas tenu compte des transitions électroniques pour cette étude. Pour les niveaux de température intervenant dans les combustions, ces transitions peuvent être le plus souvent négligées.

En conclusion, le spectre infrarouge est constitué d'un ensemble de raies qui représentent chacune une transition entre deux niveaux quantiques d'énergie d'une molécule, généralement de vibration-rotation. Nous verrons qu'à une transition entre deux niveaux de vibration est associée toute une série de raies correspondant à des transitions rotationnelles, rassemblées dans ce que l'on appelle une bande vibro-rotationnelle. Les spectres visibles et UV présentent la même structure de raies de vibration-rotation mais couplant des états électroniques moléculaires différents. L'étude du rayonnement de ces bandes fait appel à des modèles mettant en jeu différents paramètres tels que l'intensité, la largeur et l'écartement des raies constituant la bande. Nous allons donc décrire les différents profils de raie possibles, le calcul de leur intensité ainsi que leurs positions dans le spectre.

III.4.1 Profil et intensité des raies

Une raie seule n'est pas rigoureusement monochromatique mais s'étale sur un certain intervalle spectral. Prenons le cas de l'absorption, le coefficient monochromatique dû à une raie isolée centrée en ν_0 est proportionnel à la pression P , à la fraction molaire x_i du constituant absorbant et à deux grandeurs, l'intensité de la raie $S_o(T)$ et le profil normalisé $f(\nu_0 - \nu)$. Il s'écrit :

$$K_{\nu_0}(\nu) = x_i P S_o(T) f(\nu - \nu_0) \quad (\text{III.29})$$

L'intensité de la raie (ou intensité intégrée, fonction de la température T) $S_o(T)$ est définie par [30] :

$$x_i P S_o(T) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_{\nu_0} d\nu \quad (\text{III.30})$$

Le profil est normalisé, ce qui se traduit par : $\int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu - \nu_0) d\nu = 1$.

Sa forme dépend de la nature physique de la cause d'élargissement, qui peut être de trois types [28, 1] :

Elargissement naturel

L'élargissement naturel est en général négligeable (sauf pour les très basses pressions) devant les autres causes d'élargissement et correspond à une limite inférieure de la largeur spectrale d'une raie. Il est décrit par l'application du principe d'Heisenberg à la définition des énergies des états initial et final de la transition. Le principe d'Heisenberg stipule que le produit des incertitudes sur l'énergie et sur la durée de vie d'un état est supérieur ou égal à $h/2\pi$. Tous les états ont une durée de vie et leurs énergies ne peuvent pas être mesurées exactement. Ceci a pour conséquence l'existence d'un intervalle de résolution : $\Delta\nu = \Delta E/h$. Il en résulte une incertitude sur la fréquence de transition. Le profil est alors de la forme suivante :

$$f_n(\nu - \nu_0) = \frac{C}{\gamma_n^2 + (\nu - \nu_0)^2} \quad (\text{III.31})$$

où γ_n est la demi-largeur à mi-hauteur et $C = \frac{\gamma_n}{\pi}$.

Elargissement Doppler (figure III.8)

La fréquence observée est également modifiée par le déplacement de la molécule qui rayonne. Par suite de l'effet Doppler, la fréquence augmente si le mouvement a lieu vers l'observateur et décroît dans le cas contraire. En supposant le milieu à l'équilibre thermodynamique local, la répartition des vitesses est donnée par la loi de Maxwell-Boltzmann et le profil spectral est gaussien :

$$f_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\gamma_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\ln 2 \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\gamma_D^2}\right] \text{ avec } \gamma_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M} \ln 2} \text{ demi-largeur à mi-hauteur.} \quad (\text{III.32})$$

(M : masse de la molécule absorbante, k : constante de Boltzmann, c : vitesse de la lumière)

Élargissement Lorentz (ou collisionnel) (figure III.8)

Lorsque la pression d'un gaz augmente, les collisions entre la molécule absorbante et d'autres molécules du milieu perturbent les états d'énergie initial et final de la transition provoquant un élargissement des raies. L'élargissement résultant conduit à un profil appelé «profil Lorentz» :

$$f_L(v-v_0) = \frac{\gamma_L}{\pi [\gamma_L^2 + (v-v_0)^2]} \quad (\text{III.33})$$

La demi-largeur à mi-hauteur γ_L est proportionnelle à la pression P , dépend des espèces partenaires de collision, de la température T et du nombre quantique de rotation J . Pour un milieu gazeux de plusieurs constituants j , γ_L est donné par :

$$\gamma_L = \sum_j x_j \frac{P}{P_s} \gamma_{L_{ij}} \quad (\text{III.34})$$

où i est l'espèce absorbante, x_j la fraction molaire du constituant j , $\gamma_{L_{ij}}$ la demi-largeur Lorentz du constituant i infiniment dilué dans j et P_s une pression de référence de 1 atm.

$\gamma_{L_{ij}}$ décroît avec la température et suit la loi empirique :

$$\gamma_{L_{ij}}(T) = \gamma_{L_{ij}}(T_s) \left(\frac{T_s}{T} \right)^{\beta_{ij}} \quad (\text{III.35})$$

(T_s : température de référence, égale à 300K)

A haute température, les valeurs de β_{ij} sont assez mal connues et font l'objet de nombreuses recherches théoriques et expérimentales. L'élargissement collisionnel est prépondérant dans les conditions de température et de pression rencontrées habituellement dans les problèmes de transferts thermiques.

Élargissement combiné Doppler et Lorentz

Aux faibles pressions et hautes températures, l'élargissement Doppler prend de l'ampleur par rapport à l'élargissement Lorentz. Le profil résultant, dit de *Voigt*, est alors le produit de convolution du profil Doppler et du profil Lorentz. Le *profil de Voigt*, dû aux deux causes d'élargissement est donné par :

$$f_V(v-v_0) = \frac{a}{\pi \gamma_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\xi - y)^2} dy \quad \text{avec } a = \sqrt{\ln 2} \frac{\gamma_L}{\gamma_D} \text{ et } \xi = \sqrt{\ln 2} \left(\frac{v-v_0}{\gamma_D} \right) \quad (\text{III.36})$$

Le comportement du profil de *Voigt* est voisin de celui du profil Doppler au centre de la raie, alors qu'il se rapproche du profil de Lorentz dans les ailes de raies.

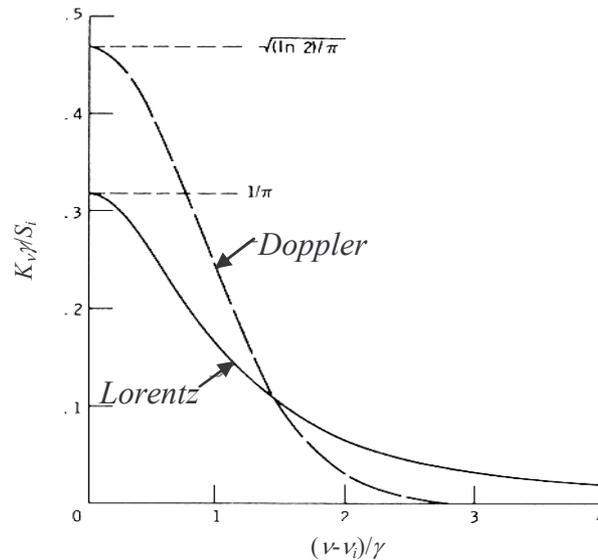


Figure III.8 : Allures des profils de Lorentz et de Doppler [1]

III.4.2 Position des raies

Les vibrations des atomes varient selon la forme de la molécule. *Les molécules diatomiques homonucléaires* (symétriques comme H_2 , N_2 , O_2 , ...) n'ont pas de bande de rotation-vibration puisqu'elles ne possèdent pas de moment dipolaire. Elles sont donc transparentes dans l'infrarouge. *Les molécules diatomiques hétéronucléaires* (CO , NO , HCl , ...) engendrent un spectre du fait des variations de leur moment dipolaire au cours des oscillations, avec une seule possibilité de vibration à laquelle correspond un seul nombre quantique v et pas de dégénérescence. Lorsqu'il s'agit de *molécules polyatomiques*, le nombre de vibrations possibles augmente et la dégénérescence augmente si la molécule est symétrique. Pour les molécules linéaires (comme le dioxyde de carbone), certains déplacements des atomes sont inactifs (aucune émission ou absorption).

Les molécules non linéaires (comme l'eau) ou dissymétriques, qui possèdent un moment dipolaire permanent, ont des oscillations toutes actives. Elles donnent un spectre de rotation-vibration. Nous allons donner une représentation simplifiée des niveaux de rotation et de vibration des molécules de façon à faire comprendre la complexité de la détermination des positions des raies.

a) Bande de rotation pure [28, 31, 51]

Cas d'une molécule diatomique

Dans le modèle du rotateur rigide où la distance séparant les deux atomes reste rigoureusement constante, les niveaux d'énergie E_J sont caractérisés par un nombre quantique entier J tel que :

$$E_J = hc B_v J(J+1) \text{ avec } J = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{III.37})$$

où B_v est la constante rotationnelle.

Des règles de sélection imposent des variations $\Delta J = \pm 1$.

Le spectre est constitué par une série de raies équidistantes séparées par l'intervalle $\Delta \nu = 2 B_v$ (**figure III.9**).

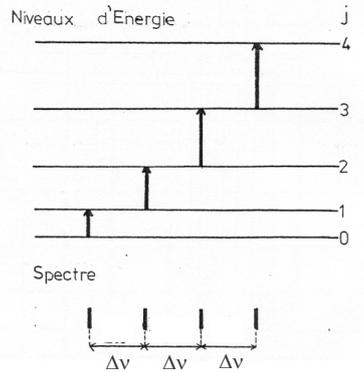


Figure III.9 : Rotateur rigide : niveaux d'énergie et spectre [31]

Cas d'une molécule polyatomique

Les considérations précédentes restent valables dans le cas de molécules polyatomiques. Les molécules symétriques comme le dioxyde de carbone ne présentent pas ce type de spectre car leur moment dipolaire reste constamment nul. Les molécules non linéaires, quant à elles, peuvent avoir plusieurs types de spectres (rotation pure ou rotation-vibration). L'eau, par exemple, possède des bandes importantes de rotation pure dans l'infrarouge lointain.

b) Bande de rotation-vibration [28, 31, 43, 51]

Nous supposons que l'état électronique de la molécule est figé lors de l'interaction avec le photon. Le saut énergétique entre deux états vibrationnels est beaucoup plus important que celui correspondant à une transition rotationnelle. Les deux phénomènes sont couplés et, à une transition vibrationnelle donnée, ($v'' \rightarrow v'$) correspond un grand nombre de transitions rotationnelles ($J'' \rightarrow J'$). L'ensemble de ces raies forme une bande dite vibro-rotationnelle ($v'' \rightarrow v'$).

Cas d'une molécule diatomique

Dans le cas d'une molécule diatomique hétéronucléaire, un seul mode de vibration est possible, représenté par un nombre quantique unique v . Le modèle simple de l'oscillateur faiblement anharmonique consiste à supposer que les deux atomes sont des masses ponctuelles liées par une force qui dérive du potentiel V_p :

$$V_p = C_1 (r - r_e)^2 + C_2 (r - r_e)^3 \quad (III.38)$$

(C_1 et C_2 : constantes)

Ce potentiel ne dépend que de la distance r entre les deux atomes. r_e désigne la distance au repos et le terme en $(r - r_e)^3$ représente l'anharmonicité de l'oscillateur. Les énergies de vibration associées à ce modèle sont données par :

$$E_v = hc \left[v_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - v_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + v_e y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3 \right] \quad v = 0, 1, 2, \dots \quad (III.39)$$

où hcv_e est l'écart entre deux niveaux voisins d'un oscillateur harmonique parfait associé au potentiel $V_{p2} = C(r - r_e)^2$, x_e et y_e des constantes dépendantes de C_2 .

Les règles de sélection de l'oscillateur anharmonique permettent des sauts de v de plus d'une unité, soit $\Delta v = \pm 1, \pm 2, \dots$. En adoptant le modèle du rotateur rigide et en faisant l'hypothèse d'additivité des énergies de vibration et de rotation, nous obtenons une énergie globale de vibration-rotation E_{vJ} :

$$E_{vJ} = hc \left[v_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - v_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + v_e y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3 + B_v (J + 1)J \right] \quad (\text{III.40})$$

Les règles de sélection portant sur J impliquent $\Delta J = \pm 1$.

La branche R de la bande d'absorption correspond à $\Delta J = J' - J'' = +1$ et la branche P à $\Delta J = J' - J'' = -1$.

Cas d'une molécule polyatomique

Dans le cas de molécules polyatomiques, plusieurs modes de vibration peuvent être mis en jeu. L'énergie de vibration de la molécule est alors la somme des énergies de chacun de ces modes. La **figure III.10** montre les vibrations possibles pour une molécule linéaire comme le dioxyde de carbone et non linéaire comme l'eau. Ces modes sont directement liés à la géométrie de la molécule. La molécule d'eau est non linéaire (de forme triangulaire). Elle possède trois modes normaux de vibration (deux modes d'élongation et un mode de déformation), tous actifs dans l'infrarouge. La molécule de dioxyde de carbone est linéaire (triatomique). Elle possède quatre modes de vibration : deux élongations (symétriques et antisymétriques) et deux déformations : une dans le plan et l'autre hors plan. Ces deux dernières vibrations sont identiques en tout point (même fréquence sur le spectre sauf en direction) et sont dites «dégénérées». Elles doivent cependant être considérées comme des mouvements séparés. Toutes ces vibrations de la molécule de dioxyde de carbone sont actives dans l'infrarouge sauf l'élongation symétrique.

Pour chaque mode de vibration, le dessin du centre montre la position d'équilibre de la molécule, tandis que les dessins de droite et de gauche représentent les positions extrêmes. Pour le mode de déformation du dioxyde de carbone, seul celui hors plan est schématisé.

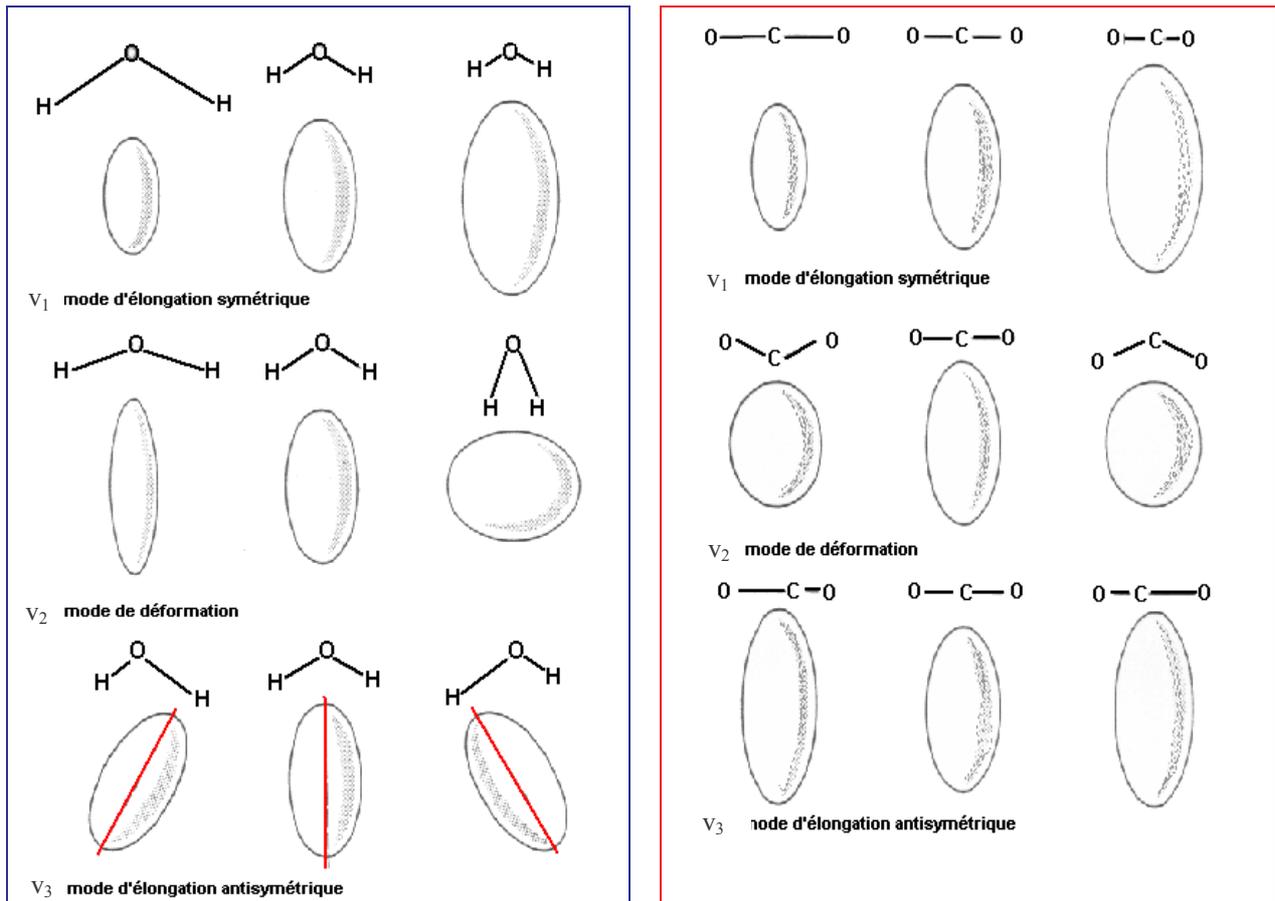


Figure III.10 : Modes de vibration de l'eau et du dioxyde de carbone

Décrivons à titre d'exemple les modes de vibration de la molécule d'eau :

- v_1 : *élongation symétrique* : Quand la liaison s'étire (ou se raccourcit), les électrons sont moins (ou plus) fermement tenus par le noyau et ainsi les liaisons deviennent plus (ou moins) polarisables. Par conséquent, l'ellipsoïde de polarisabilité devient de plus en plus petit (ou de plus en plus grand) sans changer de forme.
- v_2 : *déformation* : Lorsque les liaisons sont étirées et les hydrogènes éloignés, les liaisons deviennent davantage polarisables. L'ellipsoïde de polarisabilité est plus ou moins écrasé à mesure que les hydrogènes se rapprochent ou s'éloignent. La forme de l'ellipsoïde change donc durant la vibration.
- v_3 : *élongation antisymétrique* : Forme et taille restent constantes mais la direction de l'axe majeur de l'ellipsoïde change.

Le tableau suivant présente les fréquences associées aux principales bandes de vibration-rotation de l'eau, du dioxyde de carbone et du monoxyde de carbone. L'état de la molécule est caractérisé par trois nombres quantiques de vibration (v_1 , v_2 , v_3) pour H₂O et CO₂, un seul pour CO.

H ₂ O			CO ₂			CO		
ν (en cm^{-1})	λ (en μm)	transition	ν (en cm^{-1})	λ (en μm)	transition	ν (en cm^{-1})	λ (en μm)	transition
1595	6,27	000-010	667	15,0	000-010	2143	4,66	0-1
3657	2,74	000-100	961	10,4	100-001	4260	2,35	0-2
3756	2,66	000-001	1064	9,40	020-001			
5331	1,88	000-011	2349	4,26	000-001			
7250	1,38	000-101	3715	2,70	000-101			
8807	1,14	000-121						

Tableau III.1 : Positions et transitions vibrationnelles des principales bandes de vibration-rotation de H₂O, CO₂, CO à basse température [28]

Les règles de sélection pour certains modes de vibration de molécules polyatomiques autorisent les transitions $\Delta J = 0$.

La branche *Q* correspondant à $\Delta J = 0$ est alors intercalée entre les branches *P* et *R* de la bande de vibration-rotation. La figure suivante montre un spectre de vibration-rotation avec ses niveaux d'énergie pour les trois branches : *P*, *Q* et *R*.

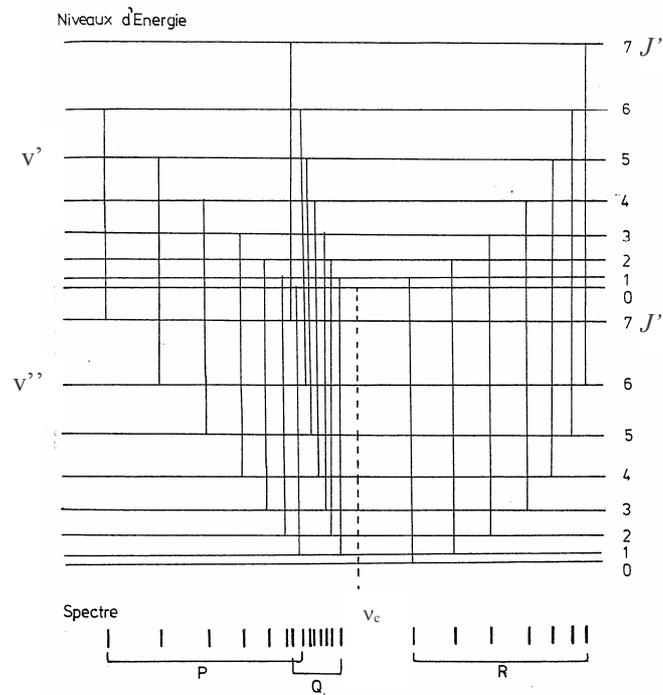


Figure III.11 : Spectre et niveaux d'énergie de vibration-rotation [31]

Les hypothèses faites sur les positions des raies d'absorption pour construire un modèle radiatif approché jouent un rôle important sur la précision de ce modèle. A température élevée, une distribution aléatoire semble être la meilleure hypothèse pour décrire la complexité du spectre, compte tenu de l'imbrication locale des raies appartenant à de très nombreuses bandes différentes.

III.5 Propriétés spectrales des gaz : principales approches

III.5.1 Une référence : le modèle raie par raie

L'approche la plus rigoureuse pour le calcul des propriétés radiatives des gaz consiste à tenir compte de la contribution de toutes les raies d'absorption centrées au voisinage de la fréquence à laquelle nous voulons déterminer ces propriétés.

Cette approche, dite «raie par raie», nécessite une discrétisation spectrale, spatiale et directionnelle. Dans des calculs de transferts radiatifs, cela se traduit par une dizaine de points sur chaque raie d'absorption. Or, sachant qu'un spectre infrarouge peut contenir, à titre indicatif, une dizaine de milliers de raies, le nombre de points de calcul est de l'ordre de 10^5 . Le modèle raie par raie permet donc de calculer un spectre synthétique pour des colonnes gazeuses, éventuellement hétérogènes et anisothermes, à partir des données spectroscopiques relatives à environ 10^4 raies individuelles par molécules actives. La résolution est alors de 10^{-2} cm^{-1} .

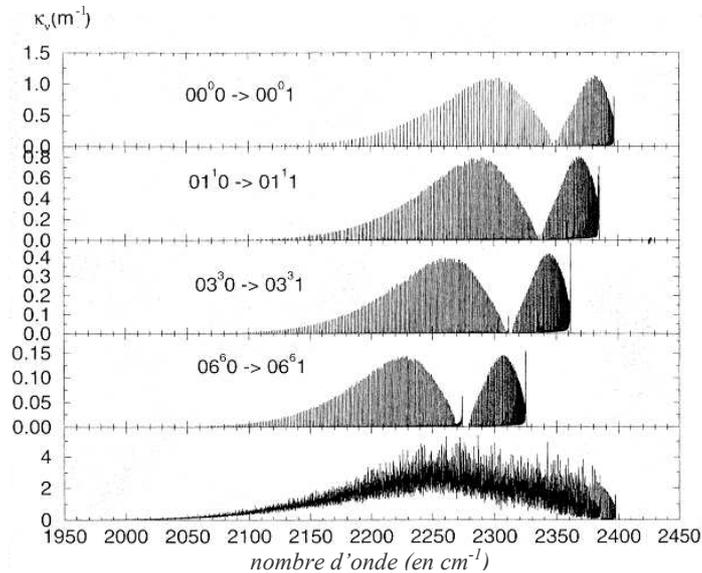


Figure III.12 : Spectre d'absorption de CO_2 à haute résolution [3]

Etant donné son coefficient d'absorption K_v , la transmittivité d'une colonne *en milieu continu, homogène et isotherme* de longueur d , moyennée sur un intervalle spectral Δv est donnée par :

$$\overline{\tau_{\Delta v}} = \frac{1}{\Delta v} \int_{v - \frac{\Delta v}{2}}^{v + \frac{\Delta v}{2}} \exp(-K_v d) dv \quad (\text{III.41})$$

Dans le cas d'un *milieu hétérogène ou anisotherme*, l'expression de la transmittivité moyennée sur Δv se généralise en :

$$\overline{\tau_{\Delta v}} = \frac{1}{\Delta v} \int_{v - \frac{\Delta v}{2}}^{v + \frac{\Delta v}{2}} \exp\left(-\int_0^d K_v(s) ds\right) dv \quad (\text{III.42})$$

En notant $K_{\nu_o}(\nu)$ la contribution de la raie $J'' \rightarrow J'$ appartenant à la bande $\nu'' \rightarrow \nu'$, due au constituant i du mélange gazeux et centrée en ν_o , si nous supposons l'additivité de ces contributions, le coefficient monochromatique K_ν du mélange est donné par :

$$K_\nu = \sum_i \sum_{\text{bandes } \nu'' \rightarrow \nu'} \sum_{\text{raies } J'' \rightarrow J'} K_{\nu_o}(\nu) \text{ où } K_{\nu_o}(\nu) = x_i P S_o(T) f(\nu - \nu_o) \quad (\text{III.43})$$

Les paramètres spectroscopiques tels que position, intensité et largeur des raies sont, en général, pris dans des banques de données qui ont été constituées à partir de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. Les deux banques de données les plus connues sont AFGL pour les Etats-Unis et GEISA en France, développée par le laboratoire de météorologie dynamique.

L'inconvénient majeur est qu'elles ont été créées pour des applications météorologiques et pour l'étude des atmosphères. Par conséquent, elles recensent essentiellement les raies partant de bas niveaux énergétiques, correspondant aux basses températures. De plus, les coefficients d'élargissement donnés dans ces banques ne tiennent compte que de l'élargissement par l'air. Un effort est fait pour créer des banques de données relatives à des gaz chauds notamment au laboratoire EM2C où un code de calcul raie par raie a été développé pour le calcul de spectres synthétiques de mélanges $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2/\text{CO}/\text{gaz neutres}$ à des températures allant jusqu'à 2000 K. Pour l'eau, ce code utilise les raies froides dans GEISA et engendre les raies chaudes non recensées en faisant certaines hypothèses sur les positions et les intensités de ces raies. Pour le dioxyde de carbone, ce sont les données relatives aux bandes d'absorption qui sont utilisées pour engendrer les raies. La confrontation de ce code avec les résultats expérimentaux donne un bon accord. Cependant, bien que de nombreux modèles aient été développés pour optimiser volume et durée de calcul, ils restent applicables à l'étude des atmosphères ou dans des cas simples et sont inutilisables dans des problèmes industriels de transferts thermiques. Il est donc nécessaire d'utiliser des approches simplifiées.

III.5.2 Les modèles approchés

Les modèles approchés de rayonnement des gaz peuvent être classés en modèles à bandes spectrales étroites (de quelques dizaines de cm^{-1}), en modèles à bandes larges (de quelques centaines de cm^{-1} à 1000 cm^{-1}) et en modèles globaux intégrés sur tout le spectre. Ils peuvent également être classés selon leur formulation en transmittivité moyenne sur une bande ou bien en coefficient d'absorption. La formulation d'un modèle détermine en effet la forme de l'équation de transfert du rayonnement qui doit être utilisée. Il existe de nombreux modèles approchés : ceux basés sur le modèle à larges bandes d'Edwards, les modèles à bandes étroites, le *modèle ck*, issu de la physique de l'atmosphère (**GOODY & YUNG 1989** [32], **SOUFIANI & TAINÉ** [33]), le *modèle ckfg*, développé au laboratoire EM2C (**LEVI DI LEON, 1986** [34], **RIVIERE et al, 1992** [35, 36], **SCUTARU** [37]). Il existe aussi le modèle dit *wsgg* (**HOTTEL & SAROFIM, 1967**) de somme pondérée de gaz gris et des variantes de ce modèle, utilisant le concept de fonction de distribution cumulée du coefficient d'absorption pondérée par la loi de Planck (**DENISON & WEBB, 1993** [38]), comme le *modèle slw* de Denison et Webb (1995) et le *modèle adf*. Dans les paragraphes suivants, nous présenterons deux modèles approchés de façon plus détaillée : le modèle à larges bandes d'Edwards et le modèle statistique à bandes étroites.

III.6 Le modèle à larges bandes d'Edwards

III.6.1 Présentation du modèle

Le modèle d'**EDWARDS** à larges bandes [17] s'appuie sur des considérations de mécanique quantique concernant les niveaux d'énergie de rotation des molécules pour modéliser globalement chaque bande correspondant à une transition entre niveaux de vibration. En partant de l'oscillateur harmonique, l'intensité de la transition du niveau (v'', J'') au niveau $(v', J'+1)$ ou au niveau $(v', J'-1)$, avec $v' = v''+1$, est donnée par :

$$S(J'') = S_o (2J''+1) \exp\left[-B_{v''} J''(J''+1) \frac{hc}{kT}\right] \quad (\text{III.44})$$

où l'intensité S_o de la raie de la branche R correspond à $J'' = 0$, dépend de v'' et de la température T . h est la constante de Planck, k la constante de Boltzmann et c la vitesse des ondes électromagnétiques dans le milieu considéré.

Le modèle de l'oscillateur harmonique conduit à un espacement entre deux raies successives approché par Edwards dans la branche P et dans la limite des valeurs de J très élevées par l'expression :

$$\delta_P = 2(B_{v''} - B_{v'}) \quad (\text{III.45})$$

Le rapport entre l'intensité de la raie et l'espacement constant entre les raies est donc égal à :

$$\frac{S_P}{\delta_P} = \frac{S_o}{B_{v''} - B_{v'}} \exp\left[-\left(\frac{B_{v''}}{B_{v''} - B_{v'}}\right) \frac{hc}{kT} (v_b - v)\right] \quad (\text{III.46})$$

où v_b désigne le centre de la bande de vibration-rotation.

A partir de cette étude théorique, le modèle d'Edwards utilise les deux hypothèses suivantes, dans une bande :

- les raies de rotation sont équidistantes (espacement δ)
- les raies peuvent être réordonnées suivant leurs fréquences afin d'obtenir une décroissance exponentielle de leurs intensités à partir du centre de la bande.

Edwards modélise l'évolution exponentielle de l'intensité des raies à partir du centre de bande d'un gaz i , en fonction du nombre d'onde ν sous la forme :

$$\left(\frac{S}{\delta}\right)_i = \frac{\alpha}{\omega} \exp\left(-\frac{(v_0 - \nu)}{\omega}\right) \quad (\text{III.47})$$

où ω , paramètre de décroissance exponentielle, représente la largeur de bande, v_0 est le nombre d'onde caractéristique de la position spectrale de la bande, α est l'intensité intégrée de la bande.

La variation spectrale des différentes bandes caractéristiques du rayonnement est susceptible de répondre à l'une des trois formes suivantes qui représentent au mieux les bandes d'absorption des gaz.

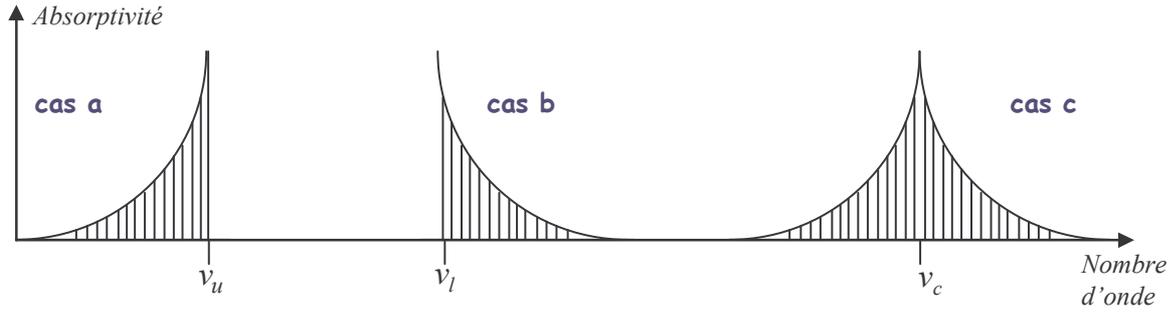


Figure III.13 : Types de bandes utilisées dans le modèle exponentiel des bandes larges [31]

cas a : la bande est asymétrique avec une limite supérieure ν_u .

$$\left(\frac{S}{\delta}\right) = \frac{\alpha}{\omega} \exp\left[\frac{-(\nu_u - \nu)}{\omega}\right] \text{ pour } \nu < \nu_u \quad (\text{III.48})$$

$$\left(\frac{S}{\delta}\right) = 0 \text{ pour } \nu > \nu_u \quad (\text{III.49})$$

cas b : la bande est asymétrique avec une limite inférieure ν_l .

$$\left(\frac{S}{\delta}\right) = \frac{\alpha}{\omega} \exp\left[\frac{-(\nu - \nu_l)}{\omega}\right] \text{ pour } \nu > \nu_l \quad (\text{III.50})$$

$$\left(\frac{S}{\delta}\right) = 0 \text{ pour } \nu < \nu_l \quad (\text{III.51})$$

cas c : la bande est symétrique par rapport au centre ν_c de la bande.

$$\left(\frac{S}{\delta}\right) = \frac{\alpha}{\omega} \exp\left[\frac{-2|\nu - \nu_c|}{\omega}\right] \quad (\text{III.52})$$

Ce modèle permet pour chaque bande d'accéder facilement à la largeur de bande noire équivalente, c'est-à-dire la bande fictive noire qui produirait la même absorption pour une épaisseur de gaz fixée, en fonction de la nature du gaz, de sa pression et de sa température. Il s'agit donc de l'intégrale du facteur d'absorption dû à la bande sur tout le spectre. Chaque petite bande spectrale $\Delta\nu$ est caractérisée par le rapport (S/δ) caractéristique de l'absorptivité. L'évolution de (S/δ) représente l'évolution spectrale de l'absorptivité de chaque bande. Il faut noter que le caractère très irréaliste de cette modélisation des bandes de vibration-rotation n'est justifiée que dans la mesure où ces résultats sont intégrés sur toute une bande.

L'évaluation de l'absorption de la bande équivalente nécessite la connaissance de trois paramètres : l'intensité intégrée de la bande α , la largeur de décroissance exponentielle ou largeur de bande ω et $\beta = \pi\gamma/\delta$, qui caractérise le chevauchement des raies.

Les variations de ces trois paramètres avec la température et la pression sont déduites du modèle de l'oscillateur harmonique. Les trois paramètres dépendent de l'espèce absorbante considérée, ainsi que b et n .

Premier paramètre : $\alpha(T)$, intensité intégrée de la bande

L'intensité intégrée de la bande $\alpha(T)$ normalisée s'exprime à l'aide de sa valeur à la température de référence $\alpha(T_o) = \alpha_o$ ($T_o = 100$ K) et des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique :

$$\alpha(T) = \alpha_o \frac{\left[1 - \exp\left(-\sum_{k=1}^m u_k \delta_k\right) \right] \psi(T)}{\left[1 - \exp\left(-\sum_{k=1}^m u_{ok} \delta_k\right) \right] \psi(T_o)} \quad (\text{III.53})$$

où $u_k = \frac{hcv_k}{kT} = \frac{C_2 v_k}{T}$ et $u_{ok} = \frac{hcv_k}{kT_o} = \frac{C_2 v_k}{T_o}$ avec $C_2 = \frac{hc}{k} = 14388 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ (deuxième constante de rayonnement), m : nombre de modes de vibration ; δ_k : nombre de quantum vibrationnel de $k^{\text{ième}}$ mode.

$$\psi(T) = \frac{\prod_{k=1}^m \sum_{v_k=v_{ok}}^{\infty} \frac{(v_k + g_k + |\delta_k| - 1)!}{(g_k - 1)! v_k!} \exp(-u_k v_k)}{\prod_{k=1}^m \sum_{v_k=0}^{\infty} \frac{(v_k + g_k - 1)!}{(g_k - 1)! v_k!} \exp(-u_k v_k)} \quad (\text{III.54})$$

Ici v_{ok} représente l'état initial le plus bas possible, c'est à dire $v_{ok} = 0$ pour $\delta_k \geq 0$ et $v_{ok} = -\delta_k$ pour $\delta_k < 0$; g_k est un facteur de poids.

La quantité α_o est déterminée expérimentalement pour chacune des bandes de gaz envisagées. Les valeurs préconisées par **EDWARDS** et **BALAKRISHNAN** [39] sont détaillées dans le **tableau III.2**.

De nombreux travaux (citons ceux de **PARAMO** [31]) ont montré que $\alpha(T)$, l'intensité intégrée des bandes fondamentales est indépendante de la température (4,3 μm et 15 μm pour CO_2 , 2,7 μm , 6,3 μm et la bande rotationnelle pour H_2O , 3,3 μm et 7,7 μm pour CH_4 , 5,3 μm pour NO , 7,4 μm , 8,7 μm et 19,3 μm pour SO_2).

Les autres bandes admettent une décroissance lente avec la température (à l'exception des bandes 9,4 μm et 10,4 μm de CO_2 qui présentent une décroissance très rapide jusqu'à 1300 K). Cette décroissance est due au fait qu'à basse température, très peu de molécules se trouvent dans un état excité.

Deuxième paramètre : $\beta(T)$

Pour un gaz unique dilué (c'est à dire dans un gaz neutre, tel l'azote), la largeur γ de raie dépend de la température et de la pression. Pour un mélange gazeux, la largeur des raies de chacun des constituants doit dépendre de leur pression partielle. En pratique, nous utilisons plutôt un coefficient sans dimension appelé «pression d'élargissement» P_e , qui s'écrit :

$$P_{e,i} = \left[\frac{P}{P_o} + \frac{P_{a,i}}{P_o} (b-1) \right]^n = \left[\frac{P}{P_o} [1 + x(b-1)] \right]^n \quad (\text{III.55})$$

où P est la pression totale, P_o la pression de référence ($P_o = 1$ atm), $P_{a,i}$ la pression partielle du gaz i , $x = P_{a,i} / P$ la fraction molaire du gaz i dans le mélange, b et n les paramètres spectraux liés au gaz i .

P_e tient compte de l'auto-absorption par l'intermédiaire du coefficient b et de la pression partielle P_a .

Dans le cas d'un mélange de gaz, la demi-largeur des raies d'un constituant s'écrit :

$$\gamma = \gamma_o \sqrt{\frac{T_o}{T}} P_e.$$

EDWARDS et **BALAKRISHNAN** calculent pour chaque bande un coefficient β , en fonction de la température, qui est donné par la formule suivante :

$$\beta(T) = \beta_o \sqrt{\frac{T_o}{T}} \frac{\Phi(T)}{\Phi(T_o)} \quad (\text{III.56})$$

$$\text{avec } \Phi(T) = \frac{\left\{ \prod_{k=1}^m \sum_{\nu_k=\nu_{ok}}^{\infty} \left[\frac{(\nu_k + g_k + |\delta_k| - 1)!}{(g_k - 1)! \nu_k!} \exp(-u_k \delta_k) \right]^{1/2} \right\}^2}{\prod_{k=1}^m \sum_{\nu_k=\nu_{ok}}^{\infty} \frac{(\nu_k + g_k + |\delta_k| - 1)!}{(g_k - 1)! \nu_k!} \exp(-u_k \delta_k)} \quad (\text{III.57})$$

Cette équation a été l'aboutissement des travaux effectués par **WEINER** et **EDWARDS** [40] dans les régions 2,7 μm et 6,3 μm du spectre de la vapeur d'eau. β_o est déterminé expérimentalement.

Troisième paramètre : $\alpha(T)$, largeur de bande

EDWARDS et **MENARDS** [41] ont montré que, pour un rotateur rigide, le paramètre de largeur de bande est égal approximativement à :

$$\omega = 0,9 \Gamma^2 \left(\frac{3}{4} \right) \sqrt{\frac{2kTB}{hc_o}} \quad \text{avec } B \text{ constante de rotation} \quad (\text{III.58})$$

ω varie selon une loi en racine carrée de la température : $\omega(T) = \omega_o \sqrt{\frac{T}{T_o}}$.

Deux bandes de H_2O requièrent un traitement spécial. La première est la bande de rotation. Pour mettre en accord le modèle avec les mesures en émissions de la bande rotationnelle de H_2O entre 500 K et 2200 K faites par **LUDWIG et al.** [42], nous devons poser $\frac{\Phi(T)}{\Phi(T_o)} = 1$.

Pour cette bande, les paramètres sont donc : $\alpha = \alpha_o$ et $\beta = \beta_o \sqrt{\frac{T_o}{T}}$.

La seconde bande est celle située autour de 2,7 μm . Elle est constituée par trois petites bandes qui se chevauchent.

Les paramètres équivalents de cette bande sont déterminés par les relations suivantes :

$$\alpha = \sum_{j=1}^3 \alpha_j \quad \text{et} \quad \beta = \beta_o \frac{\left[\sum_{j=1}^3 (\alpha_j \beta_j)^{1/2} \right]^2}{\alpha}.$$

Gaz m, ν_k, g_k	Bande			Position spectrale			Paramètres de pression (pour $T_0 = 100$ K)		Paramètres d'absorption		
	N°	μm	δ_k $1 \leq k \leq m$	ν_l cm^{-1}	ν_c cm^{-1}	ν_u cm^{-1}	n	b	α_o $\text{cm}^{-1}/(\text{g.m}^{-2})$	β_o	ω_o cm^{-1}
H₂O $m = 3$ $\nu_1 = 3652 \text{ cm}^{-1}; g_1 = 1$ $\nu_2 = 1595 \text{ cm}^{-1}; g_2 = 1$ $\nu_3 = 3756 \text{ cm}^{-1}; g_3 = 1$	1	Rotationnel	0 ; 0 ; 0	0			1	$8,6(T_o/T)^{1/2}+0,5$	5200	0,14311	28,4
	2	6,3	0 ; 1 ; 0		1600		1	$8,6(T_o/T)^{1/2}+0,5$	41,2	0,09427	56,4
	3	2,7	0 ; 2 ; 0 1 ; 0 ; 0 0 ; 0 ; 1		3760		1	$8,6(T_o/T)^{1/2}+0,5$	0,19 2,30 22,4	0,13219	60,0
	4	1,87	0 ; 1 ; 1		5350		1	$8,6(T_o/T)^{1/2}+0,5$	3,0	0,08169	43,1
	5	1,38	1 ; 0 ; 1		7250		1	$8,6(T_o/T)^{1/2}+0,5$	2,5	0,11628	32,0
CO₂ $m = 3$ $\nu_1 = 1351 \text{ cm}^{-1}; g_1 = 1$ $\nu_2 = 667 \text{ cm}^{-1}; g_2 = 2$ $\nu_3 = 2396 \text{ cm}^{-1}; g_3 = 1$	1	15	0 ; 1 ; 0		667		0,7	1,3	19,0	0,06157	12,7
	2	10,4	-1 ; 0 ; 1		960		0,8	1,3	$2,47 \cdot 10^{-9}$	0,04017	13,4
	3	9,4	0 ; -2 ; 1		1060		0,8	1,3	$2,48 \cdot 10^{-9}$	0,11888	10,1
	4	4,3	0 ; 0 ; 1			2410	0,8	1,3	110,0	0,24723	11,2
	5	2,7	1 ; 0 ; 1		3660		0,65	1,3	4,0	0,13341	23,5
	6	2,0	2 ; 0 ; 1		5200		0,65	1,3	0,066	0,39305	34,5
CO $m = 1$ $\nu_1 = 2143 \text{ cm}^{-1}; g_1 = 1$	1	4,7	1		2143		0,8	1,1	20,9	0,07506	25,5
	2	2,35	2		4260		0,8	1,0	0,14	0,16758	20,0
NO $m = 1$ $\nu_1 = 1876 \text{ cm}^{-1}; g_1 = 1$	1	5,34	1		1876		0,65	1	9	0,18050	20

Tableau III.2 : Paramètres de bandes du modèle d'Edwards [17]

Gaz m, ν_k, g_k	Bande			Position spectrale			Paramètres de pression (pour $T_0 = 100$ K)		Paramètres d'absorption		
	N°	μm	δ_k $1 \leq k \leq m$	ν_l cm^{-1}	ν_c cm^{-1}	ν_u cm^{-1}	n	b	α_o $\text{cm}^{-1}/(\text{g} \cdot \text{m}^{-2})$	β_o	ω_o cm^{-1}
CH₄ $m = 4$ $\nu_1 = 2914 \text{ cm}^{-1}; g_1 = 1$ $\nu_2 = 1526 \text{ cm}^{-1}; g_2 = 2$ $\nu_3 = 3020 \text{ cm}^{-1}; g_3 = 3$ $\nu_4 = 1306 \text{ cm}^{-1}; g_4 = 3$	1	7,66	0,0,0,1		1310		0,8	1,3	28	0,08698	21
	2	3,31	0,0,1,0		3020		0,8	1,3	46	0,06973	56
	3	2,37	1,0,0,1		4220		0,8	1,3	2,9	0,35429	60
	4	1,71	1,1,0,1		5861		0,8	1,3	0,42	0,68598	45
SO₂ $m = 3$ $\nu_1 = 1151 \text{ cm}^{-1}; g_1 = 1$ $\nu_2 = 519 \text{ cm}^{-1}; g_2 = 1$ $\nu_3 = 1361 \text{ cm}^{-1}; g_3 = 1$	1	19,27	0,1,0		519		0,7	1,28	4,22	0,05291	33,08
	2	8,68	1,0,0		1151		0,7	1,28	3,674	0,05952	24,83
	3	7,35	0,0,1		1361		0,65	1,28	29,97	0,49299	8,78
	4	4,34	2,0,0		2350		0,6	1,28	0,423	0,45513	16,45
	5	4,0	1,0,1		2512		0,6	1,28	0,346	0,58937	10,91

Tableau III.2 : Paramètres de bandes du modèle d'Edwards (suite) [17]

Les valeurs des fonctions $\eta_i = \beta P_{e,i}$, α , $\frac{S}{\delta}$ ont été étudiées dans les travaux de **PARAMO** [31].

Les trois paramètres étant déterminés, nous pouvons calculer l'absorption A de la bande noire équivalente. Pour cela, nous introduisons une nouvelle quantité τ_H , sans dimension, qui représente l'épaisseur optique à la tête ou au centre de la bande dans la région la plus intense d'absorption en accord avec le modèle de bande employé :

$$\tau_H = \frac{\alpha X}{\omega} \text{ avec } X = \frac{P_a M L}{RT}$$

ou M : masse molaire du gaz, L : épaisseur de gaz, R : constante des gaz parfaits et P_a pression partielle.

Dans le but de calculer A , **EDWARDS** et **BALAKRISHNAN** préfèrent une courbe d'absorption universelle qui utilise les variations de $A^* = A/\omega$ en fonction de τ_H . A^* est dite largeur de raie noire équivalente adimensionnée.

Ils proposent quatre formules valables dans quatre régions différentes (**figure III.14**) :

📌 région «linéaire» : $A = \omega \tau_H$ avec $\tau_H \leq 1$ et $\tau_H \leq \eta$ (III.59)

📌 région «racine carrée» : $A = \omega \left(\sqrt{4\eta\tau_H} - \eta \right)$ avec $\eta \leq \tau_H \leq 1/\eta$ et $\eta \leq 1$ (III.60)

📌 région «racine-logarithmique» : $A = \omega \left[\ln(\tau_H \eta) + 2 - \eta \right]$ avec $1 \leq \eta \leq \tau_H$ et $\eta \leq 1$ (III.61)

📌 région «logarithmique» : $A = \omega \left[\ln \tau_H + 1 \right]$ avec $\tau_H \geq 1$ et $\eta \geq 1$ (III.62)

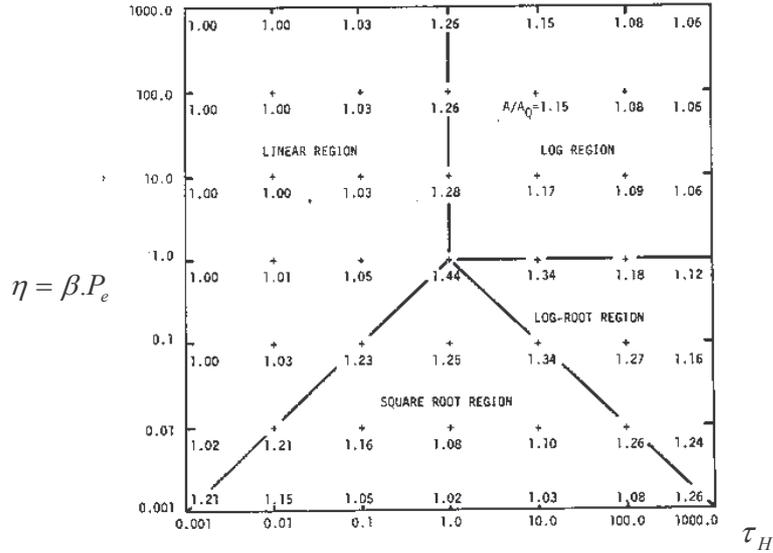


Figure III.14 : Représentation graphique des quatre régions [39]

Les absorptions A de chaque bande étant déterminées, nous pouvons à présent calculer l'émissivité totale et l'absorptivité totale dans le cas d'un gaz pur ou dans le cas d'un mélange.

a) Calcul de l'émissivité totale d'un gaz unique dilué

En utilisant la loi de Stefan-Boltzmann, l'émissivité totale, dans le cas d'un gaz pur à la température T_g , s'écrit de la manière suivante :

$$\epsilon_g(T_g) = \sum_{j=1}^N A_j(T_g, X, P_e) \frac{M_v^o(T_g)}{\sigma T_g^4}$$

où N est le nombre de bandes et A_j la largeur de la bande j .

Sous forme d'organigramme, la démarche pour calculer l'émissivité totale est la suivante :

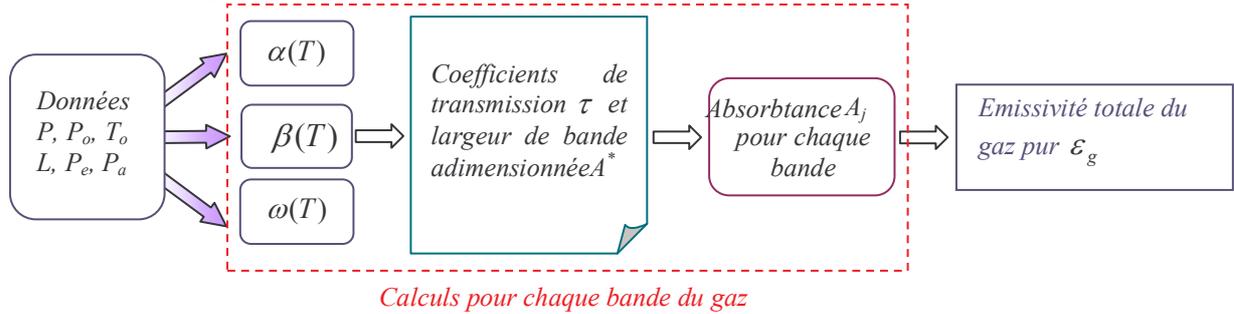


Figure III.15 : Organigramme de calcul de l'émissivité totale d'un gaz unique dilué

b) Calcul de l'émissivité et de l'absorptivité totales d'un mélange de gaz

Lorsque les largeurs de bandes noires équivalentes sont calculées pour chacun des gaz, Edwards associe une transmittivité pour chaque bande :

$$\tau_{gj} = \frac{\tau_{Hj}}{A_j^*} \left(\frac{d A_j^*}{d \tau_{Hj}} \right) \tag{III.63}$$

où τ_{Hj} est l'épaisseur optique et A_j^* la largeur de raie noire adimensionnée de la $j^{ième}$ bande.

Selon la région concernée, le transmittivité de la bande j s'écrit de la façon suivante :

✚ région «linéaire» :
$$\tau_{gj} = \frac{\tau_{Hj} \omega_j}{A_j} \quad (\text{III.64})$$

✚ région «racine carrée» :
$$\tau_{gj} = \frac{\sqrt{\eta_j \tau_{Hj}}}{A_j^*} \quad (\text{III.65})$$

✚ région «racine-logarithmique» :
$$\tau_{gj} = \frac{1}{A_j^*} \quad (\text{III.66})$$

✚ région «logarithmique» :
$$\tau_{gj} = \frac{1}{A_j^*} \quad (\text{III.67})$$

Une restriction : si $\tau_{gj} \geq 0,9$, alors τ_{gj} est fixé à 0,9.

La largeur de chaque bande dans le cas du mélange de gaz est donnée par :

$$\Delta v = v_u - v_l = \frac{A_j}{1 - \tau_{gj}} \text{ avec toujours la même restriction pour } \tau_{gj} \quad (\text{III.68})$$

Les valeurs de v_u , v_l , v_c , sont données dans le **tableau III.2**. L'équation précédente nous permet de déterminer la limite «manquante» de la bande. Pour les bandes où la fréquence centrale est connue (bande symétrique), les deux limites sont calculées de la manière suivante : $v_l = v_c + \Delta v/2$ et $v_u = v_c - \Delta v/2$.

Seules deux bandes ne respectent pas cette équation, la bande rotationnelle pour l'eau (bande n°1) qui possède une limite inférieure (0 cm^{-1}) et la quatrième bande du dioxyde de carbone qui possède une limite supérieure (2410 cm^{-1}). Connaissant les largeurs et les facteurs de transmission de chaque bande, nous pouvons ordonner chaque limite de bande suivant un nombre d'ondes croissant. Nous décomposons ainsi l'échelle des nombres d'ondes en un certain nombre de domaines indicés k ($k = 1$ correspond au domaine dont la limite inférieure est $v_u = 0$).

Pour un domaine quelconque, trois cas peuvent se présenter (**figure III.14**) :

cas n°1 : aucune bande n'existe dans le domaine de nombres d'ondes.

La transmittivité du mélange, pour ce domaine k , est égal à 1.

cas n°2 : il existe une bande d'un seul constituant.

La transmittivité totale τ_{gk} du mélange, pour ce domaine k , est égale à la transmittivité de la bande du constituant en question.

cas n°3 : il existe une superposition des bandes de plusieurs constituants.

La transmittivité τ_{gk} du mélange, pour ce domaine k , est le produit des facteurs afférents à chaque bande.

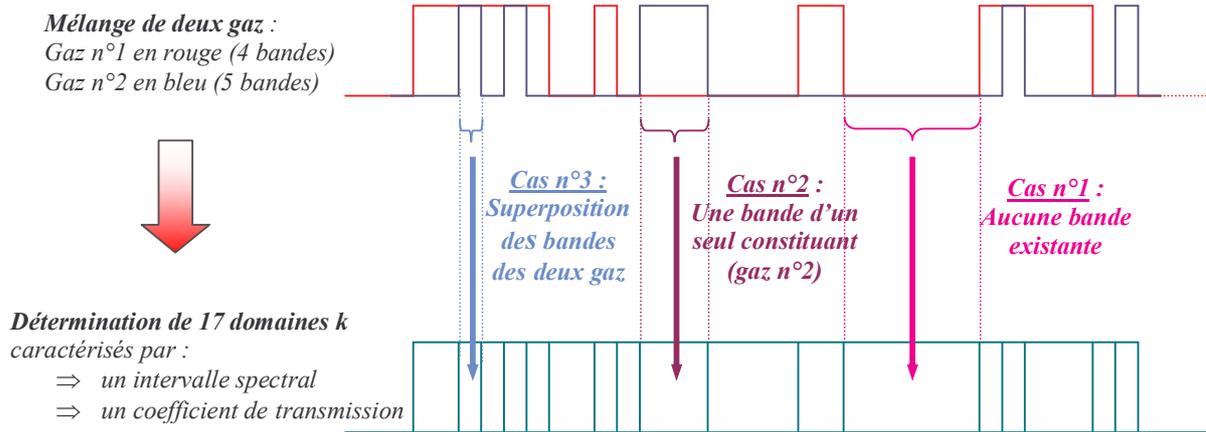


Figure III.16 : Détermination des domaines k pour un mélange de gaz

Les transmittivités de chacun des domaines étant connues, l'émissivité totale du mélange se calcule à l'aide de la «fonction fractionnaire de première espèce» introduite par Czerney et Walther, appelée *fonction de Planck réduite* [1, 17] :

$$f(u) = \frac{15}{\pi^4} \int_u^\infty \frac{u^3}{\exp(u) - 1} du \quad (III.69)$$

Ainsi l'émissivité totale du mélange s'écrit :

$$\varepsilon_g(T_g, X, P_e) = \sum_{k=1}^N (1 - \tau_{gk}) \left\{ f\left(\frac{T_g}{\nu_k}\right) - f\left(\frac{T_g}{\nu_{k+1}}\right) \right\} \quad (III.70)$$

La sommation se fait sur tous les domaines couvrant le spectre de nombres d'ondes.

L'absorptivité du mélange se calcule avec une expression semblable, mais la température qui intervient dans la fonction de Planck réduite est la température de la source T_s .

L'absorptivité totale du mélange est donc donnée par la formule suivante :

$$\alpha_g(T_s, T_g, X, P_e) = \sum_{k=1}^N (1 - \tau_{gk}) \left\{ f\left(\frac{T_s}{\nu_k}\right) - f\left(\frac{T_s}{\nu_{k+1}}\right) \right\} \quad (III.71)$$

Sous forme d'organigramme, les différentes étapes de calcul pour déterminer l'émissivité totale et l'absorptivité totale du mélange peuvent se présenter de la manière suivante :

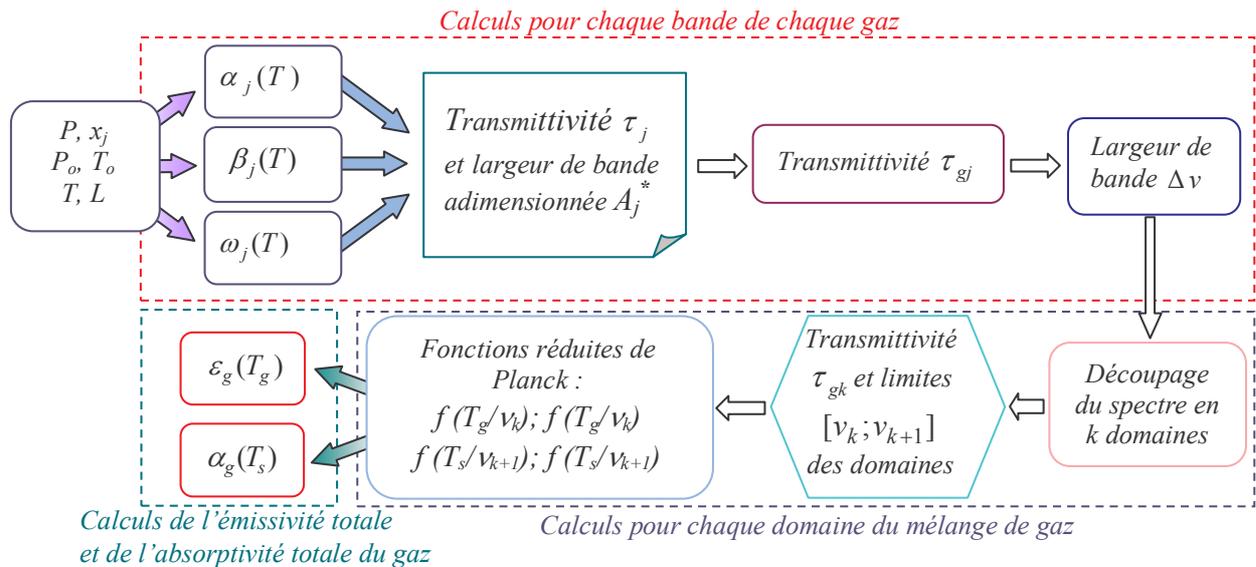


Figure III.17 : Organigramme de calcul de l'émissivité et de l'absorptivité totales d'un mélange gazeux

Dans les travaux de **XUAN QUOC** [43], le modèle exponentiel des bandes larges a été utilisé pour calculer le rayonnement des gaz CO_2 et H_2O en combustion Diesel. La largeur et l'évolution spectrale de l'absorptivité de chaque bande sont déterminées à partir de données physiques des gaz dans la chambre de combustion (pression, température, excès d'air, fraction brûlée...). L'émissivité totale et le coefficient d'absorption des gaz sont calculés par intégration numérique des valeurs monochromatiques du rayonnement dans l'étendue spectrale des bandes d'absorption. Les calculs montrent que l'importance du rayonnement des gaz pendant la phase de combustion du moteur dépend fortement de la charge du moteur, autrement dit de l'excès d'air global.

Le modèle d'Edwards est intéressant du fait de sa simplicité et du faible nombre d'informations à stocker. Cependant, la représentation de toute une bande d'absorption par un coefficient unique (l'absorptance totale de bande A) conduit à des erreurs importantes dues à une mauvaise prise en compte des corrélations à très basses résolutions (quelques 10^2 cm^{-1}) entre le spectre d'absorption et la loi de Planck. En effet, la luminance peut varier considérablement sur la largeur d'une bande au sens d'Edwards. Son modèle est donc inadapté dans le cas de transfert radiatif entre un gaz et une paroi présentant une réflexion non négligeable ou dans le cas de gaz froid en contact avec un gaz chaud [28].

Il est donc préférable d'utiliser des modèles dérivés du modèle d'Edwards qui permettent de tenir compte :

- de l'existence d'une structure de bande
- des corrélations liées à la structure spectrale très fine.

Il faut cependant rester prudent avec ces modèles dérivés puisqu'ils ne tiennent pas compte des corrélations à très basse résolution (10^2 cm^{-1}) qui peuvent être de deux natures :

- sur des intervalles aussi larges, la luminance du rayonnement émis varie souvent considérablement
- dans des cas de mélanges gazeux fortement anisothermes, ces modèles prennent très mal en compte, dans la formulation de l'absorptance de bande, le phénomène d'élargissement des bandes avec la température.

Pour notre application, le modèle d'Edwards n'est pas adapté puisqu'il calcule des émissivités et absorptivités totales. Or nous avons besoin des valeurs monochromatiques. Nous nous sommes donc plutôt intéressés à un modèle basé sur le modèle d'Edwards et appliqué par Paramo. Il permet de calculer des grandeurs «monochromatiques» (moyennées sur de petits intervalles spectraux).

III.6.2 Modèle de Paramo

L'émissivité $\varepsilon_\nu(L)$ d'une épaisseur L de gaz semi-transparent en équilibre thermodynamique local s'écrit :

$$\varepsilon_\nu(L) = \alpha_\nu(L) = 1 - \exp(-K_\nu L) \quad (\text{III.72})$$

EDWARDS et BALAKRISHNAN [39] ont montré que l'absorptivité $\alpha_\nu(X)$ peut s'écrire :

$$\alpha_\nu(X) = 1 - \exp\left(-\frac{\frac{S}{\delta} X}{\sqrt{1 + \frac{S}{\delta} \frac{X}{\eta}}}\right) \quad (\text{III.73})$$

où $X = \frac{PML}{RT_g}$ (P : pression partielle du gaz, M : masse molaire du gaz et R : constante des gaz parfaits)

En comparant les deux équations précédentes, nous pouvons définir un coefficient d'absorption massique $K_{\Delta\nu}(\nu)$ pour une petite bande $\Delta\nu$ et centrée sur ν de la façon suivante :

$$K_{\Delta\nu}(\nu) = \frac{\frac{S}{\delta}}{\sqrt{1 + \frac{S}{\delta} \frac{X}{\eta}}} \quad (\text{III.74})$$

a) Emissivité et absorptivité d'un gaz pur ou dilué sur un $\Delta\nu$ élémentaire

La transmittivité $\tau_{\Delta\nu}(\nu)$ pour une petite bande $\Delta\nu$ est déduite de la connaissance du coefficient d'absorption massique $K_{\Delta\nu}(\nu)$ pour chacune des petites bandes élémentaires $\Delta\nu$:

$$\tau_{\Delta\nu}(\nu) = \exp(-K_{\Delta\nu} X) \quad (\text{III.75})$$

Nous en déduisons ainsi l'émissivité et l'absorptivité du gaz pour une petite bande $\Delta\nu$:

$$\varepsilon_{\Delta\nu}(\nu) = \alpha_{\Delta\nu}(\nu) = 1 - \tau_{\Delta\nu}(\nu) \quad (\text{III.76})$$

Nous pouvons bien entendu recalculer les propriétés radiatives totales (émissivité totale ou absorptivité totale du gaz pur), à partir des émissivités monochromatiques obtenues par calcul.

L'émissivité totale du gaz pur ou dilué s'écrit :

$$\varepsilon_g(T_g, X) = \frac{1}{\sigma T_g^4} \sum_{\Delta\nu} \varepsilon_{\Delta\nu}(\nu, T_g, P_e, X) M^o(\nu, T_g) \Delta\nu \quad \text{avec } X = \frac{PML}{RT_g} \quad (\text{III.77})$$

L'absorptivité totale du gaz pur ou dilué est calculée de la même manière :

$$\alpha_g(T_g, T_s, X) = \frac{1}{\sigma T_s^4} \sum_{\Delta\nu} \varepsilon_{\Delta\nu}(\nu, T_g, P_e, X) M^o(\nu, T_s) \Delta\nu \quad (\text{III.78})$$

T_s : température de source

Ces deux équations permettent de vérifier que les deux modèles (propriétés totales et propriétés monochromatiques) convergent bien vers les mêmes résultats.

Sous forme d'organigramme, les étapes de calcul pour obtenir l'émissivité moyennée sur un petit intervalle spectral du gaz pur se présentent ainsi :

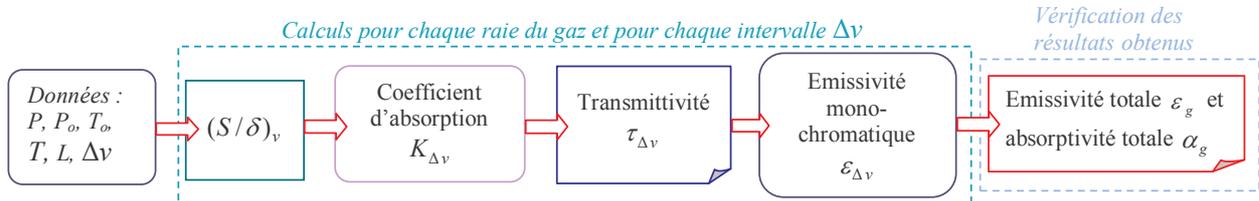


Figure III.18 : Organigramme de calcul de l'émissivité et de l'absorptivité monochromatiques d'un gaz pur

b) Emissivité et absorptivité d'un mélange gazeux sur un $\Delta\nu$ élémentaire

Dans le cas d'un mélange de plusieurs gaz actifs (dilués ou pas dans un gaz inerte), il existe un recouvrement des bandes d'absorption des différents gaz. La transmittivité du mélange s'écrit, pour une bande élémentaire de largeur $\Delta\nu$:

$$\tau_{\Delta\nu} = \prod_j \tau_{\Delta\nu_j} \quad (\text{III.79})$$

où $\tau_{\Delta\nu_j}$ est la transmittivité du $j^{\text{ème}}$ constituant dans la bande élémentaire considérée.

Pour cette bande spectrale élémentaire $\Delta\nu$, trois cas peuvent se présenter (**figure III.19**) :

cas n° 1 : aucun gaz n'émet dans la bande spectrale.

La transmittivité τ_g du mélange, pour cette bande, est égale à 1.

cas n° 2 : un seul constituant du mélange émet dans la bande spectrale.

La transmittivité τ_g du mélange, pour cette bande, est égale à la transmittivité de la bande du constituant en question.

cas n° 3 : plusieurs gaz du mélange émettent dans la bande.

La transmittivité τ_g du mélange, pour cette bande, est le produit des transmittivités des différents gaz émissifs.

Gaz n°1 :
 Intervalle Δv caractérisé par :
 ▪ un rapport (S/δ)
 ▪ un coefficient d'absorption $K_{\Delta v}$
 ▪ une transmittivité $\tau_{\Delta vj}$

Gaz n°2 :
 Intervalle Δv caractérisé par :
 ▪ un rapport (S/δ)
 ▪ un coefficient d'absorption $K_{\Delta v}$
 ▪ une transmittivité $\tau_{\Delta vj}$

Mélange des gaz n°1 et n°2:
 Intervalle Δv caractérisé par une
 transmittivité $\tau_{\Delta v} = \prod_j \tau_{\Delta vj}$

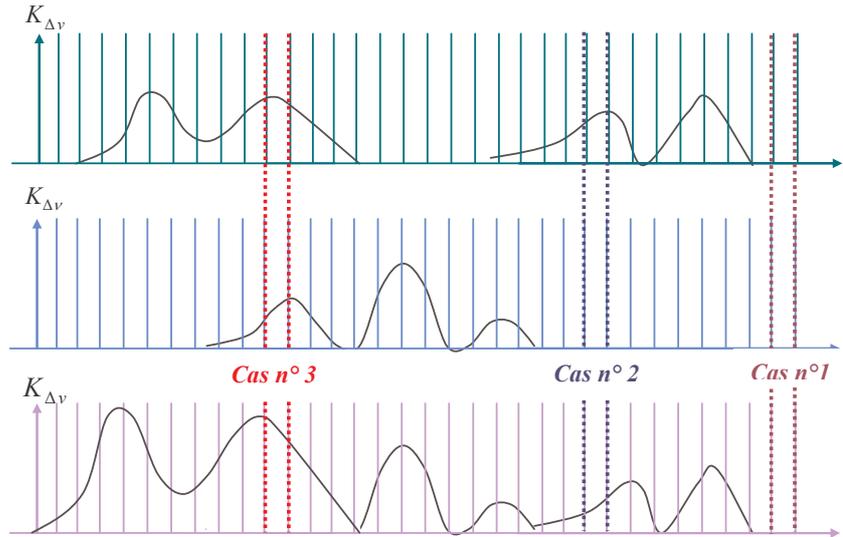


Figure III.19 : Bandes d'absorption d'un mélange de gaz

De plus, la loi de conservation de l'énergie appliquée à la bande élémentaire nous permet d'écrire :

$$\tau_{\Delta v} + \alpha_{\Delta v} = 1 \tag{III.80}$$

Nous pouvons ainsi calculer l'absorptivité $\alpha_{\Delta v}$ pour une bande élémentaire Δv . En outre, Δv étant suffisamment petit, nous pouvons appliquer la loi de Kirchhoff :

$$\alpha_{\Delta v} = \varepsilon_{\Delta v} \tag{III.81}$$

Finalement, les différentes étapes de calcul pour obtenir l'émissivité monochromatique du mélange gazeux se présentent de la façon suivante :

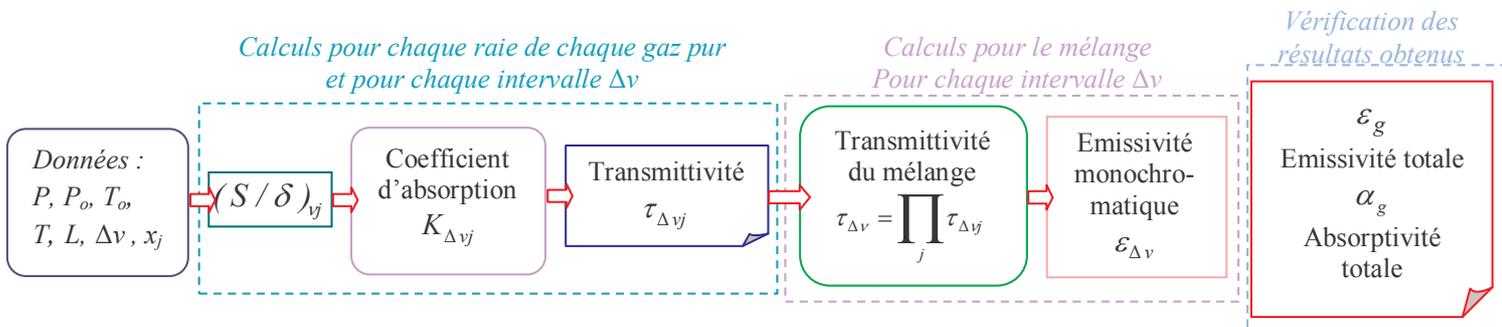


Figure III.20 : Organigramme de calcul de l'émissivité et de l'absorptivité monochromatiques d'un mélange gazeux

Comme dans le cas d'un gaz pur, les propriétés radiatives totales du mélange considéré, (émissivité totale ou absorptivité totale) peuvent être calculées à partir des émissivités moyennées, de la façon suivante :

L'émissivité totale du mélange ε_g est donnée par :

$$\varepsilon_g(T_g, X) = \frac{1}{\sigma T_g^4} \sum \varepsilon_{\Delta v}(v, T_g) M^\circ(v, T_g) \Delta v \tag{III.82}$$

L'absorptivité totale du mélange α_g , quant à elle, s'écrit :

$$\alpha_g(T_g, T_s, X) = \frac{1}{\sigma T_s^4} \sum \varepsilon_{\Delta v}(v, T_g) M^\circ(v, T_s) \Delta v \tag{III.83}$$

III.7 Les modèles à bandes étroites

Les modèles à bandes étroites sont construits à partir des caractéristiques des raies d'absorption. Ils permettent de déterminer les propriétés radiatives moyennées sur un intervalle spectral suffisamment petit pour pouvoir négliger les variations des luminances de Planck (décorrélation à basse résolution) à prendre en compte mais suffisamment grand pour contenir un grand nombre de raies. Dans ces modèles, la transmittivité d'une colonne de gaz, moyennée sur $\Delta\nu$, s'exprime en fonction de paramètres qui représentent l'effet de l'ensemble des raies contenues dans $\Delta\nu$ en prenant en compte de façon satisfaisante les corrélations spectrales. La méthode peut ainsi être généralisée au cas de milieux hétérogènes et anisothermes. Les différents modèles à bandes étroites se distinguent par les hypothèses faites sur la distribution des raies dans $\Delta\nu$ et sur la répartition des intensités de ces raies. Les deux cas extrêmes sont :

↪ **le modèle d'Elsasser** où les raies sont d'égale intensité et régulièrement espacées à l'intérieur de $\Delta\nu$.

↪ **le modèle statistique** où la répartition des raies et la loi de distribution de leurs intensités sur une bande étroite reposent sur des hypothèses statistiques (**SOUFIANI** [28]).

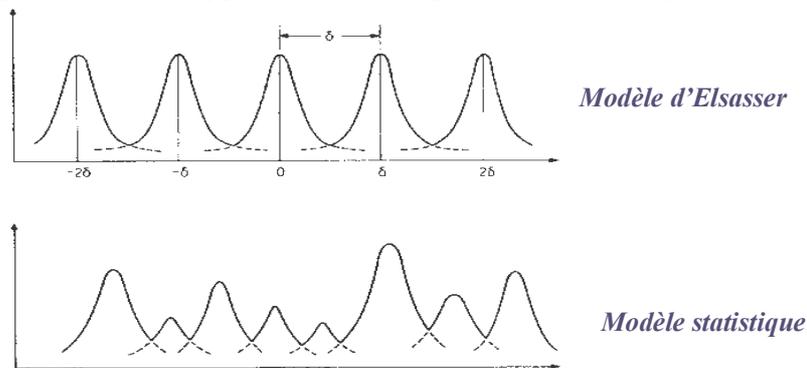


Figure III.21 : Distribution des raies d'absorption dans les modèles régulier et statistique [1]

III.7.1 Le modèle régulier d'Elsasser [28]

Ce modèle convient aux molécules diatomiques à basse température puisque les raies d'absorption sont relativement équidistantes et d'intensité peu variable sur l'intervalle spectral considéré.

Une modélisation simple du spectre consiste à supposer une infinité de raies équidistantes d'égale intensité S , de même profil $f(\nu - \nu_0)$ caractérisé par la demi-largeur à mi-hauteur γ . Lorsque le profil est lorentzien, ce modèle est connu sous le nom d'Elsasser. Le coefficient monochromatique d'absorption est alors donné par :

$$K_\nu = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{S}{\pi} \frac{\gamma}{\gamma^2 + (\nu - n\delta)^2} x_i P \quad (\text{III.84})$$

où δ désigne l'espacement entre deux raies consécutives, x_i la fraction molaire du composant i , P la pression du gaz.

La sommation conduit à :

$$K_v = \frac{S}{\delta} \frac{\sinh\left(\frac{2\pi\gamma}{\delta}\right)}{\cosh\left(\frac{2\pi\gamma}{\delta}\right) - \cos\left(\frac{2\pi\nu}{\delta}\right)} x_i P \quad (\text{III.85})$$

La transmittivité moyenne d'une colonne homogène et isotherme, de longueur d , moyennée sur $\Delta\nu$, s'obtient par intégration sur un intervalle de largeur δ et conduit à :

$$\overline{\tau}^{\Delta\nu} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \exp\left(\frac{-\beta u \sinh \beta}{\cosh \beta - \cos z}\right) dz \text{ avec } \beta = \frac{2\pi\gamma}{\delta}, u = \frac{Sx_i P d}{2\pi\gamma} \text{ et } z = \frac{2\pi\nu}{\delta}. \quad (\text{III.86})$$

Du calcul de la transmittivité moyenne découle celui de l'émissivité moyenne $\overline{\varepsilon}_v$:

$$\overline{\varepsilon}_v = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \exp\left(\frac{-\beta u \sinh \beta}{\cosh \beta - \cos z}\right) dz \quad (\text{III.87})$$

Cette expression ne peut pas être calculée analytiquement et des expressions approchées ont été proposées [1] :

- ✓ l'approximation de la raie faible
- ✓ l'approximation de la raie forte
- ✓ l'approximation de la raie isolée.

L'approximation de la raie faible (*weak-line*) est valable dans le cas d'une épaisseur optique faible et d'une forte pression (pour que l'absorption au centre de la raie soit faible). Nous utilisons alors la formule suivante :

$$\overline{\varepsilon}_v = 1 - \exp(-\beta u) \quad (\text{III.88})$$

L'approximation de la raie forte est valable dans le cas d'une forte épaisseur optique et d'une faible pression (le centre de la raie est complètement opaque).

L'émissivité est donnée par :

$$\overline{\varepsilon}_v = \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{\beta^2 u}{2}}\right] \text{ où } \operatorname{erf}(x) \text{ est la fonction erreur.} \quad (\text{III.89})$$

Les deux approximations précédentes concernent l'absorption au centre de la raie mais ne tiennent pas compte du chevauchement des raies.

Lorsque l'épaisseur optique et la pression sont faibles, l'approximation de la raie isolée est plus particulièrement utilisée :

$$\overline{\varepsilon}_v = \beta \operatorname{LR}(u) \text{ où } \operatorname{LR}(u) \text{ est la fonction de «Ladenberg-Reiche» [1]} \quad (\text{III.90})$$

Pour les hautes températures ou des molécules complexes telles CO₂ ou H₂O (positions des raies irrégulières), le modèle est inadapté.

III.7.2 Le modèle statistique

Les modèles statistiques [36, 44, 45] remplacent la distribution de raies du spectre réel par une description statistique devant reproduire la transmittivité du gaz sur des bandes de largeur de 25 à 50 cm⁻¹. Toutes les raies d'absorption sont supposées avoir le même profil et sont réparties de façon aléatoire sur la bande étudiée. Dans chacune de ces bandes, il suffira de connaître les paramètres de la distribution statistique. Ceux-ci sont obtenus à partir de données expérimentales ou à partir d'un code de calcul raie par raie.

a) Cas d'une colonne homogène et isotherme

Soit une colonne homogène et isotherme, de longueur d , d'un gaz absorbant éventuellement dilué dans des gaz transparents. Pour calculer la transmittivité de cette colonne, moyennée sur un intervalle spectral de largeur $\Delta\nu$, les hypothèses de base d'un modèle statistique sont les suivantes :

↳ Le spectre d'absorption du gaz est constitué de M bandes étroites de largeur $\Delta\nu$; à chaque bande sont associées N raies d'absorption. Les raies de chaque bande spectrale sont numérotées de 1 à N . La *largeur de la raie noire équivalente* (c'est à dire la raie fictive noire, en créneau, qui produirait la même absorption sur la colonne de longueur d), à chaque raie d'indice m , est définie de la manière suivante :

$$W_m(d) = \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \exp(-K_{\nu_m} d)] d\nu \quad (\text{III.91})$$

où K_{ν_m} désigne le coefficient d'absorption du gaz dû à la $m^{\text{ième}}$ raie de la bande étroite, à la fréquence ν

Si les raies sont lorentziennes, on a :

$$W_m(d) = \int_{-\infty}^{+\infty} \{1 - \exp[f_L(\nu, \gamma_m) S_m x_i p d]\} d\nu \quad (\text{III.92})$$

où f_L désigne le profil de Lorentz de la raie m de demi largeur à mi-hauteur γ_m et d'intensité S_m , x_i la fraction molaire du constituant i absorbant et p la pression totale.

↳ Les positions de ces $N.M$ raies sont supposées être distribuées de façon aléatoire sur l'ensemble du spectre de largeur $M.\Delta\nu$ et être statistiquement indépendantes les unes des autres dans l'intervalle spectral.

↳ Le nombre de bandes spectrales M tend vers l'infini.

Moyennant ces trois hypothèses, la transmittivité (moyennée sur $\Delta\nu$) de la colonne gazeuse homogène isotherme s'exprime par :

$$\bar{\tau}^{\Delta\nu} = \exp\left(-\frac{\bar{W}(d)}{\delta}\right) \quad (\text{III.93})$$

Dans cette équation :

- δ désigne l'espacement moyen entre deux raies
- \bar{W} est défini par : $\bar{W} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N W_m(d)$. Elle désigne la largeur moyenne des N raies noires équivalentes de l'intervalle.

Finalement :

$$\bar{\tau}^{\Delta\nu} = \exp\left(-\frac{\bar{W}(d)}{\delta}\right) = \exp\left(-\frac{1}{\Delta\nu} \sum_{m=1}^N \int_{-\infty}^{+\infty} \{1 - \exp[f_L(\nu, \gamma_m) S_m x_i p d]\} d\nu\right) \quad (\text{III.94})$$

Pour modéliser $\overline{W}(d)$ le plus précisément possible, deux hypothèses supplémentaires sont faites :

➡ la première hypothèse concerne la répartition des intensités des N raies associées à une bande étroite $\Delta\nu$. Cette répartition est supposée suivre une loi de probabilité $P(S)$ (différentes expressions existent). De plus, toutes les raies sont supposées avoir le même profil normalisé. \overline{W} s'exprime alors par la relation suivante :

$$\frac{\overline{W}}{\delta} = \int_0^{\infty} P(S) \frac{W(d,S)}{\delta} dS \quad \text{(III.95)}$$

$$W(d) = \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \exp(-f(\nu)Spd)] d\nu \quad \text{(III.96)}$$

p est la pression du gaz absorbant.

➡ la deuxième hypothèse concerne les demi-largeurs des N raies de l'intervalle spectral $\Delta\nu$. Les N raies de l'intervalle considéré ont des largeurs distinctes γ_m mais sont représentées par

une largeur moyenne $\overline{\gamma}$ qui se calcule de la façon suivante : $\overline{\gamma} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N \gamma_m$.

Les intensités S des N raies suivent une loi de distribution $P(S)$ fixée a priori.

Diverses expressions de $P(S)$ ont été proposées :

➡ la loi uniforme : elle consiste à supposer que toutes les raies ont la même intensité S_0 , soit :

$$\begin{aligned} P(S) &= 1 \text{ si } S = S_0 \\ P(S) &= 0 \text{ si } S \neq S_0 \end{aligned}$$

➡ la loi exponentielle de **GOODY** et **YUNG** [32] (1989) :

$$P(S) = \frac{1}{\sigma} \exp\left(-\frac{S}{\sigma}\right) \quad \text{(III.97)}$$

σ représente l'intensité moyenne égale à $\int_0^{\infty} SP(S) dS$.

➡ la loi de **GODSON** [46] (1955) :

$$\begin{cases} P(S) = \frac{\sigma}{SS_m} & \text{si } S < S_m \\ P(S) = 0 & \text{si } S > S_m \end{cases} \quad \text{(III.98)}$$

$$\begin{cases} P(S) = \frac{\sigma}{SS_m} & \text{si } S < S_m \\ P(S) = 0 & \text{si } S > S_m \end{cases} \quad \text{(III.99)}$$

➡ la loi de **MALKMUS** (1967, 1968) :

$$P(S) = \frac{1}{S} \exp\left(-\frac{S}{\sigma}\right) \quad \text{(III.100)}$$

Les deux dernières lois ne sont pas sommables. Elles peuvent toutefois être régularisées en utilisant la loi inverse tronquée. Deux ‘versions’ existent :

⇒ **La loi inverse tronquée** due à **GODSON** :

$$\begin{cases} P(S)=0 & \text{si } 0 \leq S \leq \frac{S_m}{R} \\ P(S)=\frac{1}{S \ln R} & \text{si } \frac{S_m}{R} < S < S_m \\ P(S)=0 & \text{si } S \geq S_m \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(III.101)} \\ \text{(III.102)} \\ \text{(III.103)} \end{matrix}$$

Dans cette loi, R est le rapport entre les valeurs minimale et maximale de S . Cette loi prédit relativement bien la distribution des intensités des raies peu intenses.

⇒ **La loi inverse exponentielle tronquée** due à **MALKMUS** :

Cette loi dépend de deux paramètres R et S_m , à déterminer :

$$P(S) = \frac{1}{S \ln R} \left(e^{-\frac{S}{S_m}} - e^{-\frac{RS}{S_m}} \right) \quad \text{(III.104)}$$

Le paramètre S_m est relié à l’intensité moyenne σ au sens de $P(S)$ par :

$$S_m = \frac{\sigma R \ln R}{R - 1} \quad \text{(III.105)}$$

Lorsque $R \rightarrow \infty$ et que σ reste constant, la loi inverse tronquée tend exactement vers la loi de distribution de Godson tandis que la loi inverse exponentielle tronquée tend vers la loi de distribution :

$$P(S) = \left(\frac{S}{\ln R} \right)^{-1} \exp \left[-\frac{S}{\sigma} \right] \quad \text{(III.106)}$$

Cette loi, dite de *Malkmus*, conduit généralement aux meilleurs résultats.

Dans le *cas du profil de Lorentz* (élargissement collisionnel), le profil s’écrit :

$$f(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{\gamma + \nu^2} \quad \text{(III.107)}$$

En remplaçant le coefficient d’absorption par sa valeur pour une raie isolée, la largeur $W_m(d)$ de la raie noire équivalente à une unique raie Lorentz de profil $f(\nu)$ et d’intensité S , est donnée par :

$$W_m(d) = 2\pi\gamma_m \text{L}\mathfrak{R} \left(\frac{Spd}{2\pi\gamma_m} \right) \quad \text{(III.108)}$$

où S_m et γ_m sont respectivement l’intensité et la demi-largeur Lorentz de la raie m .

La fonction $\text{L}\mathfrak{R}$ est lourde à manipuler mathématiquement mais elle présente des expressions asymptotiques simples.

Dans le cas d'une **absorption faible**, nous avons $W_m(d) = 2\pi\gamma_m u_m$ avec $u_m = \frac{S p d}{2\pi\gamma_m} \ll 1$ sachant que $L\Re(z) \rightarrow z$ lorsque $z \rightarrow 0$.

Dans le cas d'une **absorption forte**, nous avons $W_m(d) = 2\pi\gamma_m \sqrt{\frac{2u_m}{\pi}}$ avec $u_m = \frac{S p d}{2\pi\gamma_m} \gg 1$ sachant que $L\Re(z) \rightarrow \sqrt{\frac{2z}{\pi}}$ lorsque $z \rightarrow \infty$.

Les trois lois les plus utilisées sont :

➡ **la loi uniforme**, avec laquelle nous obtenons :

$$\frac{\bar{W}}{\delta} = 2\pi \frac{\bar{\gamma}}{\delta} L\Re\left(\frac{\bar{k} \delta x_i p d}{2\pi\bar{\gamma}}\right) \quad (III.109)$$

où le paramètre \bar{k} représente le rapport entre l'intensité moyenne \bar{S} ($\bar{S} = S_0$ pour la loi uniforme) et l'espacement moyen entre deux raies et où $\bar{\gamma}$ désigne la largeur moyenne.

$$\bar{k} \text{ s'écrit : } \bar{k} = \frac{\sum_{m=1}^N S_m}{\Delta\nu} = \frac{\bar{S}}{\delta}.$$

La transmittivité résultante vaut :

$$\tau^{-\Delta\nu} = \exp\left[-\frac{2\pi\bar{\gamma}}{\delta} L\Re\left(\frac{\bar{k} \delta x_i p d}{2\pi\bar{\gamma}}\right)\right] \quad (III.110)$$

➡ **la loi exponentielle**, avec laquelle nous obtenons :

$$\frac{\bar{W}}{\delta} = \frac{\bar{k} x_i p d}{\sqrt{1 + \frac{\bar{k} \delta x_i p d}{\pi\bar{\gamma}}}} \quad (III.111)$$

➡ **la loi inverse exponentielle**, avec laquelle nous obtenons :

$$\frac{\bar{W}(d)}{\delta} = \frac{2\pi\bar{\gamma}}{\delta} \frac{1}{\ln R} \left(\sqrt{1 + \frac{S_m x_i p d}{\pi\bar{\gamma}}} - 1 \right) \quad (III.112)$$

L'équation devient :

✚ en **absorption faible** :

$$\frac{\bar{W}(d)}{\delta} = \frac{2\pi\bar{\gamma}}{\delta \ln R} \frac{S_m x_i p d}{2\pi\bar{\gamma}} \quad (III.113)$$

✚ en **absorption forte** :

$$\frac{\bar{W}(d)}{\delta} = \frac{2\pi\bar{\gamma}}{\delta \ln R} \frac{1}{\sqrt{\frac{S_m x_i p d}{\pi\bar{\gamma}}}} \quad (III.114)$$

où S_m et R se déterminent de la façon suivante :

$$\bar{S} = \frac{S_m}{\ln R} \quad (III.115) \quad \text{et} \quad \ln R = \frac{\pi \bar{S} \bar{\gamma}}{\left(\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N \sqrt{S_m \gamma_m} \right)^2} \quad (III.116)$$

La transmittivité, moyennée sur $\Delta\nu$ prend la forme analytique simple :

$$\overline{\tau}^{-\Delta\nu} = \exp \left[\frac{-2\overline{\gamma}}{\overline{\delta}} \left(\sqrt{1 + \frac{\overline{k} \overline{\delta} x_i p d}{\overline{\gamma}}} - 1 \right) \right] = \exp \left[\frac{-2\overline{\gamma}}{\overline{\delta}} \left(\sqrt{1 + \frac{S_E x_i p d}{\overline{\gamma}}} - 1 \right) \right] \quad (\text{III.117})$$

$$\text{où } S_E = \left(\frac{\sum_{m=1}^N S_m}{\sum_{m=1}^N \sqrt{S_m}} \right)^2 \text{ est l'intensité équivalente et } \overline{\delta} = d \frac{\sum_{m=1}^N S_m}{\left(\sum_{m=1}^N \sqrt{S_m} \right)^2} \text{ l'espace moyen entre deux}$$

raies consécutives pondérées par les intensités.

$\overline{\gamma}$ représente la demi-largeur Lorentz moyenne. Elle est supposée, en bonne approximation, indépendante de la bande spectrale considérée. Ses variations avec les conditions thermophysiques sont généralement bien connues ; ainsi, pour la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et le monoxyde de carbone, chacun dilué dans un mélange N_2 , O_2 , CO_2 , nous pouvons utiliser les expressions suivantes [44] :

$$\overline{\gamma}_{H_2O} = \frac{p}{p_s} \left\{ 0,462 x_{H_2O} \left(\frac{T_s}{T} \right) + \left(\frac{T_s}{T} \right)^{0,5} \left[0,079 (1 - x_{CO_2} - x_{O_2}) + 0,106 x_{CO_2} + 0,036 x_{O_2} \right] \right\} \quad (\text{III.118})$$

$$\overline{\gamma}_{CO_2} = \frac{p}{p_s} \left(\frac{T_s}{T} \right)^{0,7} \left\{ 0,07 x_{CO_2} + 0,058 (1 - x_{CO_2} - x_{H_2O}) + 0,10 x_{H_2O} \right\} \quad (\text{III.119})$$

$$\overline{\gamma}_{CO} = \frac{p}{p_s} \left\{ 0,075 x_{CO_2} \left(\frac{T_s}{T} \right)^{0,6} + 0,12 x_{H_2O} \left(\frac{T_s}{T} \right)^{0,82} + 0,06 \left(\frac{T_s}{T} \right)^{0,7} (1 - x_{CO_2} - x_{H_2O}) \right\} \quad (\text{III.120})$$

où $\overline{\gamma}$ est en cm^{-1} , p est la pression, p_s est une pression de 1 atm, T est la température et T_s une température de référence (296 K).

En conclusion, les modèles statistiques présentés dans ce paragraphe permettent de calculer simplement la transmittivité d'une colonne gazeuse homogène et isotherme, moyennant la connaissance de deux paramètres $\overline{k} = \frac{S_E}{\overline{\delta}}$ et $\overline{\beta} = \frac{2\pi\overline{\gamma}}{\overline{\delta}}$ caractérisant l'intervalle $\Delta\nu$.

\overline{k} est homogène à un coefficient moyen d'absorption par unité de pression. $\overline{\beta}$ caractérise le chevauchement des raies. La transmittivité moyenne devient alors :

$$\overline{\tau}^{-\Delta\nu} = \exp \left[-\frac{\overline{\beta}}{\pi} \left(\sqrt{1 + 2\pi \frac{\overline{k} x_i p d}{\overline{\beta}}} - 1 \right) \right] \quad (\text{III.121})$$

Les paramètres \overline{k} et $\overline{\delta}$ ne dépendent que de la température T et sont tabulés en fonction de la bande spectrale et de T . Les variations des demi-largeurs des raies avec la pression, la température et les fractions molaires dans les différentes espèces absorbantes ou transparentes, sont classiquement écrites sous la forme $\gamma_i(x_i, p, T) = \gamma_i^S f(x_i, p, T)$. La demi-largeur Lorentz est supposée, en bonne approximation, indépendante de la bande spectrale considérée et ses variations avec les conditions thermophysiques sont généralement bien connues.

En pratique, les paramètres \overline{k} et $\overline{\delta}$ peuvent être obtenus par plusieurs voies. La première solution consiste à calculer ces paramètres à l'aide des équations de définition. Une autre solution, si on dispose d'une base de données spectroscopiques, consiste à ajuster l'équation III.121 sur un ensemble de valeurs de la transmittivité moyenne obtenues pour différentes épaisseurs optiques.

Ces transmittivités peuvent être issues d'un ensemble d'expériences systématiques ou d'un calcul raie par raie considéré comme référence. **SCUTARU** [37] utilise dans sa thèse la base de données HITELOR pour calculer les spectres de transmittivité à l'aide d'un calcul raie par raie. Ces données sont issues de spectres de colonnes homogènes isothermes pour des températures comprises entre 300 et 2900 K à la pression atmosphérique et où la fraction molaire de CO₂ vaut 0,01. Pour chaque température, différentes longueurs de colonne sont prises en compte de façon à obtenir, pour chaque intervalle $\Delta\nu$, de 25 cm⁻¹, des valeurs de transmittivité moyennées comprises entre 0,01 et 0,09. L'ajustement sur ces valeurs de la transmittivité donne un couple de valeurs de \bar{k} et $\bar{\delta}$ pour chaque bande spectrale et chaque température.

Dans le cas d'un mélange homogène et isotherme comprenant G espèces absorbantes notées i , la transmittivité moyennée sur $\Delta\nu$ d'une colonne est donnée par :

$$\bar{\tau}^{-\Delta\nu} = \prod_{i=1}^G \bar{\tau}_i^{-\Delta\nu} \quad (\text{III.122})$$

Cette relation est obtenue en vérifiant l'indépendance des distributions spectrales des coefficients associés à chaque espèce (**SOUFIANI et al** [47]).

b) Cas d'une colonne hétérogène anisotherme [44, 28]

Si nous considérons une colonne anisotherme et hétérogène, une discrétisation élémentaire consiste à considérer un ensemble d'éléments isothermes et homogènes, chacun caractérisé par sa température T_j , sa pression p_j et sa longueur l_j . L'approximation la plus simple pour étendre le modèle statistique à bande étroite aux milieux hétérogènes anisothermes est celle de **CURTIS-GODSON** [48]. Les modèles développés pour calculer les grandeurs radiatives au sein de milieux fortement anisothermes sont basés sur une approximation de l'expression de la transmittivité $\bar{\tau}^{-\Delta\nu}$ en fonction de la largeur équivalente \bar{W} .

L'expression de $\bar{\tau}^{-\Delta\nu}$ s'écrit :

$$\bar{\tau}^{-\Delta\nu} = 1 - \int_0^d \exp \left[- \frac{\bar{W}(s)}{\delta} \right] \frac{d\bar{W}(s)}{ds} \frac{ds}{\delta} \quad (\text{III.123})$$

$$\text{où } \frac{\bar{W}(s)}{\delta} = \frac{1}{N\delta} \sum_{m=1}^N \int_{-\infty}^{+\infty} \left[1 - \exp \left[- \int_0^s K_{\nu_m}(s') x_i(s') p(s') ds' \right] \right] d\nu$$

Cette expression généralise l'équation obtenue dans le cas d'une colonne de gaz homogène et isotherme.

En utilisant les paramètres \bar{k} et $\bar{\beta}$, les deux limites d'absorption faible et forte conduisent à :

$$\text{✚ en absorption faible :} \quad \frac{\overline{W(s)}}{\delta} = \int_0^s \bar{k}(s) x_i(s) p(s) ds \quad (\text{III.124})$$

$$\text{✚ en absorption forte :} \quad \frac{\overline{W(s)}}{\delta} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\int_0^s \bar{k}(s) \bar{\beta}(s) x_i(s) p(s) ds} \quad (\text{III.125})$$

Nous allons présenter un des modèles les plus utilisés pour calculer la transmittivité d'une colonne hétérogène et anisotherme : le modèle de **CURTIS-GODSON**.

Ce modèle consiste à conserver l'expression de $W(d)/\delta$ utilisée dans le cas d'un milieu homogène et isotherme. Cependant les paramètres des modèles de bandes sont moyennés sur le chemin optique. Le problème est donc réduit à celui d'une colonne homogène et isotherme caractérisée par des paramètres \bar{k}' et $\bar{\beta}'$ issus d'un moyennage pondéré de \bar{k} et $\bar{\beta}$.

L'expression de ces paramètres est déduite des identifications en absorption faible et absorption forte. Dans le cas de la loi de distribution inverse exponentielle, nous obtenons :

$$\frac{\overline{W}}{\delta} = \frac{\bar{\beta}'}{\pi} \left(\sqrt{1 + \frac{2\pi \bar{k}' C}{\bar{\beta}'}} - 1 \right) \quad (\text{III.126})$$

où $C = \int_0^d x_i(s) p(s) ds$ est le chemin optique qui caractérise la quantité de gaz absorbant au point d'abscisse d .

Cette expression admet les développements asymptotiques suivants :

$$\text{✚ en absorption faible :} \quad \frac{\overline{W(d)}}{\delta} = C \bar{k}' \quad (\text{milieu mince}) \quad (\text{III.127})$$

$$\text{✚ en absorption forte :} \quad \frac{\overline{W(d)}}{\delta} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{C \bar{k}' \bar{\beta}'} \quad (\text{milieu épais}) \quad (\text{III.128})$$

Les paramètres moyens \bar{k}' et $\bar{\beta}'$ sont obtenus par identification :

$$\bar{k}' = \frac{1}{C} \int_0^d x_i(s) p(s) \bar{k}(s) ds \quad (\text{III.129})$$

$$\bar{\beta}' = \frac{1}{C \bar{k}'} \int_0^d x_i(s) p(s) \bar{k}(s) \bar{\beta}(s) ds \quad (\text{III.130})$$

La transmittivité d'une colonne anisotherme ou hétérogène est supposée être celle de la colonne équivalente homogène et isotherme caractérisée par \bar{k}' , $\bar{\beta}'$ (équivalents à \bar{k} et $\bar{\beta}$ et pondérés par C) et le chemin optique C .

La transmittivité s'écrit alors :

$$\tau^{-\Delta\nu} = \exp \left[- \frac{\bar{\beta}'}{\pi} \left(\sqrt{1 + 2\pi C \frac{\bar{k}'}{\bar{\beta}'}} - 1 \right) \right] \quad (\text{III.131})$$

Lorsque le milieu est composé de plusieurs gaz, **SOUFIANI** [28] a montré que le produit des transmittivités de chaque espèce est une bonne approximation de la transmittivité du mélange.

Les méthodes statistiques présentent l'inconvénient d'utiliser l'équation de transfert radiatif sous sa forme intégrée (sur le trajet optique). D'autre part, le milieu ne doit pas diffuser et les parois ne doivent pas être réfléchissantes pour éviter de nouvelles corrélations aux limites opaques. Toutefois, ces méthodes ont l'avantage de prendre en compte des phénomènes de corrélations spectrales.

III.8 Choix du modèle

Nous devons tout d'abord étudier les gaz de combustion seuls avant d'entreprendre des mesures de température de paroi à travers ces gaz. La première étape expérimentale consiste donc à effectuer une analyse spectrale des principaux gaz de combustion actifs dans le domaine infrarouge. A l'issue de cette analyse, nous serons à même de définir les plages spectrales de transparence, de semi-transparence et d'opacité des gaz dans le domaine étudié (correspondant à la plage spectrale de la caméra de thermographie infrarouge), ce qui nous permettra de définir les filtres passe-bande à prévoir pour la caméra. Un premier filtre, adapté à la détermination de la température de paroi, sera défini par rapport aux plages spectrales de transparence des gaz. Un second filtre, adapté à la détermination des caractéristiques du gaz (température, pression ou composition) sera défini par rapport aux plages spectrales de semi-transparence, voire d'opacité du gaz. Toutefois, pour pouvoir identifier correctement les températures de paroi à partir de nos mesures, nous devons développer une modélisation des transferts radiatifs adaptée à la thermographie infrarouge par filtre. Cette modélisation doit naturellement inclure un calcul des propriétés radiatives des gaz. Dans notre cas, un modèle approché suffit (le modèle raie par raie serait trop résolu). En effet, les mesures, intégrées sur les largeurs spectrales des filtres, seront de basse résolution. Parmi les modèles présentés dans les paragraphes précédents, deux ont retenu notre attention : le modèle de **PARAMO**, basé sur le modèle à larges bandes d'**EDWARDS** et le modèle statistique à bandes étroites (appelé aussi modèle *SNB* : *Statistical Narrow Band model*). Le premier permet de calculer des spectres d'émissivité de gaz et le second des spectres de transmittivité. Nous possédons, pour ces deux modèles, des bases de données suffisamment complètes pour simuler des spectres dans des conditions de pression et de température rencontrées dans les phases de combustion du cycle moteur. Pour ces deux modèles, les paramètres d'entrée sont la température, la pression, la composition et l'épaisseur du gaz. Pour choisir le modèle le mieux adapté à notre problème, nous les avons comparés en calculant des spectres d'émissivité de gaz purs (H_2O , CO_2 et CO) (avec $\varepsilon_{\Delta\nu} = 1 - \tau_{\Delta\nu}$ pour le modèle statistique) et de mélanges de gaz (dans deux conditions «extrêmes» de température et de pression : basse température/basse pression et haute température/haute pression). Nous présentons ci-dessous les résultats obtenus.

a) Spectres d'émissivité de gaz purs

Les graphiques suivants correspondent aux spectres d'émission du dioxyde de carbone, de l'eau et du monoxyde de carbone pour une pression de 10 bar, une température de 650 K et une épaisseur de gaz de 15 cm. Chaque mélange est dilué à l'azote. Les concentrations testées sont de 10% pour l'eau et le dioxyde de carbone et 1% pour le monoxyde de carbone.

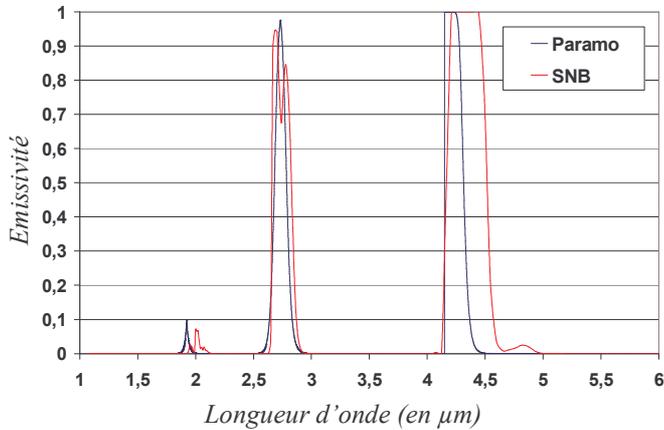


Figure III.22 : Spectre d'émission du dioxyde de carbone

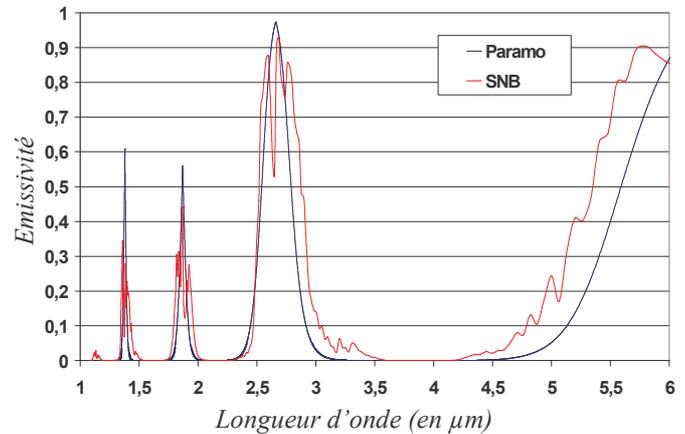


Figure III.23 : Spectre d'émission de l'eau

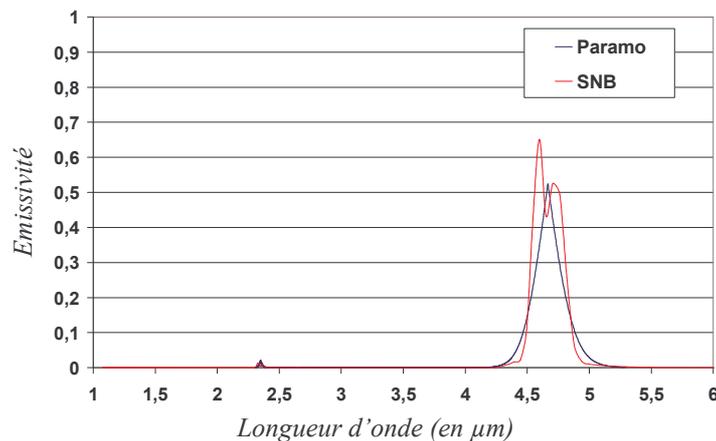


Figure III.24 : Spectre d'émission du monoxyde de carbone

Nous retrouvons naturellement les bandes d'émission, propres à chaque gaz, dont les longueurs d'onde centrales caractéristiques sont :

- pour le dioxyde de carbone : 2 μm , 2,7 μm et 4,3 μm
- pour l'eau : 1,38 μm , 1,87 μm , 2,7 μm et 6,3 μm
- pour le monoxyde de carbone : 2,35 μm et 4,7 μm .

Comparons à présent pour chacun des gaz, les spectres d'émission obtenus avec les deux modèles. Pour le dioxyde de carbone, les deux premières bandes d'émission (2 μm et 2,7 μm) sont assez semblables (même largeur, même intensité) alors que la troisième bande (4,3 μm) présente des largeurs nettement différentes (plus large avec le modèle statistique). Pour l'eau, les deux premières bandes se superposent relativement bien, mais avec toutefois des intensités différentes. Les troisième et quatrième bandes sont bien distinctes, tant au niveau de leur largeur que de leur intensité (plus larges avec le modèle statistique). Pour le monoxyde de carbone, la principale bande d'émission, centrée autour de 4,7 μm , présente des allures différentes selon le modèle considéré. Avec le modèle de Paramo, elle ressemble à une gaussienne. Avec le modèle statistique, elle présente deux branches (P et R). Finalement, nous observons que les spectres d'émission présentent des allures assez différentes, selon le modèle approché avec lequel ils sont simulés.

En effet, les trois figures montrent clairement que les spectres calculés avec le modèle de Paramo sont nettement moins bien résolus que ceux calculés avec le modèle statistique. Le modèle de Paramo décrit les différentes bandes d'absorption plus grossièrement (les spectres sont comme lissés). Les bandes tendent vers des allures de gaussiennes plus ou moins larges alors que celles du modèle statistique peuvent se diviser en multiples petites bandes, représentant ainsi plus fidèlement la structure fine des spectres à basse résolution des gaz. Au vu de ces résultats, il semblerait que notre choix doive s'arrêter sur le modèle statistique pour décrire correctement l'évolution des propriétés radiatives des gaz de combustion. Auparavant, nous avons voulu simuler des spectres d'émissivité de mélanges gazeux dans des cas extrêmes de température et pression.

b) Spectres d'émissivité de mélanges

Les deux graphiques suivants représentent les spectres d'émission de mélanges (dilués dans l'azote) de dioxyde de carbone, d'eau et de monoxyde de carbone ($x_{H_2O} = x_{CO_2} = 0,1$ et $x_{CO} = 0,01$) pour une épaisseur de gaz de 15 cm. La première figure correspond à des conditions de basse température et basse pression : 400 K, 1 bar. La deuxième correspond à des conditions de haute température et haute pression : 1000 K, 40 bar.

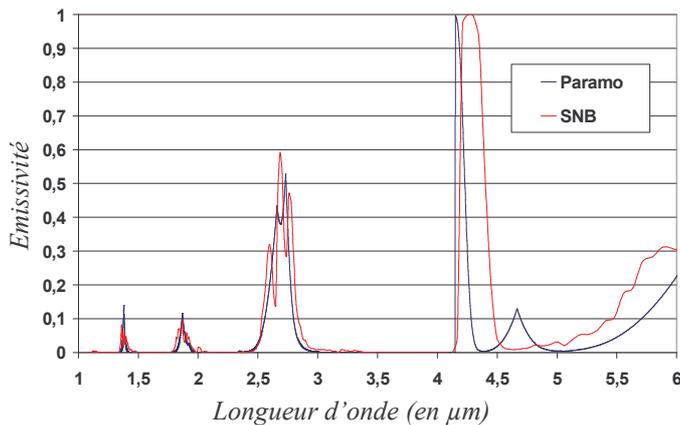


Figure III.25 :

*Spectre d'émission d'un mélange CO_2 , H_2O et CO
(pression gaz = 1 bar ; température gaz = 400 K)*

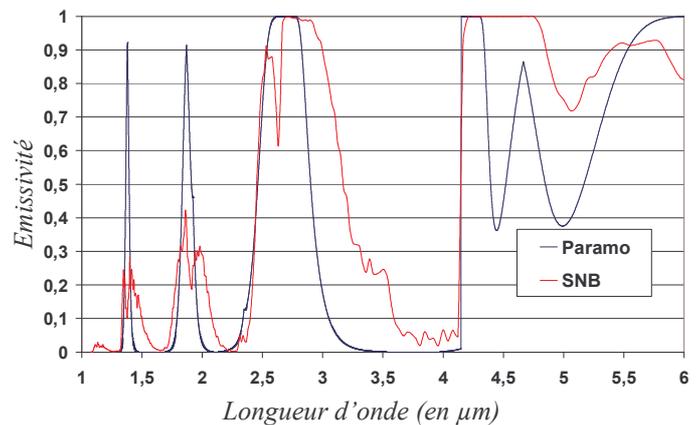


Figure III.26 :

*Spectre d'émission d'un mélange CO_2 , H_2O et CO
(pression gaz = 40 bar ; température gaz = 1000 K)*

Dans les deux cas étudiés, nous retrouvons simultanément les bandes d'émission caractéristiques de chacun des gaz composant le mélange (cf. paragraphe précédent). Nous constatons que les spectres d'émission, calculés avec les deux modèles, à basse température et basse pression, se superposent relativement bien jusqu'à 4 μm . Au-delà de 4 μm , des écarts apparaissent (bandes d'émission plus larges avec le modèle statistique). A haute température et haute pression, les deux modèles ne décrivent plus de la même façon les spectres d'émission (largeurs et intensités différentes), et ceci sur toute la plage spectrale étudiée. On voit immédiatement que le modèle de Paramo ne décrit plus correctement le spectre d'émission dans de telles conditions de pression et de température (en observant l'allure des spectres et par comparaison avec d'autres plus résolus). Au contraire, le modèle statistique reproduit assez fidèlement les spectres d'émission, quelles que soient les conditions de pression et de température. Le modèle de Paramo semble donc inapproprié pour l'étude des gaz de combustion puisque les températures et pressions peuvent être élevées. Nous avons donc fixé définitivement notre choix sur le modèle statistique à bandes étroites.

III.9 Modèle statistique appliqué au problème posé

Notre choix du modèle des propriétés radiatives des gaz étant fixé sur le modèle statistique, nous allons l'appliquer dans les conditions de pression, température et composition de gaz que nous pouvons rencontrer au cours d'une combustion. Nous rappelons que le modèle statistique permet de calculer des spectres de transmittivité de gaz. Dans un premier temps, nous avons simulé des spectres de gaz uniques dilués dans l'azote en fonction de leur fraction molaire. Cette étude nous permet d'étudier l'influence de la concentration sur l'allure du spectre de transmittivité.

Les trois gaz étudiés sont les principaux gaz de combustion actifs dans la bande spectrale infrarouge étudiée : le dioxyde de carbone, l'eau et le monoxyde de carbone.

Dans un deuxième temps, nous avons simulé des spectres de transmission d'un mélange de gaz (composé des trois gaz cités précédemment) pour différentes températures puis pour différentes pressions. L'influence de ces deux grandeurs sur l'évolution des spectres pourra ainsi être analysée.

a) Transmittivité de gaz uniques dilués

Les trois spectres de transmittivité ci-dessous sont calculés pour une pression de 10 bars, une température de 650 K et une épaisseur de gaz de 15 cm. Les gammes de concentrations étudiées (ici décrites sous forme d'une fraction molaire) ne sont pas identiques pour les trois gaz et sont représentatives des concentrations que nous pouvons rencontrer au cours d'une combustion. L'eau et le dioxyde de carbone y sont évidemment en plus grandes proportions que le monoxyde de carbone, dont la concentration reste faible mais peut toutefois varier dans de grandes proportions (de 5% à l'état de traces) selon le type de combustion.

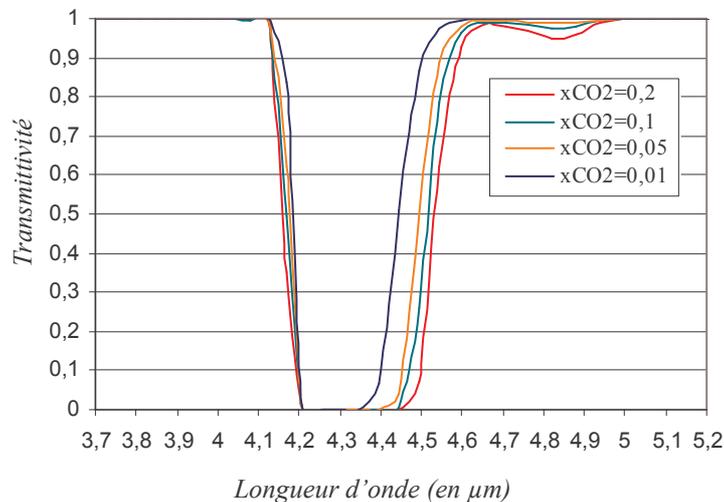


Figure III.27 : Evolution du spectre de transmittivité du dioxyde de carbone en fonction de sa fraction molaire

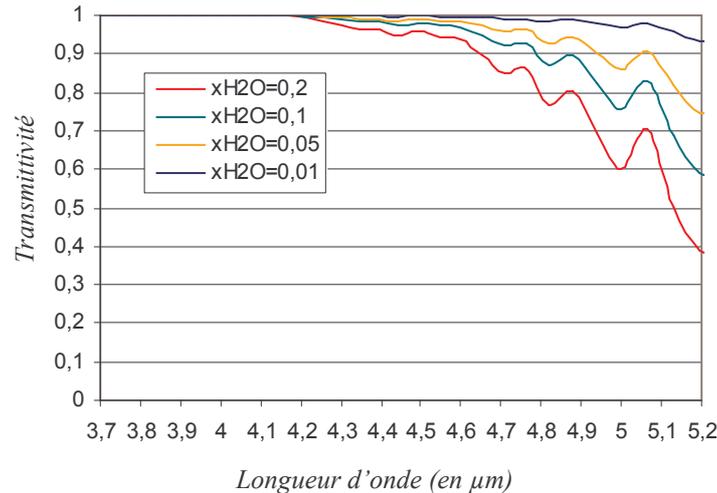


Figure III.28 : Evolution du spectre de transmittivité de l'eau en fonction de sa fraction molaire

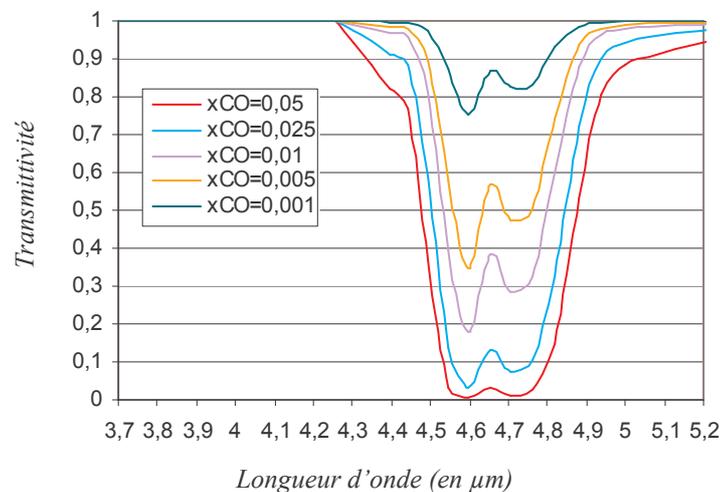


Figure III.29 : Evolution du spectre de transmittivité du monoxyde de carbone en fonction de sa fraction molaire

Nous retrouvons les bandes d'absorption caractéristiques de chaque gaz : 4,3 μm pour le dioxyde de carbone, 6,3 μm pour l'eau et 4,7 μm pour le monoxyde de carbone.

Observons l'évolution des spectres de transmission dans les conditions de pression et de température testées. La principale bande d'absorption du dioxyde de carbone (au voisinage de 4,3 μm) s'élargit, non symétriquement, lorsque sa concentration augmente. L'élargissement se fait sur la limite haute de la bande, autour de 4,4 μm . De plus, une seconde bande apparaît, centrée autour de 4,8 μm . L'augmentation des concentrations de l'eau et du monoxyde de carbone élargit et intensifie leur bande d'absorption, respectivement centrée autour de 6,3 μm et 4,7 μm . Pour le monoxyde de carbone, nous observons, à faible concentration, deux branches (P et R). Ce phénomène s'atténue puis disparaît lorsque la concentration augmente.

De façon générale, l'augmentation des concentrations des gaz étudiés élargit et intensifie leurs bandes d'absorption.

b) Transmittivité de mélanges de gaz

Les deux figures présentées ci-dessous correspondent à l'évolution du spectre de transmittivité d'un mélange de dioxyde de carbone, de monoxyde de carbone et d'eau ($x_{\text{CO}_2} = 0,1$; $x_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1$ et $x_{\text{CO}} = 0,01$) en fonction de la température du gaz (**figure III.30**) et de sa pression (**figure III.31**).

Nous avons choisi ce mélange puisque sa composition correspond typiquement à ce que nous pouvons obtenir au niveau des gaz d'échappement. Les gammes de pressions et de températures testées correspondent, elles aussi, aux conditions que nous pouvons rencontrer au cours de la phase de combustion d'un cycle moteur. L'objectif, ici, est d'étudier l'influence de ces deux grandeurs, sur les bandes d'émission des gaz.

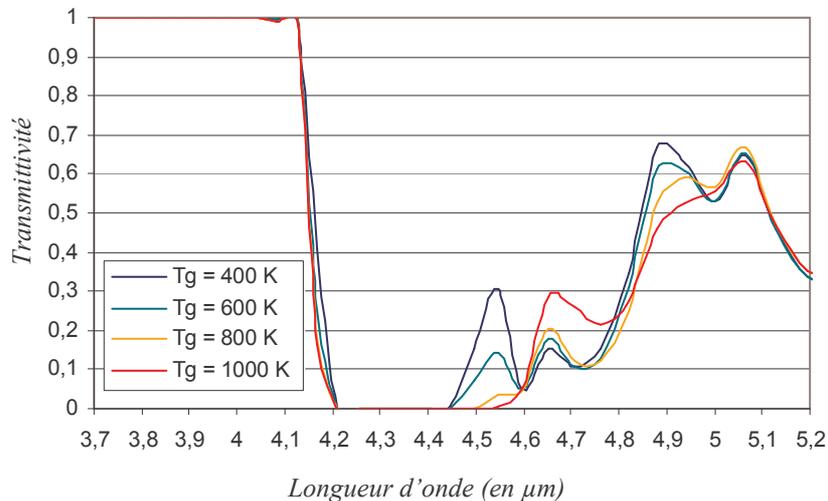


Figure III.30 : Evolution du spectre de transmittivité du mélange de gaz en fonction de sa température

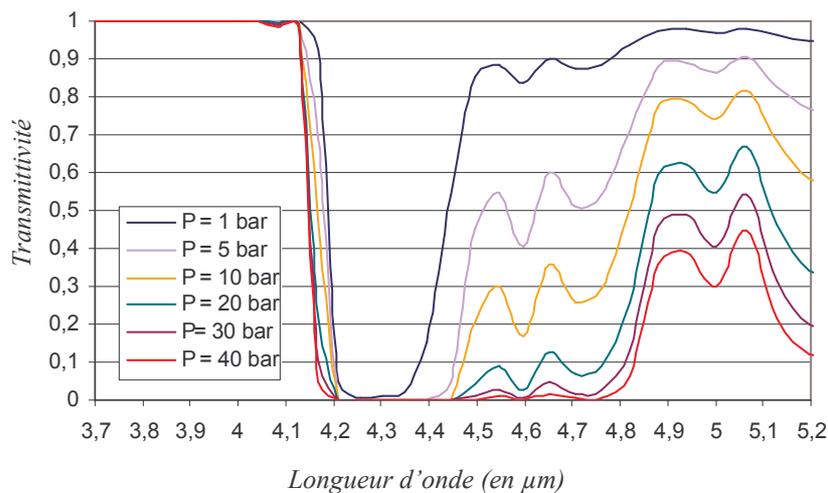


Figure III.31 : Evolution du spectre de transmittivité du mélange de gaz en fonction de sa pression

Comparons les effets de la pression et de la température. Lorsque la température du gaz augmente, le spectre est modifié pour des longueurs d'onde comprises entre 4,45 μm et 5 μm . Le gaz tend à s'opacifier. Lorsque la pression du gaz augmente, le spectre varie sur une plage spectrale plus large : entre 4,35 μm et 5,2 μm . Le gaz s'opacifie jusqu'à devenir totalement opaque entre 4,3 μm et 4,75 μm . L'influence de la pression et de la température sur l'évolution des spectres est donc importante. Mais nous remarquons que la pression modifie simultanément les largeurs et les intensités des bandes d'absorption des spectres alors que la température fait essentiellement varier les intensités.

Les différents spectres étudiés au cours de ce paragraphe montrent rapidement que le comportement radiatif des gaz est complexe, les spectres évoluant avec de nombreux paramètres. Pour choisir judicieusement les filtres spectraux de la caméra, il est donc nécessaire de réaliser une analyse spectrale complète des principaux gaz dans des conditions de température et de pression proches de celles rencontrées au cours des phases de combustion des cycles moteur.

III.10 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons pu appréhender les différents problèmes liés à la modélisation de transferts radiatifs en milieu semi-transparent. En effet, lorsque le milieu participe aux échanges radiatifs, il faut prendre en compte l'existence de corrélations spectrales, phénomène caractéristique du transfert en milieu gazeux semi-transparent. De plus, l'identification des températures à partir de mesures optiques nécessite une modélisation des transferts radiatifs adaptée aux filtres utilisés, à laquelle il faut associer un modèle des propriétés radiatives des gaz, plus ou moins résolu spectralement : le modèle raie par raie, de haute résolution, ou un modèle approché de basse résolution.

Dans notre cas, un modèle approché est suffisant et après en avoir comparé deux, nous avons finalement choisi le modèle statistique à bandes étroites. De nombreuses études ont été menées sur ce modèle approché et ont abouti à l'établissement d'une base de données complète (paramètres de bandes \bar{k} et $\bar{\delta}$) pour le dioxyde de carbone, l'eau et le monoxyde de carbone, pour des températures allant de 300 K à 2900 K et sur une plage spectrale comprise entre 150 cm^{-1} et 9300 cm^{-1} . Cette base de données nous a été gracieusement fournie par le laboratoire EM2C de l'école Centrale de Paris. Nous avons donc à notre disposition une base de données suffisamment complète pour être adaptée aux conditions de pression et de température des phases de combustion du cycle moteur. L'étude de l'évolution des spectres de l'eau, du dioxyde de carbone et du monoxyde de carbone nous a permis de vérifier l'influence de ces paramètres, la pression étant celui qui modifie le plus les spectres. A l'issue de ce chapitre, nous avons donc posé les premières pièces du puzzle constitué par notre modèle, avec l'équation de transfert radiatif et le modèle statistique à bandes étroites. Dans le **chapitre IV**, nous allons présenter la première partie expérimentale, l'analyse spectrale des gaz par spectroradiométrie ainsi que la solution de l'équation de transfert radiatif adaptée à cette première configuration du banc expérimental.

Bibliographie

- [1] **R. SIEGEL, J. HOWELL**
Thermal radiation heat transfer
Taylor & Francis Quatrième éd. 2002
- [2] **M.N. ÖZISIK**
Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection
John Wiley, New York, 1973
- [3] **J. TAINE, J.-P. PETIT**
Transferts thermiques – Introduction aux sciences des transferts
Dunod troisième éd. 2003
- [4] **G.D. EBERSOLE, P.S. MYERS, O.A. UYEHARA**
The radiant and convective components of Diesel Engine Heat Transfer
S.A.E. paper n°701C, 1963
- [5] **T. OGURI, S. INABA**
Radiant heat transfer in Diesel engines
SAE paper n°720023, 1972
- [6] **T. OGURI, T. AIZAWA**
Radiant heat transfer in the cylinder of Diesel engine
JARI Tech., n°10, pp. 357-376, 1972
- [7] **P. FLYNN, M. MIZUSAWAI, O.A. UYEHARA, P.S. MYERS**
An experimental determination of the instantaneous potential radiant heat transfer within an operating Diesel engine
S.A.E. paper n°720022, 1972
- [8] **G. SITKEI, G.V. RAMANAIAH**
A rotational approach for calculation of heat transfer in Diesel engines
S.A.E. paper n°720027, 1972
- [9] **G. SITKEI**
The effect of flame radiation on the thermal loading of Diesel engines
Acta Technica Academiae Scientiarum Hungaricae, Tomus 75 (1-4) pp. 345-355, 1973
- [10] **J.C. DENT, S.J. SULIAMAN**
Convective and radiative heat transfer in a high swirl direct injection Diesel Engine
S.A.E. paper n°770477, 1977
- [11] **T. OGURI, A. TAKEADA, K. TORRII, S. INABA**
Radiation heat transfer of combustion flames in a Diesel engine
Bull. of JSME, vol. 28, n°238, 1985
- [12] **J. YAN, G.L. BORMAN**
Analysis and In-cylinders measurements of particulate radiant emissions and temperature in a direct Injection Diesel Engine
S.A.E. paper n°881315, 1988

[13] **J. JULLIEN**

Contribution à l'étude des échanges thermiques dans le cas de moteurs alternatifs fortement suralimentés à faible rapport volumique de compression
Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 1977

[14] **W.J.D. ANNAND**

Heat transfer in the cylinder of reciprocating internal combustion engines
Proc. Instrum. Mech. Engrs., vol. 177, n°36, pp. 973-999, 1963

[15] **G. SITKEI**

The effect of flame radiation on the thermal loading of Diesel engines
Acta Technica Academiae Scientiarum Hungaricae n°s1-4, pp. 345-355, 1972

[16] **T. KUNIMOTO, K. MATSUOKA, T. OGURI**

Prediction of radiative heat flux in a Diesel engine
S.A.E. paper n°750786, 1975

[17] **D.K EDWARDS**

Molecular Gas Band Radiation
Advances in heat transfer, vol. 12, Academic Press 1976, pp. 115-193

[18] **M.KAMEL, N. WATSON**

Heat Transfer in the indirect injection Diesel engine
S.A.E. paper n°790826, 1979

[19] **M.M. ABU-ROMIA, C.L. TIEN**

Appropriate mean absorption coefficients for infrared radiation of gases
Transaction of the ASME, journal of the Heat transfer pp. 321-327, 1967

[20] **T. KUNIMOTO, K. KODAMA**

Radiation from luminous flame of high pressures
Bull. of JSME, vol. 17, n°113, 1974

[21] **T.J. CALLAHAN, D.M. YOST, T.W. RYAN**

Acquisition and interpretation of Diesel Engine heat release Data
S.A.E. paper n°852068, 1985

[22] **S.L. CHANG, K.T. RHEE**

Computation of radiation heat transfer in Diesel combustion
S.A.E. paper n°831332, 1983

[23] **M. CHAPMAN, M.C. FRIEDMAN, A. AGHAN**

A time dependant spatial model for radiant heat transfer in Diesel Engine
S.A.E. paper n°831725, 1983

[24] **N.D. WHITHOUSE, H.A.K. SHADAD**

Radiative heat transfer calculations from soot clouds for a quiescent combustion chamber Diesel Engine
Congress Flow in internal combustion engines, vol. 2 pp. 89-97, 1984

[25] **M.P. MENGÜC, R. VISKANTA, C.B. FERGUSON**

Multidimensionnal modeling of radiative heat transfer in Diesel engines
S.A.E. paper n°850503, 1985

- [26] **T. MOREL, R. KERIBAR**
Heat Radiation in D.I. Diesel Engine
 S.A.E. paper n°860445, 1986
- [27] **T. MOREL, R. KERIBAR**
A model for predicting spatially and time resolved convective heat transfer in bowl in piston combustion chamber
 S.A.E. paper n°850204, 1985
- [28] **A. SOUFIANI**
Etudes théoriques et expérimentales des transferts couplés par convection laminaire ou turbulente et rayonnement dans un milieu gazeux à température élevée
 Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, centre d'Orsay, 1987
- [29] **M. DALIBART et L. SERVANT**
Spectroscopie dans l'infrarouge
 Technique de l'ingénieur P 2845
- [30] **M. LALLEMAND, A. SOUFIANI**
Mesures de températures dans les milieux semi-transparents
 Rev. Gén. Therm. (HS 95) 34, pp. 69-85, 1996
- [31] **F. PARAMO**
Contribution à l'étude des caractéristiques radiatives de gaz de combustion
 Thèse de doctorat, Ecole Centrale des Arts et Manufactures, 1980
- [32] **R.M. GOODY, Y.L. YUNG**
Atmospheric radiation
 1989, 2nd Edition, Oxford University Press, U.K.
- [33] **A. SOUFIANI, J. TAINE**
High temperature gas radiative property parameters of statistical narrow-band model for H₂O, CO₂ and CO, and correlated-K for H₂O and CO₂
 Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 40, n°4, pp. 987-991, 1997
- [34] **L. DI LEON**
Etude théorique et expérimentale de l'absorption par CO₂ et H₂O dans le domaine infrarouge, à température élevée
 Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris, 1986
- [35] **P. RIVIERE, A. SOUFIANI, J. TAINE**
De nouvelles approches des propriétés radiatives de gaz chauds : modèles ck et ckfg
 Journée d'Etude du 13/05/92, SFT Paris
- [36] **P. RIVIERE**
Modélisation des propriétés radiatives de la vapeur d'eau à haute température - Applications à la signature infrarouge
 Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris, 1994
- [37] **D. SCUTARU**
Etudes théoriques et expérimentales de l'absorption infrarouge par CO₂ à haute température. Application à des modèles de rayonnement des gaz
 Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris, 1994

- [38] **M.K. DENISON, B.W. WEBB**
A spectral line-based weighted sum of gray gases model for arbitrary RTE solvers
 Transactions of the ASME, 1993, vol. 115, pp. 1004-1012
- [39] **D.K EDWARDS, A. BALAKRISHNAN**
Thermal radiation by combustion gases
 Sch. Eng. Appl. Sci., Univ. California, Los Angeles. Int. J. Heat Mass Transfer (1973), 16(1), pp. 25-40
- [40] **WEINER, D.K. EDWARDS**
Theoretical expression of water vapor spectral emissivity with allowance for line structure
- [41] **D.K. EDWARDS, W.E. MENARDS**
 Appli. Opt., 3, p 621, 1964
- [42] **C.B. LUDWIG et al**
 J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 5, pp. 697-714, Pergamon Press Ltd, 1965
- [43] **H. XUAN QUOC**
Contribution à l'étude locale et temporelle de la combustion et des transferts thermiques dans un moteur Diesel à injection directe
 Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1991
- [44] **J. TAINÉ, A. SOUFIANI**
Gas IR Radioactive Properties : From Spectroscopic Data to Approximate Models
 Advances in heat transfer, vol. 33, Academic Press 1999, pp. 295- 414
- [45] **L. PIERROT**
Développement, étude critique et validation de modèles de propriétés radiatives infrarouges de CO₂ et H₂O à haute température. Applications au calcul des transferts dans les chambres aéronautiques et à la télédétection
 Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris, 1997
- [46] **W.L. GODSON**
The evaluation of infrared radiation fluxes due to atmospheric water vapor
 Quaterly Journal of Royal Meteorological Society, 1953, vol. 79, pp. 367-379
- [47] **A. SOUFIANI, J.M. HARTMANN, J. TAINÉ**
Validity of band-model calculations for CO₂ and H₂O applied to radiative properties and conductive - radiative transfer
 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1985, vol. 33, n°3, pp. 243-257
- [48] **W.L. GODSON** J. Meteorol. 12, p 272, 1955
- [49] **J. HLADIK**
Mécanique quantique – Atomes et molécules
 Masson éd. 1997

Chapitre IV

Spectroradiométrie infrarouge

Ce quatrième chapitre traite de la première partie expérimentale, l'analyse spectrale des gaz de combustion. Nous pourrions penser qu'il ne s'agit que d'une pré-étude, mais cette analyse spectrale est une étape déterminante dans la résolution du problème posé. En effet, à partir de mesures, nous allons déterminer les zones spectrales de transparence, de semi-transparence et d'opacité des gaz dans le domaine infrarouge étudié. A l'aide de ces mesures et d'une étude de sensibilité du modèle direct, nous pourrions définir les filtres dont il faudra équiper la caméra de thermographie infrarouge. Or c'est le choix de ces filtres qui va principalement conditionner l'identification des températures de paroi, d'où l'importance accordée à cette première partie expérimentale.

Au cours de ce chapitre, nous rappellerons les raisons et l'intérêt de développer un banc spécifique avant de présenter le fonctionnement des différents éléments composant ce banc expérimental. Puis nous présenterons les caractéristiques du spectromètre utilisé ainsi que la démarche adoptée pour le calibrer. La suite du chapitre sera consacrée à l'analyse spectrale proprement dite, avec une étude de sensibilité du modèle direct obtenu par résolution de l'équation de transfert radiatif, et une présentation des résultats expérimentaux. A ce stade, nous serons à même de définir les filtres pour la caméra. Avant de clore ce chapitre, nous présenterons les premiers essais réalisés avec le spectromètre sur la cellule munie de sa paroi opaque ainsi que la modélisation associée.

IV.1 Pourquoi développer un banc spécifique

Pour valider notre méthodologie, il s'est rapidement avéré nécessaire de développer un système s'apparentant à une chambre de combustion simplifiée. En effet, la combustion Diesel est par nature hétérogène et non répétable d'un cycle à un autre. Nous ne pouvions donc pas directement tester notre méthode sur un «vrai» moteur. La mise en œuvre d'un banc spécifique était indispensable, tant pour reproduire des mélanges gazeux dans des conditions de pression et de température proches de celles du cycle moteur et réaliser l'analyse spectrale de ces gaz, que pour simuler une paroi de chambre de combustion et déterminer sa température.

Ainsi, un banc expérimental a été entièrement conçu puis réalisé par la société Autoclave France au cours de cette étude. Pour ce faire, nous avons rédigé un cahier des charges précisant toutes les caractéristiques techniques voulues concernant le banc et la cellule et leurs modes de fonctionnement. Puis les différentes étapes de conception et fabrication ont été menées en collaboration avec les sociétés précédemment citées.

Le cœur du banc expérimental est une enceinte cylindrique étanche appelée «cellule gaz» qui peut contenir un mélange de gaz de combustion (vapeur d'eau, CO₂, CO, NO, hydrocarbures) dilué à l'azote, et maintenu sous des conditions de pression et de température proches de celles atteintes au cours de la phase de combustion d'un cycle moteur. Cette cellule se substitue avantageusement au «moteur transparent» pour l'étape de validation, puisque l'opérateur fixe et contrôle lui-même tous les paramètres (choix des concentrations des gaz, de la pression et de la température). Pour la première étude expérimentale, l'analyse spectrale des gaz, la cellule est fermée à ses extrémités par deux hublots en saphir permettant ainsi une visée optique sur toute sa longueur.

Le montage associé à cette première étude est schématisé sur la **figure IV.1**. Sont représentés : la cellule gaz dans sa configuration *hublot-hublot*, le corps noir qui est notre source de rayonnement de référence, le spectromètre et le réseau de distribution des gaz qui permet de réaliser les mélanges à partir de bouteilles de gaz purs (CO , CO_2) ou dilués à l'azote (NO , hydrocarbures). Pour la seconde étude expérimentale, la mesure de la température de la paroi avec une caméra de thermographie infrarouge, un des hublots de la cellule est remplacé par une paroi opaque dont la température est, elle aussi, contrôlée par l'opérateur. La **figure IV.2** représente le montage associé à cette deuxième étude. La cellule est dans sa configuration *paroi opaque-hublot*, le spectromètre a été remplacé par la caméra munie de ses filtres. Le réseau de distribution de gaz est identique à la configuration *hublot-hublot*. Dans le paragraphe qui suit, nous allons présenter les caractéristiques et les principes de fonctionnement des éléments qui constituent le banc.

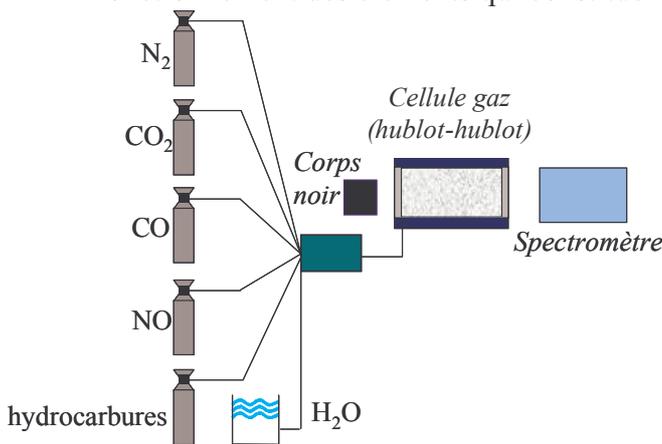


Figure IV.1 :

Schéma simplifié de la configuration du banc pour l'analyse spectrale des gaz

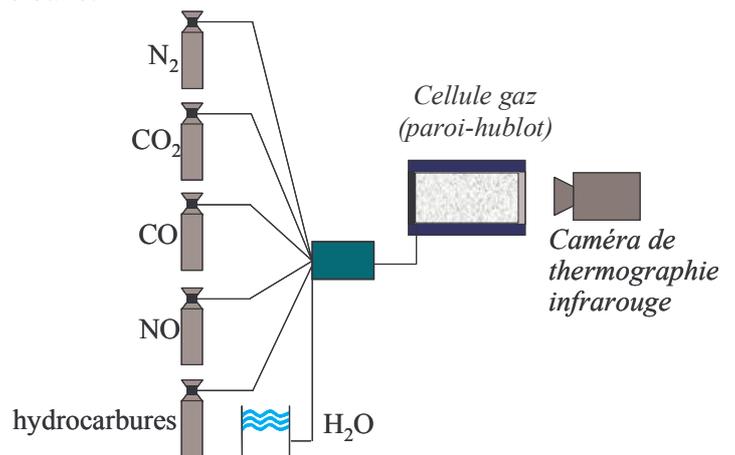


Figure IV.2 :

Schéma simplifié de la configuration du banc pour la détermination des températures de paroi

IV.2 Le banc expérimental

IV.2.1 La cellule gaz

a) Configuration hublot-hublot

La **figure IV.3** décrit la cellule gaz dans la configuration *hublot-hublot*. Nous donnons les plages de fonctionnement de la cellule, ainsi que les matériaux utilisés pour sa réalisation. Ils doivent être minutieusement choisis du fait des contraintes mécaniques et thermiques qu'ils peuvent subir.

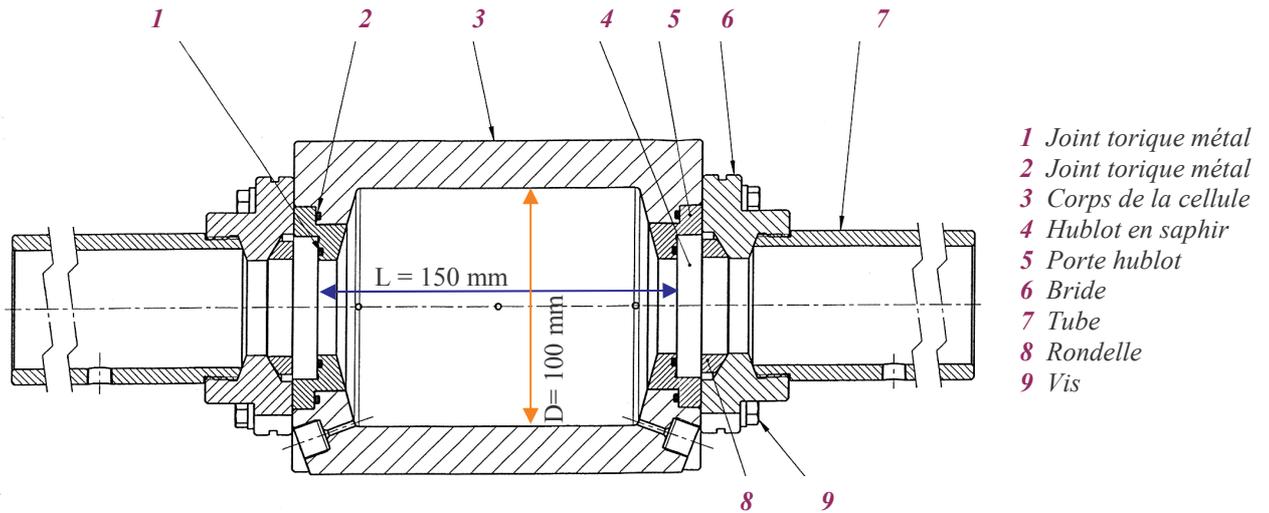


Figure IV.3 : Configuration hublot-hublot de la cellule gaz, vue en coupe (plan fourni par la société Autoclave France)

Les caractéristiques de la cellule sont :

- pression maximale admissible : 40 bar
- température minimale admissible : 0°C
- température maximale admissible : 600°C
- pression d'épreuve : 90 bar à 20°C.

Les compositions chimiques des différentes pièces de la cellule sont les suivantes :

- corps : acier X6CrNiMoTi17-12
- brides : acier X6NiCrTiMoVa25-15
- hublots : saphir
- vis : acier X6NiCrTiMoVa25-15
- joints d'étanchéité : alliage X750 - cuivre.

Les pièces de la cellule sont en acier inoxydable, à base de chrome et de nickel. La concentration en carbone et la composition chimique classent ces aciers dans la gamme austénitique. Ceux-ci ont des propriétés mécaniques particulières : ils possèdent une grande ductilité et une grande résilience, en particulier à haute température [1].

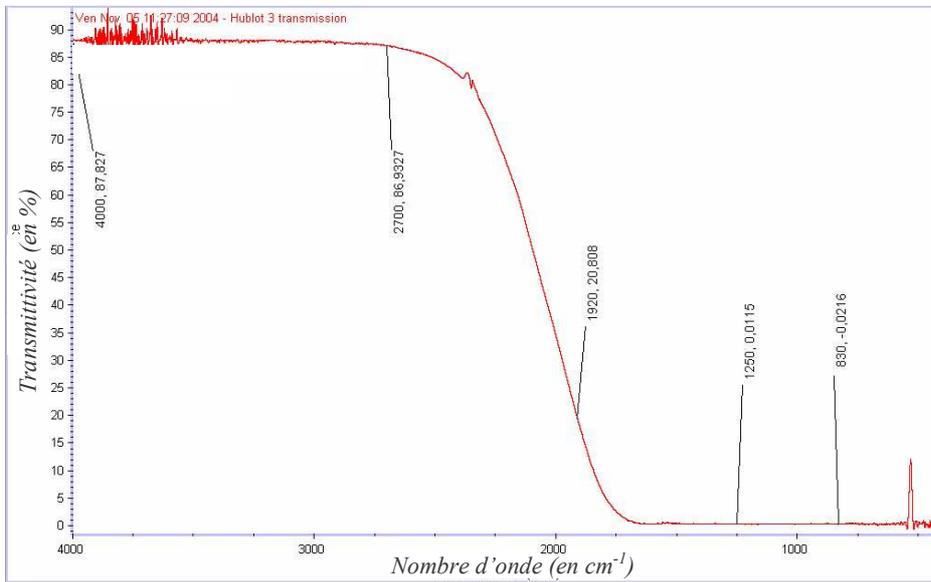
Pour les hublots, il nous fallait choisir un matériau ayant à la fois une bonne tenue à la pression et à la température, et qui ne craigne pas la présence de vapeur d'eau dans le mélange de gaz. Notre choix s'est porté rapidement vers le saphir qui possède toutes ces qualités. Les dimensions de deux hublots sont identiques. Leur diamètre est de 60 mm. Pour répondre à nos conditions de pression, le bureau d'étude du fabricant a fixé l'épaisseur des hublots à 10 mm.

Le premier inconvénient du saphir est qu'il ne supporte pas les variations brusques de température (montée et descente). Au cours de nos essais, pour chauffer ou refroidir la cellule, nous avons dû faire des paliers de température de faible amplitude et suffisamment espacés dans le temps pour éviter tout choc thermique aux hublots. Le chauffage a aussi été limité à 3°C/min par le fabricant. De plus, nous avons décidé de maintenir constamment la cellule à une température de 250°C lorsqu'elle n'était pas utilisée, pour éviter de passer de la température ambiante à une température élevée à chaque nouvelle campagne d'essais. Ces précautions ont minimisé les contraintes d'origine thermique dans le corps de la cellule ou dans le hublot lui-même et ont limité le risque de cassure du hublot.

Le second inconvénient du saphir concerne sa transmission dans l'infrarouge. Elle est élevée autour de 2,5 μm (87,8%) mais elle chute lorsque la longueur d'onde augmente, et cela d'autant plus rapidement que le hublot est épais. Nous avons donc voulu nous assurer que la transmission de hublots de 10 mm d'épaisseur était encore suffisamment élevée pour faire des mesures optiques exploitables. Des spectres de transmission et de réflexion ont donc été réalisés à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier. Nous les présentons ci-dessous. Les transmittivités sont indiquées pour quelques nombres d'ondes caractéristiques que nous avons retranscrits en longueur d'onde. Ce travail nous a permis de vérifier que, d'une part les hublots étaient identiques en termes de transmittivité et de réflectivité, et que d'autre part la transmittivité à 5,2 μm (limite haute de notre bande spectrale) était encore satisfaisante : 20,8%.

Concernant le spectre de réflexion, les valeurs restent relativement constantes et proches de 7%, ce qui est en accord avec le calcul de la réflectivité à partir l'indice de réfraction n du

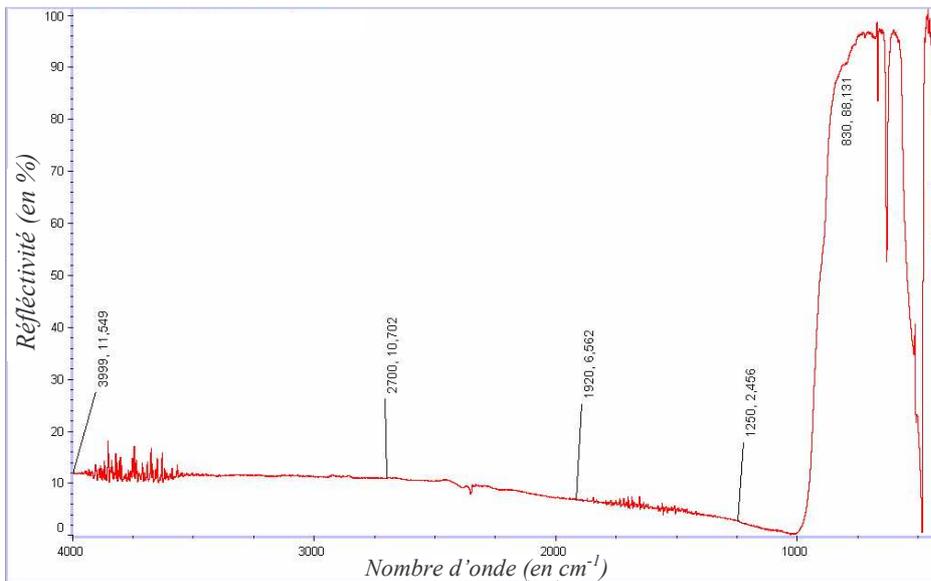
saphir, égal à 1,7 : si $n = 1,7$ alors $\rho = 6,7\%$ avec $\rho = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$. (IV.1)



Quelques valeurs :

- 4000 cm^{-1} \Leftrightarrow 2,5 μm : $\tau = 87,8\%$
- 2700 cm^{-1} \Leftrightarrow 3,7 μm : $\tau = 86,9\%$
- 1920 cm^{-1} \Leftrightarrow 5,2 μm : $\tau = 20,8\%$
- 1250 cm^{-1} \Leftrightarrow 8 μm : $\tau = 0,01\%$
- 830 cm^{-1} \Leftrightarrow 12 μm : $\tau = 0,02\%$

Figure IV.4 : Spectre de transmission du hublot en saphir



Quelques valeurs :

- 4000 cm^{-1} \Leftrightarrow 2,5 μm : $\rho = 11,5\%$
- 2700 cm^{-1} \Leftrightarrow 3,7 μm : $\rho = 10,7\%$
- 1920 cm^{-1} \Leftrightarrow 5,2 μm : $\rho = 6,5\%$
- 1250 cm^{-1} \Leftrightarrow 8 μm : $\rho = 2,5\%$
- 830 cm^{-1} \Leftrightarrow 12 μm : $\rho = 88,1\%$

Figure IV.5 : Spectre de réflexion du hublot en saphir

b) Configuration paroi opaque-hublot

La **figure IV.6** décrit la cellule gaz dans la configuration *paroi opaque-hublot*. Par rapport à la **figure IV.3** un des hublots a été remplacé par une paroi opaque. Sa forme biseautée permet de conserver un volume utile identique pour les deux configurations.

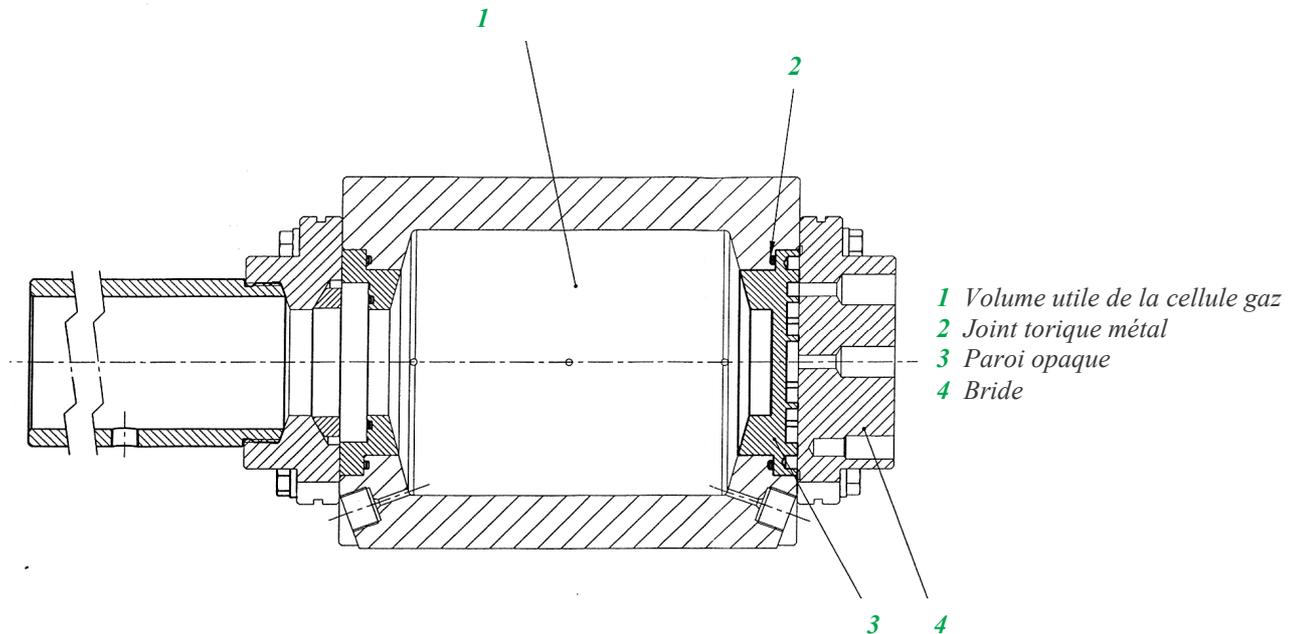


Figure IV.6 : Configuration paroi opaque-hublot de la cellule gaz, vue en coupe
(plan fourni par la société Autoclave France)

La paroi opaque est la pièce maîtresse de cette deuxième configuration de la cellule gaz. Trois problèmes se posent.

D'abord, nous voulons un système qui puisse maintenir sa température de surface entre 100°C et 200°C, en contact avec un mélange de gaz qui peut être à 600°C. La solution choisie a été de placer contre la paroi opaque une bride pleine sur laquelle est fixé un système de refroidissement à air type vortex de la société ITW Vortex (modèle 208-15 H). Des sillons circulaires concentriques ont été usinés sur la face arrière de la paroi opaque (**figure IV.7**) de manière à obtenir un refroidissement homogène au niveau de la face avant. La bride pleine est représentée sur la même figure. Nous pouvons apercevoir sur la bride pleine deux trous débouchants. Le trou au centre correspond à l'entrée de l'air comprimé, le second trou décentré correspond à la sortie.

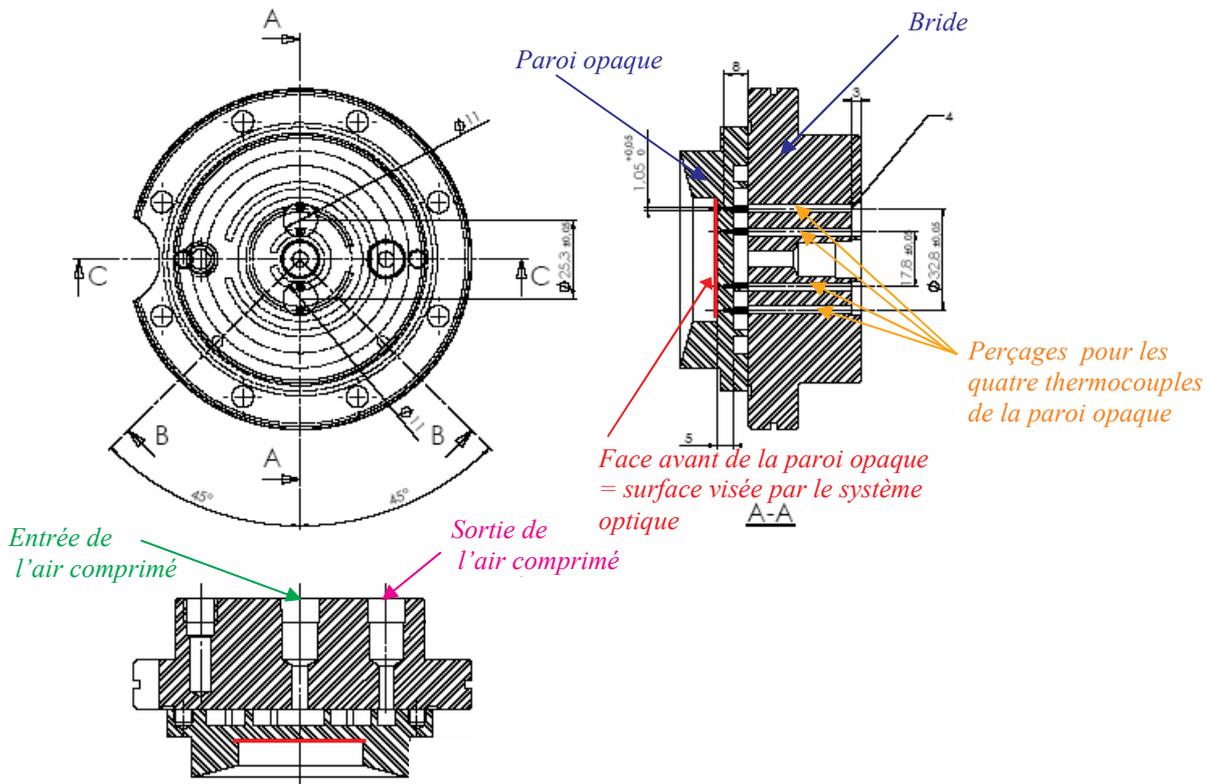


Figure IV.7 : Vue d'ensemble de la paroi et de la bride (plan fourni par la société Autoclave France)

Expliquons à présent le principe de fonctionnement d'un système vortex.

La possibilité de produire du froid et du chaud à partir d'air comprimé, ou effet vortex, a été découverte dans les années 1930 par le physicien français **RANQUE**. Des applications ont ensuite été développées pour résoudre les problèmes de refroidissement localisés dans l'industrie.

Le principe de fonctionnement est le suivant (**figure IV.8**) : de l'air comprimé est injecté latéralement dans un tube. Ce tube contient une buse, qui est fixe et profilée de telle sorte qu'elle oblige l'air entré à grande vitesse à tourbillonner à l'intérieur du tube. Le «cyclone» obtenu tourbillonnant autour d'un axe est appelé vortex. L'air s'échauffe fortement (+200°C) en frappant à grande vitesse les parois du tube et s'échappe en partie par la sortie chaude. La valve d'étranglement, située en sortie chaude, empêche physiquement la totalité du débit d'air de s'échapper. L'air qui ne peut s'échapper en sortie chaude est refoulé vers l'intérieur et se voit obligé de faire le chemin inverse par le centre du «cyclone».

Ce flux inverse est animé d'une vitesse plus faible et le différentiel de vitesse occasionne un échange de chaleur important. Lorsque le flux d'air s'échappe par la sortie froide du tube vortex, il a atteint une température très basse, jusqu'à -46 °C sous 10 bar d'alimentation en air comprimé.

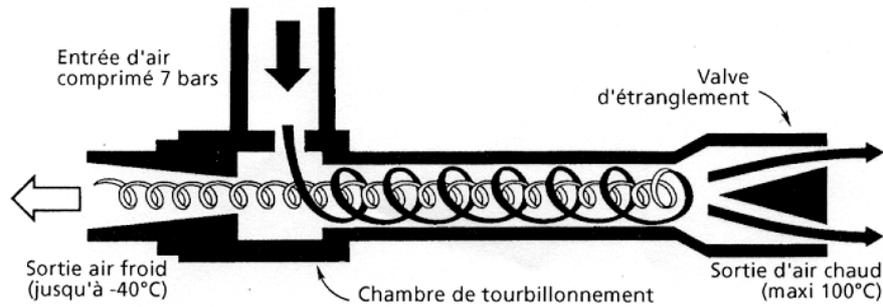


Figure IV.8 : Circulation de l'air comprimé dans un système vortex
(document fourni par la société ITW Vortex)

En pratique, il existe différentes tailles de systèmes vortex selon les applications (**figure IV.9**). Sous une pression d'air comprimé de 7 bar (à 21°C), la chute maximale de température indiquée dans la documentation technique de notre modèle est de 59°C. Si la pression d'entrée est inférieure à 7 bar, alors la chute de température en sortie froide est plus faible et inversement. La température désirée en surface de la paroi opaque sera donc obtenue par un réglage du débit de l'air comprimé. Cependant, nous serons nécessairement limités par la pression maximum disponible dans le réseau d'air comprimé (5,8 bar maximum).



Figure IV.9 :
Différents modèles de systèmes vortex
de la société ITW Vortex

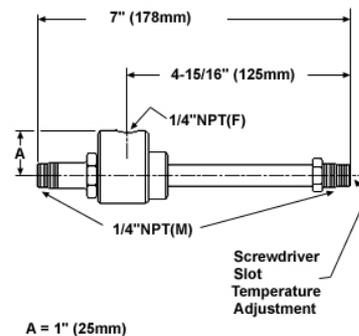


Figure IV.10 :
Système vortex installé sur la bride (modèle 208-15H)

Le second problème à résoudre pour la paroi opaque est son état de surface. Sa surface doit avoir une émissivité proche de celle d'une véritable paroi de chambre de combustion Diesel. Son émissivité doit donc être relativement élevée. La paroi étant à l'origine en acier, son émissivité est faible. Il a donc été décidé de la recouvrir d'une peinture noire et opaque (peinture MOTIP hautes températures), prévue pour tenir aux hautes températures (jusqu'à 650°C) avec au préalable un sablage pour faciliter l'accrochage de la peinture et rendre la surface diffusante, évitant ainsi toute réflexion spéculaire parasite. Le dépôt de peinture permet d'homogénéiser et d'augmenter l'émissivité de la surface de la paroi opaque visée par la caméra. Avant son installation sur la cellule, la paroi opaque, sablée et peinte, a été mise en étuve à 500°C pendant 4 heures, de manière à éviter les dégagements de solvants ou autres composés volatils dans la cellule, lors sa première mise en chauffe.

La dernière difficulté à résoudre concernant la paroi opaque est l'implantation des thermocouples. Ceux-ci doivent nous permettre de déterminer directement la température de surface de la paroi opaque, nous permettant ainsi de valider les mesures par thermographie. Nous avons décidé de l'instrumenter avec quatre thermocouples insérés dans des perçages réalisés dans l'épaisseur des deux premières ailettes (ailettes de plus petits diamètres) jusqu'à affleurement (à 1 mm) de la surface de la paroi.

Les deux premiers thermocouples, implantés dans la première ailette, sont diamétralement opposés, de même pour les deux autres dans la deuxième ailette, de façon à ce qu'ils soient finalement alignés. Cette disposition permet de vérifier si le refroidissement est homogène. Bien que les indications de température restent localisées sur une zone relativement petite (restriction aux deux premières ailettes), elles sont suffisantes puisque cette zone correspond approximativement à la zone visée par le système optique. Les extrémités des thermocouples doivent être au plus près de la surface de la paroi, mais dans les limites des conditions de sécurité pour une mise en pression de la cellule sans danger. Le bureau d'étude du fabricant a fixé une profondeur de perçage telle que l'extrémité du thermocouple se situe à 1 mm de la surface de la paroi opaque.

c) Système de chauffage et capteurs de la cellule

Sur la **figure IV.11** où la cellule gaz est dans sa configuration *paroi opaque-hublot*, nous pouvons remarquer le système de chauffage (collier chauffant) et les différents capteurs (manomètre et thermocouples). Nous allons apporter quelques précisions sur leurs caractéristiques et leurs principes de fonctionnement.

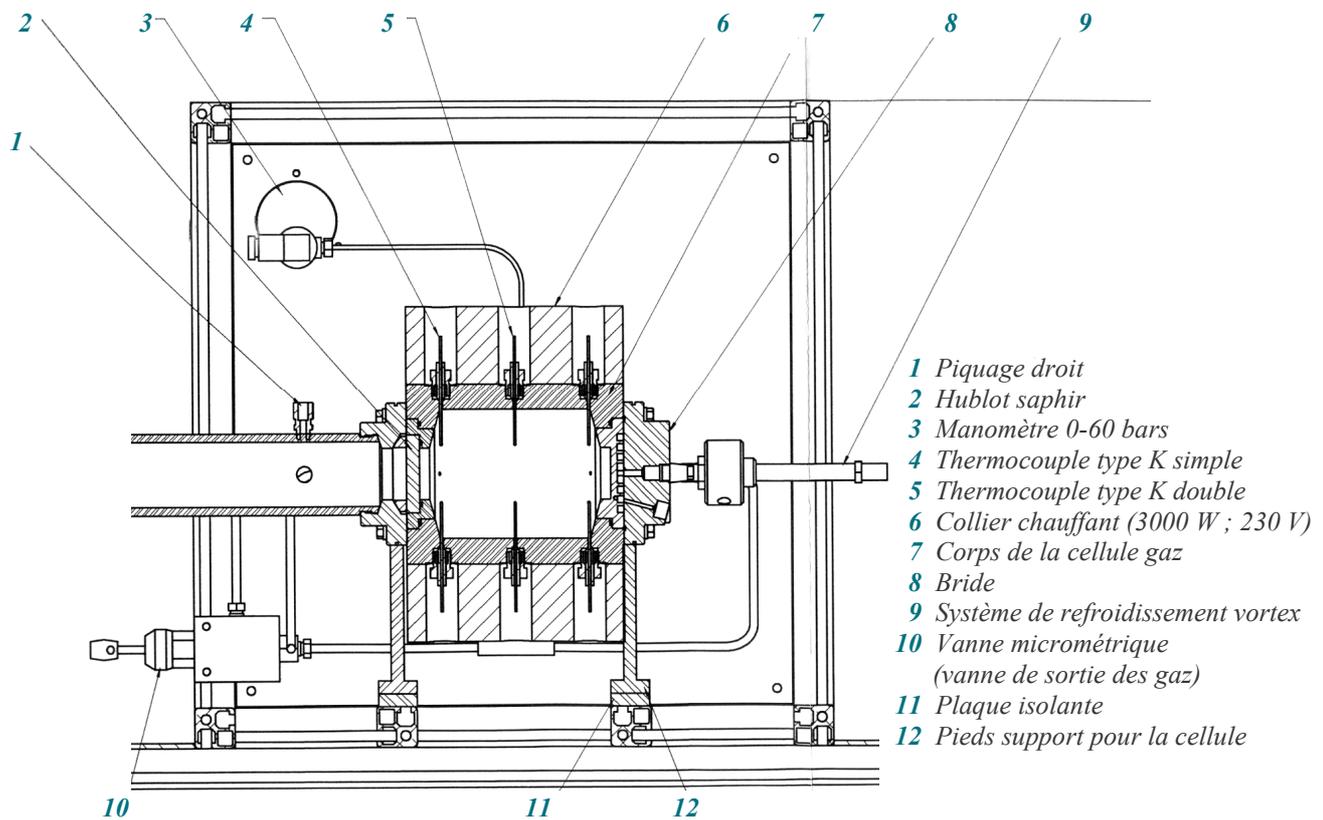


Figure IV.11 : Cellule gaz dans sa configuration *paroi opaque-hublot*, vue en coupe (plan fourni par la société Autoclave France)

Le système de chauffage

Pour chauffer le mélange de gaz, la cellule est munie d'un collier en céramique destiné au chauffage par conduction et rayonnement pour des applications pouvant aller jusqu'à 900°C. Il est constitué d'une résistance en fil nickel-chrome 80/20 boudinée et insérée dans des céramiques articulées (stéatites), adaptées à la forme cylindrique de la cellule (**figure IV.12**). Des écrans thermiques entre les céramiques orientent le flux de chaleur vers le centre.

Une coiffe isolante et un disque en Pamitherm permettent de limiter les déperditions de chaleur vers l'extérieur.



Figure IV.12 : Système de chauffage (collier chauffant) (document fourni par la société Autoclave France)

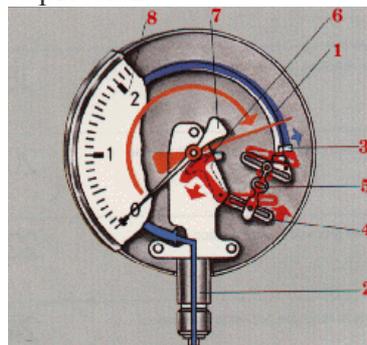
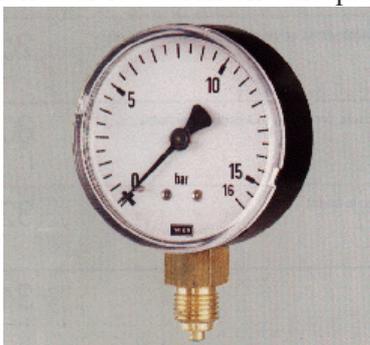
La régulation de température au sein de la cellule est réalisée à partir d'un thermocouple double de type K, monté dans un «doigt de gant» fixé au niveau du couvercle de l'autoclave (montage type «baïonnette»). Ce thermocouple assure une protection de surchauffe au niveau de la paroi extérieure de l'enceinte. La gaine de protection est en acier inox 316 L. Le connecteur de sortie est en thermoplastique haute température armé de fibre de verre, capable de supporter 200°C en continu.

Le système de régulation utilise le principe de la boucle PID : P pour proportionnelle, I pour intégrale, D pour dérivée. L'action proportionnelle corrige tout écart entre la consigne et la valeur mesurée, elle permet de vaincre les grandes inerties du système. L'action intégrale complète l'action proportionnelle en éliminant l'erreur résiduelle en régime permanent. L'action dérivée accélère la réponse du système et améliore la stabilité de la boucle, en permettant notamment un amortissement rapide des oscillations en compensant les inerties dues au temps de réponse du système. De plus, il s'agit d'une régulation dite «en cascade». Ce fonctionnement permet de hiérarchiser les problèmes de régulation et améliore les performances de l'ensemble. Il s'agit de deux boucles imbriquées l'une dans l'autre où la sortie d'un régulateur devient la grandeur de référence du second régulateur. Dans le cas de la cellule, la première boucle, dite maître, est associée à la mesure de température dans la cellule et la deuxième boucle, dite esclave, est liée à la mesure de température de la consigne four (prise sur le corps de la cellule entre le collier chauffant et la surface métallique de la cellule).

Les capteurs de la cellule gaz

a) Le manomètre

Le manomètre utilisé est à déformation de solide et plus précisément à tube de Bourdon. Par l'intermédiaire d'un trou dans le raccord, le fluide à mesurer passe à l'intérieur du tube. La partie mobile finale du tube se déplace lors d'un changement de pression (effet Bourdon). Ce déplacement, qui est proportionnel à la pression à mesurer, est transmis à l'aiguille et est affiché sur le cadran en tant que valeur de pression.



- 1 Tube de Bourdon
- 2 Support de tube
- 3 Capuchon du tube
- 4 Secteur denté
- 5 Bielle
- 6 Engrenage
- 7 Aiguille
- 8 Cadran

Figure IV.13 : Manomètre à tube de Bourdon

Les manomètres à tube de Bourdon sont utilisés pour la mesure de pressions ou dépressions de fluides gazeux ou liquides, à condition que ceux-ci ne soient ni hautement visqueux ni cristallisants. La forme du tube dépend de l'étendue de mesure. Elle peut être en arc ou hélicoïdale. C'est cette deuxième forme qui a été retenue pour le manomètre de la cellule (manomètre de la société Autoclave Engineers).

b) Les thermocouples

La cellule est équipée de six thermocouples K gainés inox 316 L (société Correge), trois dans le bas (un au centre et deux disposés symétriquement, près des hublots) et trois dans le haut (disposés comme en bas) (**figure IV.11**). Ces thermocouples nous permettent d'avoir des prises de température régulièrement réparties dans le volume utile de la cellule. Cinq de ces thermocouples sont simples, le sixième (en haut au centre) est double, la deuxième voie étant destinée au système de régulation. Tous les thermocouples sont chemisés (diamètre 3,18 mm) et rétreints à l'extrémité à un diamètre compris entre 1,5 et 2 mm (**figure IV.14**).

Ils ne sont pas équipés d'écrans radiatifs dans la mesure où la température du gaz est proche de celle de la paroi de la cellule.

La photo ci-contre montre la cellule en contre-plongée. Nous pouvons apercevoir le collier chauffant (partie métallique), les coiffes isolantes aux deux extrémités (partie recouverte d'un tissu gris) ainsi que le montage de fixation des thermocouples (montage type «baïonnette»).

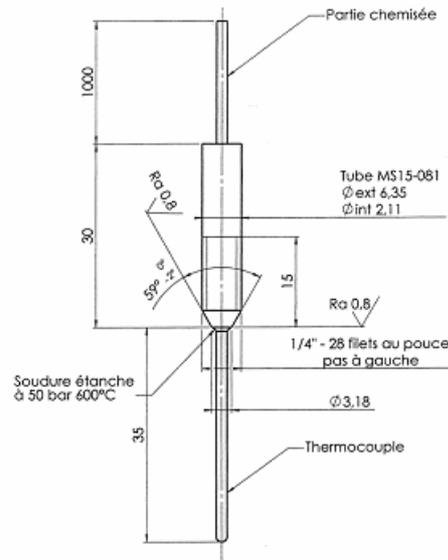


Figure IV.14 : Thermocouples K
(plan fourni par la société Autoclave France)



Figure IV.15 : Montage «type baïonnette» des thermocouples

IV.2.2 Le réseau de distribution de gaz

La distribution des gaz se divise en deux parties : la première détente, installée à l'extérieur de la salle et la deuxième détente, installée à l'intérieur près de la cellule gaz.

a) La première détente

Elle comprend deux armoires de sécurité. La première contient deux platines de première détente en laiton, une pour la bouteille d'hydrocarbures, une pour la bouteille de monoxyde de carbone. La seconde armoire contient une platine de première détente en laiton pour la bouteille de dioxyde de carbone et une platine de première détente en inox (prévue pour les gaz corrosifs) pour la bouteille de monoxyde d'azote.

La ventilation de ces armoires est nécessaire puisque les gaz utilisés peuvent présenter un danger, d'autant plus que le dioxyde et le monoxyde de carbone sont purs. Deux centrales, une d'azote et une d'hélium complètent le réseau de première détente. La ventilation n'étant pas nécessaire pour ces deux gaz, les bouteilles ne sont pas confinées dans des armoires. Les photos suivantes présentent toute l'installation de la première détente. L'ensemble de cette installation est constitué de matériels de la société Air Liquide.



Figure IV.16 : Installation de la première détente (installation Air Liquide)

Un réseau de six tubes inox relie les platines de première détente à la baie de régulation de deuxième détente.

b) La deuxième détente

En amont de la baie de régulation de la deuxième détente, cinq vannes pneumatiques assurent l'isolation des gaz. La baie de régulation de deuxième détente comprend six modules de moyenne pression répartis dans deux armoires ventilées. Chaque module se compose d'une vanne deux voies et d'un détendeur (matériels Air Liquide). Le débit de chaque gaz est assuré et contrôlé par des régulateurs de débit massique (RDM), sauf pour l'hélium, destiné seulement à la pressurisation de l'eau (à 42 bar) et qui est contrôlé par un simple régulateur de pression (matériel Bronkhorst Hi-Tec). L'homogénéité du mélange est assurée par un tube reliant les cinq sorties des RDM jusqu'à l'entrée de l'évaporateur d'eau, lui-même relié à la centrale d'hélium (installée à l'extérieur de la salle). Nous allons décrire les caractéristiques et les principes de fonctionnement des RDM.

Régulateur de débit massique adapté aux gaz

Les RDM que nous utilisons pour les gaz sont de type laboratoire (modèle EL-FLOW de la société Bronkhorst Hi-Tec).

Tous RDM adaptés aux gaz fonctionnent sur le même principe. Ils mesurent le transfert thermique entre le gaz et la partie chauffée d'un capillaire.

Une fraction du débit total passe dans le capillaire de mesure grâce à un élément déprimogène placé sur le débit principal en parallèle du capillaire (**figure IV.17**). La conception de l'élément déprimogène (**figure IV.18**) est telle que les débits dans le capillaire et dans l'élément déprimogène sont directement proportionnels. Dans le capillaire, le gaz rencontre un premier capteur de température T_1 , puis le gaz passe à travers un petit élément chauffant.

Une deuxième prise de température T_2 est ensuite effectuée. La détermination de la différence $T_1 - T_2$ va nous permettre de retrouver le débit massique du gaz. Elle dépend, en effet, de la chaleur absorbée par le gaz. Nous pouvons ainsi remonter au débit grâce à la relation liant le débit massique et la différence de température :

$$\Delta T = T_2 - T_1 = K \cdot C_p \Phi_m \tag{IV.2}$$

avec $\Delta T = T_2 - T_1 =$ différence de température entre l'amont et l'aval, $C_p =$ chaleur spécifique du gaz,

$K =$ constante, $\Phi_m =$ débit massique

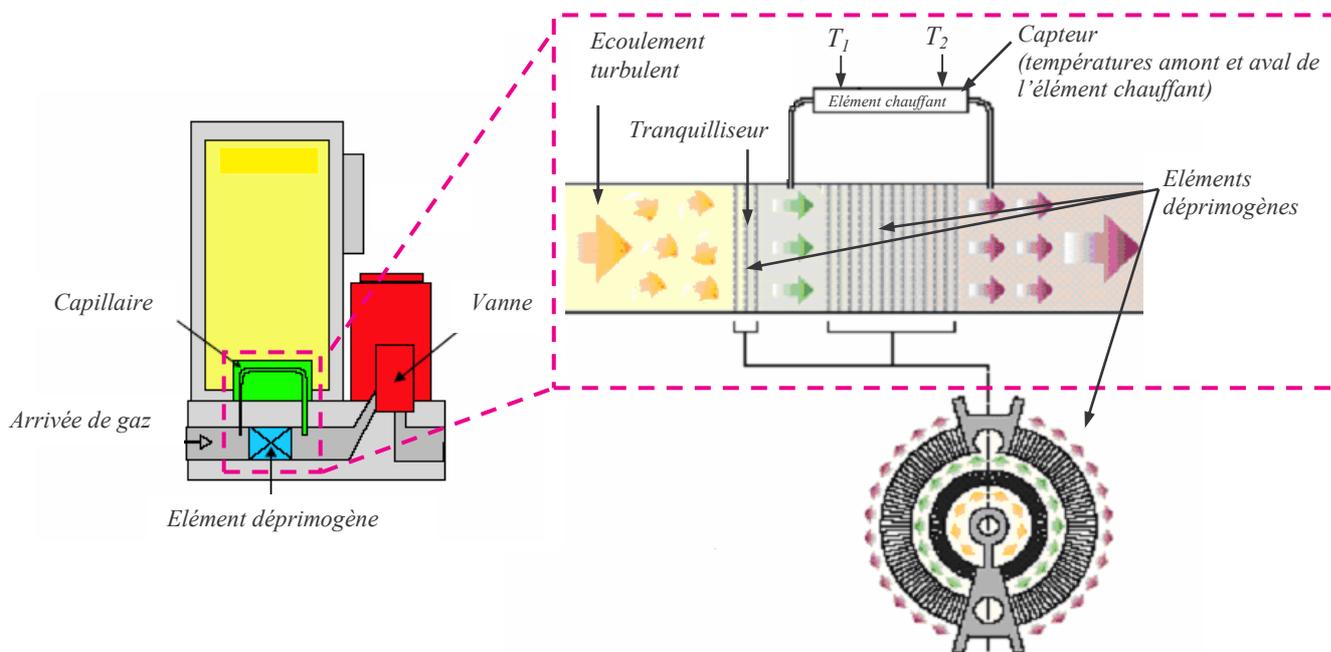


Figure IV.17 : Régulateur de débit massique, vue en coupe (document technique fourni par la société Bronkhorst Hi-Tec)

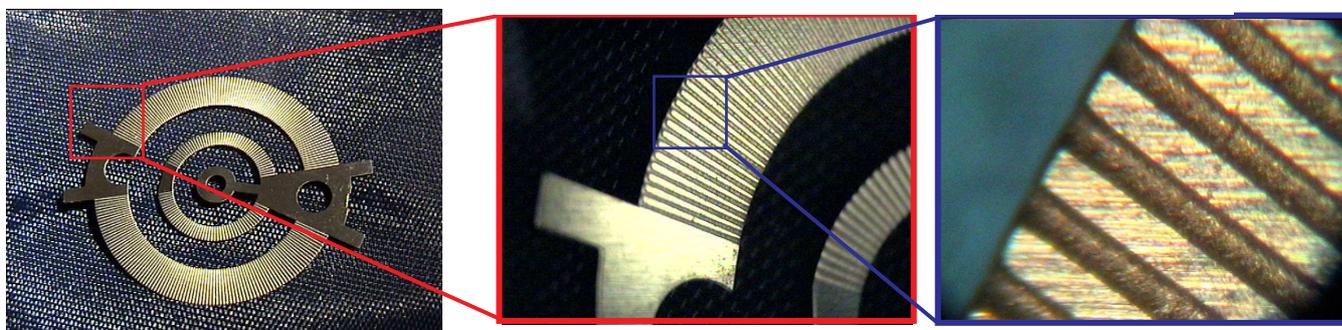


Figure IV.18 : Élément déprimogène à différentes échelles (document technique fourni par la société Bronkhorst Hi-Tec)

Pour chaque gaz étudié, nous avons défini des gammes de concentration. Elles sont présentées dans le tableau ci-dessous. Ces gammes de concentration conditionnent le choix des RDM.

Gaz	Gamme de concentration	Débit maximal du RDM en Nml/min (*)
<i>Monoxyde de carbone (CO)</i>	0,01% à 5%	10 Nml/min
<i>Dioxyde de carbone (CO₂)</i>	5% à 20%	400 Nml/min
<i>Hydrocarbures (C₃H₆/C₃H₈)</i>	0,01% à 0,09%	200 Nml/min
<i>Monoxyde d'azote (NO)</i>	0,02% à 0,5%	200 Nml/min
<i>Azote (N₂)</i>	Jusqu'à 100% (gaz de dilution)	2000 Nml/min

Tableau IV.1 : Caractéristiques des RDM

(*) : L'indice N signifie dans les conditions normales de température et de pression.

Régulateur de débit massique adapté aux liquides

Le RDM LIQUI-FLOW de la société Bronkhorst Hi-Tec que nous utilisons pour l'eau est constitué d'un tube de diamètre 1 mm, courbé en forme de U, avec un ensemble capteur à thermopile-dispositif chauffant (**figure IV.19**). Ce dernier est conçu de manière à n'élever la température du fluide que de 1°C seulement par rapport à la température ambiante, ce qui évite au maximum les risques d'évaporation du liquide. La thermopile est constituée de thermocouples montés en série. Elle mesure les différences de température entre le flux entrant et le flux sortant du tube de mesure. Connaissant la différence de température en amont et en aval de l'élément chauffant, nous pouvons remonter au débit d'eau. Le principe de mesure des RDM pour liquide est donc le même que pour les gaz, mais la mesure de débit se fait directement sur le flux total (**figure IV.20**).

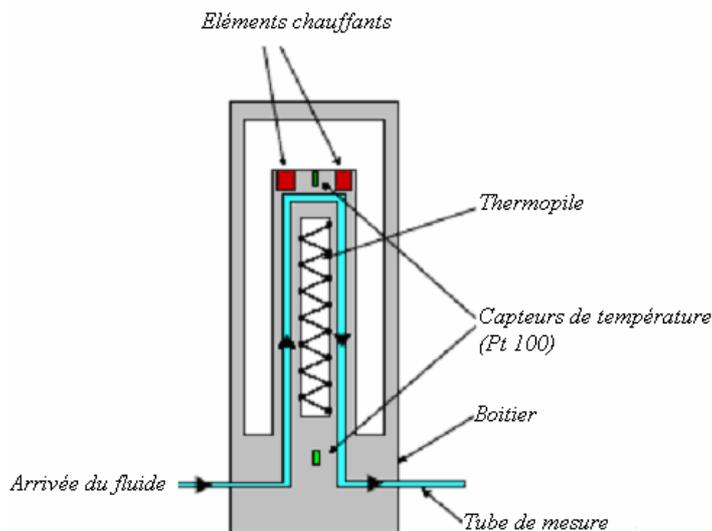


Figure IV.19 : RDM adapté aux liquides, vue en coupe [2]

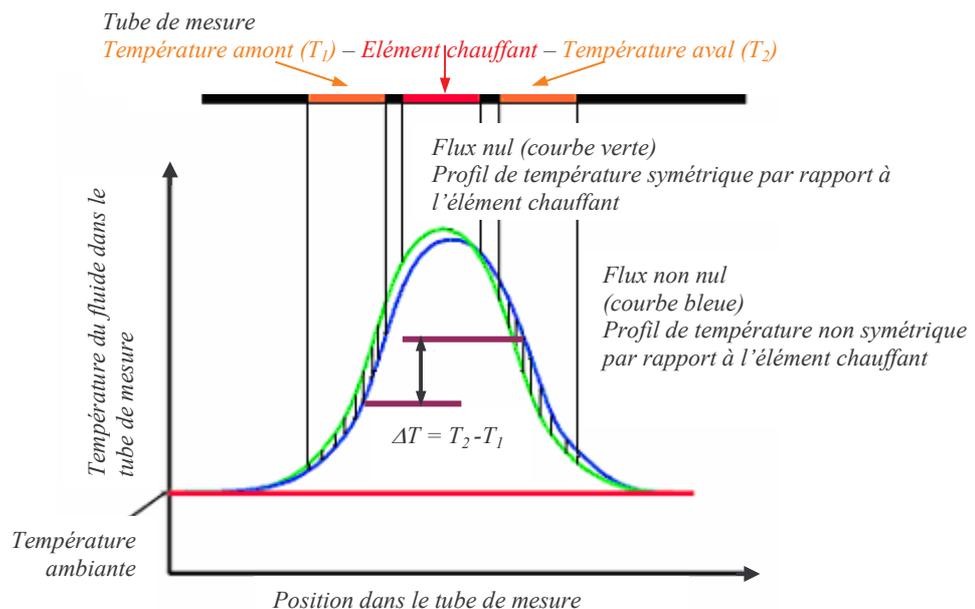


Figure IV.20 : Relation flux/différence de température dans le tube [2]

IV.2.3 L'évaporateur

L'évaporateur (matériel Bronkhorst Hi-Tec) se compose (**figure IV.21**) :

- ✚ d'un RDM pour le gaz porteur (modèle EL-FLOW)
- ✚ d'un RDM pour l'eau (modèle LIQUI-FLOW)
- ✚ d'une chambre de mélange trois voies (CEM, Controlled Evaporator Mixer)
- ✚ d'un échangeur thermique.

Habituellement, il est nécessaire d'avoir un gaz porteur pour faire fonctionner l'évaporateur. Dans notre cas, le gaz porteur est directement le mélange gazeux lui-même.

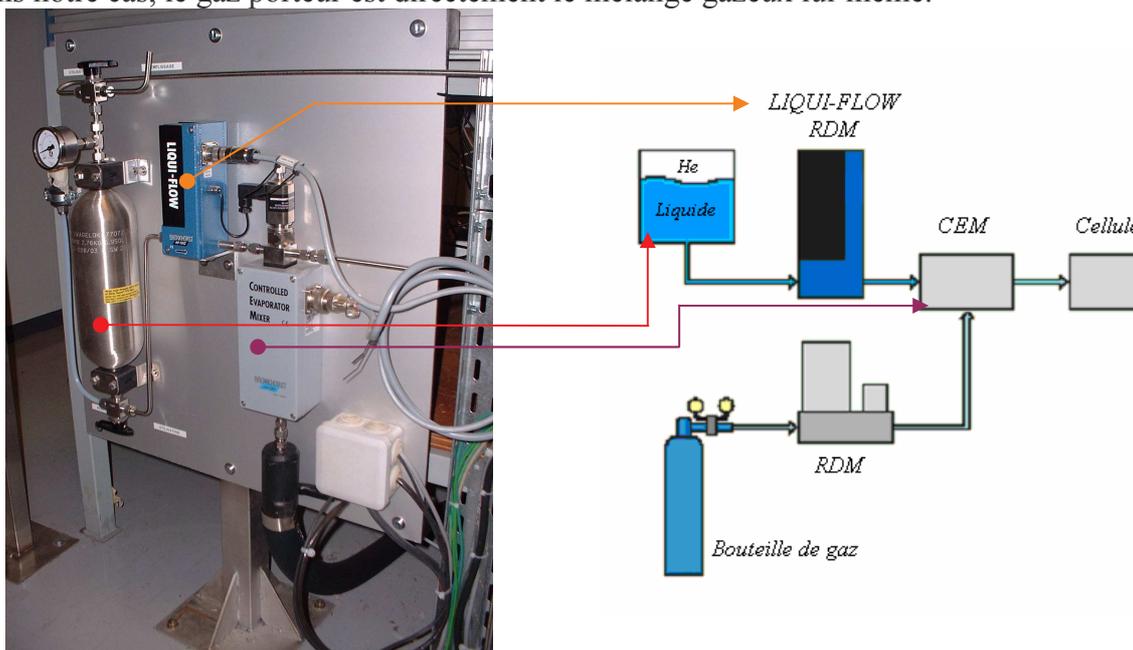


Figure IV.21 : Les différents éléments de l'évaporateur
(document technique fourni par la société Bronkhorst Hi-Tec)

L'eau est tout d'abord mise sous pression avec l'hélium dont la pression est contrôlée par un régulateur. Puis elle est injectée dans la vanne de mélange (**figure IV.22**) où le gaz porteur la nébulise. L'aérosol ainsi constitué est poussé dans l'échangeur thermique, ce qui permet d'obtenir en sortie une vapeur homogène dont le débit du gaz vecteur, la quantité de liquide évaporé ainsi que la température sont maîtrisés. L'eau est stockée dans un réservoir en inox d'un litre. Le remplissage de celui-ci se fait manuellement par une vanne trois voies, en utilisant de l'eau déminéralisée et filtrée.

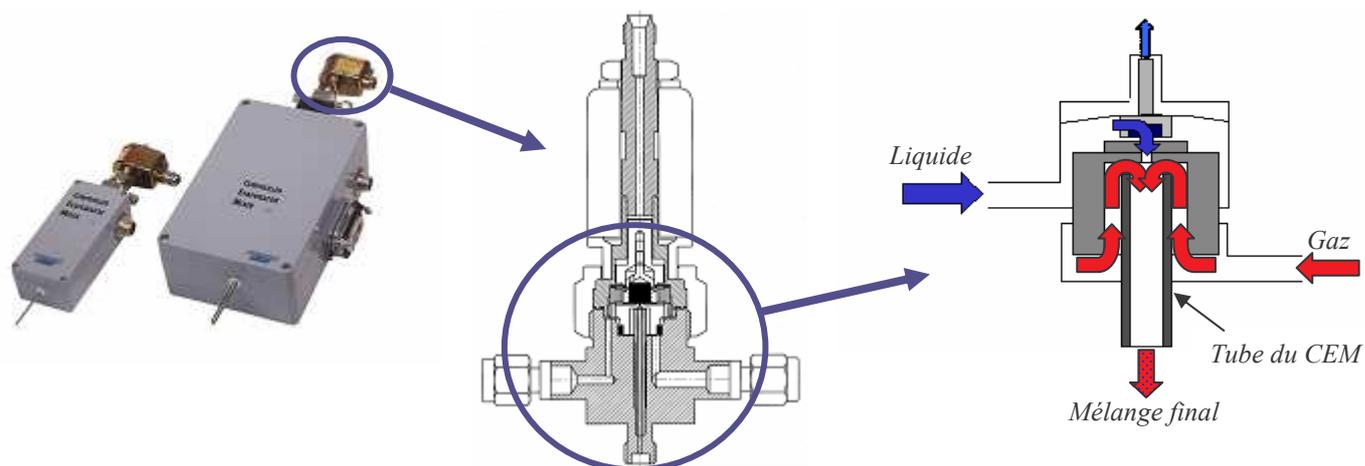


Figure IV.22 : Vanne de mélange du CEM, vue en coupe (document technique fourni par la société Bronkhorst Hi-Tec)

IV.2.4 Le corps noir

Pour l'analyse spectrale, nous avons besoin d'une source de rayonnement de référence. Nous avons décidé d'utiliser un corps noir à cavité. Notre choix s'est porté sur le modèle LANDCAL P550P de la société Land Infrarouge. Sa gamme de température comprise entre 100°C et 500°C est parfaitement adaptée à nos mesures. La cavité est de type conique (ouverture de 120°), de profondeur 160 mm et de diamètre 65 mm. L'étude des gaz dans la cellule nécessite de purger, avec un gaz transparent dans l'infrarouge, les trajets entre la cellule et le système optique d'une part, entre la cellule et le corps noir d'autre part. Ces deux trajets sont purgés avec un balayage d'azote continu. Pour le trajet cellule-corps noir, un tube fileté en acier est fixé sur le porte hublot de la cellule et pénètre à l'intérieur de la cavité du corps noir, en prenant soin de ne pas toucher le fond sous peine d'abîmer le revêtement noir. Une sonde Pt 100 étalon nous permet à tout moment de vérifier la température affichée. Avant de réaliser des mesures avec la cellule, nous avons vérifié la bonne correspondance entre les températures indiquées par le corps noir et par la sonde Pt 100, sur une plage allant de 100°C à 500°C.



Figure IV.23 : Corps noir à cavité (document technique fourni par la société Land Infrarouge)

IV.3 Le spectroradiomètre

IV.3.1 Présentation du système de spectrométrie

Le système de spectrométrie que nous utilisons se compose d'un monochromateur à réseaux équipé d'un monodétecteur infrarouge InSb et de plusieurs matériels annexes : un amplificateur synchrone, un modulateur opto-mécanique et un filtre infrarouge. Le système est complété par une chaîne de numérisation et un logiciel d'enregistrement et d'exploitation des spectres.

a) Le monochromateur

Le monochromateur est destiné à extraire du rayonnement complexe émis par une source un faisceau ne comportant que des radiations comprises dans un intervalle spectral étroit, de largeur et de longueur d'onde moyenne variables. Dans un monochromateur, les fentes d'entrée et de sortie étant fixes, le montage optique utilisé est à déviation constante quelle que soit la longueur d'onde choisie. A ce titre, le monochromateur peut être considéré comme un filtre où la sélection se ferait par rotation de son élément dispersif. Le spectromètre comprend la fente d'entrée qui recueille le faisceau optique, l'élément dispersif constitué par le réseau auquel est associé un montage optique, la fente de sortie et enfin le détecteur infrarouge. L'exploration du spectre se fait par rotation motorisée du réseau. Il existe plusieurs montages optiques (**figure IV.24**). Celui de notre spectromètre est un montage *Czerny-Turner* optimisé par ordinateur, et où les directions des faisceaux incident et diffracté sont voisines.

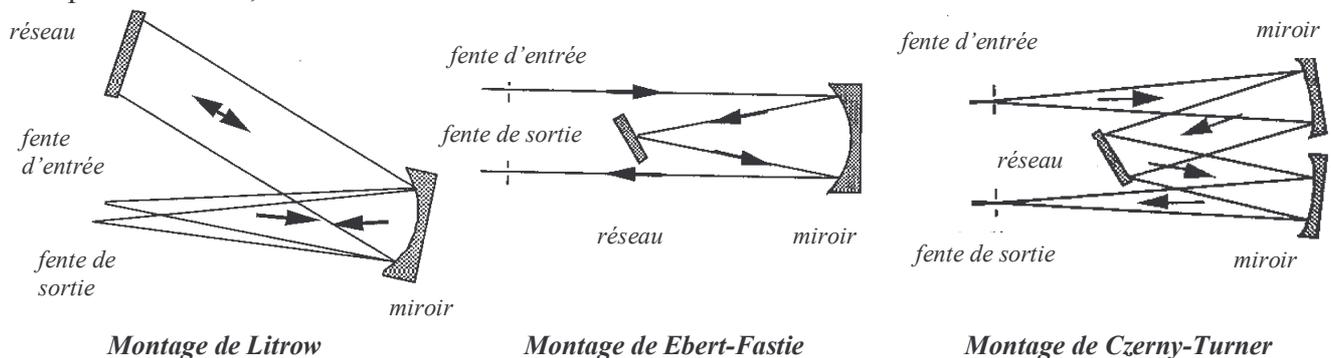


Figure IV.24 : Principaux montages optiques utilisés pour les spectromètres [3]

Notre spectromètre à réseaux possède deux fentes d'entrée : une fente axiale micrométrique motorisée et une fente latérale, dotée d'un miroir de renvoi motorisé. Les deux fentes sont situées dans le plan focal de l'optique collimatrice. En outre, le spectromètre possède deux fentes de sortie, une fente pour placer un détecteur monocanal et l'autre pour un détecteur multicanal (barrette ou matrice de détecteurs).

Dans le cas d'un monodétecteur, le balayage en longueur d'onde se fait par rotation du réseau. Dans le cas d'un détecteur multicanal, le spectre est pris en une seule acquisition.

Pour éviter les aberrations chromatiques et les réflexions parasites, il est préférable d'utiliser des miroirs plutôt que des lentilles. Le monochromateur utilisé possède deux miroirs sphériques qui améliorent la luminosité. Les miroirs sphériques travaillant loin des conditions de Gauss, la configuration optique en «W» du montage *Czerny-Turner* permet en outre de réduire les aberrations géométriques.

Pour notre étude, la caméra de thermographie infrarouge et le spectromètre doivent être équipés du même détecteur infrarouge. Celui de la caméra est une matrice InSb.

Pour le spectromètre, nous avons donc choisi un monodétecteur InSb, de diamètre 4 mm, refroidi à l'azote liquide. La **figure IV.25** représente sa réponse spectrale relative.

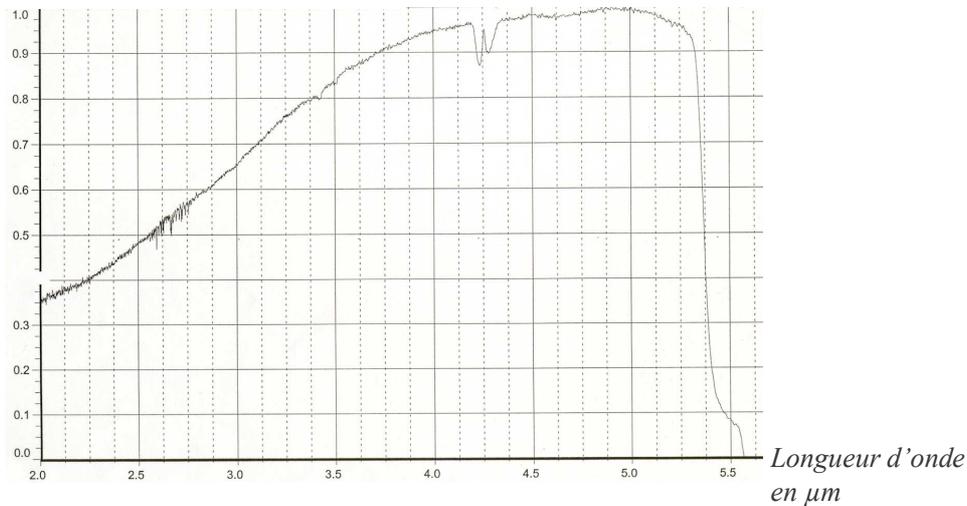


Figure IV.25 : Réponse spectrale relative du monodétecteur InSb (spectre fourni par la société ACTON)

Le trajet optique du faisceau dans le spectromètre est décrit sur la **figure IV.26**. Après la fente d'entrée, il est dirigé par un premier miroir plan (1) vers un miroir sphérique collecteur (2). Il atteint alors le réseau (3) en faisceau parallèle, qui le diffracte en fonction de la longueur d'onde. L'énergie est ensuite collectée par un deuxième miroir sphérique (4) puis redirigée par un second miroir plan (5) pour être finalement focalisée sur la fente de sortie monocanal.

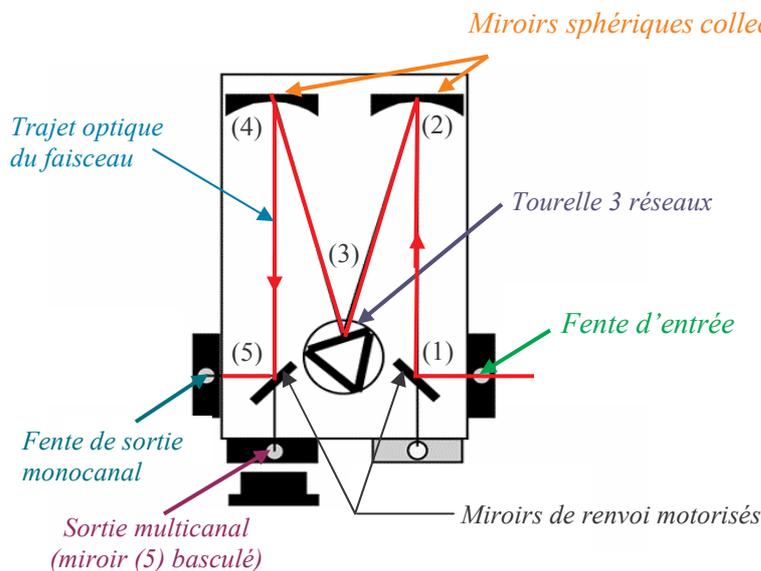


Figure IV.26 : Le monochromateur (document fourni par la société ACTON)

Les principales caractéristiques de notre spectromètre (modèle Spectrapro 2750 de chez Acton) sont les suivantes :

- ✚ *distance focale des miroirs sphériques* : 750 mm
- ✚ *ouverture numérique* : il s'agit de l'ouverture sous laquelle il faut éclairer la fente d'entrée pour que le réseau soit totalement couvert. Cette ouverture doit aussi être respectée sur la fente de sortie pour ne pas détecter de lumière parasite. L'ouverture numérique du spectromètre est de $f/9,7$ soit un angle de 2,95 degrés.
- ✚ *réseaux* : nous disposons de trois réseaux, installés sur une tourelle motorisée. Nous disposons de trois réseaux plans gravés dont les caractéristiques sont : 75 traits/mm, 150 traits/mm et 300 traits/mm.
- ✚ *dispersion linéaire réciproque* $d\lambda/dx$: elle caractérise la variation de longueur d'onde en fonction du déplacement x dans le plan de la fente de sortie. La dispersion linéaire réciproque dépend à la fois du réseau et des caractéristiques du spectromètre.

Pour notre spectromètre, la dispersion est de :

- 17,6 nm/mm de fente pour le réseau à 75 traits/mm
 - 8,8 nm/mm de fente pour le réseau à 150 traits/mm
 - 4,4 nm/mm de fente pour le réseau à 300 traits/mm.
- ✚ *résolution maximale* : elle dépend du réseau considéré. Elle vaut 0,368 nm pour celui à 75 traits/mm, 0,184 nm pour celui à 150 traits/mm et 0,092 nm pour celui à 300 traits/mm.

Les fentes du spectromètre ont des largeurs variables (de 10 μm à 3000 μm) et une hauteur de 4 mm. Lorsque la largeur des fentes est supérieure ou égale à 100 μm , le constructeur considère que l'ouverture des fentes joue linéairement sur la résolution. C'est pourquoi elle joue un rôle important dans les conditions d'essai. En effet, une résolution spectrale très fine nécessite des fentes très étroites, entraînant une réduction importante de flux. Un compromis doit être trouvé entre une haute résolution spectrale (faible ouverture des fentes) et un flux énergétique suffisant (grande ouverture des fentes).

Les réseaux dont nous disposons (n^{os} de master 1259, 1279 et 1059 de la société Spectra-Physics) sont plans et gravés, dits «blazés» ou «en échelle». Pour ce type de réseau, le rayonnement est diffracté préférentiellement suivant un angle donné. Généralement, les sillons d'un réseau sont gravés à l'aide d'un diamant et ont normalement la forme d'un V symétrique, mais lorsqu'ils sont gravés de telle sorte qu'ils possèdent un côté court et un côté long, la réflexion est alors plus efficace lorsque les faisceaux incidents et diffractés (parallèles lorsque l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion) forment un angle φ avec la normale à la surface du réseau : les faisceaux sont alors perpendiculaires aux grands côtés des sillons (**figure IV.27**).

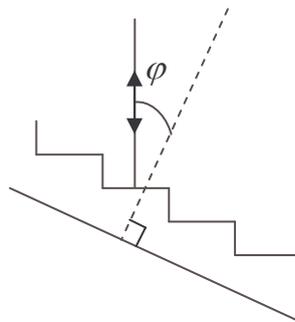


Figure IV.27 : Réseau en échelle caractérisé par un angle de blaze φ [4]

L'angle φ est appelé *angle de blaze*. L'effet de blaze (de l'anglais *to blaze*, flamboyer) correspond à une concentration de la majeure partie de l'énergie incidente.

L'*efficacité* du réseau est maximum pour la *longueur d'onde blazée* (associée à l'angle de blaze). Connaissant cette longueur d'onde, il existe une formule empirique qui permet de définir le domaine spectral utile pour un réseau. Pour le premier ordre de diffraction, elle s'écrit :

$$\frac{2}{3} \lambda_{blaze} \leq \lambda \leq 2 \lambda_{blaze} \quad (\text{IV.3})$$

Les caractéristiques des réseaux sont :

- ⇒ réseau plan gravé de 300 traits/mm blazé à 4 μm (angle nominal de blaze 36,8°)
- ⇒ réseau plan gravé de 150 traits/mm blazé à 4 μm (angle nominal de blaze 17,5°)
- ⇒ réseau plan gravé de 75 traits/mm blazé à 4,65 μm (angle nominal de blaze 10°).

Ainsi les réseaux à 300 traits/mm et 150 traits/mm travaillent dans la plage de longueurs d'onde 2,7 μm - 8 μm et le réseau à 75 traits/mm dans la plage 3,1 μm - 9,3 μm . Notre domaine d'étude se situant entre 3,7 μm et 5,2 μm (intervalle correspondant à la réponse spectrale de la caméra de thermographie infrarouge), les trois réseaux sont donc bien adaptés à notre étude.

b) Le filtre infrarouge

Si nous considérons un réseau sélectionnant la longueur d'onde λ à l'ordre 1, la fente de sortie reçoit l'énergie aux longueurs d'onde λ , $\lambda/2$, $\lambda/3$,... respectivement pour les ordres 1, 2, 3,... Or seule l'énergie à l'ordre 1 nous intéresse. Pour éliminer le rayonnement parasite, nous avons installé devant la fente d'entrée du spectromètre un filtre infrarouge (matériel de la société Lot Oriel). Celui-ci permet d'éliminer la contribution énergétique des ordres supérieurs du réseau et évite de les superposer à l'ordre 1. Ce filtre a un diamètre de 25 mm (diamètre utile 21 mm). Sa longueur d'onde de coupure à 5% est de 2,74 μm . Sa transmittivité moyenne est supérieure à 65% pour les longueurs d'onde supérieures à 2,85 μm . Sa courbe de transmission est présentée sur la **figure IV.28**.

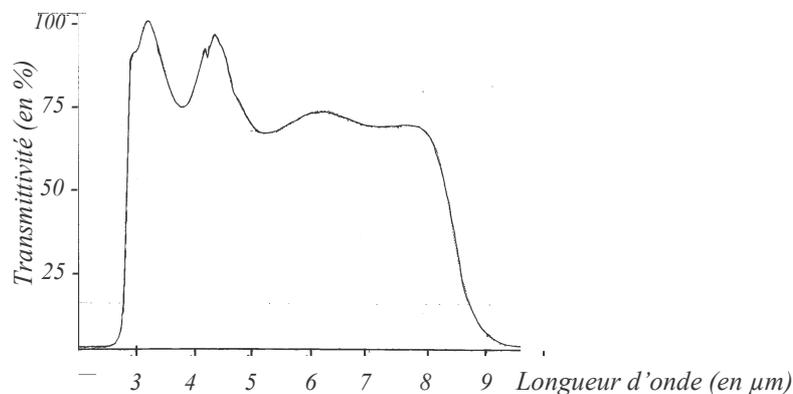


Figure IV.28 : Courbe de transmission du filtre infrarouge (spectre fourni par la société Lot Oriel)

c) La lentille de fluorine

Un montage optique devant le spectromètre permet de concentrer le rayonnement à mesurer sur la fente d'entrée. Nous avons choisi une lentille en fluorine de diamètre 40 mm et de distance focale 200 mm (matériel de la société Lot Oriel) pour pouvoir réaliser un montage à grandissement -1 entre l'image et l'objet, soit entre le fond de la cavité du corps noir et la fente d'entrée du spectromètre.

d) L'amplificateur synchrone et le modulateur opto-mécanique

La détection synchrone est un procédé utilisé lorsque le signal de mesure utile, issu du processus physique étudié, est faible et noyé dans le bruit. Celui-ci peut être soit aléatoire (bruit thermique des détecteurs et de l'amplificateur) soit périodique (inductions parasites dues au réseau électrique). Un *amplificateur synchrone* (en anglais fréquemment dénommé *lock-in amplifier*) est une sorte de voltmètre très sélectif qui exploite le principe de la détection par intercorrélation pour la mesure d'un signal constant ou lentement variable (donc de très basse fréquence) noyé dans un bruit indépendant. Il assure la transposition du signal à mesurer dans une bande de fréquence favorable (en évitant la bande spectrale où le bruit en $1/f$ est dominant) et permet conjointement un filtrage extrêmement efficace. Le signal à mesurer supposé donc de très faible largeur spectrale doit être modulé en amplitude à l'aide d'une fonction périodique (porteuse) de fréquence connue (signal d'excitation électrique, acoustique, optique, mécanique, etc,...). Dans notre cas, nous utilisons un modulateur opto-mécanique (**figure IV.29**) (modèle SR 540 Optical Chopper de la société Stanford Research Systems) constitué essentiellement d'un disque crénelé en rotation (ou «chopper») chargé d'intercepter le faisceau optique. Pour l'amplificateur synchrone, nous avons choisi le modèle SR 510 Lock-in Amplifier de la société Stanford Research Systems.



Figure IV.29 : Modulateur opto-mécanique et ses disques crénelés (modèle SR 540)
(document fourni par la société Stanford Research Systems)

e) Le système de numérisation

En sortie de l'amplificateur synchrone, le signal est numérisé sur 20 bits grâce à un convertisseur analogique-numérique associé au spectromètre.

IV.3.2 Alignement du montage optique

L'alignement dans l'infrarouge de l'ensemble cellule, lentille de fluorine et fente du spectromètre (**figure IV.30**) s'est fait en deux étapes (puisque nous travaillons dans «l'invisible»).

Dans un premier temps, nous avons aligné approximativement l'ensemble à l'aide d'un laser dans le visible. Puis nous avons affiné l'alignement au moyen d'un laser hélium-néon dont l'émission se situe dans l'infrarouge ($3,39 \mu\text{m}$).

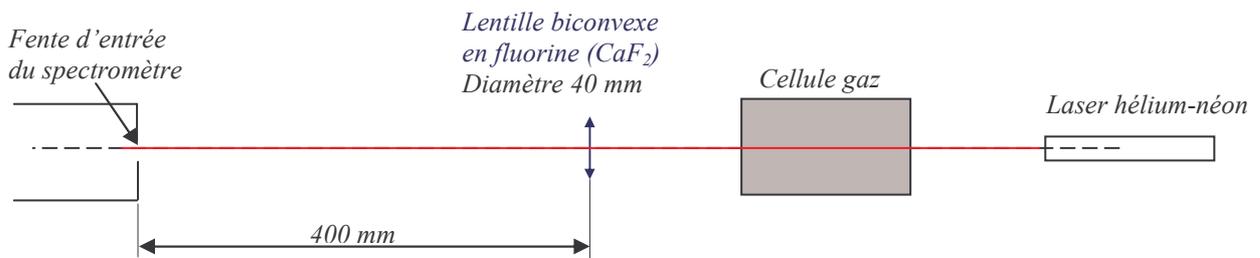


Figure IV.30 : Montage pour l'alignement du banc

IV.3.3 Calibration

Nous passons ensuite à la calibration du spectromètre pour les configurations expérimentales que nous sommes susceptibles d'utiliser lors de nos essais avec la cellule, et qui sont définies par le choix d'un réseau et d'une ouverture de fente d'entrée pour procéder à la calibration, nous remplaçons le laser hélium-néon par le corps noir (**figure IV.31**).

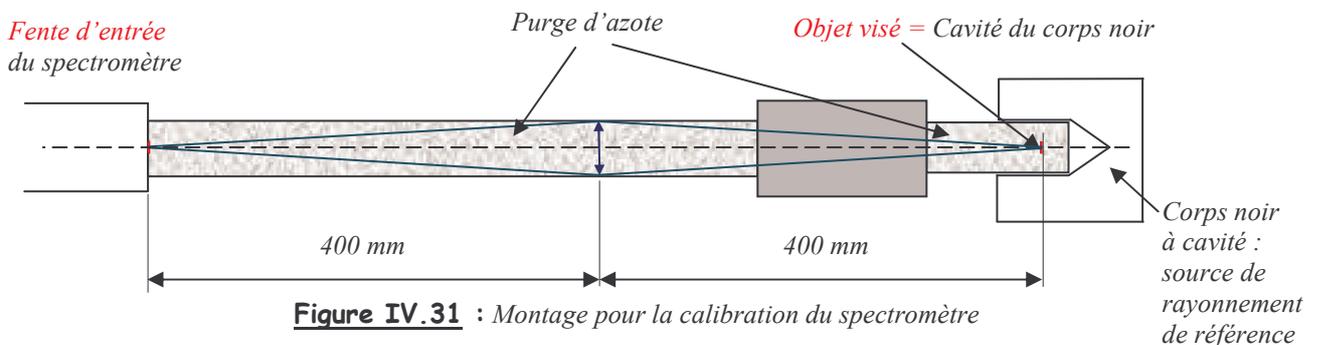


Figure IV.31 : Montage pour la calibration du spectromètre

De même que les mesures qui suivront, toutes les calibrations se font sous azote pour purger le trajet optique entre la fente d'entrée du spectromètre et le fond de la cavité du corps noir. Par conséquent, le montage optique est placé dans un caisson et un tube est placé entre la cellule et le fond de la cavité du corps noir. La cellule reste en place pour qu'elle conserve son alignement *mais sans ses hublots* pour que le rayonnement du corps noir la traverse sans atténuation.

Lorsque nous effectuons une mesure, le signal recueilli par le détecteur dépend de la densité spectrale du phénomène observé mais également de la surface visée, de l'angle solide d'observation, du gain du détecteur, de la bande passante des optiques, etc. De plus, ce signal n'est pas directement exploitable puisqu'il est donné en niveaux numériques (NN) correspondant à une tension en volt. Pour pouvoir convertir ce signal en unité physique, il faut diviser le spectre par le gain spectral du spectromètre.

Le gain spectral est déterminé par étalonnage du spectromètre à l'aide d'un corps noir, en partant du principe que les corps noirs du commerce sont proches du corps noir théorique. La calibration nous fournit une fonction $f(\lambda)$, la fonction de réponse du système, grâce à laquelle il devient possible d'exprimer le signal de sortie en unité de luminance. La fonction $f(\lambda)$ tient compte des effets combinés des éléments optiques et de l'amplification électronique du circuit.



Figure IV.32 : Montage pour la calibration du spectromètre

Détaillons à présent la démarche expérimentale. Un corps noir à la température T envoie un rayonnement à l'entrée du spectromètre. Le signal de sortie (en volt) de celui-ci est proportionnel au rayonnement de la source mesuré par le détecteur. La température du corps noir doit être connue et stable, et le rayonnement doit couvrir complètement le champ de vision du spectromètre.

Le signal spectral $S(\lambda)$ en volt s'écrit :

$$S(\lambda) = f(\lambda) \cdot L_{\lambda}^o(T) \quad (\text{IV.4})$$

$L_{\lambda}^o(T)$: fonction de Planck pour la longueur d'onde λ et à la température T .

$f(\lambda)$ représente la fonction de réponse de l'ensemble du dispositif. Habituellement, elle intègre la transmission atmosphérique du trajet optique entre la source radiative et le spectromètre. Cependant, pour nos essais, le trajet optique est purgé à l'azote. La fonction de réponse du dispositif s'écrit donc : $f(\lambda) = \frac{S(\lambda)}{L_{\lambda}^o(T)}$. La luminance monochromatique s'exprime en $\text{W}/(\text{m}^3 \cdot \text{sr})$ et la fonction $f(\lambda)$ en volt par unité de luminance.

Les calibrations terminées, pour chaque essai réalisé par la suite, il suffira de diviser le signal $S(\lambda)$ par la fonction $f(\lambda)$ déterminée dans les mêmes conditions que celles de l'essai (même réseau, même largeur de fentes) pour passer du spectre en volt au spectre en luminance.

Quelques précautions sont toutefois à prendre. Il faut veiller à ce qu'il n'y ait pas de modifications de la transmittivité entre le corps noir et le détecteur infrarouge. Aussi le spectromètre, ainsi que le trajet optique entre la fente d'entrée et le corps noir doivent-ils être correctement purgés à l'azote.

De plus, le niveau du signal détecté varie avec le temps, en raison par exemple, de la présence de poussière sur les miroirs, du vieillissement des différents composants (détecteurs,...). Il faut donc procéder régulièrement à de nouvelles calibrations.

Pour les besoins de la modélisation des transferts radiatifs, la luminance, initialement en $W/(m^3 \cdot sr)$, est convertie en $W/(m \cdot sr)$ puis moyennée par bandes de 25 cm^{-1} pour pouvoir s'adapter au modèle statistique à bandes étroites. Nous avons donc développé une routine informatique permettant de réaliser ces calculs dont les différentes étapes sont schématisées sur la **figure IV.33**.

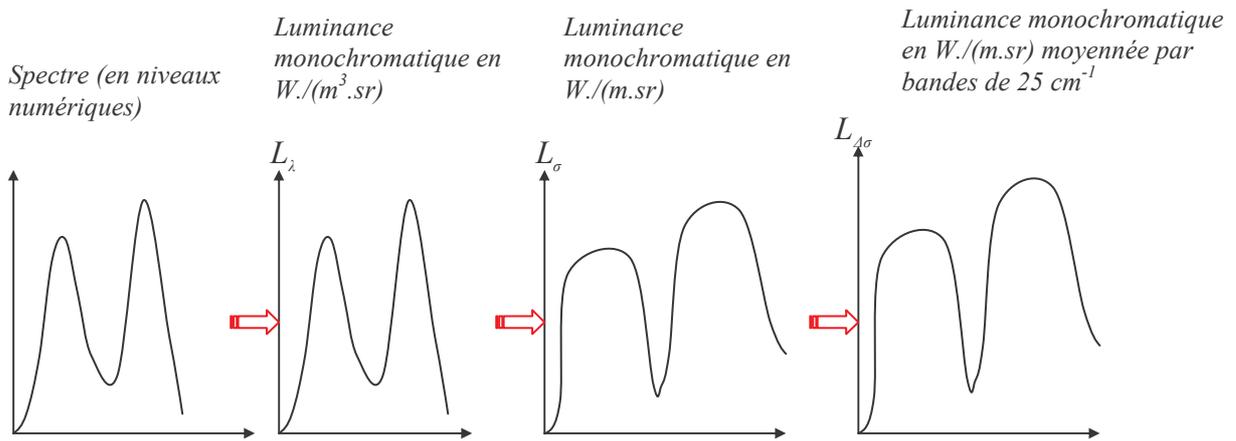


Figure IV.33 : Etapes de la routine informatique

IV.4 Analyse spectrale des gaz

IV.4.1 Modélisation des transferts radiatifs

Ce paragraphe traite de la modélisation adaptée à l'analyse spectrale. Nous allons considérer un milieu gazeux, isotherme, semi-transparent et non diffusant (absence de particules) délimité par deux hublots semi-transparents.

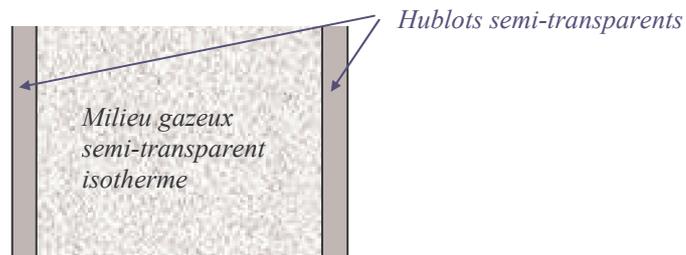


Figure IV.34 : Cas étudié pour la modélisation des transferts radiatifs

Nous avons vu au **chapitre III** (§ III.1) que l'équation de transfert radiatif en milieu semi-transparent émissif, absorbant mais non diffusant (absence de particules) s'écrit (équation (III-10), dans laquelle $\sigma(s) = 0$) :

$$\frac{dL_v(s)}{ds} + K_v(s)L_v(s) = K_v(s)L_v^o[T(s)] \quad (IV.5)$$

Pour résoudre cette équation, il faut écrire les conditions limites. Celles-ci dépendent entre autres des propriétés des réflexions aux interfaces délimitant le milieu. Avant de résoudre l'équation de transfert, nous allons donc rappeler les définitions d'une réflexion spéculaire et d'une réflexion diffuse.

1) Rappel : réflexion spéculaire et réflexion diffuse

Pour définir la réflectivité d'un matériau, nous utilisons le paramètre fondamental, intrinsèque à la surface étudiée, appelé «distribution de réflexion» (en anglais : «Bidirectional Reflectance Distribution function», BRDF) et défini par (**figure IV.35**) [5] :

$$f_{rv} = \frac{dL_{vr}}{dE_{vi}} = \frac{dL_{vr}}{L_{vi} \cos \theta_i d\Omega_i} \quad (\text{en sr}^{-1}) \quad (\text{IV.6})$$

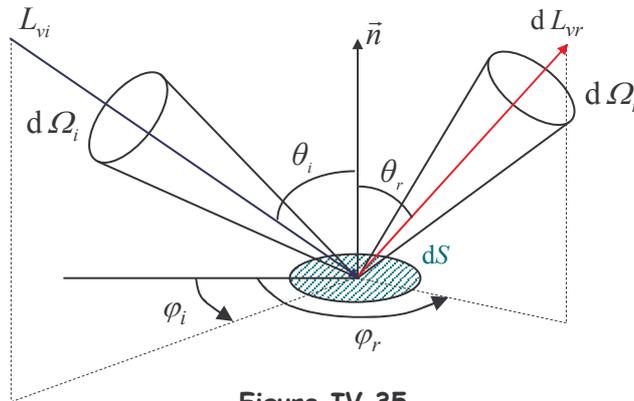


Figure IV.35

Ce paramètre correspond au rapport de la luminance réfléchie dL_{vr} par un échantillon dS éclairé par un faisceau monochromatique d'éclairement dE_{vi} de faible ouverture d'angle.

La luminance quittant la surface s'écrit de la façon suivante :

$$L_v(\vec{r}, \Omega) = \underbrace{\varepsilon'_v(\vec{r}, \Omega) L_v^o(T(\vec{r}))}_{\text{Partie émise (partie endogène)}} + \underbrace{\int_n f_{rv}(\vec{r}, \Omega', \Omega) L_v(\vec{r}, \Omega') \cos \theta' d\Omega'}_{\text{Partie réfléchie par la surface (partie exogène)}} \quad (\text{IV.7})$$

Pour calculer cette luminance, nous nous intéressons aux valeurs de la distribution dans les cas limites d'une réflexion spéculaire et d'une réflexion diffuse.

Dans le cas d'une surface plane et lisse, réfléchissant le rayonnement de manière spéculaire (réflectivité ρ'_v), la distribution de réflexion s'exprime à l'aide de la distribution de Dirac δ [5] :

$$f_{rv} = 2\rho'_v \delta(\sin^2 \theta_r - \sin^2 \theta_i) \delta(\varphi_r - \varphi_i + \pi) \quad (\text{IV.8})$$

où les angles θ_i , θ_r , φ_i et φ_r correspondent aux angles de la figure IV.35

Dans le cas d'une surface diffusante isotrope (réflectivité ρ_v), la distribution de réflexion est indépendante des directions. Elle s'écrit : $f_{rv} = \frac{\rho_v}{\pi}$ (IV.9).

Pour un diffuseur parfait : $f_{rv} = \frac{1}{\pi}$ (IV.10).

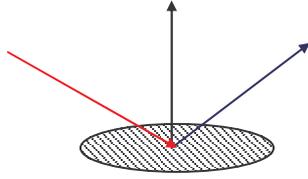


Figure IV.36 : Surface à réflexion spéculaire

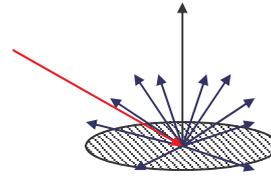


Figure IV.37 : Surface à réflexion diffuse

Dans le cas du hublot, la réflexion est spéculaire. Nous verrons le cas de la paroi dans le paragraphe IV.5.

2) Solutions dans le cas de hublots à réflexion spéculaire

Différentes méthodes existent pour résoudre l'équation de transfert radiatif. Nous avons choisi la méthode multi-flux où l'aspect directionnel est simplifié en supposant la luminance constante dans des intervalles angulaires plus ou moins grands. Les luminances recherchées seront alors solutions d'un système de $2n$ équations différentielles du premier ordre. Le modèle le plus simple, en géométrie unidimensionnelle, est le modèle à deux flux que nous allons utiliser pour notre modélisation.

L'équation de transfert radiatif doit être écrite une première fois pour le flux transmis, de luminance $L_v^+(x = s \cos \theta)$ avec $\cos \theta > 0$ et une seconde fois pour le flux réfléchi, de luminance $L_v^-(x = s \cos \theta)$ avec $\cos \theta < 0$, toutes deux incluant les réflexions multiples aux interfaces :

$$\cos \theta \frac{dL_v^+(x)}{dx} + K_v(x)L_v^+(x) = K_v(x)L_v^o[T(x)] \quad (IV.11)$$

$$\cos \theta \frac{dL_v^-(x)}{dx} + K_v(x)L_v^-(x) = K_v(x)L_v^o[T(x)] \quad (IV.12)$$

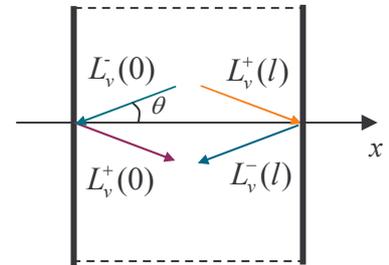


Figure IV.38

Nous obtenons ainsi un système de deux équations. En considérant deux flux directionnels sous incidence normale ($\cos \theta = 1$ pour le faisceau transmis et $\cos \theta = -1$ pour le faisceau réfléchi), les équations deviennent :

$$\frac{dL_v^+(x)}{dx} + K_v(x)L_v^+(x) = K_v(x)L_v^o[T(x)] \quad (IV.13)$$

$$-\frac{dL_v^-(x)}{dx} + K_v(x)L_v^-(x) = K_v(x)L_v^o[T(x)] \quad (IV.14)$$

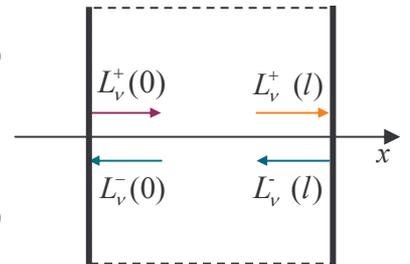


Figure IV.39

En supposant le coefficient d'absorption $K_v(x)$ constant et égal à K_v et le milieu gazeux isotherme à la température T_{gaz} , les solutions ont la forme suivante :

$$L_v^+(x) = Ae^{-K_v x} + L_v^o(T_{gaz}) \quad (IV.15)$$

$$L_v^-(x) = Be^{+K_v x} + L_v^o(T_{gaz}) \quad (IV.16)$$

Les constantes A et B dépendent des conditions limites aux interfaces.

Pour réaliser l'analyse spectrale des gaz, nous visons un corps noir à travers (**figure IV.40**) la cellule naturellement munie de ses deux hublots. Les trajets optiques à l'extérieur de la cellule (corps noir - hublot n°1 et hublot n°2 - spectromètre) sont balayés en continu avec de l'azote.

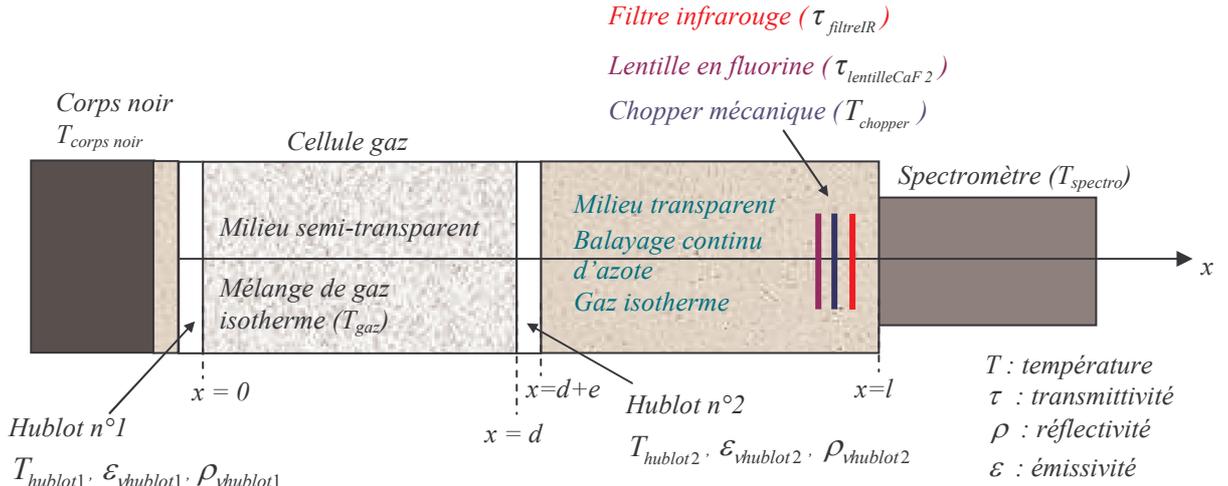


Figure IV.40 : Schéma simplifié de la configuration hublot-hublot

Pour résoudre le problème de transfert radiatif, il est nécessaire d'écrire les conditions limites en $x = 0$ (hublot n°1) et en $x = d$ (hublot n°2).

Si nous négligeons l'émission des hublots : $\tau = (1 - \rho)$. Les conditions limites s'écrivent :

$$\text{en } x = 0 \quad L_v^+(0) = \tau_{vhublot1} L_v^o(T_{corpsnoir}) + \rho_{vhublot1} L_v^-(0) \quad (IV.17)$$

$$\text{en } x = d \quad L_v^-(d) = \tau_{vhublot2} L_v^o(T_{spectro}) + \rho_{vhublot2} L_v^+(d) \quad (IV.18)$$

Ces deux équations nous permettent de calculer les constantes A et B des équations IV.15 et IV.16.

Après résolution du système d'équations, la luminance en $x = d$ s'écrit :

$$L_v^+(d) = \frac{1}{1 - \rho_{vhublot1} \rho_{vhublot2} e^{-2dK_v}} \left\{ \tau_{vhublot1} e^{-K_v d} L_v^o(T_{corpsnoir}) + \rho_{vhublot1} \tau_{vhublot2} e^{-2dK_v} L_v^o(T_{spectro}) \right. \\ \left. + L_v^o(T_{gaz}) \left[1 - e^{-K_v d} + \rho_{vhublot1} e^{-K_v d} - \rho_{vhublot1} e^{-2dK_v} \right] \right\} \quad (IV.19)$$

A la sortie de la cellule, la luminance en $x = d + e$ s'écrit : $L_v(d + e) = \tau_{vhublot2} L_v^+(d)$ soit,

$$L_v(d + e) = \frac{\tau_{vhublot2}}{1 - \rho_{vhublot1} \rho_{vhublot2} e^{-2dK_v}} \left\{ \tau_{vhublot1} e^{-K_v d} L_v^o(T_{corpsnoir}) + \rho_{vhublot1} \tau_{vhublot2} e^{-2dK_v} L_v^o(T_{spectro}) \right. \\ \left. + L_v^o(T_{gaz}) \left[1 - e^{-K_v d} + \rho_{vhublot1} e^{-K_v d} - \rho_{vhublot1} e^{-2dK_v} \right] \right\} \quad (IV.20)$$

Nous pouvons écrire la transmission monochromatique d'un milieu semi-transparent isotherme d'épaisseur x de la façon suivante : $\tau_v(x) = e^{-K_v x}$.

$$L_v(d+e) = \frac{\tau_{vhublot2}}{1 - \rho_{vhublot1}\rho_{vhublot2}} e^{-2dK_v} \left\{ \tau_{vhublot1}\tau_{vgaz}(d)L_v^o(T_{corpsnoir}) + \rho_{vhublot1}\tau_{vhublot2}\tau_{vgaz}(2d)L_v^o(T_{spectro}) \right. \\ \left. + L_v^o(T_{gaz}) \left[1 - \tau_{vgaz}(d) + \rho_{vhublot1}\tau_{vgaz}(d) - \rho_{vhublot1}\tau_{vgaz}(2d) \right] \right\} \quad (IV.21)$$

La détection synchrone donne la différence entre le signal à mesurer et celui de la pale du modulateur opto-mécanique (chopper). Au niveau de la fente d'entrée du spectromètre, la luminance vaut donc :

$$L_v(l) = [L_v(d+e) + \rho_{vhublot2}L_v^o(T_{spectro})]\tau_{vfilterIR}\tau_{vlentilleCaF_2} - L_v^o(T_{chopper})\tau_{vfilterIR} \quad (IV.22)$$

Si nous ne négligeons pas l'émission des hublots, $\tau = (1 - \rho - \varepsilon)$, les conditions limites s'écrivent alors :

 **en $x = 0$** $L_v^+(0) = \tau_{vhublot1}L_v^o(T_{corpsnoir}) + \varepsilon_{vhublot1}L_v^o(T_{hublot1}) + \rho_{vhublot1}L_v(0)$ (IV.23)

 **en $x = d$** $L_v^-(d) = \tau_{vhublot2}L_v^o(T_{spectro}) + \varepsilon_{vhublot2}L_v^o(T_{hublot2}) + \rho_{vhublot2}L_v^+(d)$ (IV.24)

Ces deux équations nous permettent de calculer de nouvelles constantes A et B des équations IV.15 et IV.16.

Après résolution du système d'équations, la luminance en $x = d$ s'écrit :

$$L_v^+(d) = \frac{1}{1 - \rho_{vhublot1}\rho_{vhublot2}} e^{-2dK_v} \left\{ \tau_{vhublot1}e^{-K_v d}L_v^o(T_{corpsnoir}) + \right. \\ \left. \rho_{vhublot1}\tau_{vhublot2}e^{-2dK_v}L_v^o(T_{spectro}) + L_v^o(T_{gaz}) \left[1 - e^{-K_v d} + \rho_{vhublot1}e^{-K_v d} - \rho_{vhublot1}e^{-K_v 2d} \right] \right. \\ \left. + \varepsilon_{vhublot1}e^{-K_v d}L_v^o(T_{hublot1}) + \rho_{vhublot1}\varepsilon_{vhublot2}e^{-K_v 2d}L_v^o(T_{hublot2}) \right\} \quad (IV.25)$$

Sachant que $L_v(d+e) = \tau_{vhublot2}L_v^+(d)$, la luminance en sortie de la cellule s'écrit :

$$L_v(d+e) = \frac{\tau_{vhublot2}}{1 - \rho_{vhublot1}\rho_{vhublot2}} e^{-2dK_v} \left\{ \tau_{vhublot1}e^{-K_v d}L_v^o(T_{corpsnoir}) + \right. \\ \left. \rho_{vhublot1}\tau_{vhublot2}e^{-2dK_v}L_v^o(T_{spectro}) + L_v^o(T_{gaz}) \left[1 - e^{-K_v d} + \rho_{vhublot1}e^{-K_v d} - \rho_{vhublot1}e^{-K_v 2d} \right] \right. \\ \left. + \varepsilon_{vhublot1}e^{-K_v d}L_v^o(T_{hublot1}) + \rho_{vhublot1}\varepsilon_{vhublot2}e^{-K_v 2d}L_v^o(T_{hublot2}) \right\} \quad (IV.26)$$

En remplaçant $e^{-K_v x}$ par $\tau_v(x)$, nous obtenons :

$$L_v(d+e) = \frac{\tau_{vhublot2}}{1 - \rho_{vhublot1}\rho_{vhublot2}\tau_{vgaz}(2d)} \left\{ \tau_{vhublot1}\tau_{vgaz}(d)L_v^o(T_{corpsnoir}) + \right. \\ \left. \rho_{vhublot1}\tau_{vhublot2}\tau_{vgaz}(2d)L_v^o(T_{spectro}) + L_v^o(T_{gaz}) \left[1 - \tau_{vgaz}(d) + \rho_{vhublot1}\tau_{vgaz}(d) - \rho_{vhublot1}\tau_{vgaz}(2d) \right] + \right. \\ \left. \varepsilon_{vhublot1}\tau_{vgaz}(d)L_v^o(T_{hublot1}) + \rho_{vhublot1}\varepsilon_{vhublot2}\tau_{vgaz}(2d)L_v^o(T_{hublot2}) \right\} \quad (IV.27)$$

La luminance mesurée par le spectromètre s'écrit :

$$L_v(l) = [L_v(d+e) + \rho_{vhublot2}L_v^o(T_{spectro}) + \varepsilon_{vhublot2}L_v^o(T_{hublot2})]\tau_{vfilterIR}\tau_{vlentilleCaF_2} - L_v^o(T_{chopper})\tau_{vfilterIR} \quad (IV.28)$$

L'étape suivante consiste à considérer le produit $\rho_{vhublot1}\rho_{vhublot2}\tau_{vgaz}$ nettement inférieur à 1.

Ceci nous permet de simplifier la solution puisque le rapport $\frac{\tau_{vhublot2}}{1 - \rho_{vhublot1}\rho_{vhublot2}\tau_{vgaz}(2d)}$ est

réduit à $\tau_{vhublot2}$. Cette approximation est nécessaire car si nous ne la faisons pas, des problèmes apparaissent lorsque nous moyennons les solutions obtenues sur des petits intervalles spectraux (la moyenne d'un rapport n'étant pas le rapport des moyennes).

Nous obtenons donc deux équations relativement simples correspondant aux deux cas étudiés précédemment.

✚ si les émissions des hublots sont négligeables :

$$L_v(d+e) = \tau_{vhublot2} \left\{ \tau_{vhublot1} \tau_{vgaz}(d) L_v^o(T_{corps\ noir}) + \rho_{vhublot1} \tau_{vhublot2} \tau_{vgaz}(2d) L_v^o(T_{spectro}) + L_v^o(T_{gaz}) [1 - \tau_{vgaz}(d) + \rho_{vhublot1} \tau_{vgaz}(d) - \rho_{vhublot1} \tau_{vgaz}(2d)] \right\} \quad (IV.29)$$

✚ si les émissions des hublots sont prises en compte :

$$L_v(d+e) = \tau_{vhublot2} \left\{ \tau_{vhublot1} \tau_{vgaz}(d) L_v^o(T_{corps\ noir}) + \rho_{vhublot1} \tau_{vhublot2} \tau_{vgaz}(2d) L_v^o(T_{spectro}) + L_v^o(T_{gaz}) [1 - \tau_{vgaz}(d) + \rho_{vhublot1} \tau_{vgaz}(d) - \rho_{vhublot1} \tau_{vgaz}(2d)] + \varepsilon_{vhublot1} \tau_{vgaz}(d) L_v^o(T_{hublot1}) + \rho_{vhublot1} \varepsilon_{vhublot2} \tau_{vgaz}(2d) L_v^o(T_{hublot2}) \right\} \quad (IV.30)$$

Pour la dernière étape de calcul, nous considérons non plus des grandeurs monochromatiques mais des grandeurs moyennées sur de petites bandes spectrales $\Delta\nu$, fixées ici à 25 cm^{-1} , ce qui permet de calculer les transmittivités $\overline{\tau_{gaz}^{\Delta\nu}}$ avec le modèle statistique. Pour les moyennes d'émissivités et les réflectivités des hublots et de la paroi, sur les bandes spectrales $\Delta\nu$, nous adopterons l'écriture suivante : $\overline{\varepsilon_{paroi}^{\Delta\nu}} = \varepsilon_{paroi}$, $\overline{\rho_{paroi}^{\Delta\nu}} = \rho_{paroi}$, $\overline{\varepsilon_{hublot_i}^{\Delta\nu}} = \varepsilon_{hublot_i}$, $\overline{\rho_{hublot_i}^{\Delta\nu}} = \rho_{hublot_i}$ pour $i = 1$ et $i = 2$. De plus, pour les calculs des luminances de Planck, nous considérerons que $\overline{L_v^o}^{\Delta\nu} \approx L_v^o$.

Les équations deviennent :

✚ si les émissions de hublot sont négligeables :

$$\overline{L(d+e)}^{\Delta\nu} = \tau_{hublot2} \left\{ \tau_{hublot1} \overline{\tau_{gaz}(d)}^{\Delta\nu} L_v^o(T_{corpsnoir}) + \rho_{hublot1} \tau_{hublot2} \overline{\tau_{gaz}(2d)}^{\Delta\nu} L_v^o(T_{spectro}) + L_v^o(T_{gaz}) \left[1 - \overline{\tau_{gaz}(d)}^{\Delta\nu} + \rho_{hublot1} \overline{\tau_{gaz}(d)}^{\Delta\nu} - \rho_{hublot1} \overline{\tau_{gaz}(2d)}^{\Delta\nu} \right] \right\} \quad (IV.31)$$

✚ si les émissions des hublots sont prises en compte :

$$\overline{L(d+e)}^{\Delta\nu} = \tau_{hublot2} \left\{ \tau_{hublot1} \overline{\tau_{gaz}(d)}^{\Delta\nu} L_v^o(T_{corpsnoir}) + \rho_{hublot1} \tau_{hublot2} \overline{\tau_{gaz}(2d)}^{\Delta\nu} L_v^o(T_{spectro}) + L_v^o(T_{gaz}) \left[1 - \overline{\tau_{gaz}(d)}^{\Delta\nu} + \rho_{hublot1} \overline{\tau_{gaz}(d)}^{\Delta\nu} - \rho_{hublot1} \overline{\tau_{gaz}(2d)}^{\Delta\nu} \right] + \varepsilon_{hublot1} \overline{\tau_{gaz}(d)}^{\Delta\nu} L_v^o(T_{hublot1}) + \rho_{hublot1} \varepsilon_{hublot2} \overline{\tau_{gaz}(2d)}^{\Delta\nu} L_v^o(T_{hublot2}) \right\} \quad (IV.32)$$

3) Etude paramétrique de sensibilité

Tout travail de modélisation commence par une exploitation du modèle direct, c'est à dire une étude de la sensibilité du modèle aux différents paramètres d'entrée. Cette étude permet de minimiser le nombre d'expérimentations et de déterminer les conditions optimales pour identifier un paramètre donné. Le principe est le suivant : à partir d'une configuration initiale, nous faisons varier un certain paramètre (un seul, les autres doivent rester constants).

L'influence de chaque paramètre peut ainsi être successivement étudiée, indépendamment les uns des autres.

L'opérateur peut ensuite aisément prévoir les conditions expérimentales optimales et choisir une plage de longueurs d'onde où la luminance est la plus sensible aux variations du paramètre étudié.

Dans notre cas, nous étudions les variations de la luminance théorique reçue par le spectromètre lorsqu'un des paramètres d'entrée du modèle varie (pression, température ou composition du mélange de gaz, température du corps noir).

Pour la configuration initiale, nous avons choisi un mélange gazeux typique de la combustion : 10% de CO_2 , 10% de H_2O et 1% de CO , à une température de 400°C et une pression de 20 bar. La température du corps noir est fixée à 200°C . Nous ne prenons pas en compte l'émission des hublots.

<i>Paramètres liés au mélange de gaz</i>	<i>concentration CO_2</i>	<i>10%</i>
	<i>concentration H_2O</i>	<i>10%</i>
	<i>concentration CO</i>	<i>1%</i>
	<i>Pression</i>	<i>20 bar</i>
	<i>Température</i>	<i>400°C</i>
	<i>Température du corps noir</i>	<i>$T_{cn} = 200^\circ\text{C}$</i>

Tableau IV.2 : Paramètres d'entrée de la configuration initiale

a) Influence des concentrations des gaz

L'eau

La **figure IV.41** présente les luminances théoriques lorsque la concentration d'eau varie. Les concentrations étudiées correspondent à celles que nous pouvons introduire dans la cellule, soit 5% à 20%. Nous avons limité notre étude à la bande spectrale infrarouge qui correspond à la bande de sensibilité des détecteurs InSb que nous utilisons.

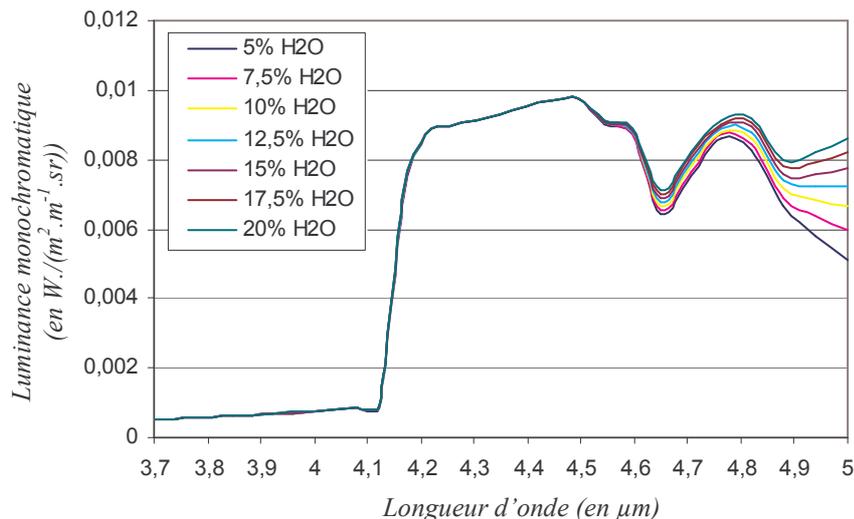


Figure IV.41 : Luminance pour différentes concentrations d'eau

Il apparaît clairement que la variation de concentration d'eau induit des variations de luminance dans la bande spectrale $4,5 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$.

Le dioxyde de carbone

La figure suivante correspond aux luminances théoriques lorsque la concentration du dioxyde de carbone varie. La plage de concentration étudiée correspond, comme pour l'eau, à celle que nous pouvons fixer dans la cellule, soit de 5% à 20%.

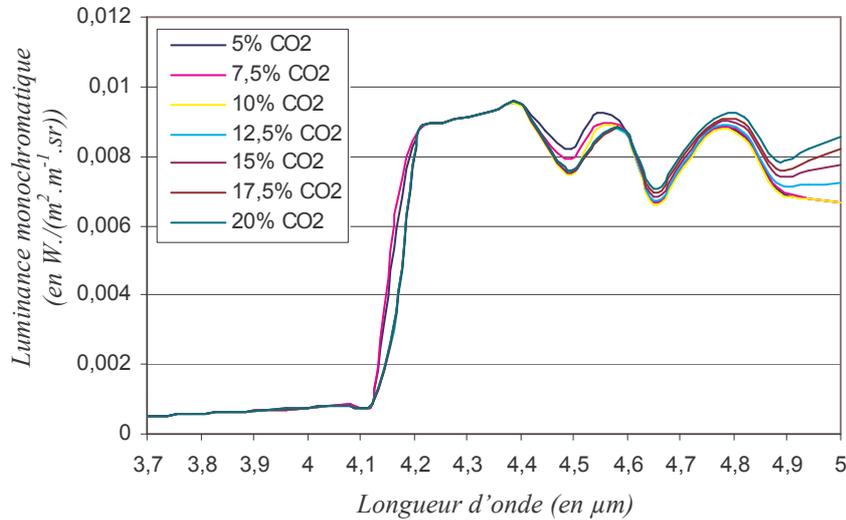


Figure IV.42 : Luminance pour différentes concentrations de dioxyde de carbone

Nous remarquons que les plages spectrales où la variation de concentration de dioxyde de carbone provoque une variation de luminance sont 4,1 μm – 4,2 μm et 4,4 μm – 5 μm .

Le monoxyde de carbone

La figure ci-dessous représente les luminances théoriques lorsque la concentration du monoxyde de carbone varie. Les concentrations étudiées correspondent là encore à celles que nous pouvons fixer dans la cellule, soit de 0,01% à 5%.

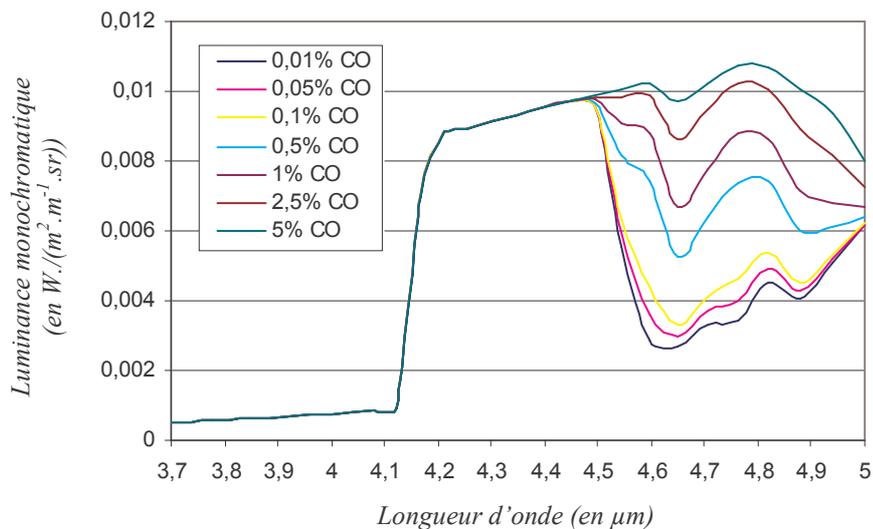


Figure IV.43 : Luminance pour différentes concentrations de monoxyde de carbone

Nous observons que les variations de concentration de monoxyde de carbone induisent des variations de luminance importantes pour la plage spectrale 4,5 μm – 5 μm .

b) Influence de la pression totale du mélange de gaz

La pression est un paramètre qui modifie fortement les bandes d'émission des gaz (largeur et intensité). Il est donc très intéressant de calculer les luminances théoriques en faisant varier la pression totale du gaz, notée ici p_g . Les pressions étudiées vont de 1 bar à 40 bar, ce qui correspond à la plage totale de fonctionnement de la cellule gaz.

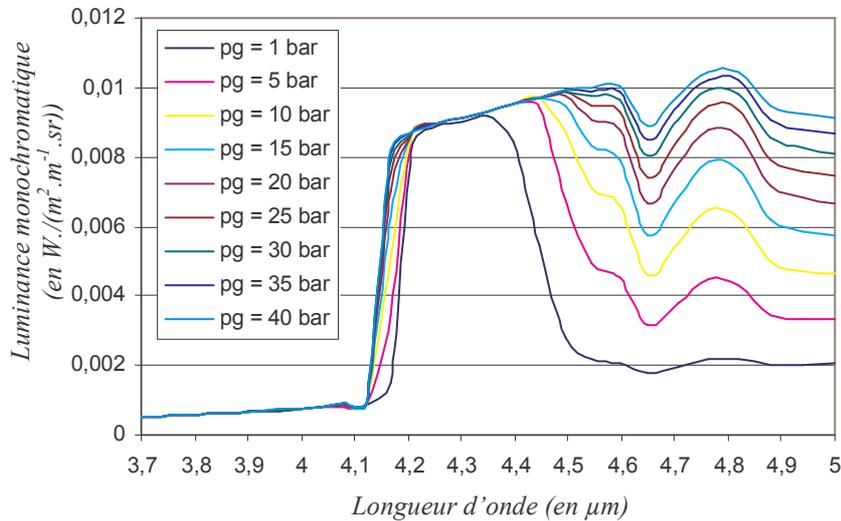


Figure IV.44 : Luminance pour différentes valeurs de pression du mélange de gaz (p_g)

Nous remarquons qu'à partir de 4,35 μm , les luminances varient fortement avec la pression. Il s'agit donc d'un paramètre très influent pour nos mesures de luminance.

c) Influence de la température du mélange de gaz

Comme la pression, la température du gaz est un paramètre qui modifie fortement les bandes d'émission gazeuse. Il nous a donc paru intéressant d'étudier les variations de luminance induites par des variations de température de gaz, et ceci pour différentes pressions : 5 bar, 20 bar et 40 bar.

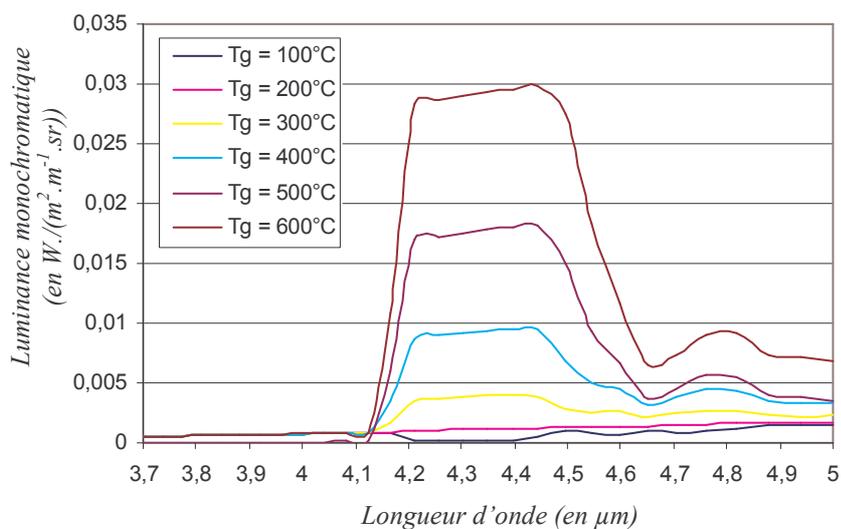


Figure IV.45 : Luminance pour différentes températures de gaz (T_g) avec $p_g = 5$ bar

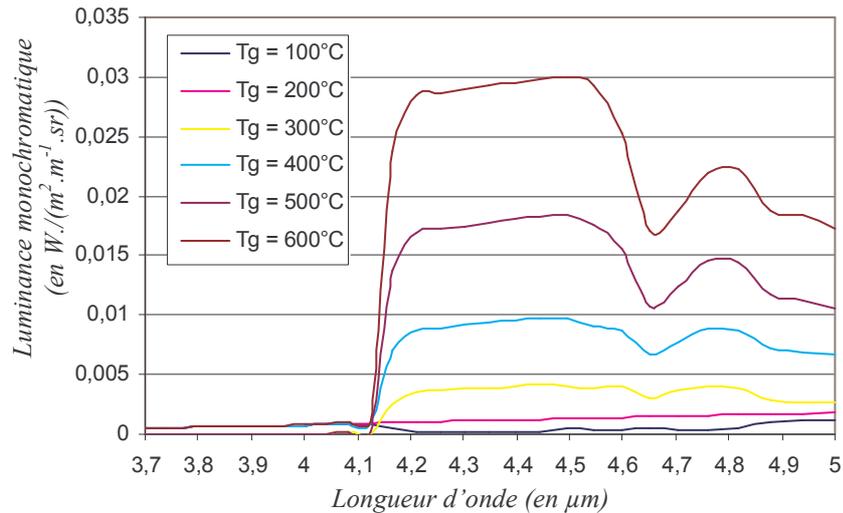


Figure IV.46 : Luminance pour différentes températures de gaz (T_g) avec $p_g = 20 \text{ bar}$

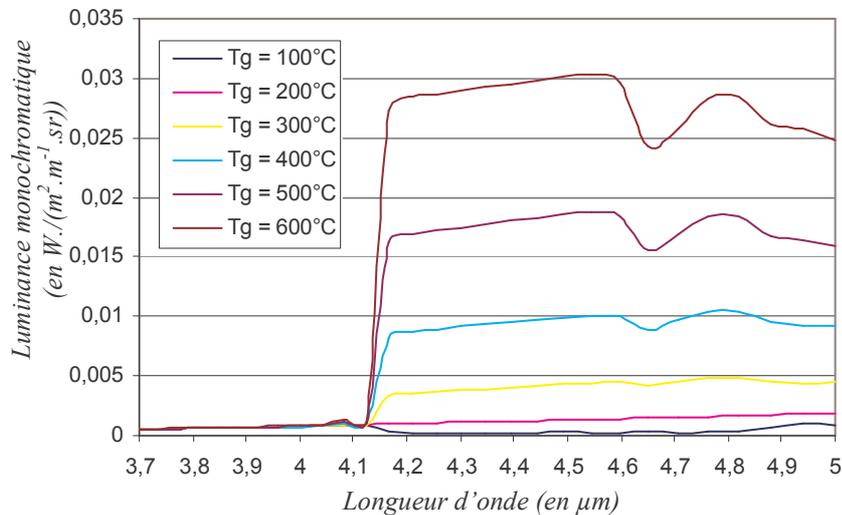


Figure IV.47 : Luminance pour différentes températures de gaz (T_g) avec $p_g = 40 \text{ bar}$

A partir de ces trois figures, nous remarquons d'une part que la luminance varie fortement en fonction de la température de gaz sur la bande spectrale $4,1 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$ et que d'autre part, ces bandes s'élargissent en fonction de la pression.

d) Influence de la température du corps noir

Il est intéressant de connaître les variations de luminance dues aux variations de température du corps noir, dans la mesure où celui-ci peut être représentatif d'une paroi opaque d'émissivité élevée. Les températures de corps noir ci-dessous correspondent aux valeurs que nous fixerons dans le cadre de l'analyse spectrale des gaz. La **figure IV.48** présente les luminances théoriques en fonction de la température de corps noir.

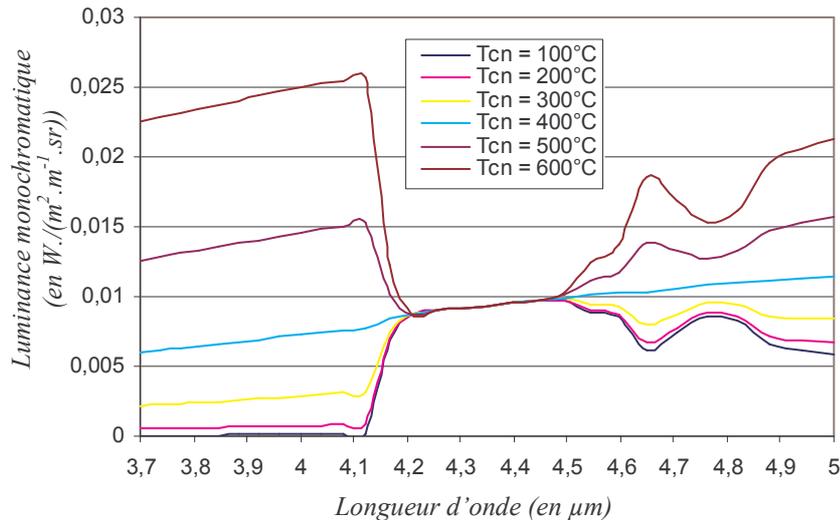


Figure IV.48 : Luminance pour différentes températures du corps noir (T_{cn})

Deux bandes spectrales se remarquent immédiatement : la bande $3,7 \mu\text{m} - 4,2 \mu\text{m}$ et la bande $4,5 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$. Pour chacune d'elles, les variations de température du corps noir conduisent à des variations importantes de luminance. Entre $4,2$ et $4,5 \mu\text{m}$, nous observons qu'il n'y a pas de variation de luminance, ce qui est normal puisque cette bande correspond à la bande d'opacité du gaz.

4) Etude de sensibilité pour quelques états particuliers du gaz

Pour donner encore plus d'intérêt à l'étude paramétrique, nous nous sommes intéressés à la sensibilité du modèle pour quelques valeurs particulières de température et de pression du gaz. Ces valeurs ont été choisies comme pouvant être représentatives de certains points du cycle moteur, tout en étant reproductibles par notre banc expérimental. Ainsi, pour chaque paramètre, la sensibilité est calculée pour différents couples température-pression gaz, les autres paramètres gardant les valeurs de l'étude précédente. Les six couples sont détaillés dans le **tableau IV.3**.

<i>n° du couple</i>	<i>Température du gaz</i>	<i>Pression du gaz</i>
1	250°C	10 bar
2	400°C	20 bar
3	500°C	30 bar
4	600°C	40 bar
5	500°C	5 bar
6	400°C	1 bar

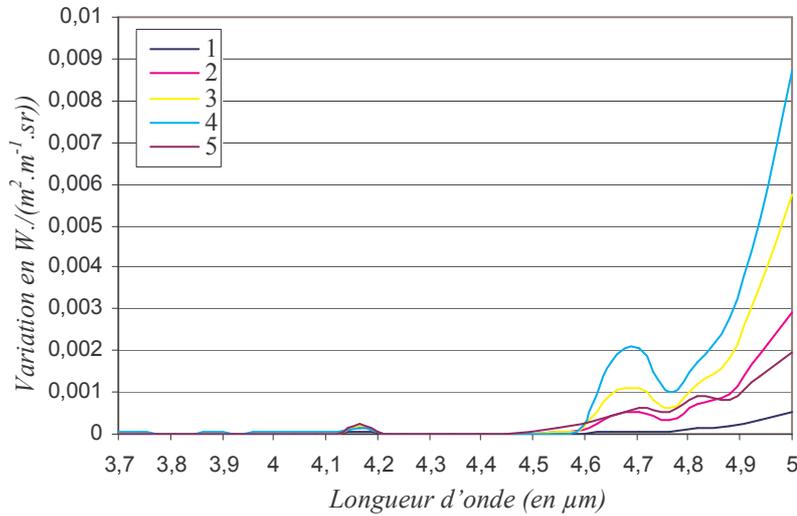
Tableau IV.3

Les paramètres d'entrée étudiés sont :

- ✓ la concentration de l'eau
- ✓ la concentration du dioxyde de carbone
- ✓ la concentration du monoxyde de carbone
- ✓ la température du mélange de gaz
- ✓ la température du corps noir.

Dans nos calculs, la sensibilité représente la variation de luminance pour une variation de +0,1% du paramètre étudié.

Pour chaque paramètre, nous indiquons les bandes spectrales où le modèle est sensible et nous précisons comment évolue la sensibilité.



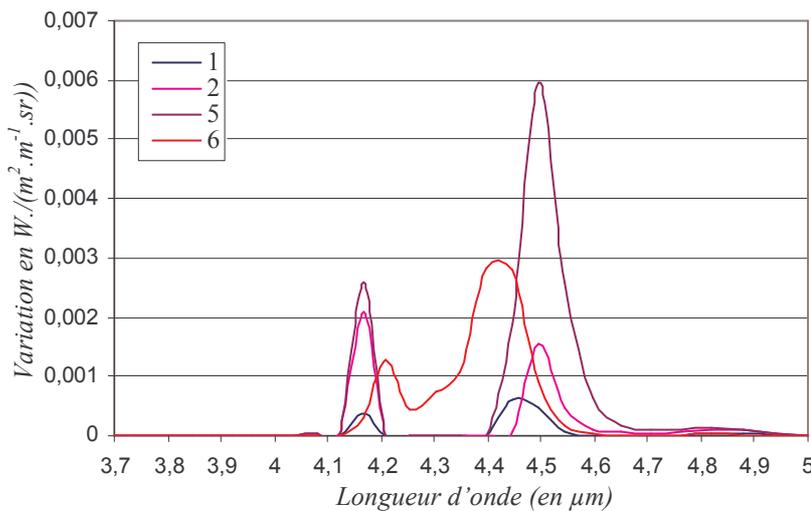
Plages spectrales de sensibilité à la concentration d'eau :

4,5 - 5 μm ;
Sensibilité maximale autour de 5 μm

Commentaires :

La sensibilité est maximale pour les couples n°3 et n°4 qui correspondent aux couples où les température et pression sont les plus élevées. Pour le couple n°6, la sensibilité est nulle

Figure IV.49 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la concentration d'eau



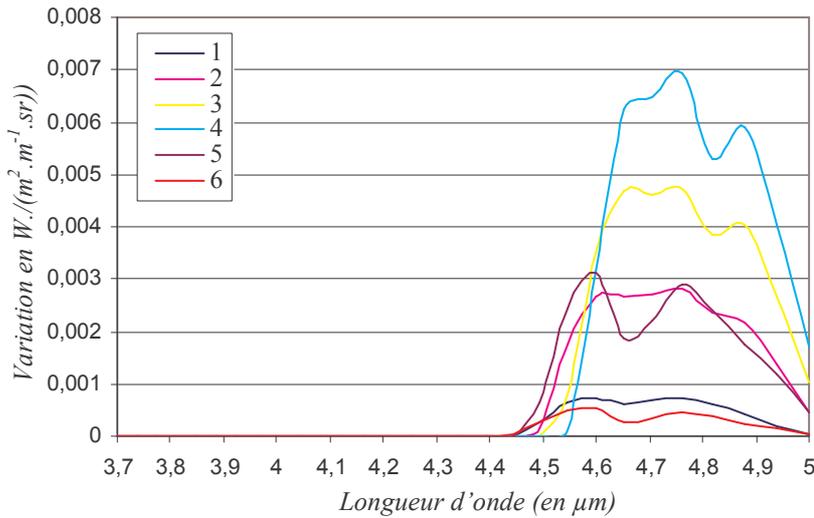
Plages spectrales de sensibilité à la concentration du dioxyde de carbone :

4,1 - 4,9 μm ;
Sensibilité maximale autour de 4,15 μm et 4,5 μm

Commentaires :

Pour ce paramètre, le modèle n'est sensible que pour les couples n°s 1, 2, 5 et 6, c'est-à-dire lorsque pression et températures sont relativement basses.

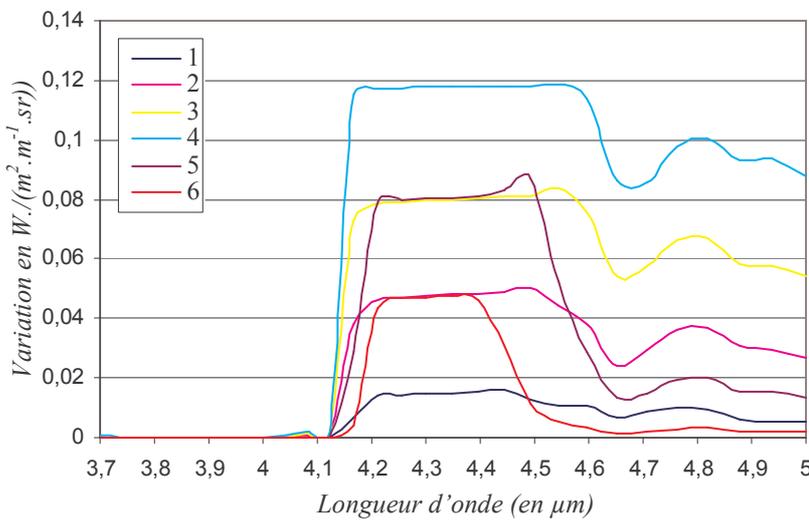
Figure IV.50 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la concentration de dioxyde de carbone



Plages spectrales de sensibilité à la concentration du monoxyde de carbone :
 4,4 - 5 μm;
 Sensibilité maximale autour de 4,7 μm

Commentaires :
 Pour le monoxyde de carbone, la sensibilité atteint son maximum là où la température et la pression sont élevées.

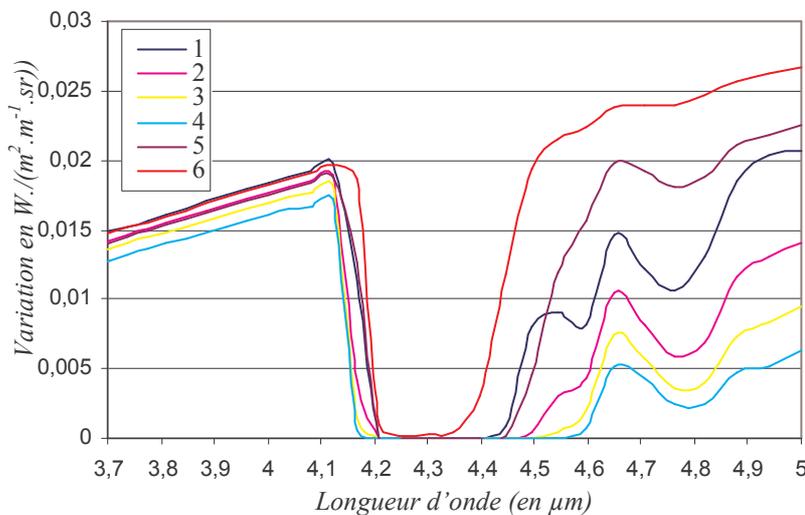
Figure IV.51 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la concentration de monoxyde de carbone



Plages spectrales de sensibilité à la température de gaz :
 4,1 - 5 μm;
 Sensibilité maximale autour de 4,3 μm

Commentaires :
 La sensibilité du modèle est maximale pour les couples n°3 et n°4, soit pour les hautes valeurs de température et pression.

Figure IV.52 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la température du gaz



Plages spectrales de sensibilité à la température du corps noir :
 3,7 - 4,2 μm,
 Sensibilité maximale autour de 4,1 μm
 4,3 - 5 μm,
 Sensibilité maximale autour de 5 μm

Commentaires :
 Le modèle est sensible à la température du corps noir lorsque la pression et la température du gaz sont relativement basses.

Figure IV.53 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la température du corps noir

Cette étude nous permet de voir que, pour les valeurs élevées de température et de pression du gaz, le modèle est essentiellement sensible aux concentrations d'eau, de monoxyde de carbone et à la température du gaz.

Si au contraire température et pression de gaz sont relativement basses, le modèle est principalement sensible à la concentration en dioxyde de carbone et à la température du corps noir (soit à la température d'une paroi opaque d'émissivité élevée).

A l'issue de ce travail, nous avons déjà retenu quatre bandes spectrales. Celles-ci doivent nous aider dans le choix des filtres passe-bande pour la mesure de température par thermographie infrarouge. *La première bande* correspond à une bande où le modèle n'est sensible qu'à la température du corps noir (donc de la paroi T_p aussi). Il s'agit d'une bande de transparence du gaz. Dans *la deuxième bande*, le modèle est essentiellement sensible à la température de gaz. Il s'agit d'une bande d'opacité du gaz. Pour le domaine restant, le modèle est sensible aux températures du corps noir (donc de la paroi aussi) et du gaz mais aussi aux concentrations de l'eau, du dioxyde et du monoxyde de carbone. Nous avons découpé ce domaine de cette façon : la troisième bande, le gaz est optiquement épais, et la quatrième bande, le gaz est optiquement mince.

La **figure IV.54** synthétise les résultats issus de l'étude de sensibilité. Les domaines de sensibilité aux principaux paramètres y sont représentés ainsi que les quatre bandes spectrales sélectionnées.

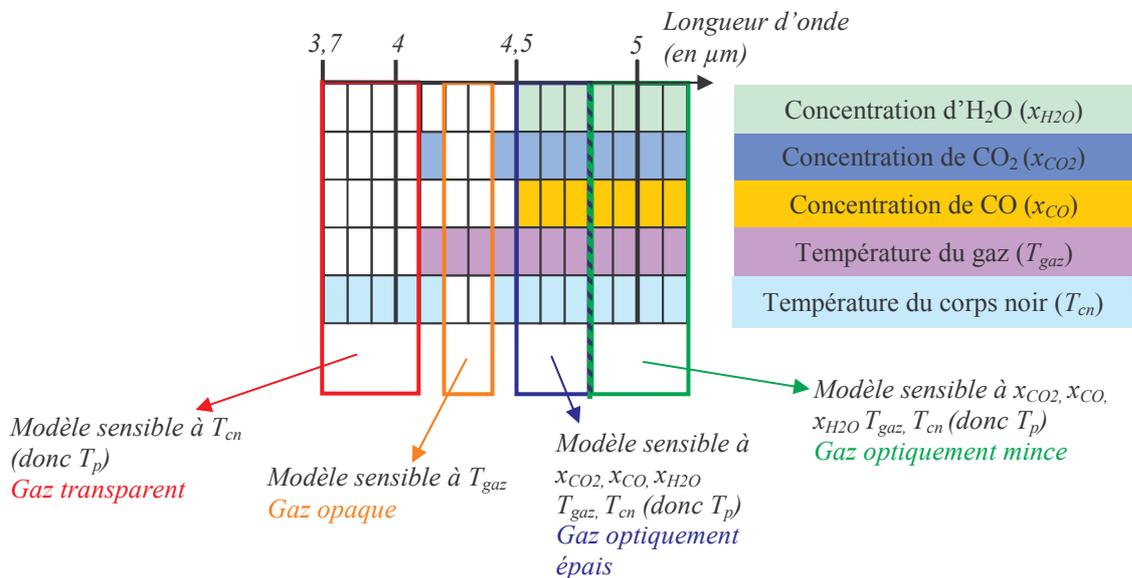


Figure IV.54 : Sensibilité du modèle aux principaux paramètres et plages spectrales choisies

Nous allons à présent confronter les données théoriques aux valeurs expérimentales.

IV.4.2 Présentation des résultats expérimentaux

a) Présentation du montage

La photo ci-dessous présente le banc expérimental dans sa configuration *hublot-hublot*, adaptée à l'analyse spectrale. Nous retrouvons les différents éléments décrits dans le paragraphe IV.2.

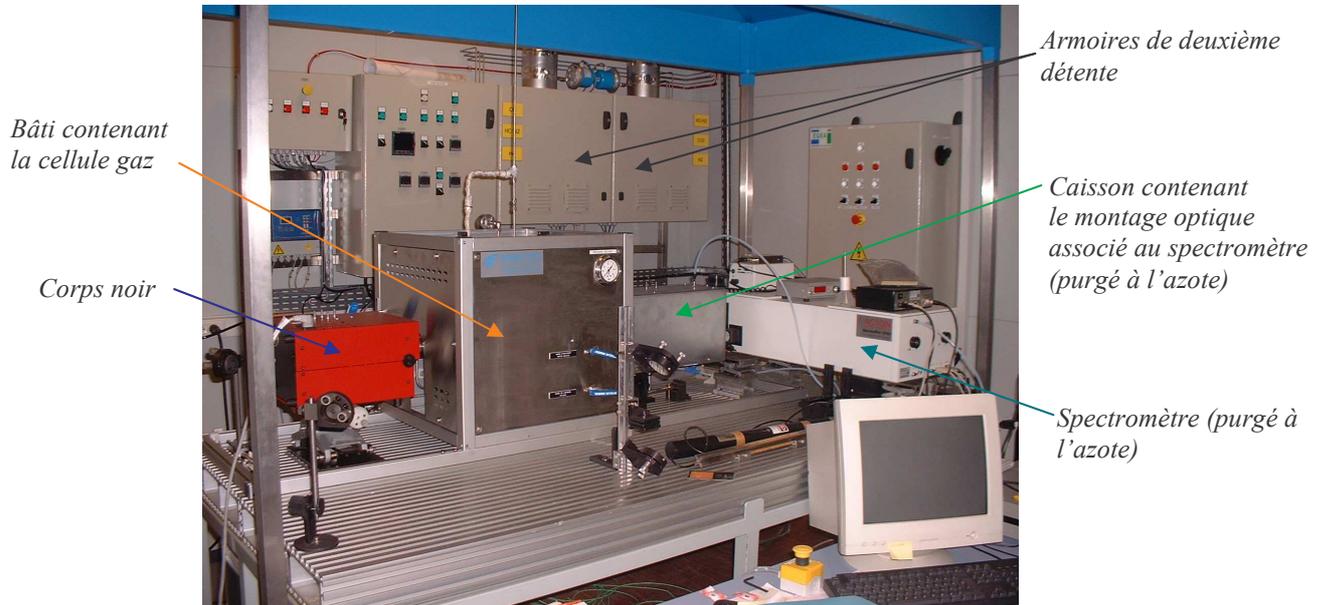


Figure IV.55 : Ensemble du banc expérimental dans la configuration hublot-hublot

b) Première série d'essais (à «basse» température)

Avant d'entreprendre des essais à haute température et haute pression (dans les limites des conditions d'utilisation de la cellule gaz : 600°C, 40bar), nous avons préféré commencer par des essais à température plus basse (270°C) pour chaque gaz pris individuellement (uniquement dilué à l'azote). Nous présentons les spectres à l'état «brut» (en niveaux numériques) puisqu'il est inutile pour l'analyse spectrale de les transcrire en unités de luminance.

Pour l'eau, le mélange d'hydrocarbures et le monoxyde d'azote, un seul couple température-pression du gaz a été étudié. En effet, comme nous allons le voir ensuite, l'émission de ces gaz est faible dans la bande spectrale étudiée (3,7 μm à 5,2 μm). Des essais complémentaires nous ont semblé inutiles. Ces essais doivent simplement vérifier expérimentalement que ces gaz sont peu actifs dans la bande spectrale considérée.

Par contre, le dioxyde et le monoxyde de carbone ont fait l'objet de nombreuses expérimentations puisqu'ils peuvent être fortement émissifs selon les conditions de température et de pression du gaz.

Dans un premier temps, nous avons mesuré l'émission du corps noir à travers le gaz chaud et les deux hublots. Le spectre mesuré correspond donc aux émissions du corps noir à travers les deux hublots et le gaz, du gaz à travers un hublot et des hublots. Par abus de langage mais dans le but d'alléger les présentations des spectres, ces premiers essais seront qualifiés d'«émission du corps noir à travers le gaz». Pour avoir suffisamment de signal, la température du corps noir a été fixée à 250°C.

Dans un deuxième temps, nous avons voulu étudier davantage l'émission propre du gaz à 270°C. Pour ces essais, le corps noir est donc éteint. Le spectre mesuré correspond à l'émission du gaz à travers le hublot et celle des hublots. Par abus de langage mais pour simplifier les descriptions, ces essais seront qualifiés d'«émission du gaz».

Ce choix (corps noir éteint) est le mieux adapté pour étudier l'émission gazeuse mais il nous éloigne des conditions moteur. Aussi, pour nous rapprocher des conditions rencontrées dans une chambre de combustion, la troisième série d'essais a consisté à mesurer l'émission du corps noir à 200°C (température de l'ordre de grandeur de la paroi opaque) à travers le gaz chaud à 270°C et les deux hublots.

Le tableau suivant répertorie l'ensemble des essais réalisés à basse température. Nous ne présenterons qu'une partie de ces essais.

Mélange		Consigne pour la température du corps noir (T_{cn})	Consigne pour la température du gaz (T_{cg})	Pression du gaz (p_g)	Gamme de concentrations
Vapeur d'eau H_2O / Azote N_2		250°C	270°C	30 bar	5% à 20%
Hydrocarbures HC/ Azote N_2		250°C	270°C	30 bar	0,01% à 0,09%
Monoxyde d'azote NO/ Azote N_2		250°C	270°C	30 bar	0,02% à 0,5%
Monoxyde de carbone CO/ Azote N_2	Emission du corps noir à travers le gaz	250°C	270°C	pression atmosphérique (p_{atm}); 10 bar; 20 bar; 30 bar	0,01% à 5%
	Emission du gaz	Corps noir éteint	270°C	10 bar; 30 bar	
	Conditions «moteur»	200°C	270°C	10 bar	
Dioxyde de carbone CO ₂ / Azote N_2	Emission du corps noir à travers le gaz	250°C	270°C	p_{atm} ; 10 bar; 20 bar; 30 bar	5% à 20%
	Emission du gaz	Corps noir éteint	270°C	10 bar; 30 bar	
	Conditions «moteur»	200°C	270°C	10 bar; 30 bar	

Tableau IV.4 : Essais réalisés à basse température

Il est important de souligner que chaque série de mesure a fait l'objet d'un réglage spécifique de l'amplificateur synchrone pour enregistrer les spectres avec une sensibilité maximale. Ainsi, les figures sont comparables entre elles lorsque il s'agit d'une même série (pression, températures de gaz et de corps noir identiques) mais elles ne le sont plus pour des séries différentes.

Les trois figures qui suivent correspondent aux spectres bruts d'émission du corps noir à travers différents gaz dilués à l'azote : eau/azote, hydrocarbures/azote et monoxyde d'azote/azote, à travers les deux hublots. Les conditions de température et de pression sont celles décrites dans le tableau IV.4.

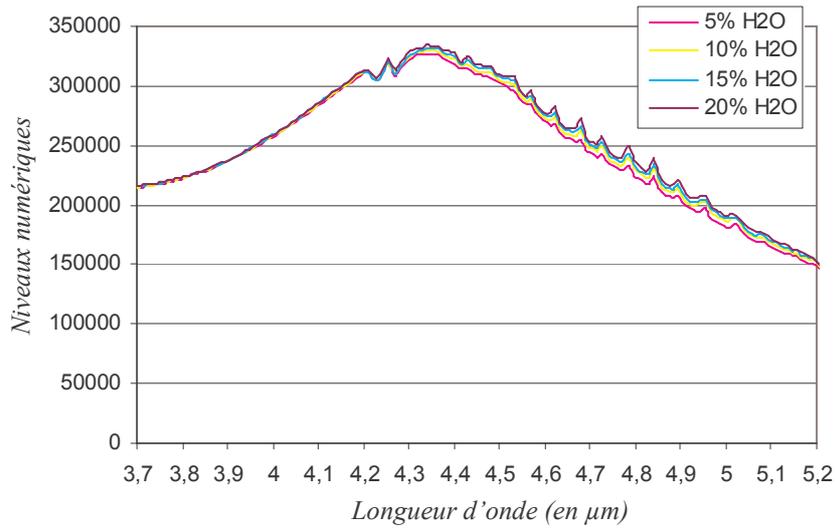


Figure IV.56 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 250^{\circ}\text{C}$) à travers différents mélanges $\text{H}_2\text{O}/\text{N}_2$ ($T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$, $p_g = 30 \text{ bar}$)

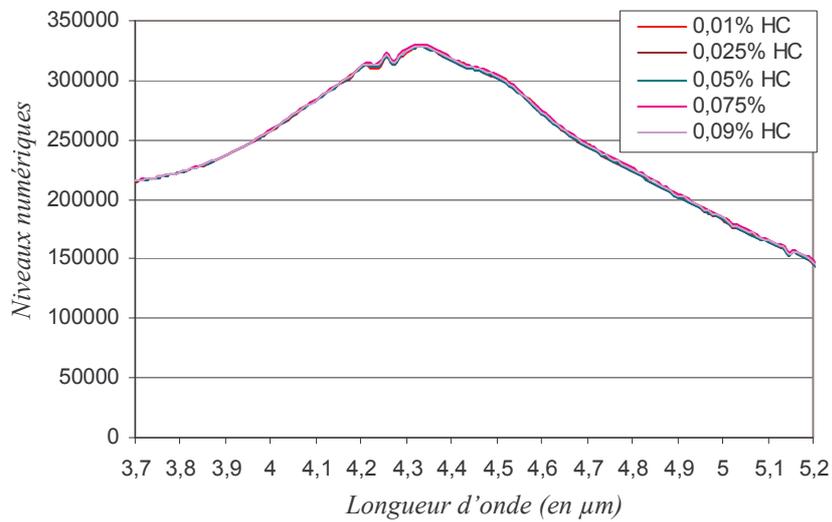


Figure IV.57 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 250^{\circ}\text{C}$) à travers différents mélanges HC/N_2 ($T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$, $p_g = 30 \text{ bar}$)

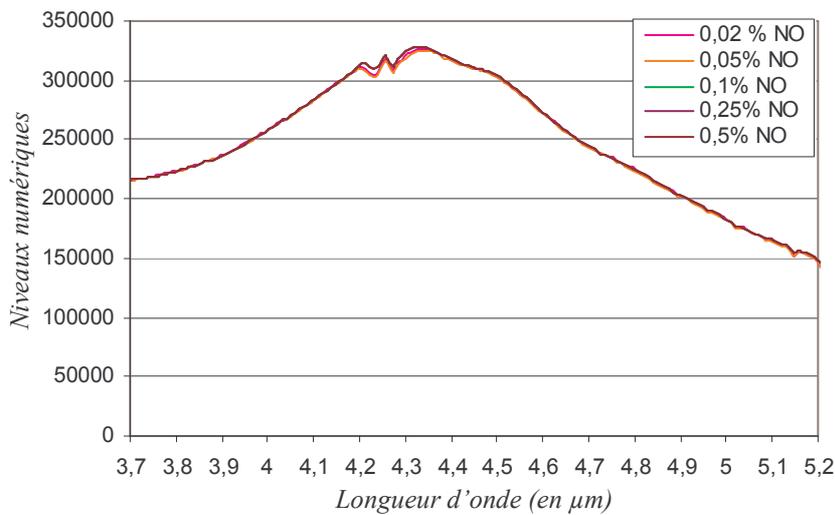


Figure IV.58 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 250^{\circ}\text{C}$) à travers différents mélanges NO/N_2 ($T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$, $p_g = 30 \text{ bar}$)

Il apparaît clairement que les émissions de ces trois gaz sont faibles dans la bande spectrale étudiée. L'eau émet légèrement au-delà de 4,4 μm mais son émission reste faible. Nous retrouvons expérimentalement que ces trois gaz ne sont pas émissifs (pour le monoxyde d'azote et les hydrocarbures) et peu émissifs (pour l'eau), comme le prévoient les calculs théoriques.

Le monoxyde de carbone (CO)

Les spectres suivants sont ceux du monoxyde de carbone dilué à l'azote. Nous examinerons successivement les trois configurations de température présentées dans le tableau IV.4.

$T_{cg} = 270^\circ\text{C}$ et $T_{cn} = 250^\circ\text{C}$

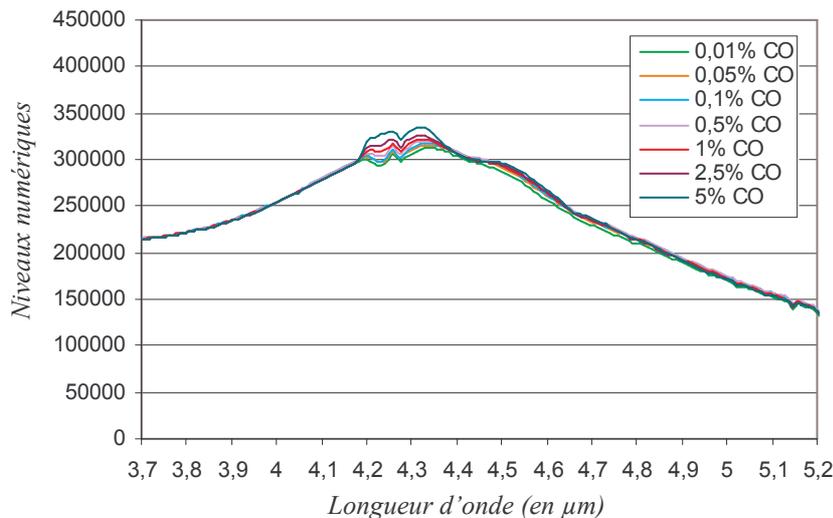


Figure IV.59 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 250^\circ\text{C}$) à travers différents mélanges CO/N_2 avec $p_g = p_{atm}$ et $T_{cg} = 270^\circ\text{C}$

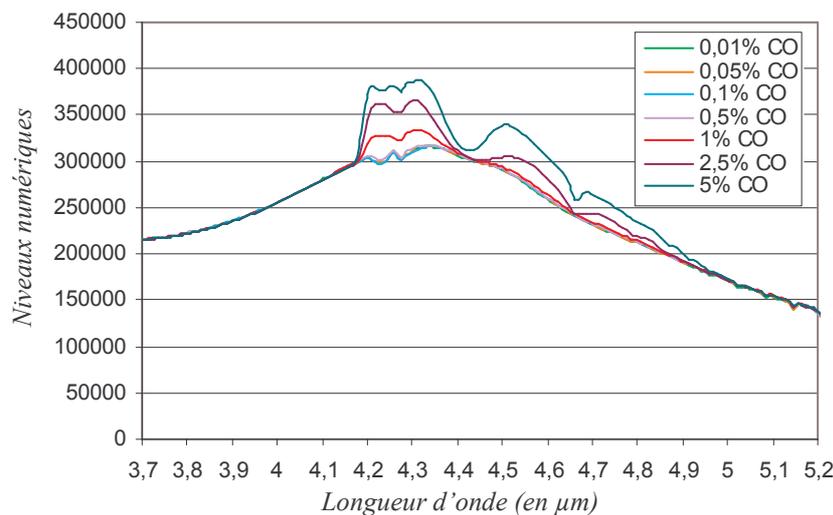


Figure IV.60 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 250^\circ\text{C}$) à travers différents mélanges CO/N_2 avec $p_g = 10 \text{ bar}$ et $T_{cg} = 270^\circ\text{C}$

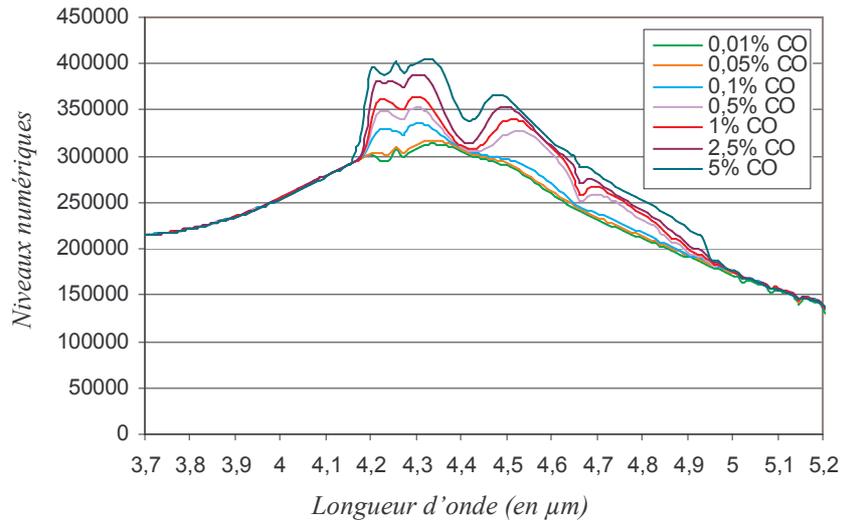


Figure IV.61 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 250^{\circ}\text{C}$) à travers différents mélanges CO/N_2 avec $p_g = 20 \text{ bar}$ et $T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$

Cette première série de spectres met en évidence la formation de dioxyde de carbone au coeur de la cellule en présence de monoxyde de carbone. En effet, l'émission du monoxyde est centrée autour de $4,7 \mu\text{m}$ alors que celle du dioxyde est centrée autour de $4,3 \mu\text{m}$.

Cette réaction partielle entre le monoxyde de carbone et le dioxyde de carbone est donnée par l'équation suivante :



Cette équation montre qu'il y a nécessairement présence d'oxygène, soit à l'intérieur de la cellule, soit en amont dans le réseau de distribution des gaz. Il est possible que cet oxygène se forme à partir de l'eau contenue dans l'évaporateur. Toutefois, nous ne pouvons pas vérifier cette hypothèse et tenter d'y remédier puisque l'évaporateur est un lieu de passage obligatoire pour tout mélange de gaz arrivant dans la cellule, qu'il soit sec ou pas.

Cette formation de dioxyde perturbe notre étude de l'émission du monoxyde puisque nous ne pouvons pas étudier l'émission du monoxyde seul. Cependant, si nous admettons que l'émission gazeuse au voisinage de $4,7 \mu\text{m}$ correspond uniquement à l'émission du monoxyde de carbone, nous pouvons noter que cette émission, inexistante à la pression atmosphérique, apparaît à la pression de 10 bar et continue d'augmenter à 20 bar. Naturellement, le gaz émet davantage lorsque la concentration augmente. Nous retrouvons expérimentalement le comportement des bandes d'émission théoriques du monoxyde de carbone qui s'intensifient et s'élargissent avec la pression et la concentration. Nous verrons l'effet de la température dans la deuxième série d'essais (à haute température).

Au voisinage de $3,7 \mu\text{m}$ (jusqu'à $4 \mu\text{m}$), l'émission est identique pour les quatre pressions testées. Le gaz est totalement transparent dans cette région et l'émission mesurée correspond principalement à l'émission du corps noir vue à travers les deux hublots, très peu émissifs à ces longueurs d'onde.

$T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$ et corps noir éteint

La figure suivante correspond à l'émission du monoxyde de carbone à travers le hublot, sous 10 bar de pression.

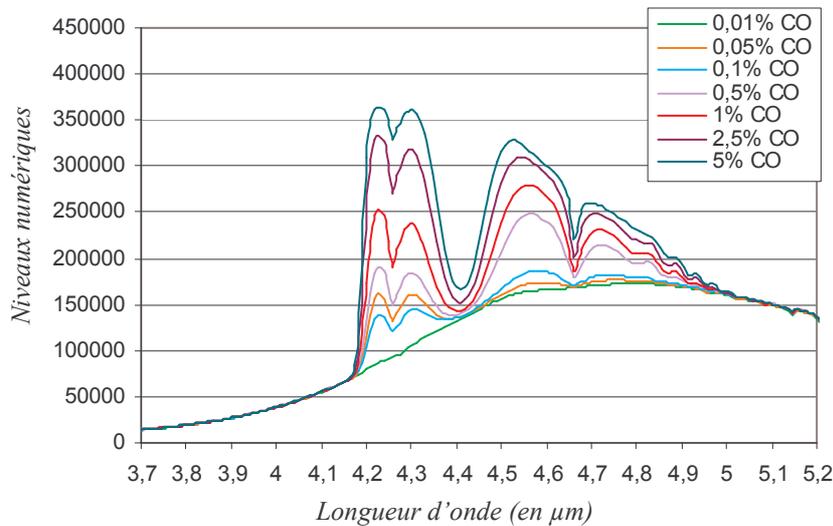


Figure IV.62 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO/N₂ avec $p_g = 10$ bar et $T_{gc} = 270^{\circ}\text{C}$

La formation de dioxyde en présence de monoxyde apparaît de nouveau sur les spectres. Toutefois, nous pouvons remarquer aisément que l'émission gazeuse du monoxyde de carbone au voisinage de 4,7 μm augmente avec la concentration. Au voisinage de 3,7 μm , l'émission est très faible, ce qui confirme bien que le gaz est inactif entre 3,7 μm et 4 μm . L'émission mesurée correspond à celles des hublots qui sont pratiquement transparents dans ces longueurs d'onde et donc peu émissifs. Au-delà de 5 μm , le gaz est également transparent, le signal mesuré correspond de nouveau à l'émission des hublots. Mais à ces longueurs d'onde, ils tendent à devenir opaques (donc fortement émissifs). L'émission mesurée est donc nettement plus importante que celle obtenue autour de 3,7 μm .

 $T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$ et $T_{cn} = 200^{\circ}\text{C}$ (conditions «moteur»)

Le dernier spectre se rapproche des conditions rencontrées dans la chambre de combustion (température du corps noir de l'ordre de grandeur de celle de la paroi opaque).

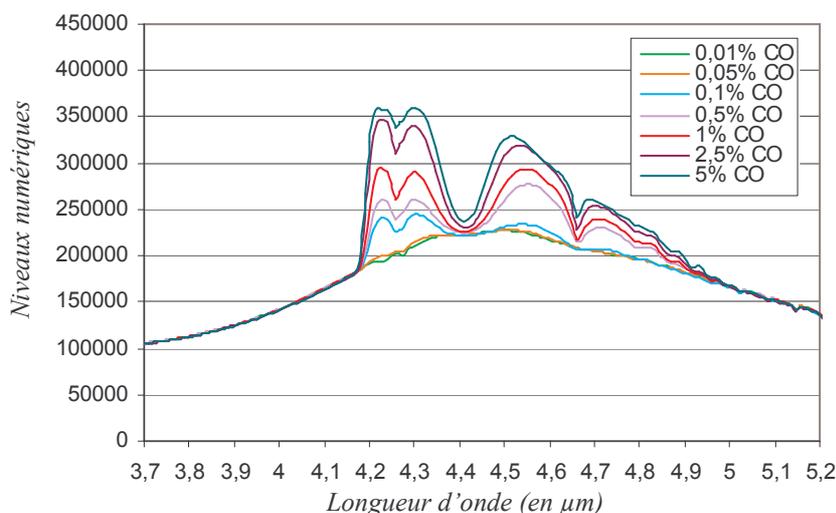


Figure IV.63 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 200^{\circ}\text{C}$) à travers différents mélanges CO/N₂ avec $p_g = 10$ bar et $T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$

Là encore, le monoxyde de carbone émet entre 4,4 μm et 5 μm (l'émission autour de 4,3 μm correspond à celle du dioxyde formé à partir du monoxyde). Nous remarquons de nouveau que les bandes d'émission s'intensifient avec la concentration du monoxyde de carbone. Au voisinage de 3,7 μm , le gaz est transparent. L'émission mesurée est donc principalement celle du corps noir à 200°C, vue à travers les deux hublots faiblement émissifs. Au-delà de 5 μm , le gaz est de nouveau transparent, l'émission correspond principalement à celles des hublots.

Le dioxyde de carbone (CO₂)

L'ensemble des spectres suivants concerne les spectres bruts obtenus avec le dioxyde de carbone dilué à l'azote. Comme précédemment, nous examinerons successivement les trois configurations de température présentées dans le tableau IV.4.

$T_{cg} = 270^\circ\text{C}$ et $T_{cn} = 250^\circ\text{C}$

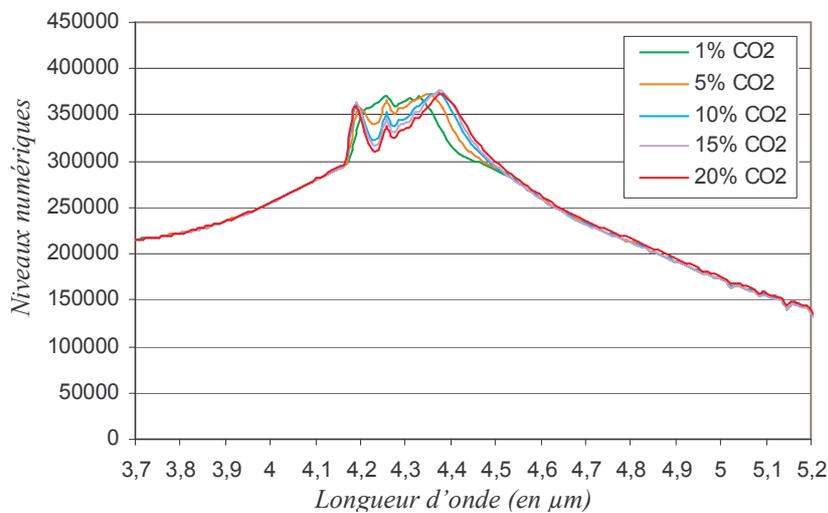


Figure IV.64 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 250^\circ\text{C}$) à travers différents mélanges CO_2/N_2 avec $p_g = p_{atm}$ et $T_{cg} = 270^\circ\text{C}$

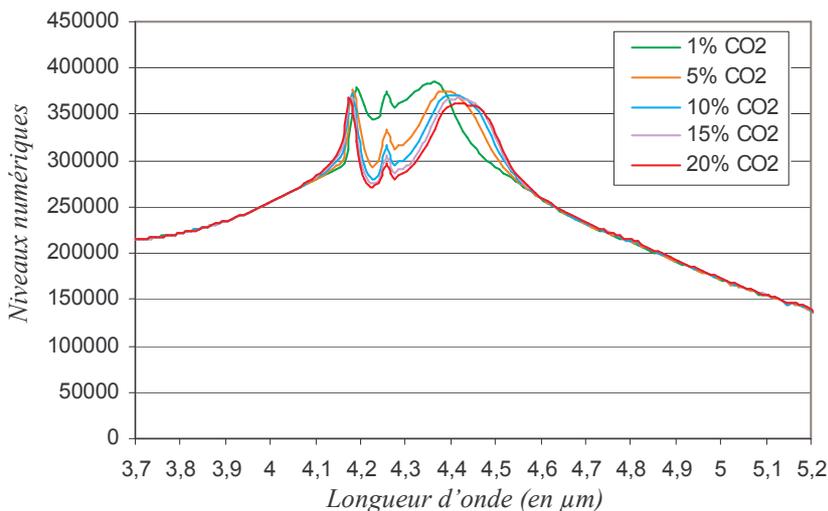


Figure IV.65 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 250^\circ\text{C}$) à travers différents mélanges CO_2/N_2 avec $p_g = 10 \text{ bar}$ et $T_{cg} = 270^\circ\text{C}$

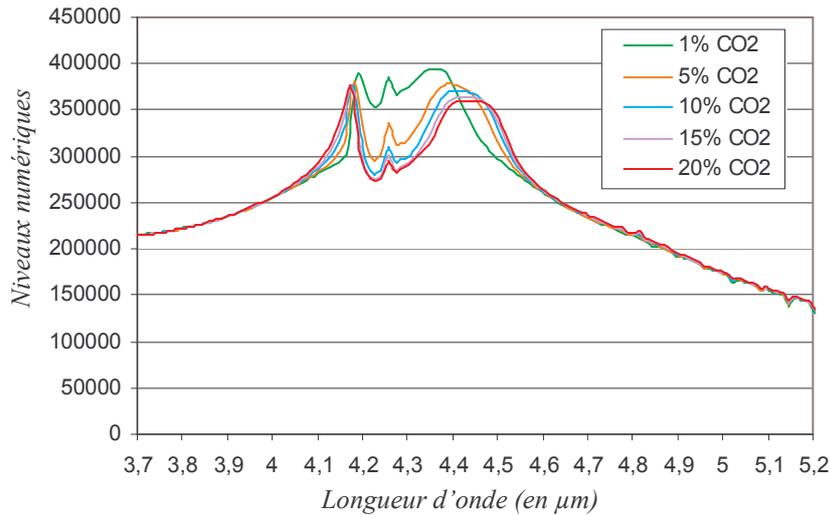


Figure IV.66 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 250^{\circ}\text{C}$) à travers différents mélanges CO_2/N_2 avec $p_g = 20$ bar et $T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$

Quelle que soit la pression du gaz, nous observons une émission du dioxyde de carbone centrée autour de $4,3 \mu\text{m}$. Lorsque la pression augmente, l'émission est plus intense et les bandes s'élargissent. Nous retrouvons expérimentalement le comportement du spectre d'émission théorique du dioxyde de carbone. Au voisinage de $3,7 \mu\text{m}$, nous retrouvons une émission identique aux essais précédents pour la même température de corps noir (échelles en NN identiques). L'émission à ces longueurs d'onde est donc bien celle du corps noir vue à travers les deux hublots.

Concernant l'allure générale du spectre, nous remarquons la formation progressive d'un «creux» au centre de la bande d'émission au fur et à mesure que la concentration augmente. Ce phénomène n'apparaît pas dans les calculs théoriques où nous avons émis l'hypothèse que le mélange de gaz était isotherme.

En effet, avec un gaz isotherme, le spectre brut devrait ressembler à un «créneau» dont le maximum serait caractéristique d'une émission à la température du gaz (là où le gaz est semi-transparent) et où le minimum de signal (en dehors du créneau) serait caractéristique de l'émission du corps noir ou de l'émission des hublots (là où le gaz est transparent) (**figure IV.67**).

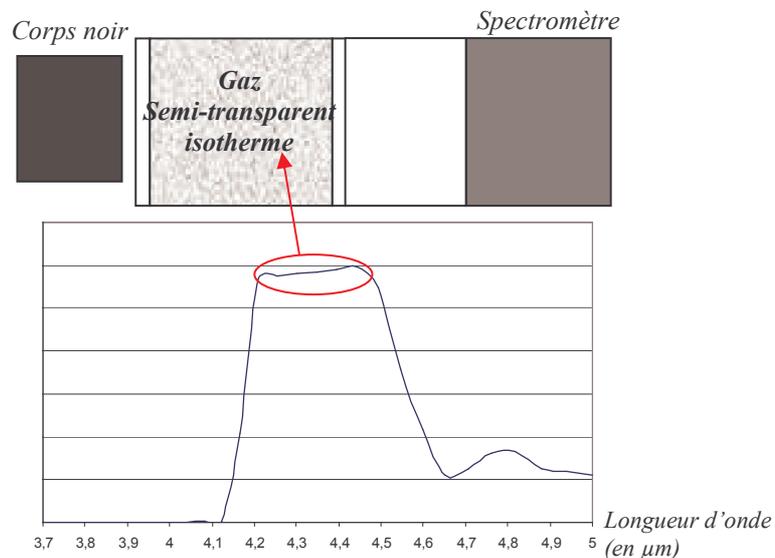


Figure IV.67 : Allure d'un spectre brut dans le cas d'un gaz isotherme

Ce «creux» ne peut s'expliquer que par l'anisothermie du gaz à l'intérieur de la cellule. Regardons plus précisément la bande d'émission du dioxyde de carbone, soit environ de 4 μm à 4,6 μm . Lorsque la concentration est faible, la transmittivité du gaz est relativement élevée, le système optique mesure donc une émission dans des couches de gaz relativement profondes, au cœur du mélange, là où le gaz est le plus chaud. Nous observons une émission pratiquement constante sur la plage spectrale où le gaz émet. Lorsque la concentration augmente, la transmittivité du gaz diminue, le système optique mesure l'émission du gaz dans des couches gazeuses peu profondes au voisinage du hublot, dans l'épaisseur de la couche limite, là où le gaz est plus froid. Nous avons finalement un creux représentatif d'une température proche de celle du hublot. Ce phénomène est une *inversion de profils de raies par auto-absorption*. Remarquons qu'il n'est pas observé pour l'étude du monoxyde de carbone puisque la quantité de dioxyde de carbone formée en présence du monoxyde de carbone est trop faible.

Les schémas suivants illustrent l'effet de l'anisothermie du gaz et expliquent l'allure des spectres bruts obtenus.

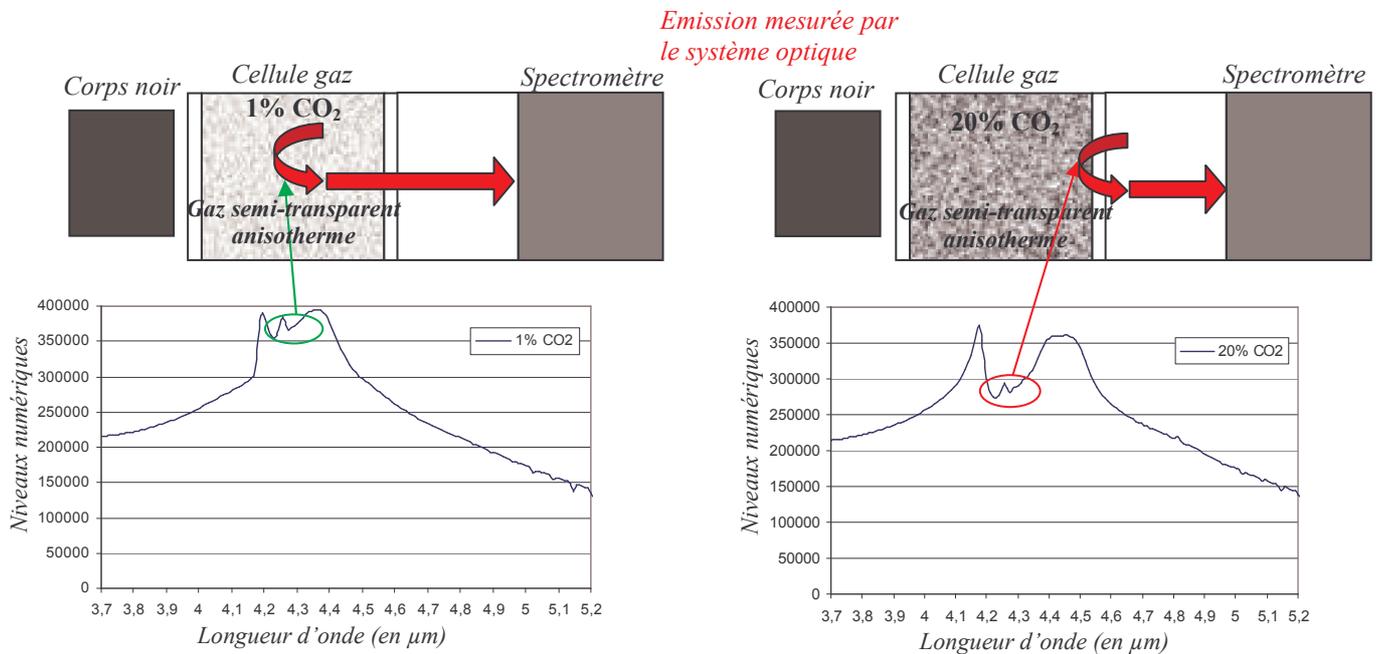


Figure IV.68 : Allure des spectres bruts mesurés avec un gaz anisotherme pour deux mélanges CO_2/N_2

En conclusion, le modèle doit être adapté et considérer le gaz anisotherme pour ajuster au mieux les données expérimentales aux données théoriques.

$T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$ et corps noir éteint

La figure ci-dessous représente l'émission du dioxyde de carbone pour une température de gaz de 270°C sous 10 bar de pression, à travers le hublot.

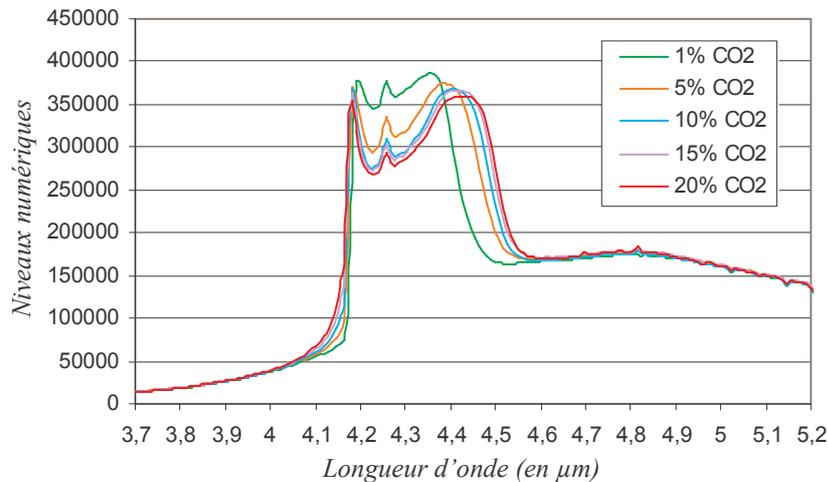


Figure IV.69 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO_2/N_2 avec $p_g = 10 \text{ bar}$ et $T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$

De nouveau, nous observons que les bandes d'émission s'élargissent et présentent un creux qui s'accroît lorsque la concentration du gaz augmente.

 $T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$ et $T_{cn} = 200^{\circ}\text{C}$

La figure ci-dessous représente la configuration expérimentale qui se rapproche au mieux des conditions «moteur» : corps noir à 200°C et gaz à 270°C sous 10 bar de pression.

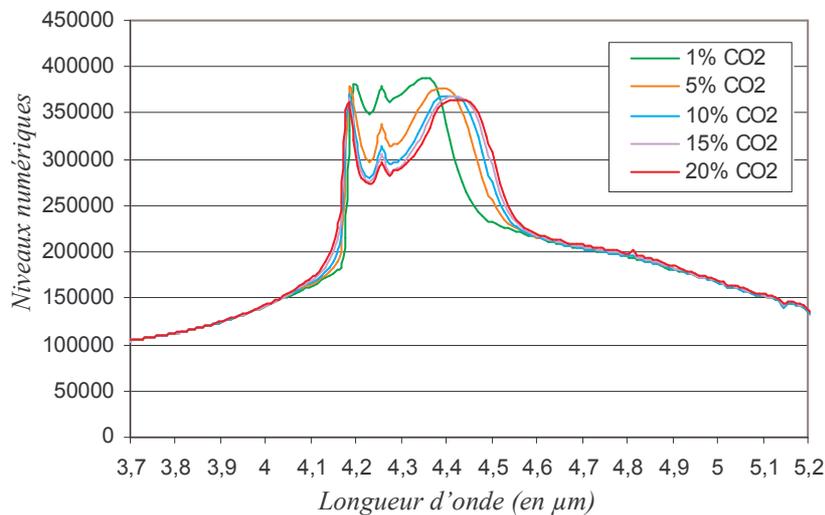


Figure IV.70 : Spectres bruts d'émission du corps noir ($T_{cn} = 200^{\circ}\text{C}$) à travers différents mélanges CO_2/N_2 avec $p_g = 10 \text{ bar}$ et $T_{cg} = 270^{\circ}\text{C}$

Nous remarquons là encore que le dioxyde de carbone émet autour de $4,3 \mu\text{m}$. Son émission varie en fonction de la concentration.

Au voisinage de $3,7 \mu\text{m}$ et au-delà de $4,6 \mu\text{m}$, nous retrouvons là encore des émissions semblables à celles obtenues avec le spectre du monoxyde du carbone dans les mêmes conditions (échelles en NN identiques).

Bilan de la première série d'essais

Cette série d'essais à 270°C est riche en informations, non seulement sur le comportement des gaz mais aussi sur celui de l'ensemble du banc. Tout d'abord, nous avons pu vérifier expérimentalement que les émissions de l'eau, du monoxyde d'azote et des hydrocarbures sont négligeables dans la bande spectrale étudiée. De plus, nous avons pu retrouver le comportement des bandes d'émission théoriques du dioxyde et du monoxyde de carbone (centrées respectivement autour de 4,3 μm et 4,7 μm) qui varient avec la concentration et s'élargissent avec la pression. Nous avons aussi constaté que l'étude de l'émission du monoxyde de carbone seule n'est pas possible puisque l'introduction de monoxyde dans l'azote conduit à la formation de dioxyde due à la présence d'oxygène probablement formé à partir de l'eau contenue dans l'évaporateur. L'oxygène provoque la réaction réversible d'oxydation du monoxyde en dioxyde.

En outre, le fait de tester plusieurs températures de corps noir nous a permis de vérifier qu'au voisinage de 3,7 μm (précisément de 3,7 μm à 4 μm), le signal correspond principalement à l'émission du corps noir à travers les deux hublots, puisque les gaz sont totalement transparents, et les hublots peu émissifs.

Les essais ont aussi mis en évidence l'anisothermie du mélange de gaz sur la longueur de la cellule. Une adaptation du modèle considérant le gaz anisotherme est nécessaire. De plus, nous avons pu observer que l'émission des hublots autour de 5 μm est relativement importante. Dans les équations aux conditions limites, il faudra obligatoirement prendre en compte cette émission.

c) Deuxième série d'essais (à «haute» température)

Le tableau ci-dessous décrit l'ensemble des essais réalisés à «haute» température.

Mélange		Consigne pour la température du corps noir (T_{cn})	Consigne pour la température du gaz (T_{cg})	Pression du gaz (p_g)	Concentrations
Dioxyde de carbone CO_2 / Azote N_2	Emission du gaz	Corps noir éteint	350°C, 450°C, 500°C	pression atmosphérique (p_{atm}) ; 10 bar ; 20 bar ; 30 bar	5% à 20%
	Conditions «moteur»	200°C	350°C, 450°C, 500°C	p_{atm} ; 10 bar ; 20 bar ; 30 bar	
Monoxyde de carbone CO / Azote N_2	Emission du gaz	Corps noir éteint	350°C, 450°C, 500°C	p_{atm} ; 10 bar ; 20 bar ; 30 bar	0,01% à 5%
	Conditions «moteur»	200°C	350°C, 450°C, 500°C	p_{atm} ; 10 bar ; 20 bar ; 30 bar	

Tableau IV.5 : Essais réalisés à haute température

Comme, la première série d'essais (à basse température), chaque série de mesure a fait l'objet d'un réglage spécifique de l'amplificateur synchrone pour enregistrer les spectres avec une sensibilité maximale. Ainsi, les figures sont comparables entre elles lorsque il s'agit d'une même série (pression, températures de gaz et de corps noir identiques) mais elles ne le sont plus pour des séries différentes.

Nous avons décidé de présenter les spectres bruts d'émission du monoxyde et du dioxyde de carbone (dilués tous les deux à l'azote) à travers les hublots puisqu'ils permettent de distinguer le plus rapidement les zones de transparence, de semi-transparence et d'opacité des gaz. Les autres spectres (conditions moteur) ont été effectués pour vérifier qu'aux zones de transparence des gaz, ils sont représentatifs de l'émission du corps noir et des hublots.

Le dioxyde de carbone

Nous présentons tout d'abord les spectres bruts d'émission «propre» (c'est à dire sans le corps noir) du dioxyde de carbone à 500°C à travers les hublots, en fonction de sa concentration et pour différentes pressions de gaz.

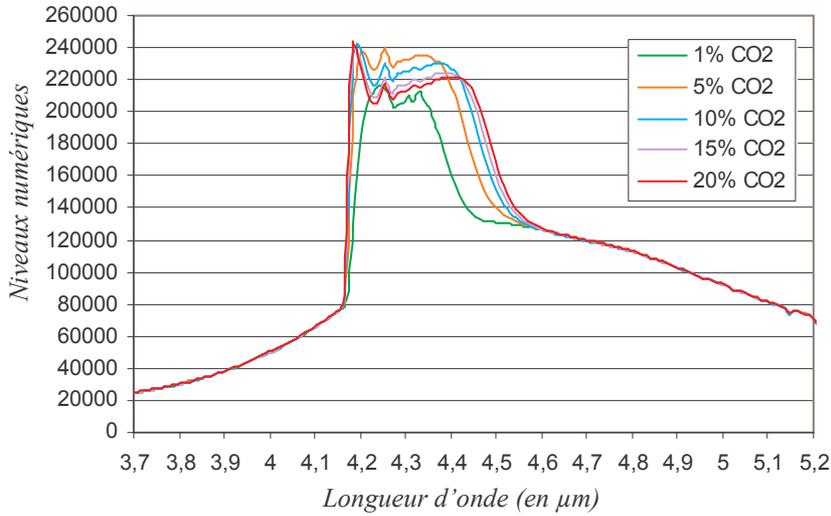


Figure IV.71 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO_2/N_2 avec $p_g = p_{atm}$ et $T_{cg} = 500^\circ C$

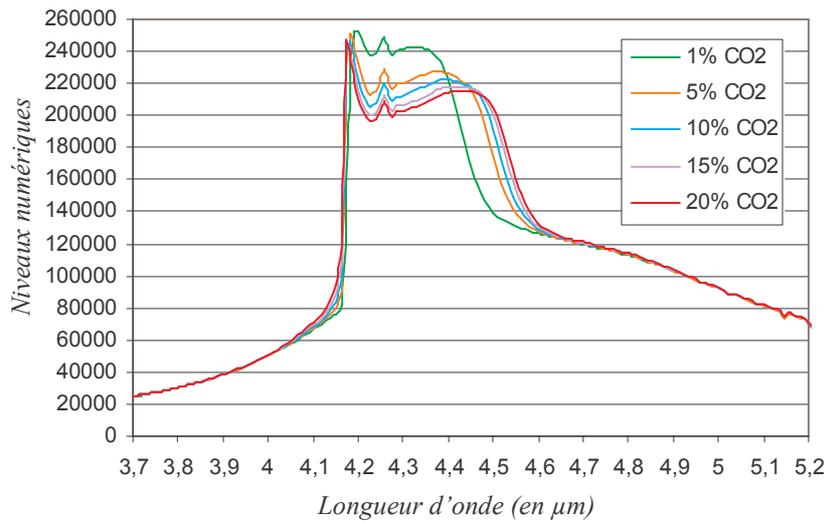


Figure IV.72 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO_2/N_2 avec $p_g = 10 \text{ bar}$ et $T_{cg} = 500^\circ C$

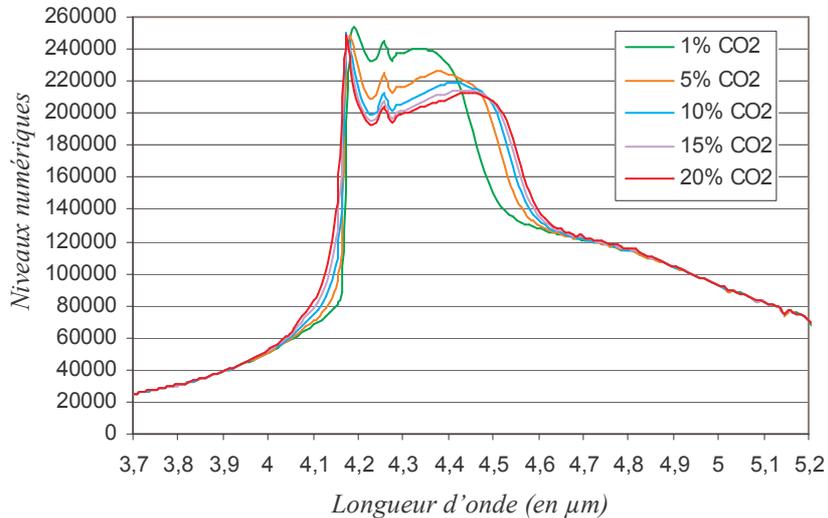


Figure IV.73 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO_2/N_2 avec $p_g = 20 \text{ bar}$ et $T_{cg} = 500^\circ C$

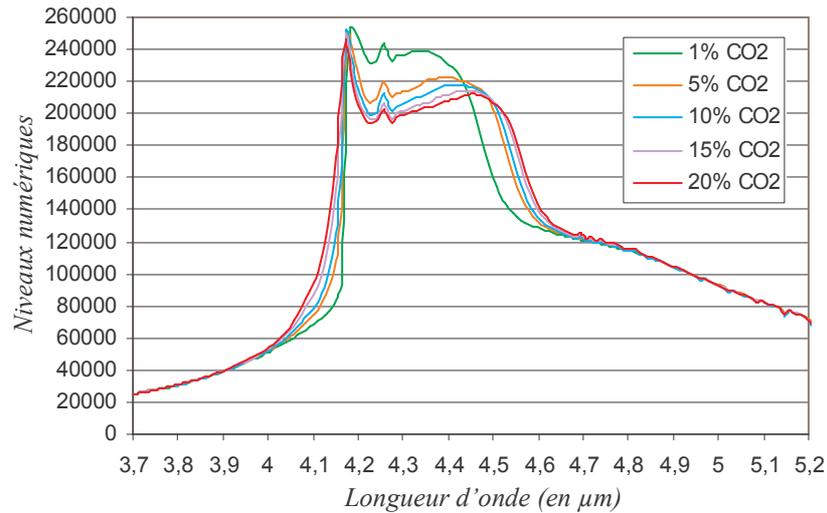


Figure IV.74 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO_2/N_2 avec $p_g = 30$ bar et $T_{cg} = 500^\circ C$

Nous observons comme précédemment que l'émission propre du dioxyde de carbone est centrée autour de $4,3 \mu m$. Quelle que soit la pression du gaz, les bandes s'élargissent et se creusent lorsque la concentration augmente. Les variations d'émission dues aux variations de concentration se remarquent davantage entre $4,2 \mu m$ et $4,4 \mu m$. La pression est aussi un paramètre influent puisque plus elle est forte, plus les bandes d'émission s'étalent. L'effet de la température est mis en évidence par le fait que, même à pression atmosphérique, l'émission du dioxyde de carbone est élevée. Les bandes sont aussi plus larges lorsque la température de gaz est à $500^\circ C$ qu'à $270^\circ C$. La largeur des bandes varie donc avec la pression, la température et la concentration du gaz. Il faut aussi noter que le pic d'émission centré sur $4,15 \mu m$ ne varie pas quelles que soient la pression et la concentration. Nous pouvons penser que ce pic est caractéristique de la température de gaz en profondeur.

Ainsi, en sélectionnant judicieusement des bandes spectrales de transparence, semi transparence et d'opacité du gaz, nous pouvons espérer identifier la température du gaz (autour de $4,15 \mu m$), les concentrations des gaz et la pression (entre $4,2 \mu m$ et $4,4 \mu m$). Nous voyons immédiatement que le dioxyde de carbone est transparent entre $3,7 \mu m$ et $4 \mu m$ (à 30 bar) et pour des longueurs d'onde supérieures à $4,6 \mu m$.

Pour un mélange CO_2/N_2 , la bande $3,7 \mu m - 4 \mu m$ peut a priori être utilisée pour caractériser la température du corps noir ou celle de la paroi opaque et la bande $4,6 \mu m - 5,2 \mu m$ pour la température du ou des hublots selon la configuration de la cellule.

Il faut à présent vérifier que les remarques que nous venons de faire restent vraies pour le monoxyde de carbone.

Le monoxyde de carbone

Nous présentons ci dessous les spectres d'émission «propre» du monoxyde de carbone à 500°C en fonction de sa concentration et pour différentes pressions de gaz.

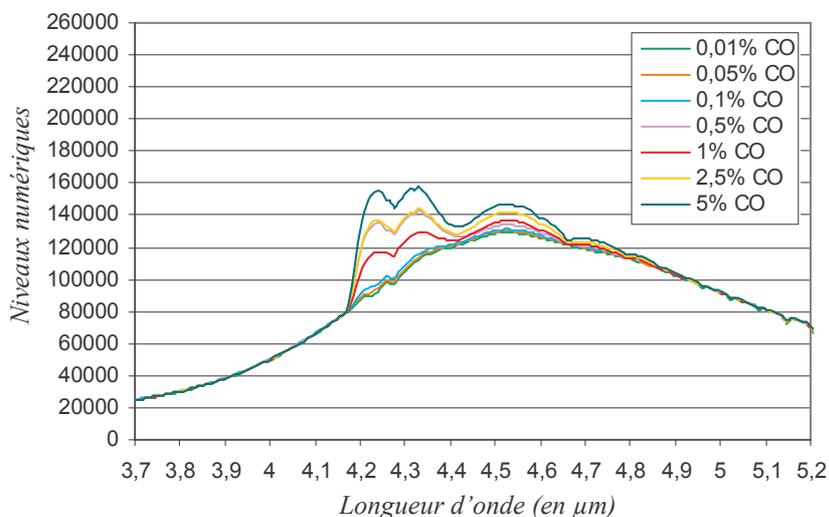


Figure IV.75 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO/N_2 avec $p_g = p_{atm}$ et $T_{cg} = 500^\circ C$

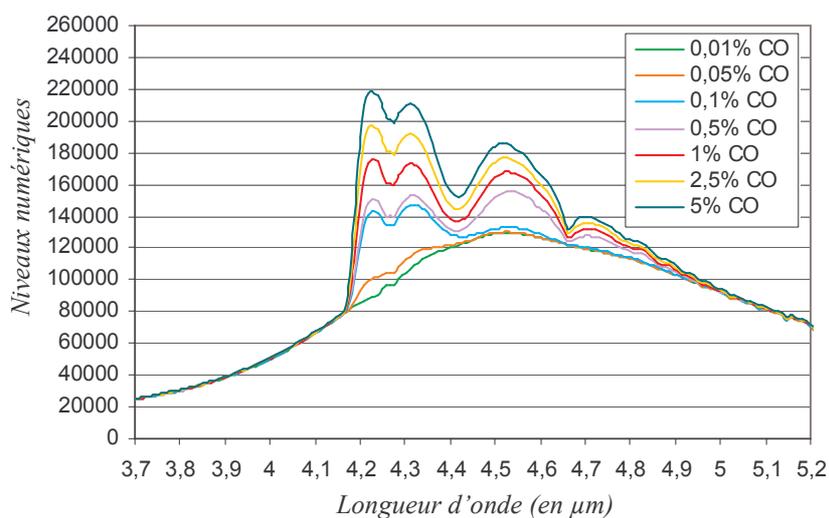


Figure IV.76 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO/N_2 avec $p_g = 10 \text{ bar}$ et $T_{cg} = 500^\circ C$

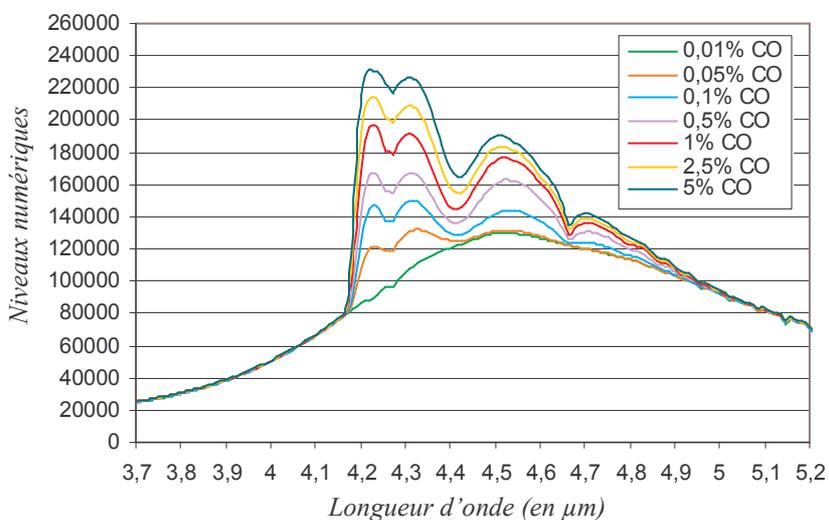


Figure IV.77 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO/N_2 avec $p_g = 20 \text{ bar}$ et $T_{cg} = 500^\circ C$

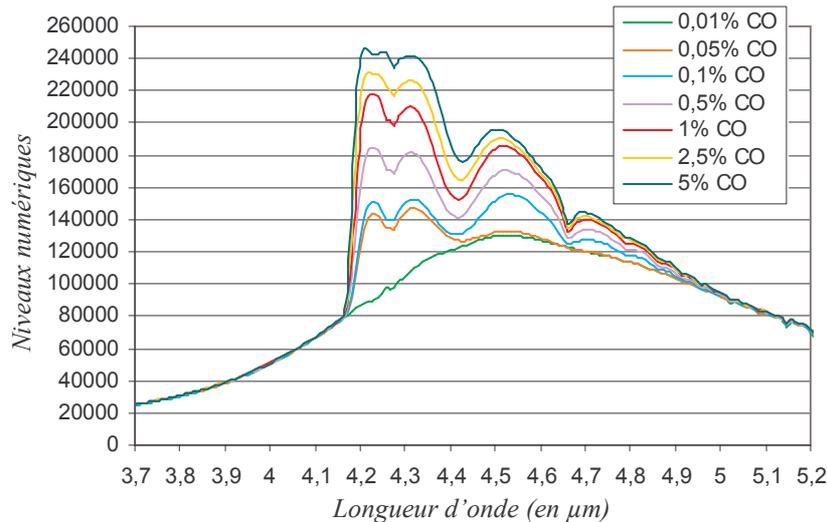


Figure IV.78 : Spectres bruts d'émission de différents mélanges CO/N₂ avec $p_g = 30$ bar et $T_{cg} = 500^\circ\text{C}$

A 500°C , l'émission du monoxyde de carbone reste centrée autour de $4,7\ \mu\text{m}$, en considérant que l'émission autour de $4,3\ \mu\text{m}$ est due à la formation de petites quantités de dioxyde de carbone. Les bandes du monoxyde de carbone s'intensifient et s'élargissent avec la concentration et la pression. Par contre, l'émission du dioxyde de carbone (autour de $4,3\ \mu\text{m}$) est nettement plus faible que celle des figures précédentes (surtout parce que les concentrations de monoxyde de carbone donc de dioxyde de carbone sont nettement plus faibles), les bandes ne présentent donc pas de creux important au voisinage de $4,3\ \mu\text{m}$. Le gaz y est davantage transparent et le phénomène d'auto-absorption est très faible. Au-delà de $4,6\ \mu\text{m}$, le signal mesuré est caractéristique de la concentration du monoxyde puisqu'il est le seul gaz à émettre dans ces longueurs d'onde.

Bilan de la deuxième série d'essais

La deuxième série d'essais à haute température aboutit à des résultats qui viennent confirmer les conclusions de la première série. Elle nous a permis d'avoir une idée assez précise de la localisation des bandes de transparence, de semi transparence et d'opacité des gaz. Dans ce sens, cette étude expérimentale est une aide précieuse pour la sélection des bandes spectrales des filtres passe-bande pour les mesures par thermographie infrarouge. Mais pour compléter les essais, nous devons construire une modélisation plus adaptée à notre problème réel qui prenne en compte l'anisothermie du gaz et l'émission des hublots.

IV.4.3 Adaptation du modèle

a) Modélisation des transferts radiatifs dans le cas d'un gaz anisotherme

Pour résoudre l'équation de transfert radiatif dans le cas d'un milieu gazeux semi-transparent anisotherme, la démarche initiale est la même que pour un gaz isotherme. Nous partons de l'équation de transfert radiatif (III.10) pour un milieu gazeux semi-transparent, émissif, absorbant mais non diffusant :

$$\frac{dL_v(s)}{ds} + K_v(s)L_v(s) = K_v(s)L_v^0[T(s)] \quad (\text{IV.33})$$

Pour résoudre cette équation, nous utilisons la méthode à deux flux directionnels, comme pour le gaz isotherme. Nous aboutissons donc à un système de deux équations (une pour le flux transmis $L_v^+(x)$ et l'autre pour le flux réfléchi $L_v^-(x)$), en posant $x = s \cos(\theta)$:

$$\cos\theta \frac{dL_v^+(x)}{dx} + K_v(x)L_v^+(x) = K_v(x)L_v^o[T(x)] \quad (\text{IV.34})$$

$$\cos\theta \frac{dL_v^-(x)}{dx} + K_v(x)L_v^-(x) = K_v(x)L_v^o[T(x)] \quad (\text{IV.35})$$

Sous une incidence normale, $\cos\theta = 1$ pour le faisceau transmis et $\cos\theta = -1$ pour le faisceau réfléchi. Les deux équations précédentes deviennent :

$$\frac{dL_v^+(x)}{dx} + K_v(x)L_v^+(x) = K_v(x)L_v^o[T(x)] \quad (\text{IV.36})$$

$$-\frac{dL_v^-(x)}{dx} + K_v(x)L_v^-(x) = K_v(x)L_v^o[T(x)] \quad (\text{IV.37})$$

Contrairement au cas isotherme, nous ne pouvons plus simplifier l'écriture de l'équation en considérant que le coefficient d'absorption est constant. La résolution se fait donc par la méthode du facteur intégrant.

Multiplions la première équation par $\exp\left[\int_0^x K_v(x')dx'\right]$ [6] :

$$\frac{dL_v^+(x)}{dx} \cdot \exp\left[\int_0^x K_v(x')dx'\right] + K_v(x)L_v^+(x) \cdot \exp\left[\int_0^x K_v(x')dx'\right] = K_v(x)L_v^o[T(x)] \cdot \exp\left[\int_0^x K_v(x')dx'\right] \quad (\text{IV.38})$$

$$\frac{d}{dx} \left(L_v^+(x) \cdot \exp\left[\int_0^x K_v(x')dx'\right] \right) = K_v(x)L_v^o[T(x)] \cdot \exp\left[\int_0^x K_v(x')dx'\right] \quad (\text{IV.39})$$

L'intégration entre x_0 et x_1 s'écrit :

$$L_v^+(x_1) \cdot \exp\left[\int_0^{x_1} K_v(x')dx'\right] - L_v^+(x_0) \cdot \exp\left[\int_0^{x_0} K_v(x')dx'\right] = \int_{x_0}^{x_1} K_v(x)L_v^o[T(x)] \cdot \exp\left[\int_0^x K_v(x')dx'\right] dx \quad (\text{IV.40})$$

Soit :

$$L_v^+(x_1) = L_v^+(x_0) \cdot \exp\left[\int_{x_1}^{x_0} K_v(x')dx'\right] + \exp\left[-\int_0^{x_1} K_v(x')dx'\right] \cdot \int_{x_0}^{x_1} K_v(x)L_v^o[T(x)] \cdot \exp\left[\int_0^x K_v(x')dx'\right] dx \quad (\text{IV.41})$$

ou encore :

$$L_v^+(x_1) = L_v^+(x_0) \cdot \exp\left[-\int_{x_0}^{x_1} K_v(x')dx'\right] + \int_{x_0}^{x_1} K_v(x)L_v^o[T(x)] \cdot \exp\left[-\int_x^{x_1} K_v(x')dx'\right] dx \quad (\text{IV.42})$$

Si $x_0 = 0$, alors nous pouvons écrire :

$$L_v^+(x_1) = L_v^+(0) \cdot \exp\left[-\int_0^{x_1} K_v(x')dx'\right] + \int_0^{x_1} K_v(x)L_v^o[T(x)] \cdot \exp\left[-\int_x^{x_1} K_v(x')dx'\right] dx \quad (\text{IV.43})$$

Luminance émise à l'abscisse 0 et transmise à travers le trajet [0, x_1]

Luminances émises pour chaque point d'abscisse x du trajet [0, x_1] et transmises de x à x_1

Si nous appliquons la méthode du facteur intégrant sur la deuxième équation en la multipliant

par $\exp\left[-\int_0^x K_v(x') dx'\right]$ [6], nous obtenons de la même façon, pour $x_0 = d$:

$$L_v(x_1) = L_v(d) \cdot \exp\left[\int_d^{x_1} K_v(x') dx'\right] - \int_d^{x_1} K_v(x) L_v^o[T(x)] \cdot \exp\left[\int_x^{x_1} K_v(x') dx'\right] dx \quad (\text{IV.44})$$

A partir de là, nous pouvons résoudre l'équation de transfert radiatif en écrivant les conditions limites. Nous allons chercher la solution dans le cas de la cellule gaz munie de ses deux hublots.

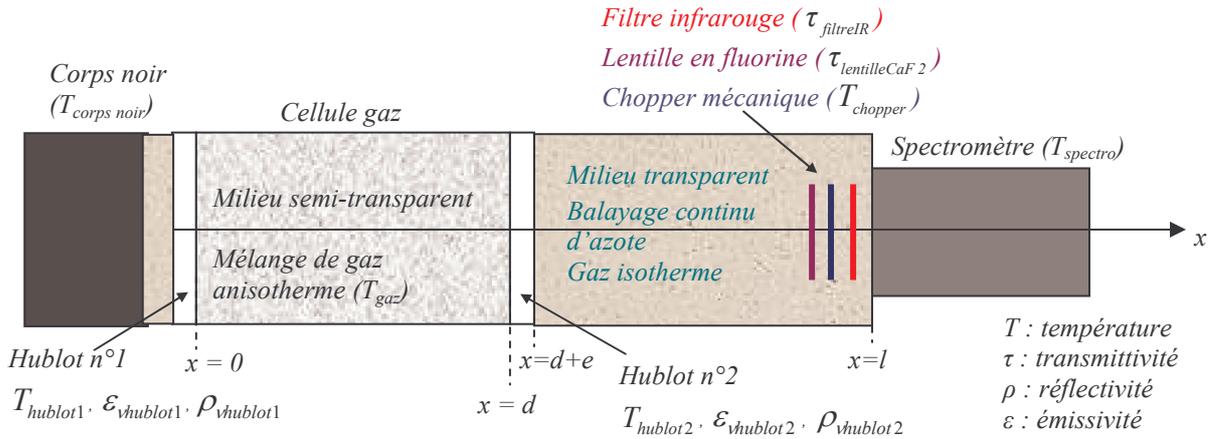


Figure IV.79 : Schéma simplifié de la configuration hublot-hublot dans le cas d'un gaz anisotherme

Les conditions limites s'écrivent en considérant l'émission des hublots :

$$\text{en } x=0 \quad L_v^+(x=0) = \tau_{\text{hublot1}} L_v^o(T_{\text{corps noir}}) + \varepsilon_{\text{hublot1}} L_v^o(T_{\text{hublot1}}) + \rho_{\text{hublot1}} L_v^-(0) \quad (\text{IV.45})$$

$$\text{en } x=d \quad L_v^-(x=d) = \tau_{\text{hublot2}} L_v^o(T_{\text{spectro}}) + \varepsilon_{\text{hublot2}} L_v^o(T_{\text{hublot2}}) + \rho_{\text{hublot2}} L_v^+(d) \quad (\text{IV.46})$$

Nous obtenons finalement la solution suivante :

$$L_\lambda^+(d) = \frac{1}{\left(1 - \rho_{\text{hublot1}} \rho_{\text{hublot2}} e^{-\int_0^d 2K_v(x') dx'}\right)} \left\{ \tau_{\text{hublot1}} L_v^o(T_{\text{corps noir}}) e^{-\int_0^d K_v(x') dx'} + \varepsilon_{\text{hublot1}} L_v^o(T_{\text{hublot1}}) e^{-\int_0^d K_v(x') dx'} \right. \\ + \rho_{\text{hublot1}} \tau_{\text{hublot2}} L_v^o(T_{\text{spectro}}) e^{-\int_0^d 2K_v(x') dx'} + \varepsilon_{\text{hublot2}} \rho_{\text{hublot1}} L_v^o(T_{\text{hublot2}}) e^{-\int_0^d 2K_v(x') dx'} \\ \left. + \rho_{\text{hublot1}} e^{-\int_0^d K_v(x') dx'} \int_0^d K_v(x) L_v^o[T(x)] e^{-\int_0^x K_v(x') dx'} dx + \int_0^d K_v(x) L_v^o[T(x)] e^{-\int_0^x K_v(x') dx'} dx \right\} \quad (\text{IV.47})$$

Si nous considérons que le produit $\rho_{vhublot1}\rho_{vhublot2}e^{-\int_0^d 2K_v(x')dx'}$ est nettement inférieur à 1, la solution se simplifie puisque le rapport $\frac{1}{\left(1 - \rho_{vhublot1}\rho_{vhublot2}e^{-\int_0^d 2K_v(x')dx'}\right)}$ est égal à 1.

Comme précédemment, cette approximation est nécessaire pour moyenner facilement la solution sur des petits intervalles spectraux (la moyenne d'un rapport n'étant pas égal au rapport des moyennes).

Nous obtenons alors :

$$\begin{aligned}
 L_v^+(d) = & \tau_{vhublot1}L_v^o(T_{corpsnoir})e^{-\int_0^d K_v(x')dx'} + \varepsilon_{vhublot1}L_v^o(T_{hublot1})e^{-\int_0^d K_v(x')dx'} \\
 & + \rho_{vhublot1}\tau_{vhublot2}L_v^o(T_{spectro})e^{-\int_0^d 2K_v(x')dx'} + \varepsilon_{vhublot2}\rho_{vhublot1}L_v^o(T_{hublot2})e^{-\int_0^d 2K_v(x')dx'} \\
 & + \rho_{vhublot1}e^{-\int_0^d K_v(x')dx'} \int_0^d K_v(x)L_v^o[T(x)]e^{-\int_x^d K_v(x')dx'} dx + \int_0^d K_v(x)L_v^o[T(x)]e^{-\int_x^d K_v(x')dx'} dx
 \end{aligned} \tag{IV.48}$$

De plus, la transmission du gaz entre les points x_1 et x_2 peut s'écrire [7] :

$$\overline{\tau_{gaz}(x_1, x_2)}^{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{x_1}^{x_2} e^{-\int_{x_1}^{x_2} K_v(x')dx'} dx \tag{IV.49}$$

L'intégrale : $\int_0^d K_v(x)L_v^o[T(x)]e^{-\int_x^d K_v(x')dx'} dx$ peut donc s'écrire : $\int_0^d L_v^o[T(x)]\frac{\partial\tau_v(x, d)}{\partial x} dx$. Elle

représente L_{vgaz} , émission de la colonne gazeuse.

En supposant de plus que $\Delta\nu$ est suffisamment petit pour que les luminances et les propriétés radiatives des hublots restent constantes, soit $\overline{\varepsilon_{vhublot}}^{\Delta\nu} \cong \varepsilon_{vhublot}$, $\overline{\rho_{vhublot}}^{\Delta\nu} \cong \rho_{vhublot}$ et $\overline{L_v^o[T]}^{\Delta\nu} \cong L_v^o[T]$, la luminance, solution de l'équation de transfert, intégrée sur $\Delta\nu$ s'écrit (en notant $\overline{\tau_{gaz}(l)}^{\Delta\nu} = \overline{\tau_{gaz}(0, l)}^{\Delta\nu}$) :

$$\begin{aligned}
 \overline{L^+}^{\Delta\nu}(d) = & \tau_{vhublot1}L_v^o(T_{corpsnoir})\overline{\tau_{gaz}(d)}^{\Delta\nu} + \varepsilon_{vhublot1}\overline{\tau_{gaz}}^{\Delta\nu}L_v^o(T_{hublot1}) + (\rho_{vhublot1}\overline{\tau_{gaz}(d)}^{\Delta\nu} + 1)L_{vgaz} \\
 & + \rho_{vhublot1}\tau_{vhublot2}L_v^o(T_{spectro})\overline{\tau_{gaz}(2d)}^{\Delta\nu} + \rho_{vhublot2}\varepsilon_{vhublot2}\overline{\tau_{gaz}(2d)}^{\Delta\nu}L_v^o(T_{hublot2})
 \end{aligned} \tag{IV.50}$$

La luminance en $x = d + e$ s'écrit de la façon suivante :

$$L_v(d + e) = \tau_{vhublot2}L_v^+(d) \tag{IV.51}$$

Finalement, la luminance mesurée à l'entrée du spectromètre vaut :

$$L_v(l) = [L_v(d + e) + \rho_{vhublot2}L_v^o(T_{spectro}) + \varepsilon_{vhublot2}L_v^o(T_{hublot2})]\tau_{vfilterIR}\tau_{vlentilleCaF_2} - L_v^o(T_{chopper})\tau_{vfilterIR} \tag{IV.52}$$

b) Mesures complémentaires utiles pour la modélisation

Caractérisation des hublots de saphir

Au cours de nos essais, nous avons mis en évidence que les émissions des hublots ne sont pas négligeables et qu'il faut les prendre en compte dans les conditions limites. Dans ce sens, nous avons voulu caractériser les propriétés radiatives des hublots, à savoir l'émissivité et la transmittivité, à température ambiante et pour différentes températures que nous sommes susceptibles d'atteindre au cours de nos essais. Nous avons donc réalisé des spectres avec la cellule munie d'un seul hublot en balayant l'ensemble du trajet optique avec de l'azote. L'intérêt de ce montage asymétrique était de pouvoir chauffer facilement le hublot en utilisant le chauffage de la cellule. La figure ci-dessous correspond au spectre brut d'émission propre du hublot pour différentes consignes de température du gaz.

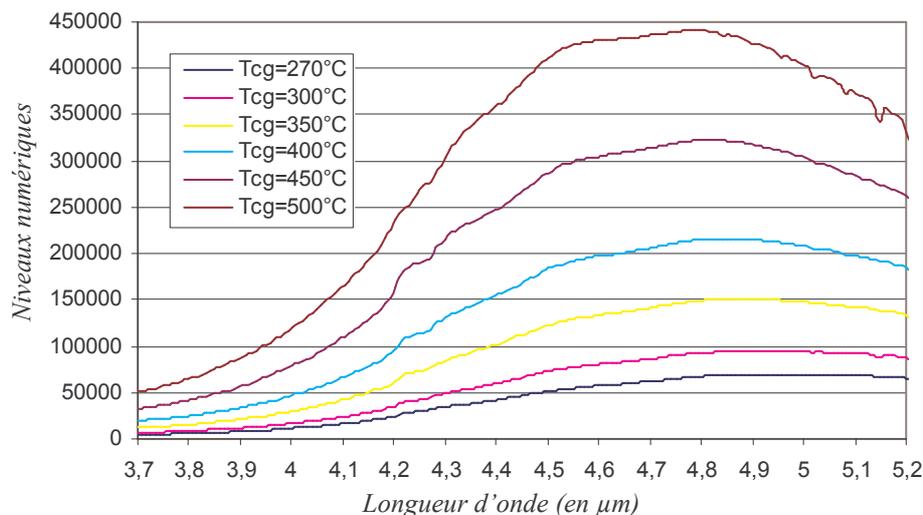


Figure IV.80 : Spectre bruts d'émission propre d'un hublot pour différentes températures du gaz

Nous remarquons immédiatement que le hublot émet peu au voisinage de 3,7 µm. Puis son émission augmente progressivement pour atteindre un maximum autour de 4,7 µm. Au-delà, elle chute légèrement mais reste élevée.

La figure suivante correspond à l'émission du corps noir à 250°C, transmise à travers le hublot pour différentes consignes de températures du gaz de 270°C à 500°C (donc pour différentes températures de hublot).

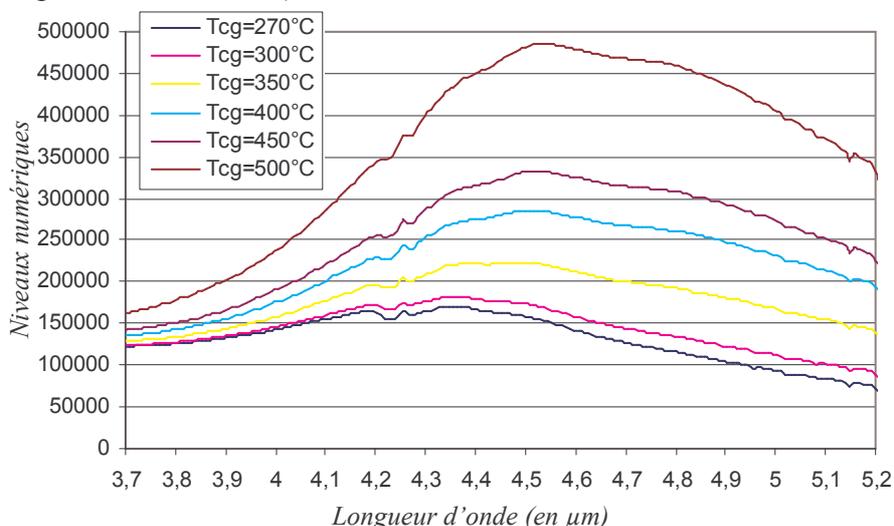
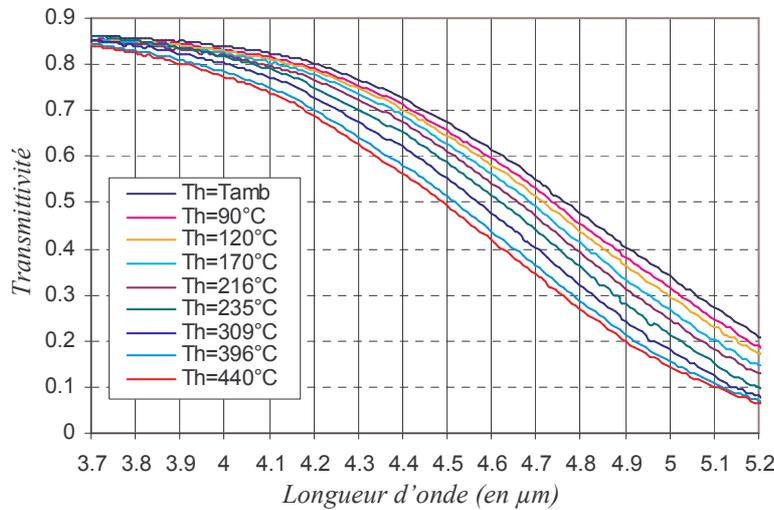


Figure IV.81 : Spectres bruts d'émission du corps noir à travers le hublot pour différentes températures du gaz

A l'aide d'un thermocouple en contact avec la surface du hublot, nous avons mesuré sa température en fonction de la consigne de température du gaz. A partir de cette mesure et des deux séries d'essais précédentes, nous avons pu calculer la transmittivité du hublot en fonction de sa propre température.



Consigne de température du gaz T_{cg}	Température mesurée par le thermocouple en contact avec la surface interne du hublot
100°C	90°C
150°C	120°C
200°C	170°C
250°C	216°C
270°C	235°C
300°C	264°C
350°C	309°C
400°C	353°C
450°C	396°C
500°C	440°C

Tableau IV.6

Figure IV.82 : Transmittivité du hublot en fonction de sa température

Nous remarquons immédiatement que la transmission est élevée au voisinage de 3,7 μm et que le hublot s'opacifie rapidement lorsque la longueur d'onde augmente, d'autant plus que sa température est élevée. Remarquons au passage qu'à température ambiante on retrouve sensiblement le spectre déjà présenté **figure IV.4**.

Ces spectres de transmission vont être utilisés pour nos calculs théoriques.

Pour déterminer l'émissivité du hublot, nous avons utilisé l'équation : $\varepsilon = 1 - \rho - \tau$. Pour les valeurs de transmittivité, nous avons considéré celles que nous venons de déterminer (figure IV.82) et pour les valeurs de réflectivité, nous avons repris celles obtenues avec le spectromètre à transformée de Fourier (**figure IV.5**). Il s'agit d'un spectre de réflectivité à température ambiante mais cette grandeur varie peu avec la température (contrairement à la transmittivité), nous avons donc utilisé ce spectre pour toutes les températures de hublot considérées.

Là aussi, les spectres d'émissivité obtenus seront utilisés pour nos calculs théoriques.

Mesures de température de gaz

Avant de passer aux études de sensibilité du modèle, nous allons présenter quelques mesures de températures de gaz par thermocouple pour étudier l'évolution du gradient de température du gaz (entre le centre de la cellule et les hublots) lorsque la température du gaz augmente. Ci-dessous sont représentées les six mesures des thermocouples pour trois consignes de température du gaz : $T_{cg} = 300^\circ\text{C}$, $T_{cg} = 400^\circ\text{C}$ et $T_{cg} = 500^\circ\text{C}$. Les six thermocouples sont numérotés de 1 à 6. L'axe du trajet optique est représenté en pointillé sur la **figure IV.83**.

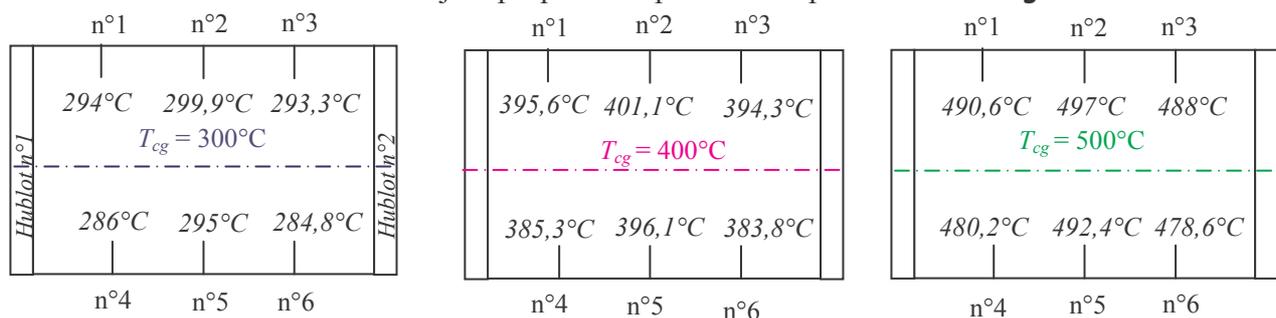


Figure IV.83 : Répartition des températures du gaz dans la cellule pour trois consignes de température du gaz

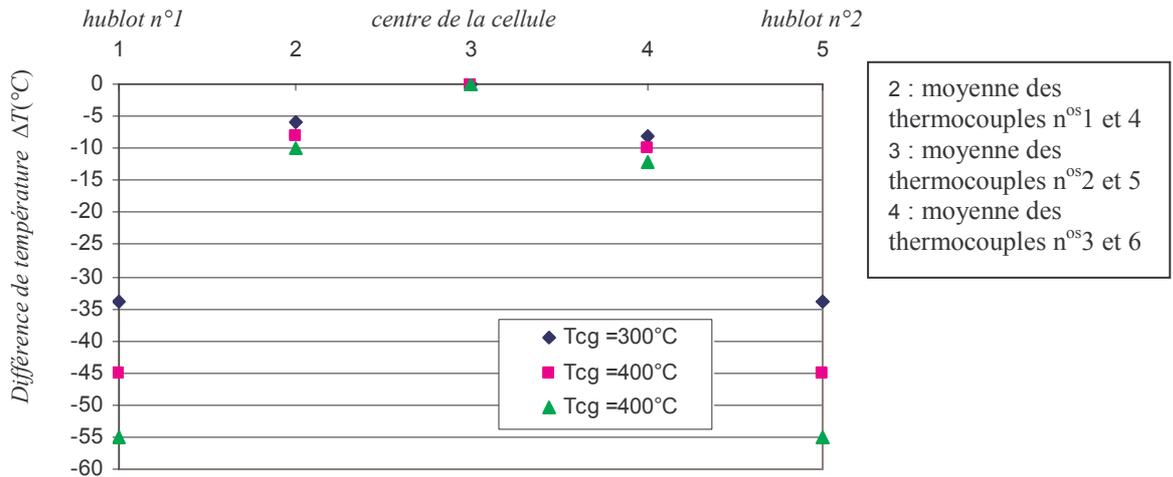


Figure IV.84 : Anisothermie dans l'axe du trajet optique entre le centre de la cellule et les hublots pour différentes consignes de températures du gaz

L'anisothermie du gaz est donc importante et se manifeste essentiellement par un fort gradient près des hublots (qui s'accroît lorsque la température du gaz augmente). Au centre de la cellule, la température reste relativement constante.

Nous avons également vérifié que le rayonnement du corps noir n'avait pas d'influence sensible sur la répartition des températures à l'intérieur de la cellule.

Ces remarques vont jouer un rôle sur notre façon de mailler la cellule pour modéliser les transferts radiatifs.

c) Maillage

En régime établi, la cellule est relativement isotherme au centre mais ne l'est plus au voisinage des hublots ou de la paroi opaque. Nous avons donc choisi de découper la cellule en un certain nombre de « mailles » homogènes, isothermes et isobares : une au centre de la cellule, de large épaisseur et un certain nombre d'autres mailles, de faible épaisseur, dans les « couches limites » au voisinage des hublots (**figure IV.85**).

Dans nos calculs, le nombre d'éléments dans les couches limites ainsi que leur épaisseur peuvent être modifiés par l'opérateur. Pour les couches limites, nous avons choisi un *profil de température linéaire* pour limiter le nombre de paramètres d'entrée mais d'autres choix sont envisageables. Nous avons testé différents maillages afin d'obtenir le meilleur ajustement des valeurs théoriques aux données expérimentales lors de l'identification paramétrique.

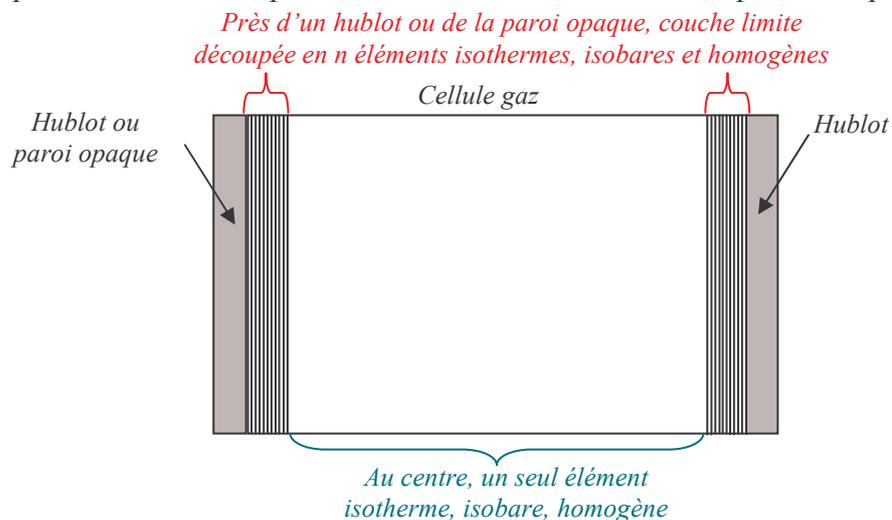


Figure IV.85 : Maillage adopté pour la modélisation des transferts radiatifs

d) Etude paramétrique de sensibilité

Nous avons décrit dans les paragraphes précédents un modèle applicable à un gaz anisotherme pour ajuster au mieux les valeurs expérimentales aux valeurs théoriques. Comme précédemment pour le cas isotherme, nous allons étudier les variations de luminance pour une variation d'un paramètre d'entrée du modèle. Ce travail va nous permettre de minimiser le nombre d'expérimentations et de déterminer les conditions optimales pour identifier chaque paramètre du modèle. Dans un premier temps, pour pouvoir confronter le modèle aux premiers essais expérimentaux à basse température, nous avons défini une configuration initiale avec un gaz à 270°C. Celle-ci nous permettra de vérifier effectivement que le modèle est bien adapté. Dans un deuxième temps, pour prévoir le comportement du modèle dans les conditions de haute température, nous avons défini une seconde configuration initiale avec une température de gaz de 600°C. Nous pourrions ainsi étudier le comportement du modèle dans des conditions de température et de pression proches de celles rencontrées dans une chambre de combustion.

Les deux configurations initiales sont décrites dans le tableau suivant.

		<i>Configuration n°1</i>	<i>Configuration n°2</i>
<i>Paramètres liés à la cellule gaz</i>	<i>Concentration CO₂</i>	10%	10%
	<i>Concentration H₂O</i>	10%	10%
	<i>Concentration CO</i>	1%	1%
	<i>Pression du gaz (p_g)</i>	30 bar	40 bar
	<i>Température du gaz (T_g)</i>	270°C	600°C
	<i>Température du hublot (T_h)</i>	235°C	495°C
<i>Température du corps noir (T_{cn})</i>		200 °C	200 °C

Tableau IV.7 : Paramètres d'entrée des configurations initiales

La température du hublot indiquée pour la première configuration à 270°C a été fixée à partir des mesures par thermocouple (cf. tableau IV.6).

Nous étudierons successivement les variations de luminance théorique en fonction des variations des paramètres d'entrée suivants :

- ✚ concentration de l'eau
- ✚ concentration du dioxyde de carbone
- ✚ concentration du monoxyde de carbone
- ✚ pression du gaz
- ✚ température du corps noir
- ✚ température du gaz au centre de la cellule et température du hublot.

Toutes les simulations sont faites pour le mélange CO₂/H₂O/CO indiqué dans le tableau. Les études des températures de gaz et de hublot sont liées puisque celles-ci varient simultanément et ne sont pas dissociables : la variation de l'une entraîne nécessairement la variation de l'autre.

Influence de la concentration d'eau

Les deux figures qui suivent représentent les variations de luminance en fonction de la concentration d'eau pour les deux configurations initiales (température de gaz à 270°C et à 600°C). Les concentrations testées vont de 5% à 20% d'eau, ce qui correspond aux valeurs que l'on peut rencontrer dans les mélanges de combustion.

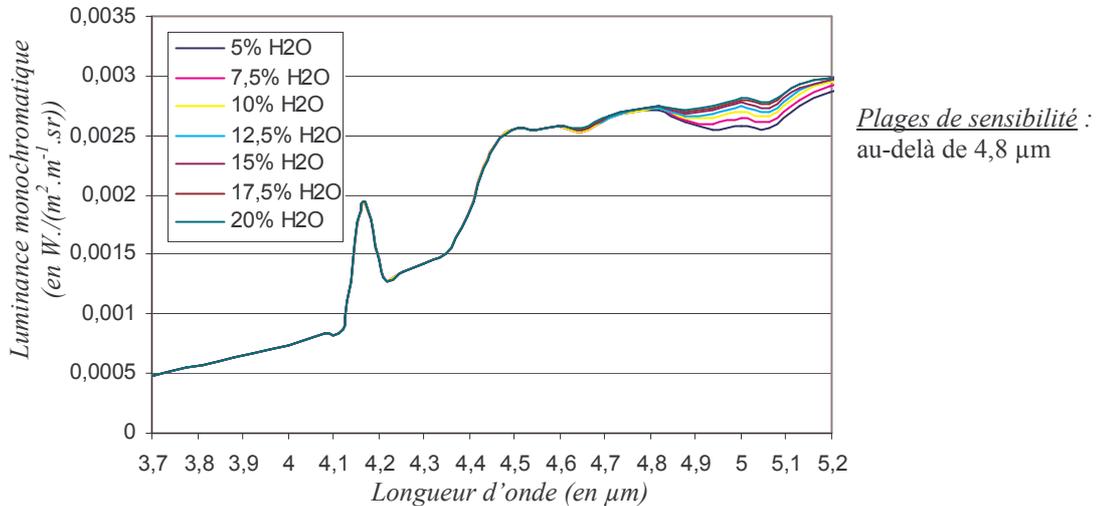


Figure IV.86 : Luminances en fonction de la concentration d' H_2O avec $T_g = 270^\circ C$

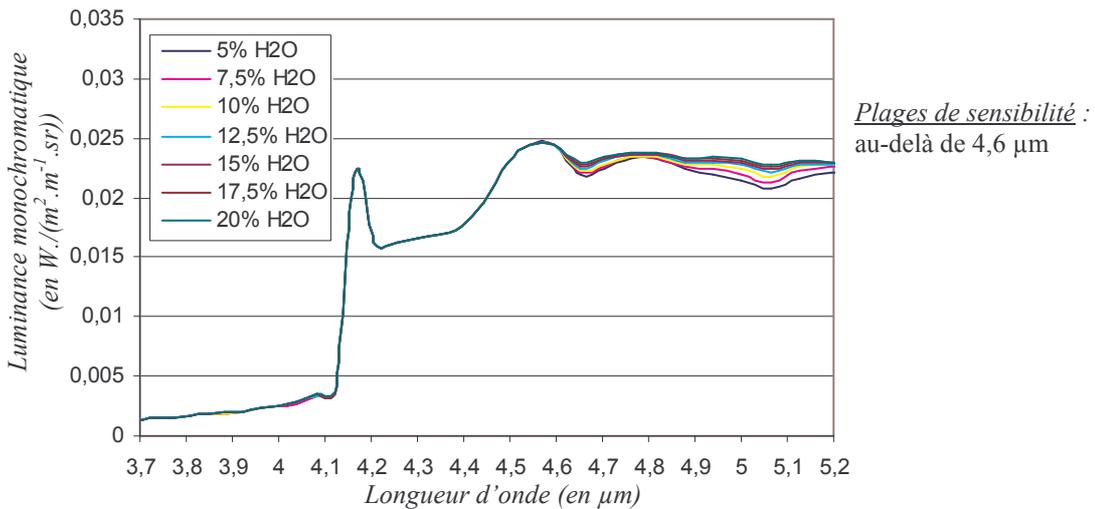


Figure IV.87 : Luminances en fonction de la concentration d' H_2O avec $T_g = 600^\circ C$

Nous pouvons noter que l'augmentation de température du gaz tend à élargir la bande spectrale d'émission de l'eau. L'émission est aussi beaucoup plus importante (10 fois plus élevée). Mais dans les deux cas, les variations de luminance restent faibles. La concentration d'eau est donc un paramètre d'entrée peu influent pour nos mesures. Nous remarquons également que la prise en compte de l'anisothermie du gaz introduit un «creux» au centre de la bande d'émission du dioxyde de carbone entre 4,2 μm et 4,4 μm , et que celle-ci s'élargit avec la température du gaz. Nous retrouvons donc bien l'allure des spectres expérimentaux lorsque les calculs sont basés sur un milieu gazeux anisotherme.

Influence de la concentration du dioxyde de carbone

Les **figures IV.88** et **IV.89** correspondent aux variations de luminance lorsque la concentration du dioxyde de carbone varie de 5% à 20%.

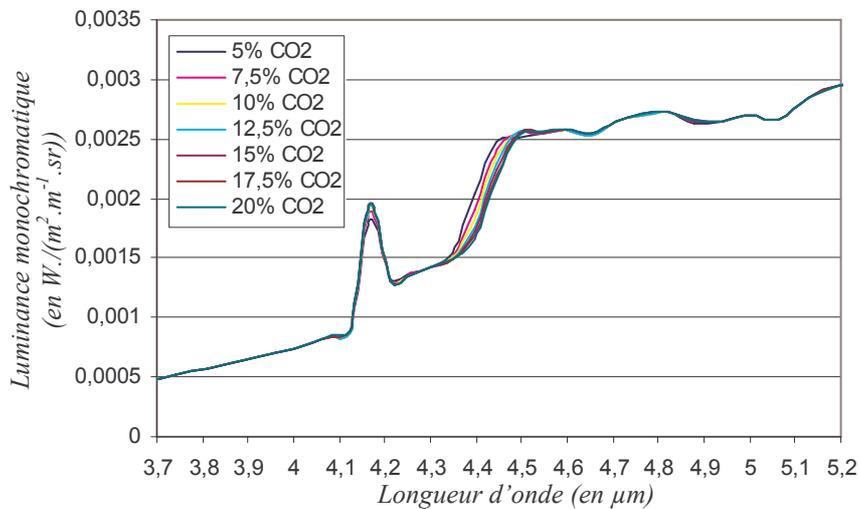


Figure IV.88 : Luminances en fonction de la concentration du CO_2 avec $T_g = 270^\circ C$

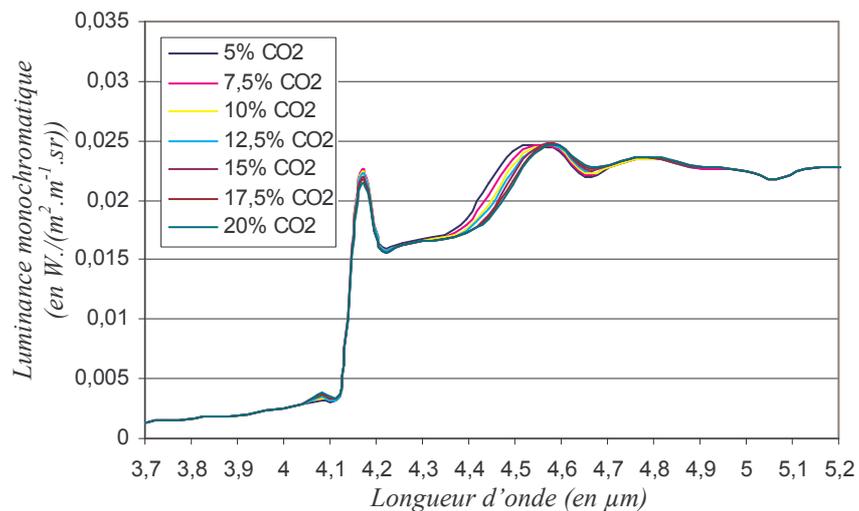


Figure IV.89 : Luminances en fonction de la concentration du CO_2 avec $T_g = 600^\circ C$

Comme précédemment, l'émission est nettement plus élevée lorsque le gaz est à $600^\circ C$ qu'à $270^\circ C$ (10 fois plus importante). Mais l'augmentation de la température du gaz modifie peu l'allure de l'émission du dioxyde de carbone : elle élargit légèrement la bande d'émission du gaz.

Influence de la concentration du monoxyde de carbone

Nous passons à l'étude des variations de luminance théorique lorsque la concentration du monoxyde de carbone est comprise entre 0,01% et 5%.

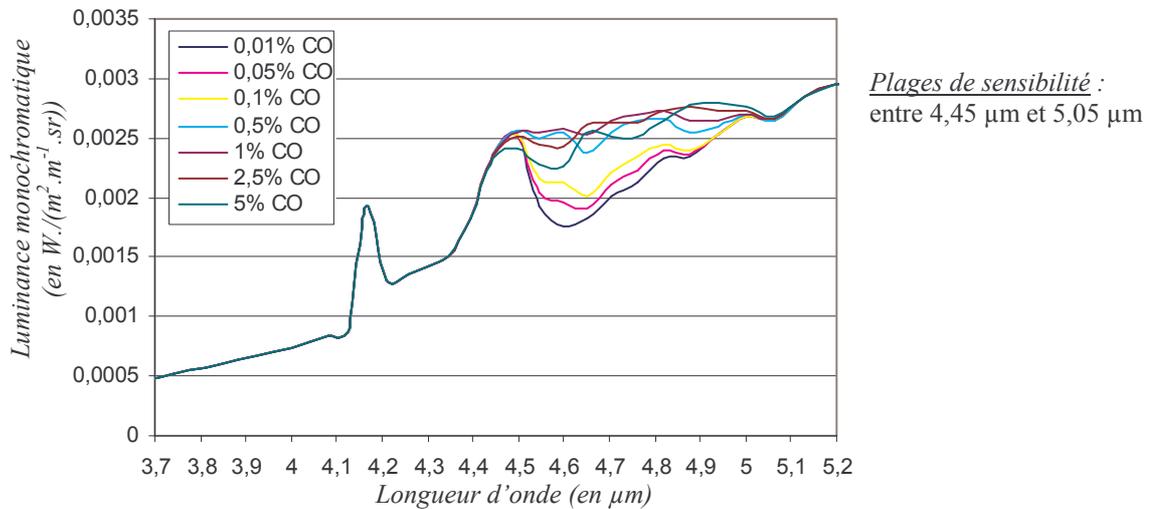


Figure IV.90 : Luminances en fonction de la concentration du CO avec $T_g = 270^\circ\text{C}$

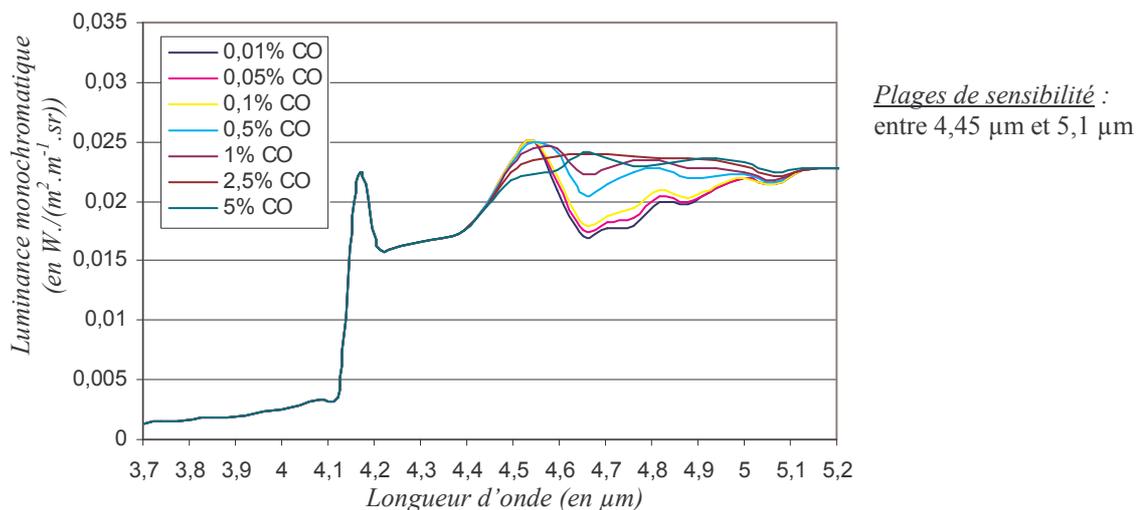


Figure IV.91 : Luminances en fonction de la concentration du CO avec $T_g = 600^\circ\text{C}$

Comme précédemment avec le dioxyde de carbone et l'eau, l'émission est nettement plus élevée lorsque le gaz est à 600°C qu'à 270°C (10 fois plus importante). Nous remarquons que l'allure du spectre d'émission du monoxyde de carbone varie peu avec la température du gaz.

Influence de la pression du gaz

Les variations de luminance théorique en fonction de la pression du gaz (de 1 bar à 40 bar) sont représentées ci-dessous.

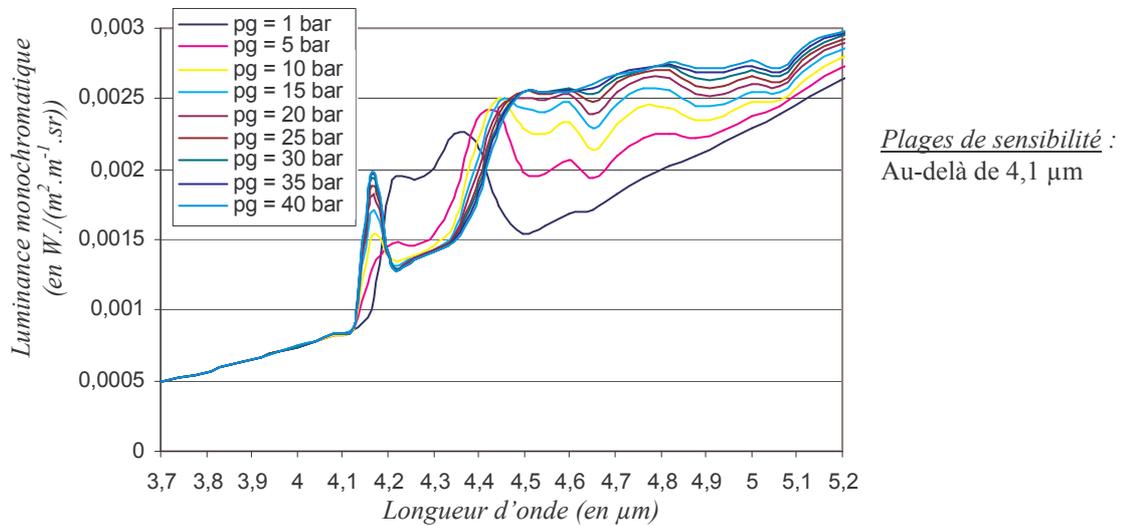


Figure IV.92 : Luminances en fonction de la pression du gaz (p_g) avec $T_g = 270^\circ\text{C}$

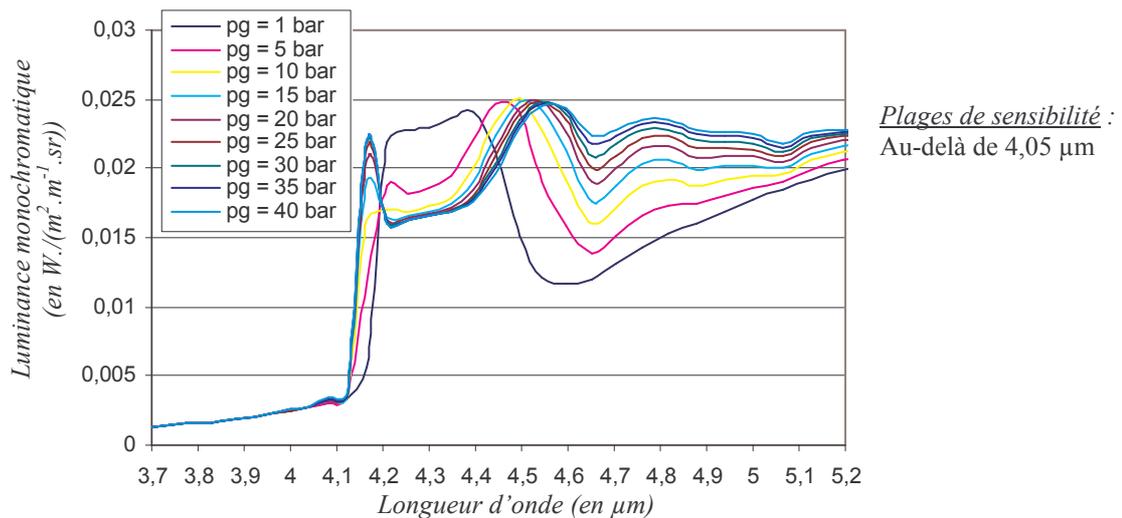


Figure IV.93 : Luminances en fonction de la pression du gaz (p_g) avec $T_g = 600^\circ\text{C}$

Nous remarquons que la pression du gaz est un paramètre d'entrée très influent, susceptible d'engendrer de grandes variations de luminance. La bande d'émission s'élargit et le creux entre $4,2 \mu\text{m}$ et $4,4 \mu\text{m}$ s'accroît quand la pression augmente.

Influence de la température du corps noir

Nous passons aux variations de luminance théorique calculée en fonction de la température du corps noir.

Remarquons que l'émission d'une paroi opaque de forte émissivité à une température donnée peut être assimilée à celle du corps noir, à la même température. Cette étude peut donc nous aider à prévoir l'évolution de la luminance en fonction de la température de la future paroi opaque de la cellule.

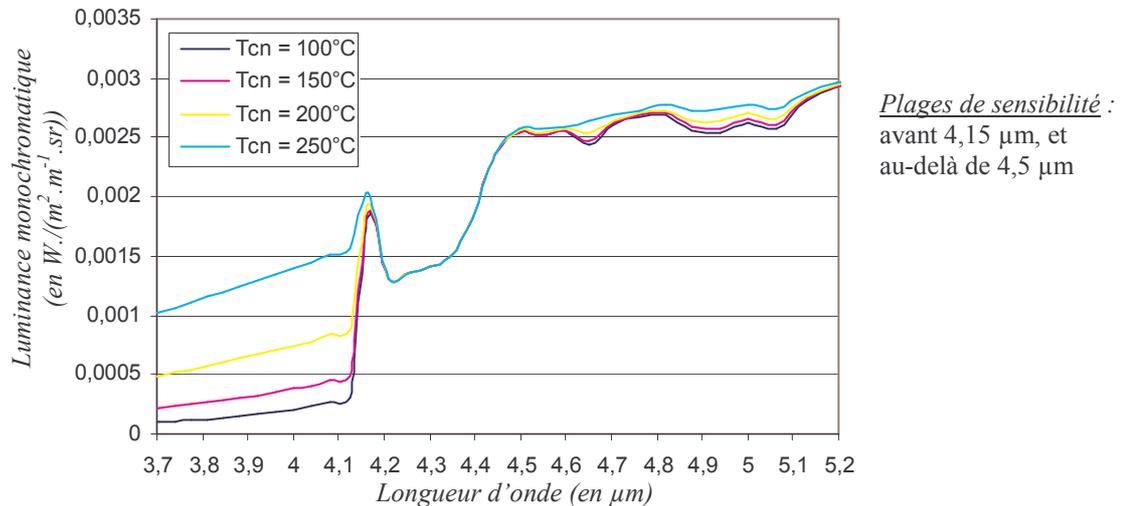


Figure IV.94 : Luminances en fonction de la température du corps noir (T_{cn}) avec $T_g = 270^\circ\text{C}$

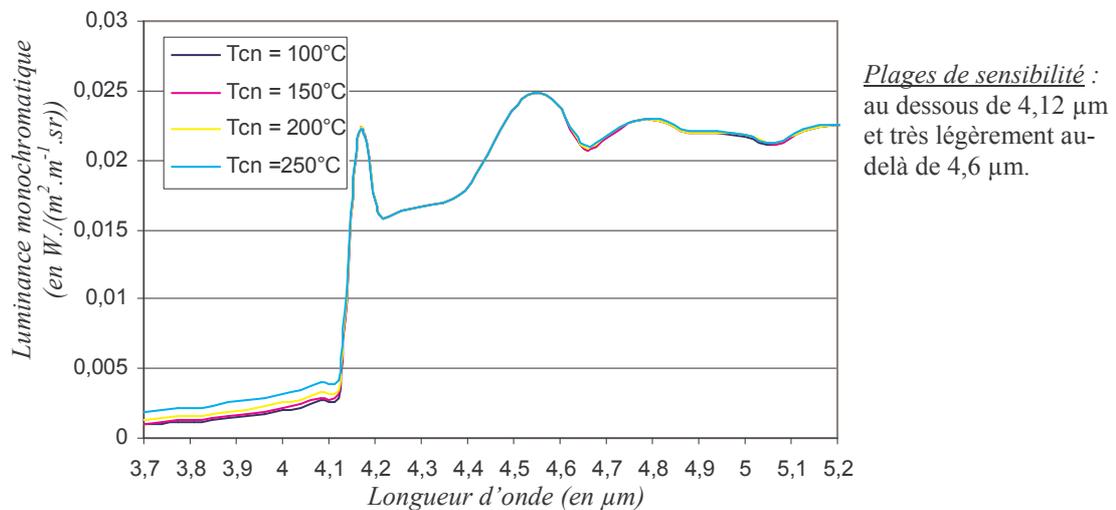


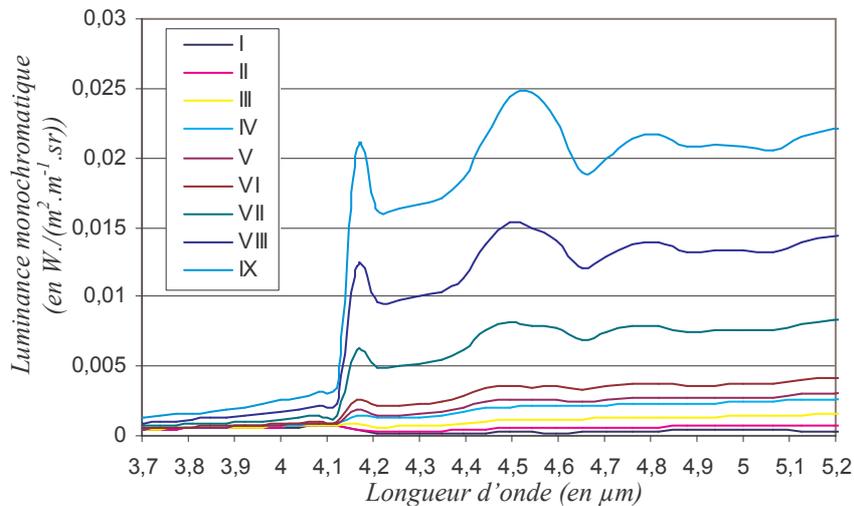
Figure IV.95 : Luminances en fonction de la température du corps noir avec $T_g = 600^\circ\text{C}$

Lorsque le gaz est à 270°C , les variations de luminance dues aux variations de température de corps noir sont principalement situées entre $3,7 \mu\text{m}$ et $4,2 \mu\text{m}$ mais aussi pour des longueurs d'onde supérieures à $4,5 \mu\text{m}$. Cependant, lorsque le gaz est à 600°C , les variations de luminance ne se situent plus guère qu'entre $3,7 \mu\text{m}$ et $4,15 \mu\text{m}$ et les variations relatives sont plus faibles (à $3,7 \mu\text{m}$, lorsque le gaz est à 270°C , l'émission est multipliée par 10 lorsque la température du corps noir passe de 100°C à 250°C alors que lorsque le gaz est à 600°C , elle n'est multipliée que par 7,5).

Lorsque la température du gaz augmente, les émissions du gaz et des hublots sont prépondérantes par rapport à celle du corps noir et tendent à masquer l'influence de la température du corps noir.

Influence des températures du gaz et des hublots

La dernière étude concerne les variations de luminance théorique en fonction des températures de gaz et de hublot.



	T_{gaz}	T_{hublot}
I	100°C	90°C
II	150°C	120°C
III	200°C	170°C
IV	250°C	216°C
V	270°C	235°C
VI	300°C	264°C
VII	400°C	353°C
VIII	500°C	440°C
IX	600°C	495°C

Tableau IV.8

Plages de sensibilité :

Principalement au-delà de 4,1 μm

Figure IV.96 : Luminances en fonction des températures de gaz et de hublots

Les couples simulés de températures de gaz et de hublot, numérotés de I à IX sur la figure, sont détaillés dans le tableau IV.8. En dehors de la bande spectrale 3,7 μm – 4,1 μm , les variations des températures du gaz et des hublots modifient fortement les luminances. Ces deux paramètres sont donc très influents.

e) Etude de sensibilité du modèle pour quelques états particuliers du gaz

Comme pour le modèle isotherme, nous avons complété l'étude de sensibilité en nous intéressant à quelques états du gaz, considérés comme pouvant être représentatifs de certains points du cycle moteur tout en étant reproductibles par notre banc expérimental. Pour chaque paramètre, la sensibilité est calculée pour les six couples de température et pression du gaz décrits dans le tableau IV.3, numérotés de 1 à 6 sur chaque figure.

Comme précédemment, la sensibilité représente la variation de luminance induite par une variation de +0,1% du paramètre étudié. L'étude est réalisée pour les paramètres suivants :

- la concentration de l'eau
- la concentration du dioxyde de carbone
- la concentration du monoxyde de carbone
- la température du gaz au centre de la cellule
- la température des hublots
- la température du corps noir.

Le mélange étudié est identique à celui choisi pour l'étude précédente (10% de CO_2 , 10% de H_2O , 1% de CO). La température du corps noir est fixée à 200°C. Les figures suivantes correspondent à l'étude des six paramètres que nous venons de citer.

Pour chaque paramètre, nous spécifions les plages spectrales où le modèle est sensible (en considérant l'ensemble des six couples) et nous précisons comment évolue la sensibilité.

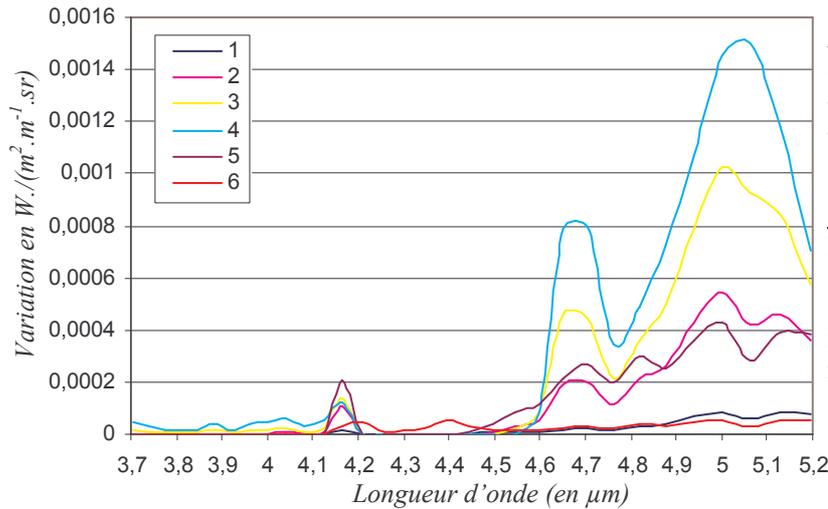


Figure IV.97 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la concentration de l'eau

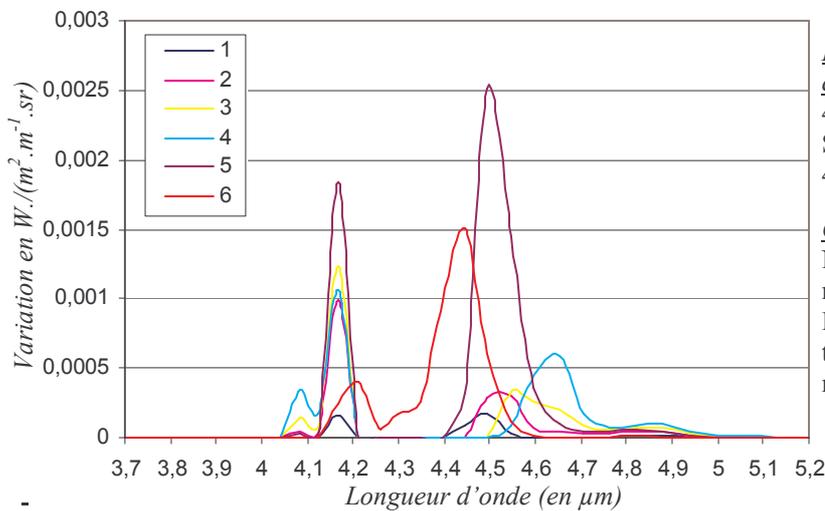


Figure IV.98 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la concentration du dioxyde de carbone

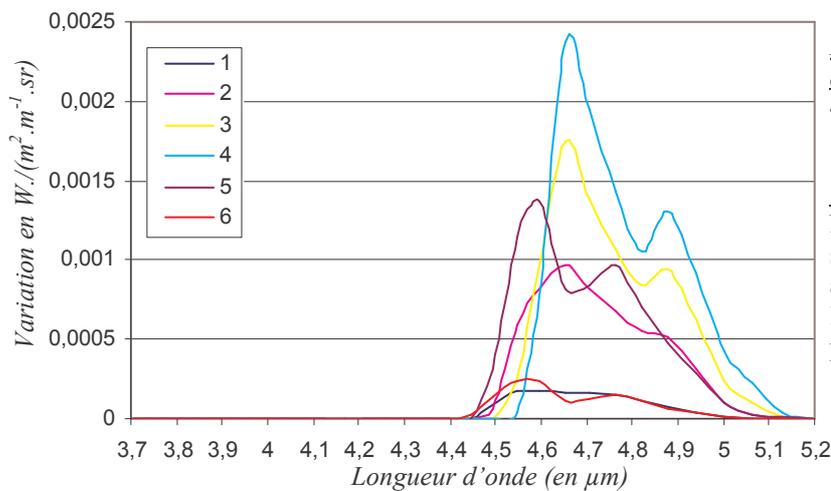


Figure IV.99 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la concentration du monoxyde de carbone

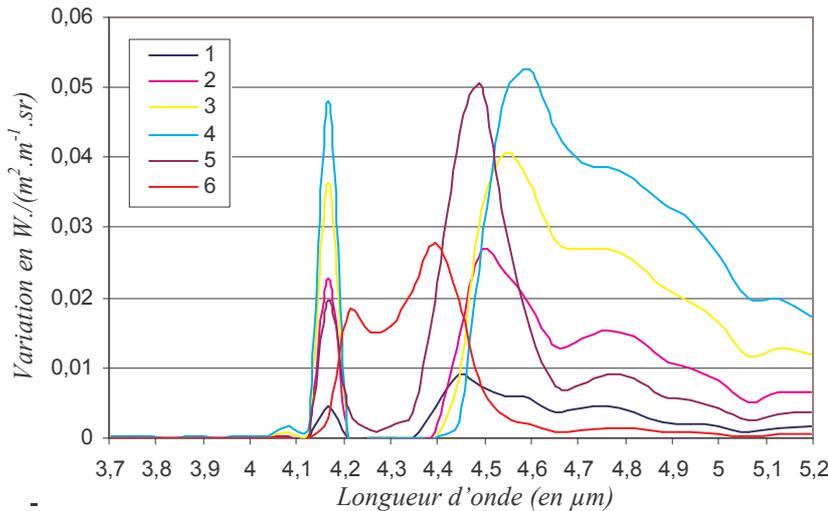


Figure IV.100 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la température du gaz au centre de la cellule

Plages spectrales de sensibilité à la température du gaz au centre de la cellule :

4,1 μm – 5 μm;
Sensibilité maximale à 4,15 μm et autour de 4,5 μm

Commentaires :

La sensibilité du modèle varie fortement mais elle est maximale aux couples n°3, n°4 et n°5, la où la température est la plus élevée. Pour ces couples, nous remarquons un pic de sensibilité autour de 4,15 μm et au voisinage de 4,5 μm. Pour ces deux longueurs d'onde, le modèle est donc sensible à la température du gaz dans des couches profondes, au centre de la cellule.

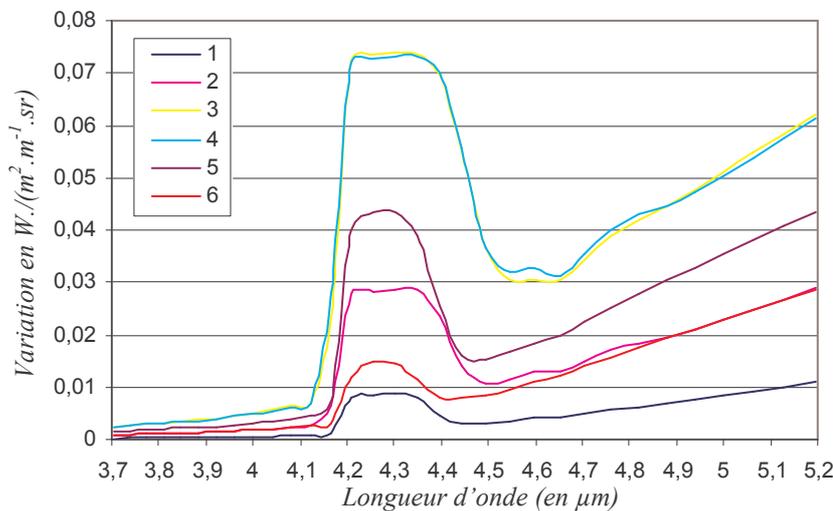


Figure IV.101 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la température des hublots

Plages spectrales de sensibilité à la température des hublots :

4,15 μm – 5,2 μm;
Sensibilité constante et maximale entre 4,15 μm et 4,4 μm

Commentaires :

La sensibilité est maximale et élevée aux couples n°3 et n°4. Nous observons de plus qu'elle est élevée et constante entre 4,15 μm et 4,4 μm, soit dans la bande de semi-transparence du gaz. Dans cette bande spectrale, le modèle est en fait sensible aux variations de la température du gaz dans les couches limites, induites par les variations de la température du hublot. Par contre, entre 3,7 μm et 4,1 μm et entre 4,5 μm et 5,2 μm, la sensibilité n'est due qu'aux variations de la température des hublots (bandes de transparence du gaz).

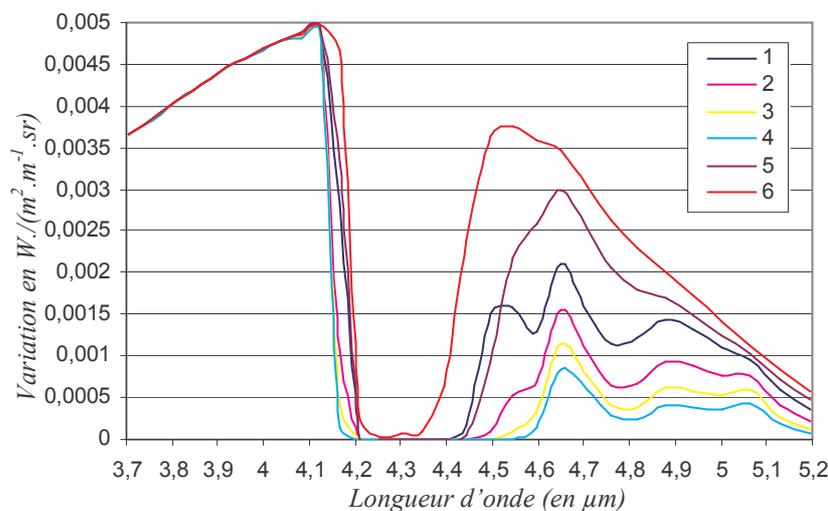


Figure IV.102 : Sensibilité du modèle à une variation de 0,1% de la température du corps noir

Plages spectrales de sensibilité à la température du corps noir :

3,7 μm – 4,1 μm;
Sensibilité maximale à 4,1 μm;
4,4 μm – 5 μm;
Sensibilité maximale à 4,5 μm.

Commentaires :

La sensibilité est maximale aux couples n°5 et n°6. Elle semble chuter avec l'augmentation de pression et température du gaz. Pour la plage spectrale 3,7 μm – 4,2 μm, la sensibilité varie peu alors qu'elle varie beaucoup pour la plage 4,35 μm – 5 μm. Cette bande spectrale est semi-transparente pour le gaz. La sensibilité dans cette plage semble dépendre des propriétés radiatives du gaz.

Nous retrouvons la même conclusion que celle de l'étude de sensibilité du modèle isotherme : pour les valeurs élevées de température et pression, nous remarquons une grande sensibilité aux concentrations d'eau et de monoxyde de carbone et aux températures du gaz et de hublots et pour les faibles valeurs de température et pression, une grande sensibilité à la concentration du dioxyde de carbone et à la température du corps noir (soit à la température T_p d'une paroi d'émissivité élevée). Par contre, les bandes spectrales où le modèle est sensible sont localisées différemment et les valeurs de sensibilité ne sont pas les mêmes. Les principales différences entre les modèles anisotherme et isotherme concernent naturellement les paramètres liés au gaz (température du gaz donc indirectement celle des hublots et concentrations de chacun des constituants du gaz).

Nous avons représenté sur la **figure IV.103**, l'ensemble des bandes spectrales pour lesquelles le modèle est sensible (sans échelle de valeur). Ceci nous a permis de définir quatre bandes. Pour chacune, nous indiquons la transparence ou semi transparence du gaz et à quel(s) paramètre(s) le modèle est sensible.

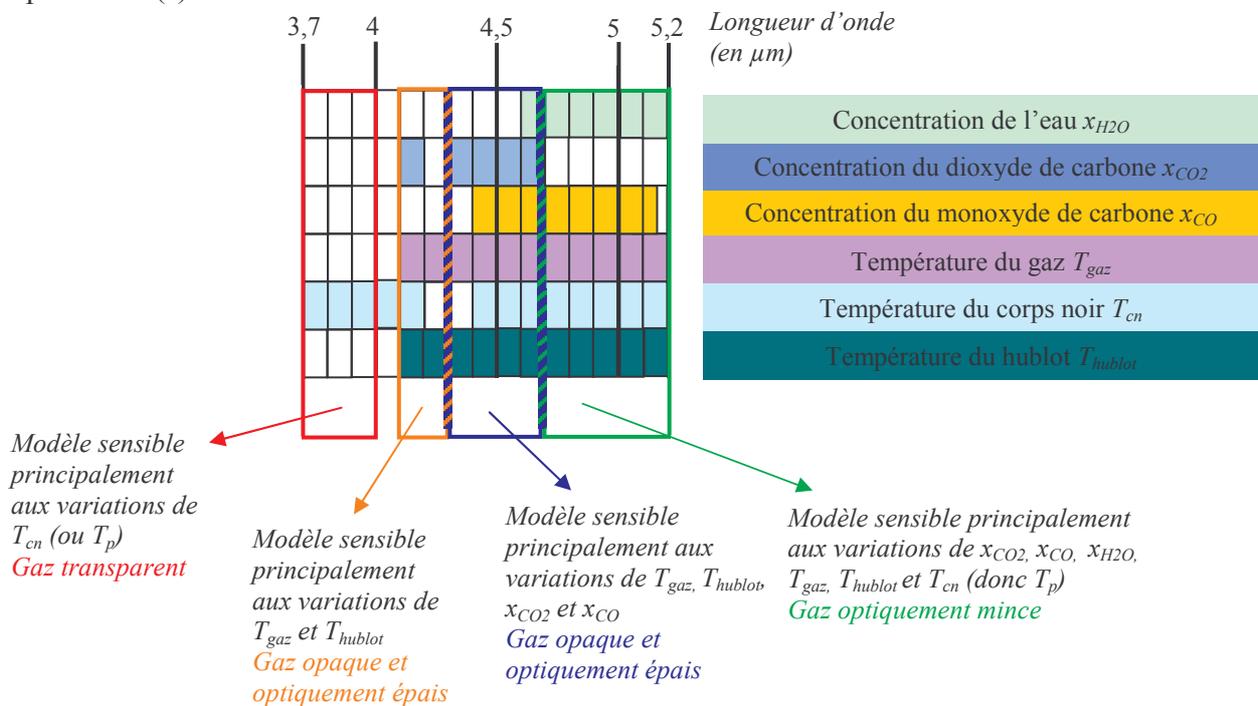


Figure IV.103 : Sensibilités du modèle anisotherme aux principaux paramètres et plages spectrales choisies

Remarque :

Lorsque le gaz est opaque, sa transmittivité est nulle. Lorsqu'il est optiquement épais, sa transmittivité est faible mais non nulle. Lorsqu'il est optiquement mince, sa transmittivité tend vers 1.

IV.4.4 Définition des bandes spectrales de transparence, de semi transparence et d'opacité des gaz

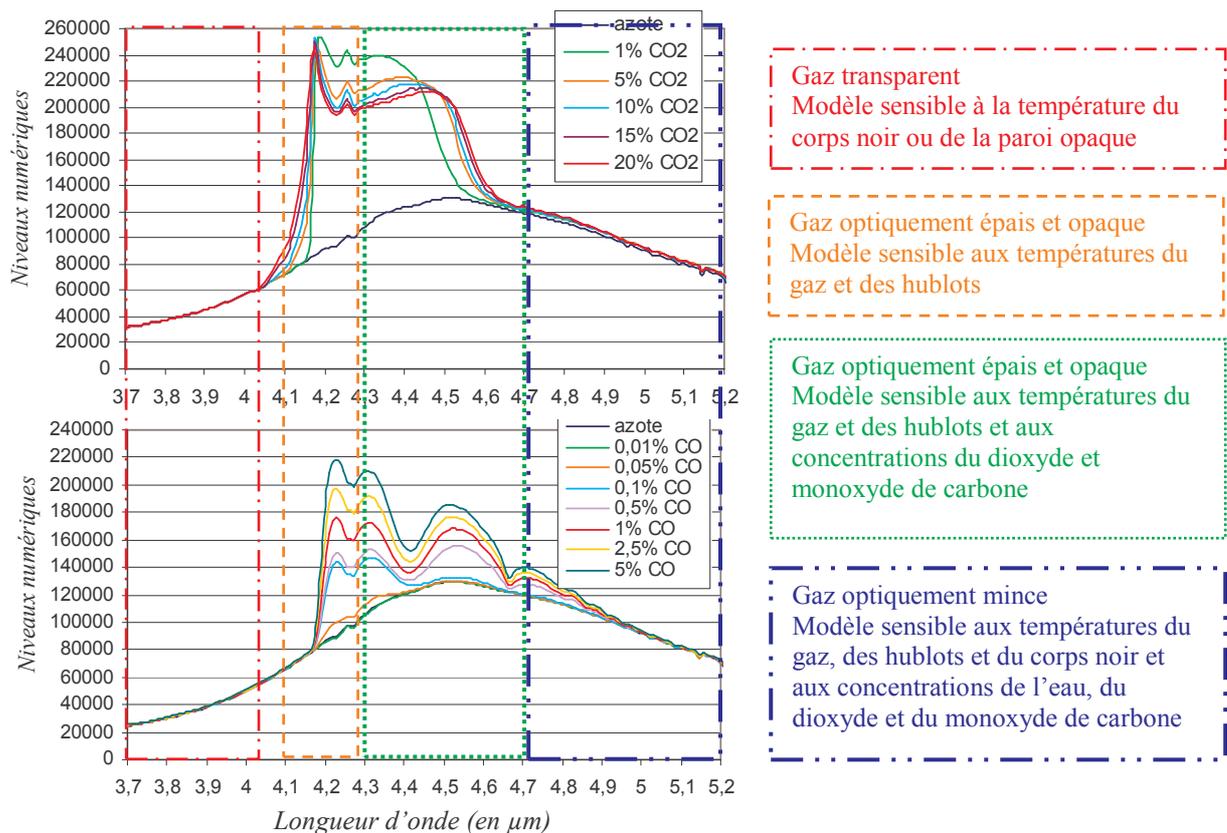
Pour choisir définitivement les bandes des filtres, nous avons regroupé les conclusions issues de l'étude de sensibilité et celles déduites de l'ensemble des essais réalisés. Pour faciliter la compréhension, nous avons sélectionné deux séries d'essais choisis parmi ceux déjà réalisés, la première sur un mélange CO_2/N_2 à 500°C, 30 bar avec le corps noir à 200°C, la seconde sur un mélange CO/N_2 à 500°C, 10 bar avec le corps noir éteint. A partir de ces deux séries d'essais et en s'aidant de la **figure IV.103**, nous allons présenter les quatre bandes sélectionnées (**figure IV.104**).

La première bande est comprise entre $3,7 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$. Le gaz y est totalement transparent. De plus, le hublot l'est pratiquement aussi. Le premier filtre sera donc adapté à l'identification de la température du corps noir ou de la paroi opaque selon la configuration de la cellule.

La deuxième bande choisie va de $4,1 \mu\text{m}$ à $4,3 \mu\text{m}$. Nous remarquons sans difficulté qu'il s'agit d'une bande où le gaz est optiquement épais et opaque. Cette bande est centrée sur le pic d'émission du dioxyde de carbone caractéristique de la température de gaz (pas de variation avec la concentration). Le deuxième filtre sera donc adapté à la détermination de la température du gaz au centre de la cellule.

La troisième bande spectrale sélectionnée est $[4,3; 4,7] \mu\text{m}$. Le gaz est là encore optiquement épais et opaque. Dans cette bande, l'émission varie essentiellement avec la température de gaz et les concentrations du dioxyde et du monoxyde de carbone (et à la température des hublots). Le troisième filtre sera donc adapté à l'identification de la composition et aux concentrations de ces deux gaz.

La quatrième bande est $4,7 \mu\text{m} - 5,2 \mu\text{m}$. Le gaz y est optiquement mince, voire transparent en l'absence de monoxyde de carbone et d'eau. Pour cette bande, le hublot tend à être opaque. Par conséquent, le quatrième filtre sera adapté à l'identification de la température du hublot. Cette identification est dans notre cas nécessaire puisque l'émission des hublots n'est pas négligeable et apporte sa contribution au signal mesuré, dans des proportions qui peuvent être comparables à celles de la paroi opaque ou du gaz.



Nous avons essayé de caractériser les différentes bandes choisies afin de les distinguer les unes des autres mais ceci n'est qu'une tendance. Chaque bande de semi transparence peut en effet évoluer selon les conditions de pression et de température et selon le mélange considéré (une bande où le gaz est optiquement épais peut devenir une bande d'opacité et inversement).

La **figure IV.105** résume notre sélection finale des filtres.

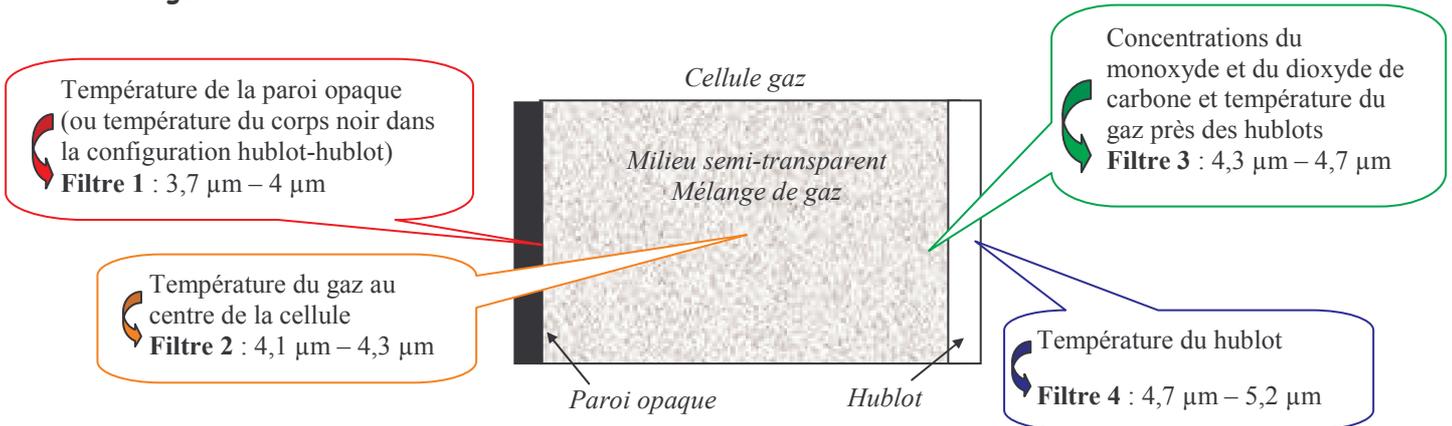


Figure IV.105 : Caractéristiques des quatre filtres choisis

IV.5 Étude de la paroi opaque

Nos filtres étant choisis, nous pouvons passer à l'étude de la paroi opaque. Le but final est bien entendu de réaliser cette étude avec la caméra de thermographie infrarouge mais nous avons préféré commencer par une série de mesures avec le spectromètre. D'une part, ces premiers essais vont nous permettre de tester le système de refroidissement et d'autre part, les résultats obtenus pourront être comparés avec les mesures par thermographie. Nous allons d'abord présenter le modèle associé à notre nouvelle configuration. Nous passerons ensuite aux résultats expérimentaux.

IV.5.1 Modélisation des transferts radiatifs

Ce paragraphe traite de la modélisation des transferts radiatifs adaptée à l'étude de la paroi opaque. Nous allons donc considérer un milieu gazeux, anisotherme, semi-transparent, non diffusant, délimité par une paroi opaque et un hublot semi-transparent.

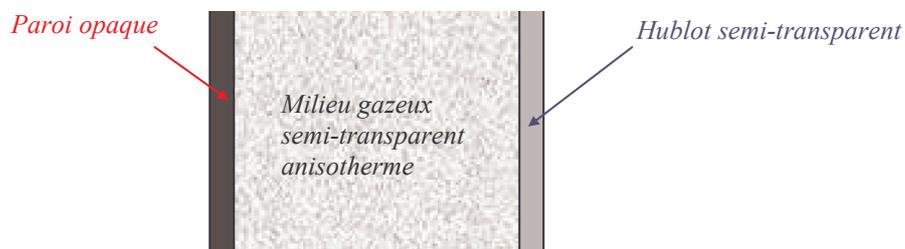


Figure IV.106 : Cas étudié pour la modélisation des transferts radiatifs

Pour modéliser notre problème, nous réécrivons l'équation de transfert radiatif dans le cas d'un milieu gazeux semi-transparent, émissif, absorbant mais non diffusant (pas de particules) :

$$\frac{dL_v(s)}{ds} + K_v(s)L_v(s) = K_v(s)L_v^o[T(s)] \quad (\text{IV.53})$$

Pour cette étude, nous utilisons la deuxième configuration du banc : *paroi opaque-hublot*. Le trajet optique entre la cellule et le détecteur du spectromètre est balayé en continu par de l'azote. La figure suivante est une représentation simplifiée du banc expérimental.

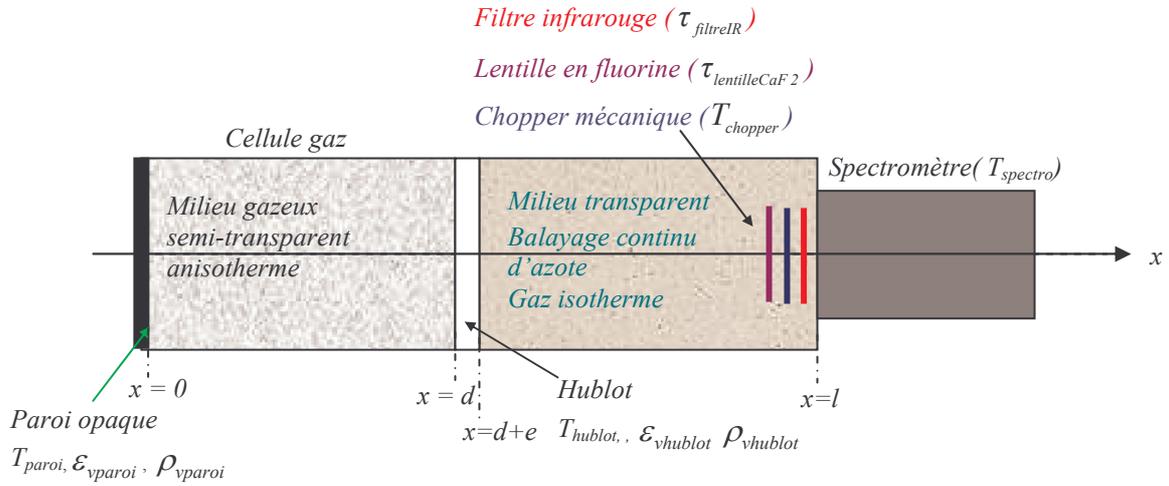


Figure IV.107 : Schéma simplifié de la configuration paroi opaque-hublot

La luminance en $x = d$ (hublot) s'écrit [7] :

$$L_\nu(d) = L_\nu(0) \cdot \exp \left[- \int_0^d K_\nu(x') dx' \right] + \int_0^d K_\nu(x') L_\nu^0[T(x')] \exp \left[- \int_0^d K_\nu(x'') dx'' \right] dx' \quad (\text{IV.54})$$

En utilisant le modèle statistique à bandes étroites et en supposant que $\Delta\nu$ est suffisamment petit pour que les luminances restent constantes ($\Delta\nu = 25 \text{ cm}^{-1}$), cette équation peut s'écrire [7] :

$$L_\nu(d) = L_\nu(0) \cdot \overline{\tau_{\text{gaz}}(0, d)}^{\Delta\nu} + \int_0^d L_\nu^0[T(x')] \cdot \frac{\partial \overline{\tau_{\text{gaz}}(x', d)}^{\Delta\nu}}{\partial x'} dx' \quad (\text{IV.55})$$

$$\text{avec } \overline{\tau_{\text{gaz}}(x_1, x_2)}^{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp \left[- \int_{x_1}^{x_2} K_\nu(x) dx \right] d\nu, \text{ transmittivité entre deux points d'abscisse } x_1 \text{ et } x_2.$$

D'après l'équation (IV.55), pour calculer la luminance en $x = d$, il faut déterminer la luminance en $x = 0$ (paroi opaque).

Si nous considérons que la réflexion de la paroi opaque est diffuse, la luminance quittant cette surface est la contribution de deux termes : l'émission propre de la paroi opaque et un éclairage venant des autres surfaces qui se réfléchit sur la paroi. En reprenant l'équation (IV.7), elle s'exprime de la façon suivante :

$$L_\nu(\vec{r}, \Omega) = \varepsilon'_\nu(\vec{r}, \Omega) L_\nu^0[T(\vec{r})] + \int_{\Omega} f_{r\nu}(\vec{r}, \Omega', \Omega) L'_\nu[\vec{r}, \Omega'] \cos \theta' d\Omega' \quad (\text{IV.56})$$

Appliqué à notre problème, l'équation devient :

$$L_\nu(0) = \varepsilon_{\nu\text{paroi}} L_\nu^0[T_{\text{paroi}}] + \int_{\Omega} f_{r\nu}(\vec{r}, \Omega', \Omega) L'_\nu[\vec{r}, \Omega'] \cos \theta' d\Omega' \quad (\text{IV.57})$$

La difficulté ici est de quantifier exactement la luminance incidente sur la paroi, soit $L'_v[\vec{r}, \Omega', \Omega]$.

Examinons le problème de plus près (**figure IV.108**) : si le gaz est transparent, la paroi est «éclairée» par une luminance de Planck à la température de la surface latérale, proche de celle du gaz, soit $L'_v = L_v^o[T_{gaz}]$. Si le gaz est optiquement épais ou opaque, la luminance incidente est la même ($L'_v = L_v^o[T_{gaz}]$). La luminance incidente ne dépend donc pas des propriétés radiatives du gaz.

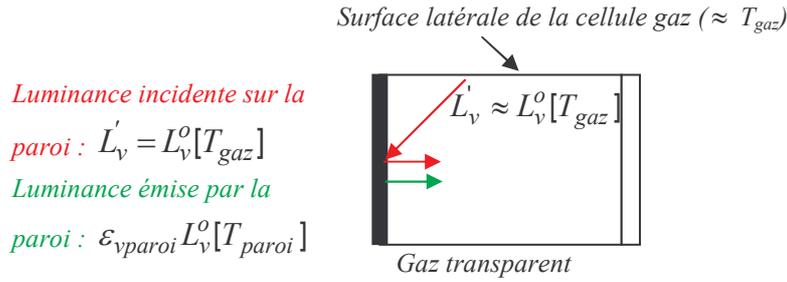


Figure IV.108 : Luminance quittant la paroi

En outre, nous supposons que la réflexion de la paroi est diffusante isotrope soit $f_{rv} = \frac{\rho_v}{\pi}$.

Nous pouvons donc écrire :

$$L_v(0) = \varepsilon_{vparoi} L_v^o[T_{paroi}] + \rho_{vparoi} L_v^o[T_{gaz}] \quad (\text{IV.58})$$

La luminance en $x = d$ devient :

$$L_v(d) = [\varepsilon_{vparoi} L_v^o[T_{paroi}] + \rho_{vparoi} L_v^o[T_{gaz}]] \overline{\tau_{gaz}(0, d)}^{\Delta v} + \int_0^d L_v^o[T(x')] \cdot \frac{\partial \overline{\tau_{gaz}(x', d)}^{\Delta v}}{\partial x'} dx' \quad (\text{IV.59})$$

La luminance en $x = l$ (au niveau du spectromètre) s'écrit :

$$L_v(l) = [\tau_{vhublot} L_v(d) + \varepsilon_{vhublot} L_v^o(T_{hublot}) + \rho_{vhublot} L_v^o(T_{spectro})] \tau_{vfiltreIR} \tau_{vlentilleCaF2} - L_v^o(T_{chopper}) \tau_{vfiltreIR} \quad (\text{IV.60})$$

soit finalement :

$$L_v(l) = \left[\tau_{vhublot} \left(\underbrace{\overline{\tau_{gaz}(0, d)}^{\Delta v} [\varepsilon_{vparoi} L_v^o[T_{paroi}] + \rho_{vparoi} L_v^o[T_{gaz}]]}_{\text{Luminances émise et réfléchiée par la paroi opaque, transmises à travers le gaz}} + \underbrace{\int_0^d L_v^o[T(x')] \cdot \frac{\partial \overline{\tau_{gaz}(x', d)}^{\Delta v}}{\partial x'} dx'}_{\text{Emission de la colonne gazeuse entre la paroi et le hublot}} \right) + \underbrace{\varepsilon_{vhublot} L_v^o[T_{hublot}] + \rho_{vhublot} L_v^o[T_{spectro}]}_{\text{Emission propre du hublot}} \right] \tau_{vfiltreIR} \tau_{vfiltreCaF2} - L_v^o[T_{chopper}] \tau_{vfiltreIR} \quad (\text{IV.61})$$

Dans un moteur transparent, le cas est différent de celui de notre banc. En effet, en supposant que la surface du piston soit pratiquement isotherme (notamment grâce au liquide de refroidissement), la luminance incidente sur la paroi de la chambre correspondrait à une luminance de Planck à la température de la paroi elle-même : $L'_v = L_v^o[T_{ch}]$ (où T_{ch} est la température moyenne de la chemise) dans les bandes spectrales où le gaz est optiquement mince ou transparent et correspondrait à une luminance de Planck à la température du gaz dans les bandes spectrales où le gaz est optiquement épais ou opaque : $L'_v = L_v^o[T_{gaz}]$. Par conséquent, dans le cas d'un moteur, la luminance incidente sur la paroi varie en fonction des propriétés radiatives du gaz.

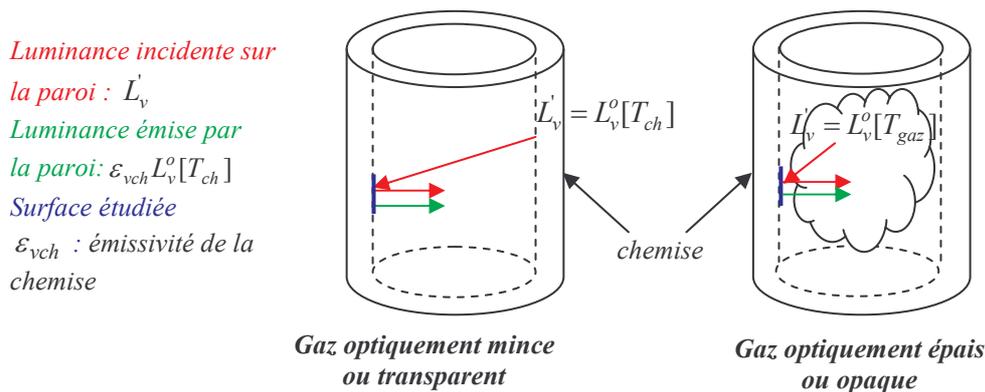


Figure IV.109 : Luminance quittant la paroi dans le cas d'une chambre de combustion

Pour rapprocher nos conditions d'essais de celles d'une chambre de combustion, il faudrait disposer d'une enceinte isotherme dont la température serait proche d'une paroi de chambre (entre 100°C et 200°C) et dans laquelle nous pourrions introduire un gaz chaud. Cette solution aurait évité des réflexions éventuelles de luminance à la température du gaz lorsque celui-ci est transparent, sur la paroi opaque. Mais elle n'est pas réaliste puisque cela supposerait d'injecter un gaz chaud dans une enceinte relativement froide. Le gaz s'y refroidirait instantanément.

Malgré ces problèmes de réflexions non représentatives, notre banc nous permet de choisir et de contrôler les conditions de température, de pression, et de composition du mélange, ce qui est primordial pour valider notre méthode. Nous reviendrons sur ces problèmes de réflexion au cours des chapitres V et VI.

IV.5.2 Présentation des résultats expérimentaux

a) Présentation du montage

La photo ci-dessous présente le banc expérimental dans sa configuration *paroi opaque-hublot* (figure IV.110).



Figure IV.110 : Ensemble du banc expérimental dans la configuration *paroi opaque-hublot*

Le système de refroidissement monté sur la paroi (figure IV.111) est relié au réseau d'air comprimé. Il est aussi doté d'un silencieux pour atténuer le bruit produit dans la chambre de tourbillonnement lorsque le système vortex fonctionne.

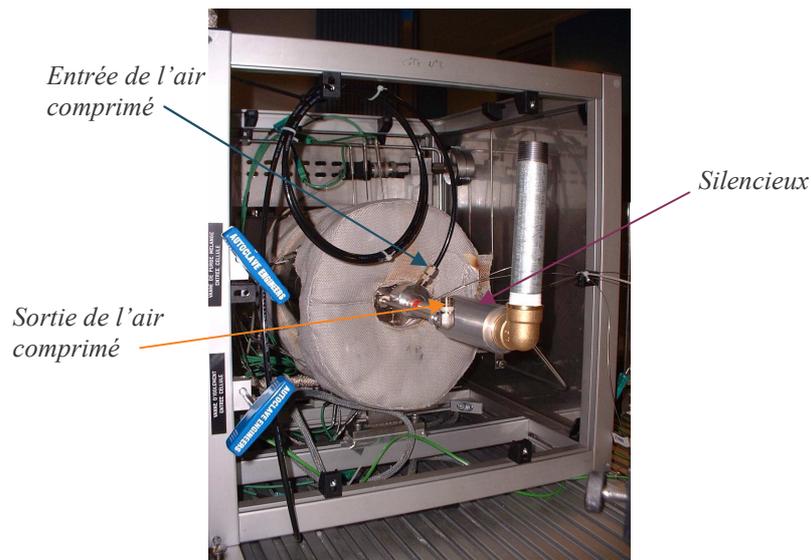


Figure IV.111 : Système de refroidissement vortex

L'émissivité de la peinture recouvrant la paroi a été déterminée par le Laboratoire National d'Essais (LNE) entre 140°C et 200°C pour cinq longueurs d'onde comprises entre 3,6 μm et 5,3 μm .

L'échantillon prévu pour réaliser ces mesures nous a été fourni au préalable, ce qui nous a permis de le peindre et de le chauffer dans un four à 500°C pendant plusieurs heures de manière à nous rapprocher des conditions d'essai. L'ensemble de ces valeurs d'émissivité est utilisé pour notre modèle.

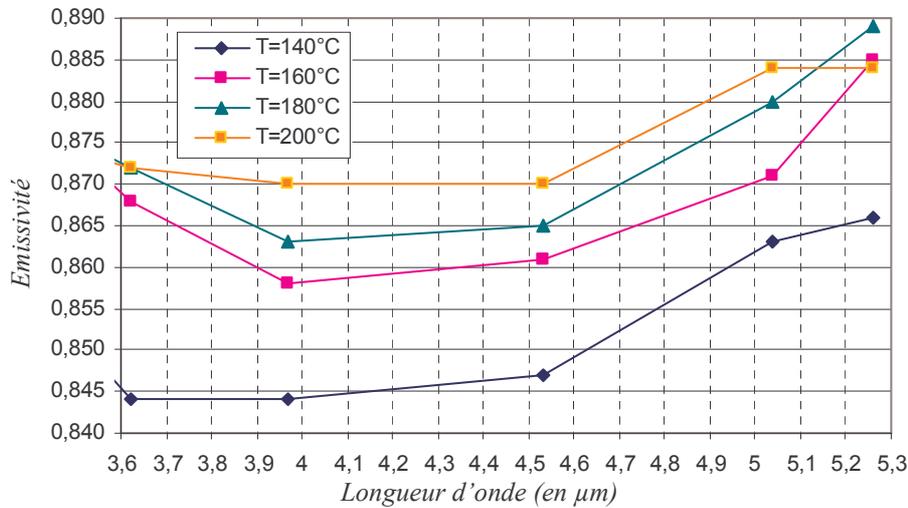


Figure IV.112 : Emissivité de la paroi opaque en fonction de sa température

L'émissivité de la paroi est élevée sur la bande spectrale 3,6 µm – 5,3 µm. Elle varie peu en fonction de la température et de la longueur d'onde.

b) Présentation des résultats

Le tableau ci-dessous décrit l'ensemble des essais réalisés dans la configuration *paroi opaque-hublot*.

		Consigne pour la température du gaz (T_{cg})	Consigne pour la température de la paroi (T_{cp})	Pression du gaz (p_g)	Concentrations de dioxyde de carbone
Mélange CO_2/N_2	Essais sans refroidissement de la paroi	210°C	200°C	5 bar	5% à 20%
	Variations de T_{cp}	300°C	200°C	5 bar	10%
		300°C	175°C	5 bar	10%
		300°C	160°C	5 bar	10%
		300°C	150°C	5 bar	10%
		300°C	140°C	5 bar	10%
		300°C	125°C	5 bar	10%
		300°C	115°C	5 bar	10%
	Variations de T_{cg}	350°C	200°C	5 bar	5% à 20%
		400°C	200°C	5 bar	5% à 20%
		450°C	200°C	5 bar	5% à 20%
		480°C	200°C	5 bar	5% à 20%

Tableau IV.9 : Essais réalisés avec le spectromètre en configuration paroi opaque-hublot

La première série d'essais a consisté à chauffer la cellule sans utiliser le système de refroidissement. L'intérêt de ces essais est limité car la température du gaz est basse, mais ils présentent l'avantage de maintenir la paroi relativement isotherme : les quatre indications de température données par les thermocouples sont semblables, alors qu'un phénomène de gradient thermique apparaîtra ensuite entre le centre et la périphérie de la paroi refroidie. Nous ne présenterons pas cette première série d'essais puisque cela n'est pas utile. Mais les températures mises en jeu seront identifiées dans le chapitre VI.

Nous avons ensuite réalisé deux séries de mesures, l'une en fonction de la température de la paroi et l'autre de la température du gaz. Tous ces essais ont été effectués sous une pression de 5 bar et avec du dioxyde de carbone dilué à l'azote. Nous présentons ci-dessous les spectres bruts de ces deux séries. Ils correspondent à l'émission du centre de la paroi à travers le gaz et le hublot.

Essais pour différentes températures de paroi opaque

La figure suivante présente des spectres bruts d'émission de la paroi en fonction de sa température à travers le hublot et un mélange 10% CO₂ dans l'azote, à la température $T_{cg} = 400^\circ\text{C}$ et sous une pression de 5 bar.

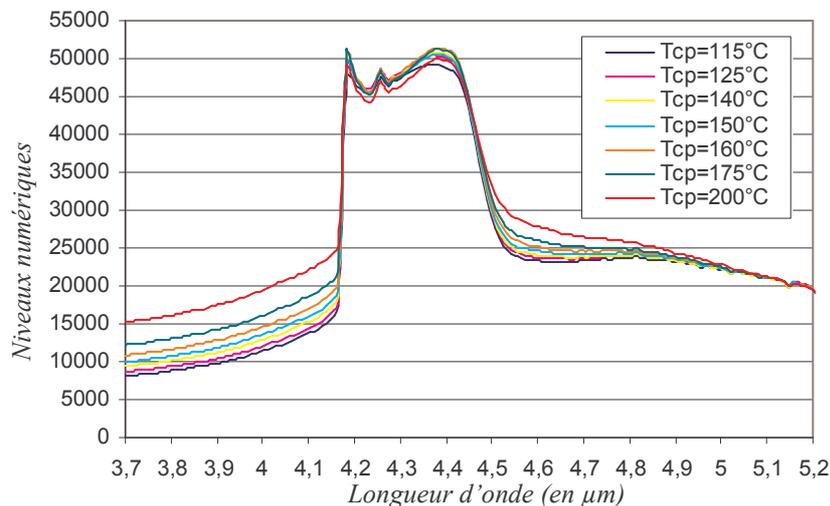


Figure IV.113 : Spectres bruts d'émission de la paroi en fonction de sa température à travers un mélange CO₂/N₂ avec $T_{cg} = 400^\circ\text{C}$, $p_g = 5$ bar

Nous remarquons que la variation de la température de paroi modifie essentiellement la plage 3,7 – 4,15 µm et de façon plus atténuée la plage 4,45 – 5,2 µm, soit des plages où le gaz est transparent.

Essais pour différentes températures de gaz

Nous avons testé le banc jusqu'à une consigne de température de gaz de 480°C, température à laquelle le système de refroidissement nécessite une pression d'air comprimé correspondant au maximum disponible sur le réseau de distribution (en imposant une température de 200°C à la paroi).

Pour donner un ordre de grandeur, nous indiquons dans le tableau ci-dessous la pression d'air comprimé nécessaire au refroidissement de la paroi à 200°C, pour plusieurs consignes de températures de gaz.

Température de consigne du gaz	Température de consigne de la paroi	Pression d'air comprimé nécessaire au refroidissement
350°C	200°C	3,1 bar
400°C	200°C	3,8 bar
450°C	200°C	4,8 bar
480°C	200°C	5,4 bar

Tableau IV.10

Nous pouvons considérer que notre système de refroidissement est relativement efficace puisqu'il nous permet d'avoir une différence de température entre le gaz et la paroi de 280°C. De plus, lorsque la consigne de température de paroi est atteinte, elle reste bien stable pendant l'acquisition de la mesure. Le principal inconvénient de ce système est qu'il refroidit localement (là où l'air comprimé est injecté) et que la température s'élève dès qu'on s'éloigne du centre de la paroi. Il apparaît ainsi des gradients thermiques concentriques, d'autant plus élevés que l'écart entre la température du gaz et celle de la paroi est important.

Les **figures IV.114 à IV.117** illustrent la série de mesures en fonction de la température du gaz pour différentes concentrations de dioxyde de carbone. Sur ces spectres les valeurs en NN correspondent toujours aux mêmes luminances physiques.

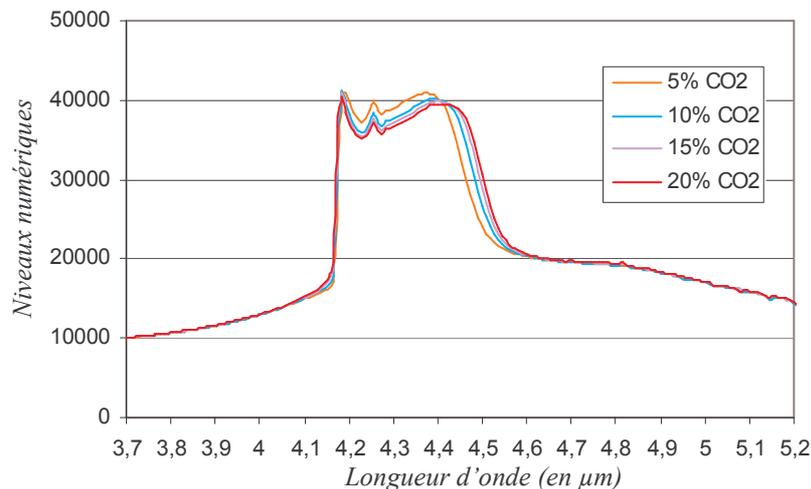


Figure IV.114 : Spectres bruts d'émission de la paroi à travers différents mélanges CO_2/N_2 avec $T_{cg} = 350^\circ C$, $p_g = 5$ bar et $T_{cp} = 200^\circ C$

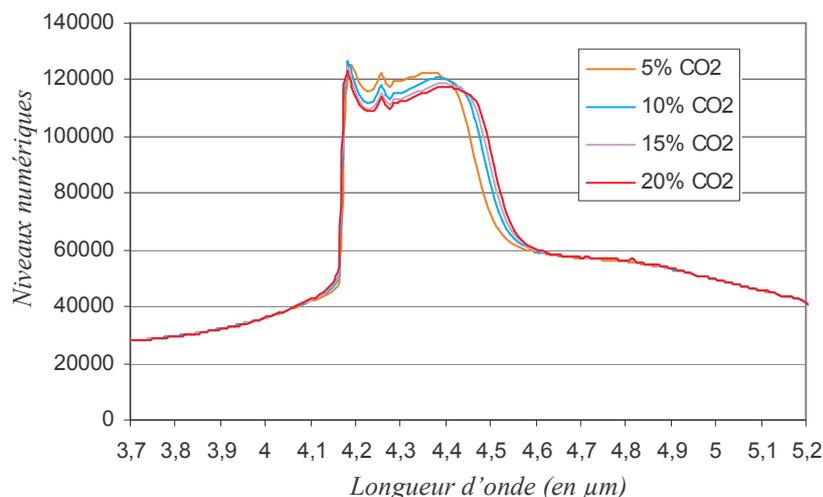


Figure IV.115 : Spectres bruts d'émission de la paroi à travers différents mélanges CO_2/N_2 avec $T_{cg} = 400^\circ C$, $p_g = 5$ bar et $T_{cp} = 200^\circ C$

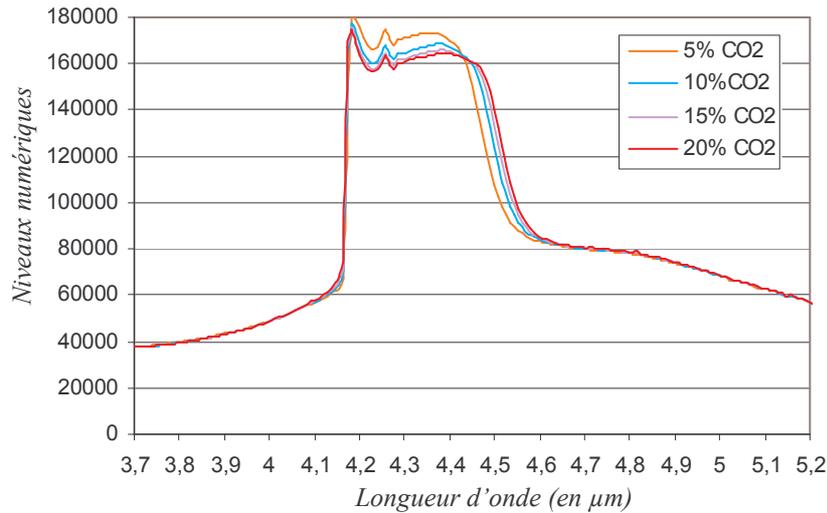


Figure IV.116 : Spectres bruts d'émission de la paroi à travers différents mélanges CO_2/N_2 avec $T_{cg} = 450^\circ C$, $p_g = 5$ bar et $T_{cp} = 200^\circ C$

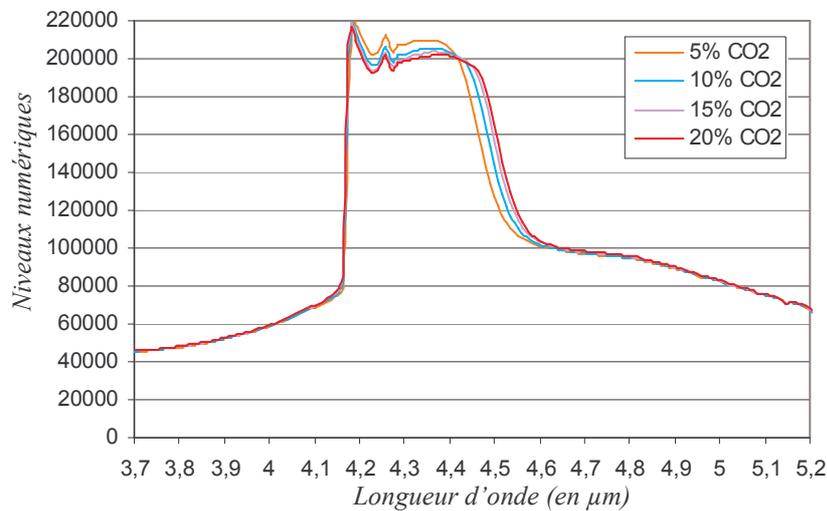


Figure IV.117 : Spectres bruts d'émission de la paroi vue à travers différents mélanges CO_2/N_2 avec $T_{cg} = 480^\circ C$, $p_g = 5$ bars et $T_{cp} = 200^\circ C$

La variation de la température du gaz engendre principalement des variations du spectre entre $4,15 \mu m$ et $4,6 \mu m$ quelle que soit la concentration du dioxyde de carbone. Celle-ci modifie le «creux» dans cette bande : plus la concentration augmente, plus le creux s'accroît. Nous retrouvons le même phénomène que lors des essais précédents concernant l'analyse spectrale. Cependant, le creux est moins prononcé, ce qui tend à montrer que l'anisothermie dans la couche limite près du hublot est moins importante dans cette configuration. Pour les bandes $3,7 \mu m - 4,15 \mu m$ et $4,6 \mu m - 5,2 \mu m$, l'émission mesurée augmente aussi avec la température du gaz mais ceci est dû à l'émission croissante du hublot puisqu'il s'échauffe progressivement lorsque la température du gaz augmente et dû aux réflexions sur la paroi qui augmentent aussi. Notons que cette contribution se remarque surtout pour la plage $4,6 \mu m - 5,2 \mu m$, c'est-à-dire là où le hublot tend à être opaque.

Mesures de température de gaz

Nous avons voulu étudier l'évolution des gradients thermiques dans l'épaisseur de gaz traversée comme cela a été fait dans le cas de la configuration *hublot-hublot*. Nous avons relevé les six valeurs de température de gaz au sein de la cellule pour différentes consignes (350°C, 400°C, 450°C) avec une température de paroi fixe. Nous présentons les résultats ci-dessous.

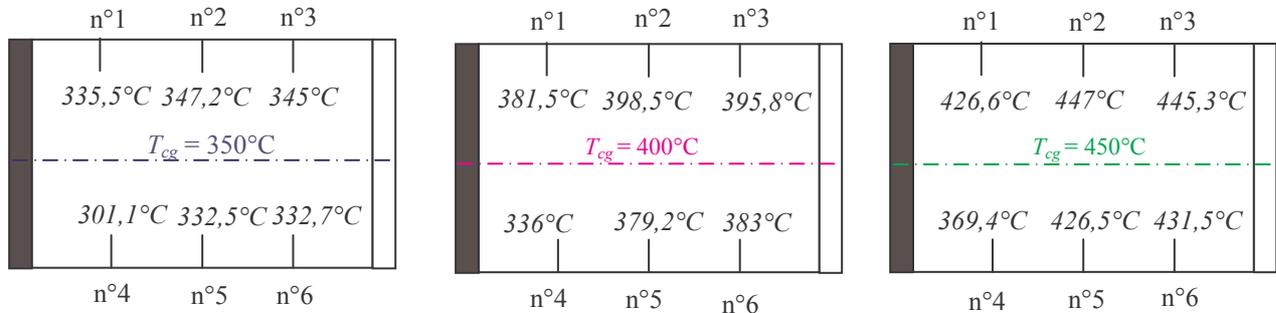


Figure IV.118 : Répartition des températures de gaz dans la cellule pour trois valeurs de consigne

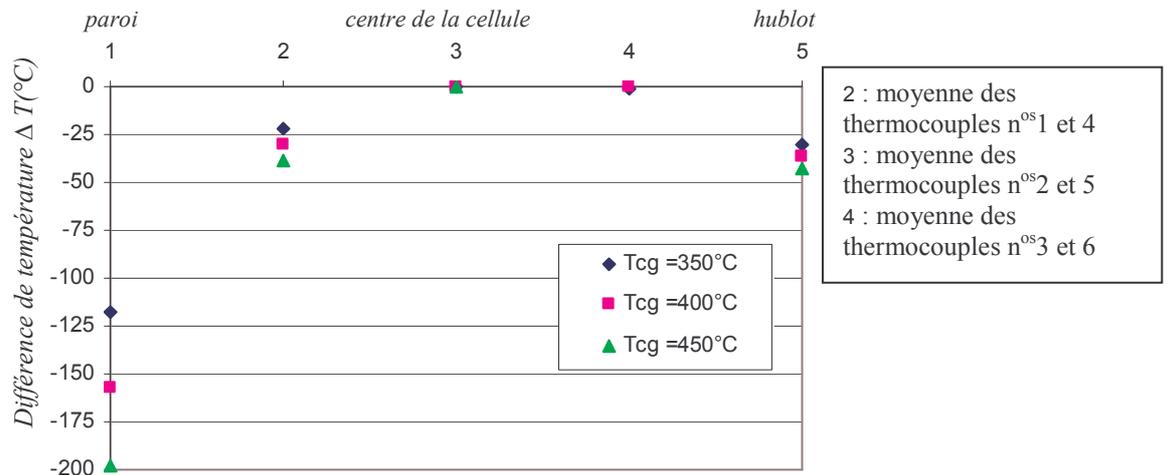


Figure IV.119 : Anisothermie dans l'axe du trajet optique entre le centre de la cellule et les extrémités (hublot ou paroi) pour différentes consignes de température du gaz

Nous remarquons que le gradient est élevé entre la paroi et le centre de la cellule et qu'il est faible entre le hublot et le centre de la cellule. Le remplacement d'un des hublots par la paroi a donc atténué le gradient thermique dans la couche limite près du hublot mais l'a augmenté près de la paroi.

IV.6 Conclusion

A l'issue de ce chapitre, une étape très importante de notre travail a été franchie, celle du choix des filtres passe-bande pour la caméra. Le banc expérimental, entièrement conçu au cours de cette étude, nous a permis de faire l'analyse spectrale des gaz dans les conditions de haute pression et haute température que nous voulions tester pour nous rapprocher des conditions moteur (jusqu'à 500°C, 30 bar). Au cours de ces essais, nous avons constaté une forte anisothermie dans l'épaisseur de gaz traversée et une émission des hublots relativement importante. Le modèle a donc dû être adapté pour prendre en compte ces deux phénomènes. A partir de l'étude de sensibilité et de l'ensemble des résultats expérimentaux, quatre bandes spectrales ont été sélectionnées pour définir nos filtres. Ceux-ci vont nous permettre d'identifier sans difficulté la température de paroi, voire la température du gaz et la température du hublot. Les premiers essais sur la paroi, effectués avec le spectromètre ont permis de vérifier l'efficacité du système de refroidissement et d'étudier l'évolution des spectres «bruts» en fonction des températures de paroi et de gaz. Les résultats obtenus pourront aussi être comparés aux mesures par thermographie que nous allons présenter au chapitre V.

Bibliographie

[1] **C. BARLIER, R. BOURGEOIS**

Mémotech Productique, conception et dessin
Troisième édition Educative éd.

[2] **H.J. BOER**

Precision Mass Flow Metering For CVD Applications
Research Department of Bronkhorst High-Tech B.V.

[3] **C. PALMER**

Diffraction grating handbook
Erwin Loewen éd. (first edition), 2002

[4] **J.-M. MERMET**

Systèmes dispersifs en spectrométrie atomique
Technique de l'ingénieur P 2660

[5] **F.E. NICODEMUS, J.C. RICHMOND, J.J. HSIA, I.W. GINSBERG, T. LIMPERIS**

Geometrical considerations and nomenclature for reflectance
National Bureau of Standard, Washington D.C., Monograph 160, 1977

[6] **R. SIEGEL & J. HOWELL**

Thermal radiation heat transfer
Taylor & Francis ed. 4th, 2002

[7] **A. SOUFIANI**

Etudes théoriques et expérimentales des transferts couplés par convection laminaire ou turbulente et rayonnement dans un milieu gazeux à température élevée
Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, centre d'Orsay, 1987

Chapitre V

Thermographie infrarouge

Ce chapitre concerne l'étude de la paroi opaque par thermographie infrarouge. Nous débuterons par une présentation des caractéristiques de la caméra ainsi que de quelques particularités propres à son fonctionnement. Nous expliquerons ensuite comment étalonner une caméra dans des conditions standard, avant de présenter la démarche que nous avons adoptée pour l'étalonnage dans les conditions non standard spécifiques à notre étude. Puis nous présenterons le modèle adapté aux mesures par filtres. Pour simplifier les équations, nous essaierons de réduire le modèle au niveau du calcul de la transmittivité du gaz, jusqu'alors obtenue avec le modèle statistique à bandes étroites. Nous testerons ce modèle réduit dans le cas d'un gaz isotherme et nous essaierons d'obtenir une version adaptée au cas d'un gaz anisotherme. Enfin, nous détaillerons l'ensemble des essais réalisés sur la paroi au moyen de la caméra munie de ses filtres.

V.1 La caméra de thermographie infrarouge

La caméra JADE III MWIR (fournisseur Cedip) que nous allons utiliser est une caméra à matrice de détecteurs InSb refroidis par un système Stirling. Elle est associée à un logiciel qui permet de la piloter, de l'étalonner et qui dispose de nombreux outils pour exploiter les mesures (**figure V.1**). Sa bande spectrale de détection se situe dans des longueurs d'onde infrarouges classées «ondes moyennes» : elle est comprise entre 3,7 μm et 5,2 μm (**figure V.2**).



Figure V.1 : Système complet de thermographie infrarouge
(caméra et système d'exploitation)
(document fourni par la société CEDIP)

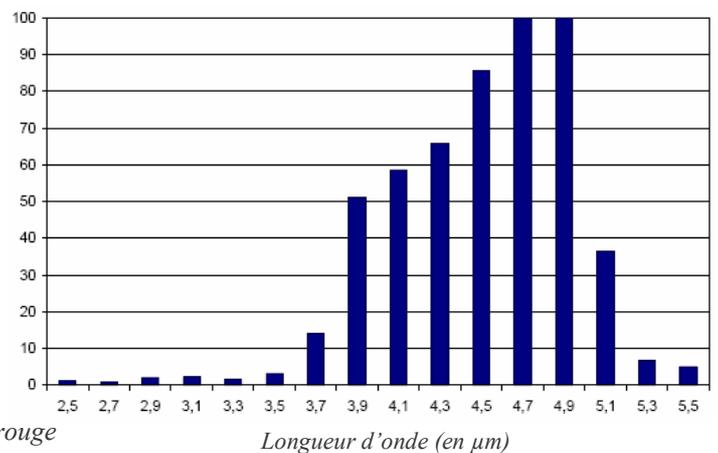


Figure V.2 : Réponse spectrale relative de la caméra [1]

Nous allons tout d'abord décrire la technologie des matrices de détecteurs InSb. Puis nous présenterons les principaux éléments de la caméra ainsi que les points essentiels pour comprendre son fonctionnement, comme l'acquisition d'images, le fenêtrage et les gammes de température.

V.1.1 Présentation du système

a) Quelques précisions sur la technologie des matrices de détecteurs InSb

Les *détecteurs quantiques* sont constitués d'un semi-conducteur. Leur signal correspond à la mesure de l'excitation de ses particules par les photons incidents. Différents types de détecteurs quantiques existent : les photoémissifs, les photoconducteurs et les photovoltaïques.

Notre caméra matricielle possède des détecteurs photovoltaïques. De façon générale, ce sont des détecteurs pour lesquels le flux de photons incidents crée une modification de la barrière de potentiel d'une jonction à l'intérieur d'un semi-conducteur inhomogène.

Il existe une structure spécifique dans l'assemblage des fonctions élémentaires d'un détecteur : détection, lecture du détecteur avec adaptation d'impédance, conditionnement du signal de lecture par intégration et enfin multiplexage vers la sortie.

Il existe à ce jour deux technologies pour ces fonctions élémentaires : le CCD (Charge Coupled Device) ou le CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor). Les matrices InSb sont généralement hybridées sur un circuit de lecture CMOS silicium et fonctionnent à température cryogénique de 80 K.

La technologie CMOS donne la possibilité d'accès aléatoires aux pixels et autorise le fenêtrage correspondant à la lecture partielle de la matrice à des cadences très élevées. La matrice de lecture CMOS silicium (dite aussi circuit multiplexeur) et la matrice de détecteurs sont mises en contact par l'intermédiaire de billes d'indium (**figure V.3**) (métal conducteur qui reste relativement ductile aux températures cryogéniques, garantissant ainsi un bon contact électrique).

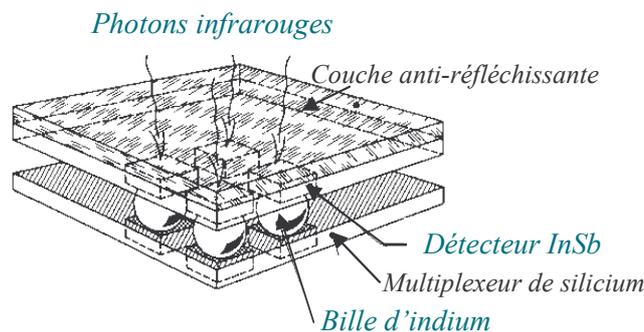


Figure V.3 : Technologie d'une matrice de détecteurs InSb [2]

Dans la structure CMOS, l'intégration des charges se fait de façon déportée par rapport à la matrice de détecteurs. L'électronique est dans la matrice de lecture, sous-jacente à la matrice de détecteurs. Ceci permet d'étendre la capacité d'accumulation des charges (optimisation du facteur de remplissage ou *full factor*) et de repousser les problèmes de saturation rencontrés avec les CCD (**figure V.4**).

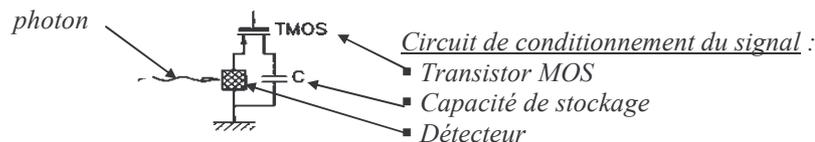


Figure V.4 : Technologie CMOS [2]

Dans le cas d'un détecteur InSb photovoltaïque, le courant créé par le flux de photons incidents charge la capacité de stockage pendant un temps dit d'intégration. La tension créée aux bornes de la capacité produit un changement de polarisation du détecteur.

Il est nécessaire de coupler le détecteur et la capacité à un transistor de type MOS. Celui-ci permet d'assurer une adaptation d'impédance et permet d'éliminer la dérive de réponse. Cette particularité donne au circuit multiplexeur la possibilité d'opérer avec un temps d'intégration plus long, ce qui améliore la détectivité de la matrice.

Les circuits CMOS utilisés avec les matrices InSb fonctionnent en mode dit *snapshot* (ce qui signifie les temps d'intégration sont identiques et simultanés pour tous les pixels de la matrice). En outre, la lecture peut se faire après ou pendant l'intégration : elle se fait après dans le cas de la caméra JADE (**figure V.5**). Pour chaque image, le flux de photons incidents est dans un premier temps intégré avant de laisser place à la lecture.

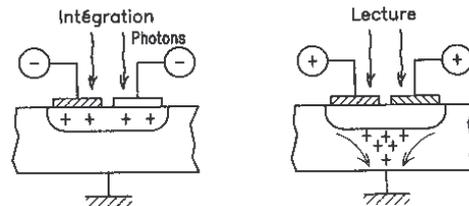


Figure V.5 : Mode snapshot «intégration puis lecture» [2]

Ce mode évite la superposition du bruit spatial de lecture avec le signal obtenu pendant la phase d'intégration, ce qui améliore la sensibilité thermique et donne une meilleure uniformité de réponse de la matrice. Cette méthode optimise également la capacité de prise en compte des charges avant la saturation ($1,7 \cdot 10^7$ électrons par pixel) en utilisant toute la capacité de stockage du pixel.

b) Caractéristiques des principaux éléments de la caméra

➡ La matrice de détecteurs

La matrice de détecteurs est formée de 76800 (320 x 240) détecteurs InSb carrés, à raison d'un tous les 30 μm (**figure V.6**). Les dimensions de la matrice sont donc de 9,6 mm par 7,2 mm.

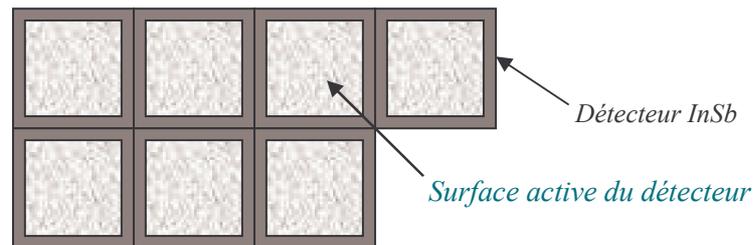


Figure V.6 : Matrice des détecteurs

➡ Le système de refroidissement

Afin d'accroître la détectivité, il faut limiter le rayonnement propre des détecteurs. Il est donc nécessaire de refroidir la matrice InSb pour la faire travailler aux basses températures, comme tous les détecteurs quantiques. Le système de refroidissement de la caméra JADE III est à cycle Stirling (**figures V.7 et V.8**), qui produit mécaniquement du froid de façon continue par détente d'un gaz en circuit fermé. La machine est constituée de deux pistons fonctionnant dans deux chambres reliées par un générateur. Son temps de mise à froid est, d'après le fournisseur, de 7 min 10 s à température ambiante. Sa température de travail est de 77 K.

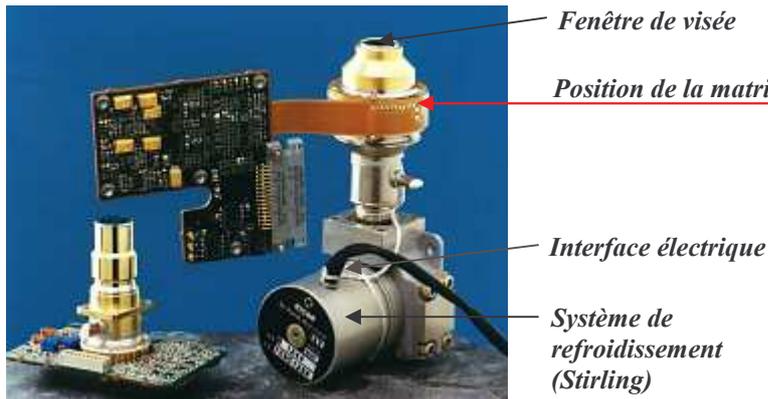


Figure V.7 : Matrice de détecteurs intégrée au système de Refroidissement (documentation technique sur le site internet de la société SCD)

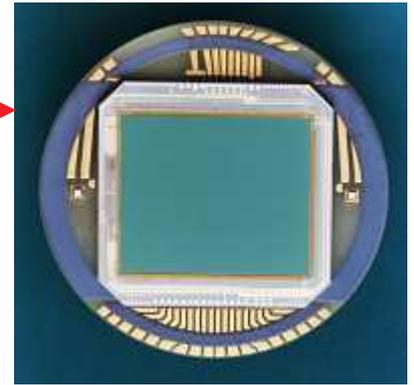


Figure V.8 : Matrice de détecteurs InSb (documentation technique sur le site internet de la société SCD)

➡ Les optiques

La forte sensibilité des détecteurs InSb autorise l'emploi d'optiques de faible ouverture ($f/2,3$ à $f/4$), peu encombrantes et peu coûteuses. Cedip propose toute une gamme d'objectifs standards et non standards (**figure V.9**). Pour notre part, nous disposons de deux objectifs standards dont les caractéristiques sont les suivantes :

- ✓ objectif n°1 : distance focale 50 mm; champ d'observation $11^\circ \times 8^\circ$; ouverture $f/2$
- ✓ objectif n°2 : distance focale 12 mm; champ d'observation $43^\circ \times 33^\circ$; ouverture $f/2$



Figure V.9 : Objectifs standard de la caméra CEDIP (document technique fourni par la société CEDIP)

La caméra est aussi équipée d'une roue porte-filtre motorisée permettant l'installation de nos quatre filtres passe-bande choisis dans le chapitre précédent.

c) Notions liées au fonctionnement propre de la caméra

➡ La correction de non uniformité

Les détecteurs qui composent la matrice ne peuvent pas être fabriqués rigoureusement à l'identique. Chaque détecteur est donc différent et donne une réponse différente face à un flux identique. Les thermogrammes doivent donc être corrigés afin de présenter une scène uniforme lorsque tous les éléments reçoivent le même rayonnement. Par conséquent, des procédures de correction de non uniformité de l'image brute sont intégrées au logiciel pilotant la caméra. Cette correction a pour objet de ramener la courbe de réponse de chaque élément à une courbe unique. Cette uniformisation doit être réalisée à chaque changement de configuration de mesure.

La dispersion des propriétés individuelles de chaque détecteur d'une matrice provient de plusieurs causes. Deux éléments peuvent être légèrement différents en termes de surface sensible et de rendement quantique. Ils présentent alors des sensibilités différentes. Les dispersions de réponse spectrale, notamment au niveau de la longueur d'onde de coupure, entraînent également des non uniformités de réponse. D'autres causes de non uniformités peuvent provenir du circuit de lecture. Il s'agit en particulier des variations des capacités de stockage relatives à chaque élément. Les dispersions de courant d'obscurité (correspondant au signal du détecteur en l'absence de stimulation extérieure) nécessitent une correction de l'offset de chaque élément. Les variations de sensibilité dues aux dispersions de surfaces et de rendements quantiques nécessitent, quant à elles, une correction de gain. Les variations de réponse spectrale nécessitent des corrections plus complexes, et les différences de capacité de stockage se traduisent par des variations de dynamique qui ne se perçoivent que sur des signaux de forte intensité. Il existe aussi des causes de non uniformité qui ne sont pas liés à celles des détecteurs.

L'émission des éléments environnants qui sont à la température interne de la caméra (310 K environ) perturbe les mesures de manière non uniforme sur la matrice. Cette inhomogénéité est corrigée par un offset. En outre, les détecteurs ne voient pas tous le même flux devant une scène thermique uniforme : ceux du centre de la matrice voyant la scène sous un angle solide plus grand que ceux du bord de la matrice (selon une loi en \cos^4). Un gain permet de corriger ce phénomène.

Avec la caméra que nous utilisons, le principe de la correction est le suivant : le logiciel multiplie par un gain le signal de chaque détecteur puis ajoute un offset.

Deux méthodes sont principalement utilisées :

- ➡ soit l'opérateur vise successivement deux scènes thermiques uniformes à deux luminances différentes.
- ➡ soit l'opérateur vise une seule scène thermique uniforme et fait deux acquisitions avec deux temps d'intégration différents.

Si nous considérons la première méthode, la procédure pour corriger la non uniformité est la suivante :

- enregistrement d'une première image à température T_1
- enregistrement d'une seconde image à température T_2
- calcul de la moyenne M_j des valeurs $I_{j,i}$ des N pixels pour chacune des images j :

$$M_1 = \frac{\sum_{i=1}^N I_{1,i}}{N} \quad \text{et} \quad M_2 = \frac{\sum_{i=1}^N I_{2,i}}{N} \quad (\text{V.1})$$

Le fournisseur recommande de choisir les températures T_1 et T_2 à environ 30% et 70% de la gamme de température avec laquelle sont réalisées les mesures.

- pour chaque pixel de la matrice, calcul d'un gain : $\alpha_i = \frac{M_2 - M_1}{I_{2,i} - I_{1,i}}$ (V.2)

et d'un offset qui peut être calculé par deux méthodes :

$$\text{Méthode de la valeur moyenne } \beta_i = M_1 - \alpha_i I_{1,i} \quad (\text{V.3})$$

$$\text{Méthode du zéro } \beta_i = -\alpha_i I_{1,i} \quad (\text{V.4})$$

Les valeurs de α_i et β_i sont finalement stockées dans la mémoire de la caméra (éventuellement aussi sous forme de fichier informatique).

➔ Le remplacement de pixels défectueux

Certains détecteurs de la matrice peuvent être défectueux : ils peuvent ne donner aucun signal ou être trop bruités. Ces pixels doivent être éliminés et remplacés par l'un de ses plus proches voisins, suivant un ordre imposé (**figure V.10**). Pour la caméra Cedip, le remplacement de pixels défectueux peut être associé à une table de non uniformité de la matrice, ou à une mesure de bruit, selon la méthode utilisée.

Il en existe trois :

- «*responsivity method*» : cette méthode considère un pixel comme défectueux si le gain qui lui a été attribué par la correction de non uniformité est inférieur ou supérieur à un seuil prédéfini.
- «*offset method*» : cette méthode considère un pixel comme défectueux si l'offset qui lui a été attribué par la correction de non uniformité est inférieur ou supérieur à un seuil prédéfini.
- «*noise method*» : cette méthode considère un pixel comme défectueux si le bruit calculé temporellement est supérieur à un bruit prédéfini.

45	37	29	25	30	38	46
44	21	13	9	14	22	39
36	20	5	1	6	15	31
28	12	4	x	2	10	26
35	19	8	3	7	16	32
43	24	18	11	17	23	40
48	42	34	27	33	41	47

Figure V.10 : Ordre de remplacement d'un pixel défectueux (en rouge)
(document technique fourni par la société CEDIP)

➔ L'acquisition d'images

L'acquisition d'une image se déroule essentiellement en trois phases : une phase d'intégration du signal dite *temps d'intégration*, une phase de lecture ou temps de multiplexage et une phase de repos pour permettre une remise à zéro du système (**figure V.11**).

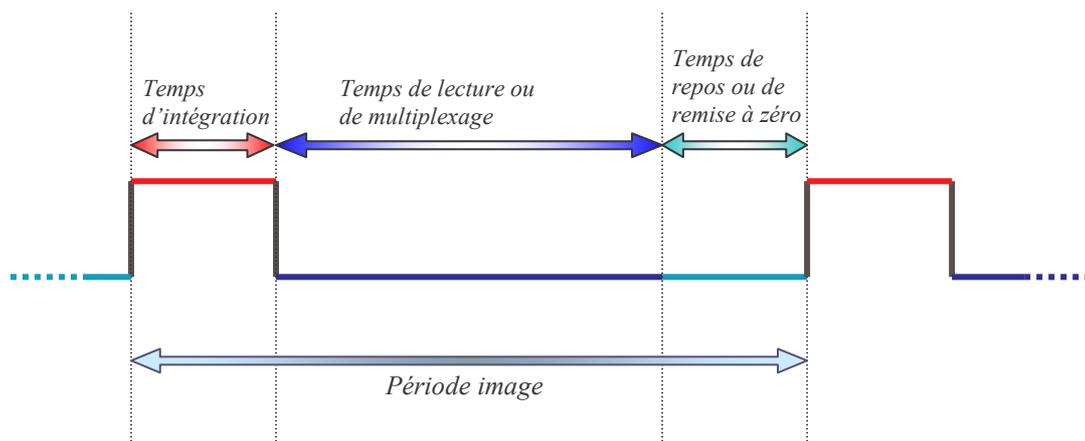


Figure V.11 : Cycle d'acquisition image d'une caméra matricielle snapshot intégration puis lecture [3]

Le *temps d'intégration* est celui durant lequel les détecteurs «regardent» réellement la scène au cours du cycle d'acquisition. Pendant cette durée, les photons infrarouges reçus par chaque détecteur sont convertis en électrons (taux de conversion photons/électrons d'environ 75% pour les détecteurs InSb) puis sont stockés dans un condensateur individuel intégré à chaque détecteur.

Le temps d'intégration du signal est donc conditionné par la charge maximale admise par la capacité de stockage. Afin d'éviter la saturation du circuit de lecture due à la forte efficacité quantique des détecteurs InSb tout en conservant leur sensibilité, il est possible de réduire le temps d'intégration. Avec la caméra JADE III, celui-ci peut varier entre 1 μ s et 10 ms. Il doit être ajusté en fonction du type de mesure à réaliser. Les temps d'intégration très courts (inférieurs à 10 μ s) engendrent des problèmes de calibration. La capacité de stockage est limitée à environ $1,7 \cdot 10^7$ électrons et l'opérateur doit veiller à ne pas atteindre la saturation. Après la phase d'intégration, le circuit de lecture est activé pour permettre la sortie multiplexée de chaque pixel de la matrice. Contrairement à l'intégration, les lectures des charges contenues dans les capacités associées aux détecteurs ne sont pas simultanées. Ce *temps de lecture* dépend du multiplexeur utilisé, il est lié aux dimensions de la matrice et calculé de la manière suivante :

$$t = \frac{n_l \cdot n_c}{\eta \cdot f} \quad (\text{V.5})$$

où n_l est le nombre de lignes, n_c est le nombre de colonnes, η est le nombre d'entrée du convertisseur analogique-numérique, f est la fréquence de lecture des voies du convertisseur.

La dernière phase du cycle d'acquisition est le *temps de repos*. Cette phase correspond à la remise à zéro du système et à l'attente du cycle image suivant.

Pendant les phases de lecture et de repos, le capteur est «aveugle» et la phase d'intégration suivante marque la prise de l'image suivante.

Le fenêtrage

Dans le but d'augmenter la cadence image, il est possible de diminuer le temps consacré à la lecture des informations, en diminuant la taille de l'image. Les fenêtrages possibles avec la caméra JADE III sont décrits dans le tableau V.1.

<i>Format du fenêtrage</i>	<i>Taille de la matrice</i>
Image entière	320 x 240
«Demi-image»	160 x 120
«Quart d'image»	80 x 120

Tableau V.1 : Fenêtrages de la caméra JADE III
(document technique fourni par la société CEDIP)

Les gammes standard de température

Nous avons à notre disposition quelques gammes de température étalonnées par le constructeur, avec ou sans le filtre dit HT pour hautes températures. Ce filtre n'a aucun lien avec nos quatre filtres passe-bande. Son spectre de transmission est proche de celui d'un filtre flamme (filtre étroit centré sur $3,99 \mu\text{m} \pm 5\%$). Ce filtre doit être utilisé dès que la température de l'objet étudié est relativement haute, pour éviter de saturer les détecteurs.

<i>Gamme de température</i>	<i>Temps d'intégration (en μs)</i>	<i>Filtre HT</i>	<i>Objectif</i>	<i>Fréquence caméra (en Hz)</i>
5°C – 50°C	1600	sans	50 mm	50
40°C – 150°C	200	sans	50 mm	50
100°C – 250°C	40	sans	50 mm	50
200°C – 500°C	200	avec	50 mm	50
450°C – 900°C	40	avec	50 mm	50

Tableau V.2 : *Gammes de température étalonnées par le constructeur (document technique fourni par la société CEDIP)*

Nous n'utiliserons pas ces gammes standard. Cependant, nous pouvons faire quelques remarques.

A configuration équivalente (avec ou sans filtre), nous remarquons que plus les températures sont élevées, plus le temps d'intégration diminue, puisque le flux infrarouge reçu par les détecteurs est plus élevé à haute température. Nous remarquons aussi que le temps d'intégration ne représente qu'un faible pourcentage de la période du cycle (ici 20 ms).

V.1.2 Etalonnage

a) Rappels : étalonnage en conditions standard

La transcription des valeurs d'isoluminance (grandeur mesurée par la caméra en niveaux numériques) en température nécessite, d'une part de respecter les hypothèses simplificatrices associées à l'équation de la thermographie infrarouge, et d'autre part d'étalonner la caméra. Il faut donc d'abord maîtriser les conditions de mesure et connaître les grandeurs d'influence soit : l'émissivité de l'objet, la température de l'environnement, la transmissivité et la température de l'atmosphère.

Pour ce qui est de l'étalonnage, la caméra doit être placée face à un corps noir.

En pratique, chaque configuration de mesure (objectif, filtre, temps d'intégration, et même fréquence...) doit faire l'objet d'un étalonnage spécifique (**figure V.12**).

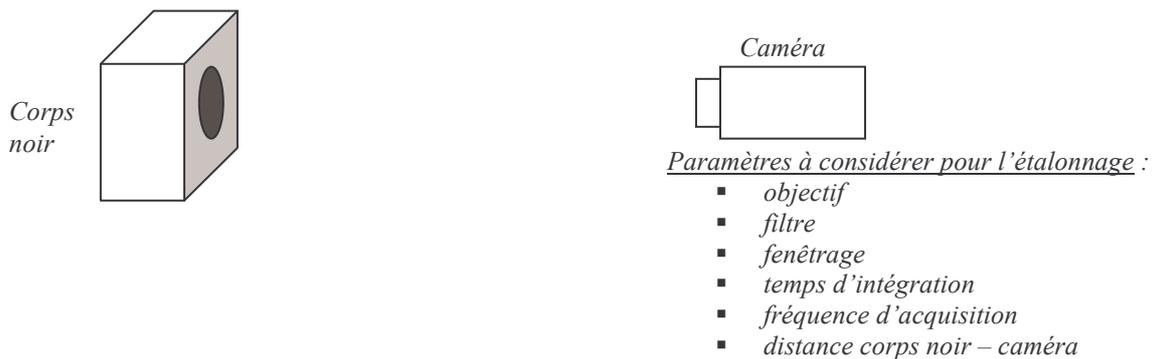


Figure V.12 : *Configuration standard d'étalonnage d'une caméra*

La caméra est placée devant un corps noir réglé successivement à une dizaine de valeurs de température réparties sur l'étendue de la gamme de température à étalonner. Une fois l'émissivité et la transmissivité fixées à 1, il faut relever pour chaque température T la valeur d'isoluminance I correspondante. Nous obtenons ainsi une série d'une dizaine de couples (T, I) . Dans la mesure du possible, on utilise un corps noir étendu susceptible de recouvrir complètement la surface de l'image.

Les valeurs d'isoluminance retenues sont alors le résultat d'un moyennage sur tous les pixels de l'image, cette image pouvant elle-même être la moyenne d'une séquence de plusieurs images. Avec un corps noir à cavité, le moyennage doit se faire uniquement sur la zone de l'image couverte par la cavité, ce qui impose que la correction de non uniformité ait été réalisée au préalable.

Dans le cas particulier de la caméra Cedip, l'étalonnage doit également tenir compte de la dérive en température, la réponse des détecteurs variant avec la température interne de la caméra. Pour chaque point d'étalonnage, on effectue en fait deux relevés, un premier avec la caméra «froide» (30 min après la mise sous tension) et un second avec la caméra «chaude» (après quelques heures de fonctionnement). Entre ces deux températures le fabricant considère la dérive comme linéaire. La transcription des isoluminances en température résulte alors d'une double interpolation : entre les différents points d'étalonnage de la gamme de température d'une part, et entre les points chauds et les points froids d'autre part.

b) Etalonnage spécifique à notre étude [4]

Comme nous venons de le voir, un étalonnage classique permet de transcrire le signal mesuré par la caméra en température. Cependant, dans le cadre de notre étude, les mesures par thermographie sont réalisées dans des conditions non standard (cf. chapitre II). Il est donc indispensable d'étalonner notre caméra, munie de ses quatre filtres, non pas en température mais en luminance. La première étape a donc été de définir les gammes de luminance correspondant à chaque filtre, à partir de leurs spectres de transmission et des spectres de luminance obtenus par calcul ou par expérimentation dans des conditions «extrêmes» : basse pression/basses températures (paroi, gaz et hublot) et inversement. Nous avons ensuite converti ces valeurs de luminance en températures de corps noir équivalentes, puisque les seuls étalons dont nous disposons sont des corps noirs, qui sont des étalons de température et non de luminance.

Pour effectuer cette conversion, nous nous sommes aidés de la relation qui lie la luminance mesurée par la caméra équipée d'un filtre j , à la température T du corps noir :

$$L_{mes}[T] = L[T] = \int_{\Delta\lambda_j} L_{\lambda}^{\circ}[T] S(\lambda) \tau_j(\lambda) \tau_{atm}(\lambda) d\lambda \quad (V.6)$$

où $S(\lambda)$ est la réponse spectrale relative de la caméra, $\tau_j(\lambda)$, la transmittivité du filtre j , de largeur spectrale $\Delta\lambda_j$, $\tau_{atm}(\lambda)$ la transmittivité de l'atmosphère

La réponse spectrale relative de la caméra $S(\lambda)$ ainsi que les transmittivités $\tau_j(\lambda)$ des quatre filtres sont représentées ci-dessous.

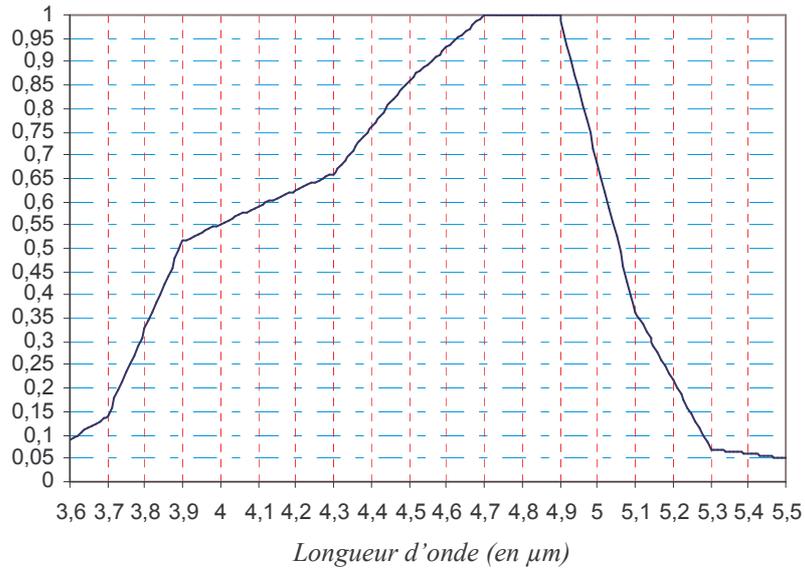


Figure V.13 : Réponse spectrale relative de la caméra (d'après [1])

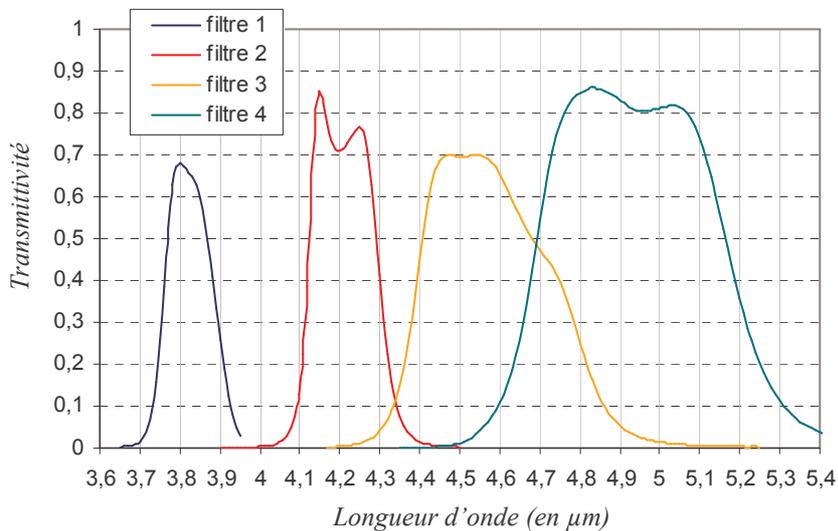


Figure V.14 : Spectres de transmission des filtres (fournis par la société CEDIP)

Les gammes de température obtenues par calcul sont détaillées dans le tableau V.3.

Pour chaque gamme, nous devons ensuite fixer un temps d'intégration : il sera choisi de façon à obtenir un signal de l'ordre de 13 000 à 14 000 niveaux numériques pour la limite supérieure de la gamme. On utilise ainsi au mieux la plage des valeurs de sortie (sur 14 bits, soit 16384 niveaux numériques) sans risque de saturation. Les temps d'intégration choisis sont détaillés dans le tableau V.3.

n° du filtre	1	2	3	4
Bande spectrale du filtre (en µm)	[3,65 – 4]	[3,9 – 4,5]	[4,2 – 5,25]	[4,35 – 5,6]
Gamme en luminance (en W.m ⁻² .sr ⁻¹)	[0,25 – 15]	[6 – 86]	[20 – 250]	[35 – 315]
Gamme en température corps noir (en °C)	[106,3 – 374,3]	[198,9 – 472,4]	[206,5 – 505,1]	[219,6 – 500,4]
Temps d'intégration (en µs)	230	55	20	17

Tableau V.3

La **figure V.14** nous rappelle que pour les filtres n°2 et n°3, nous devons nous affranchir du pic d'absorption du dioxyde de carbone au voisinage de $4,3 \mu\text{m}$.

Comme pour l'analyse spectrale, les mesures par thermographie doivent donc être réalisées sous atmosphère neutre, en purgeant le trajet optique entre la caméra et la cellule par un balayage continu d'azote. L'idée de départ était donc de purger de la même manière le trajet optique entre la caméra et le fond de la cavité du corps noir, ainsi que l'intérieur de la caméra. Toutefois l'injection d'azote dans la caméra elle-même perturbe son fonctionnement (notamment l'électronique) en modifiant sa température interne. Celle-ci intervenant dans les processus d'étalonnage, nous avons renoncé à purger l'intérieur de la caméra, d'autant qu'à basse résolution spectrale, cela influe peu sur les mesures puisque le trajet optique à purger correspond à une distance objectif-détecteur de 25 mm, soit une transmittivité atmosphérique de 0,97 sur le pic de CO_2 (spectre calculé avec le modèle statistique à bandes étroites).

Le montage final pour l'étalonnage de la caméra est représenté sur la **figure V.15**.

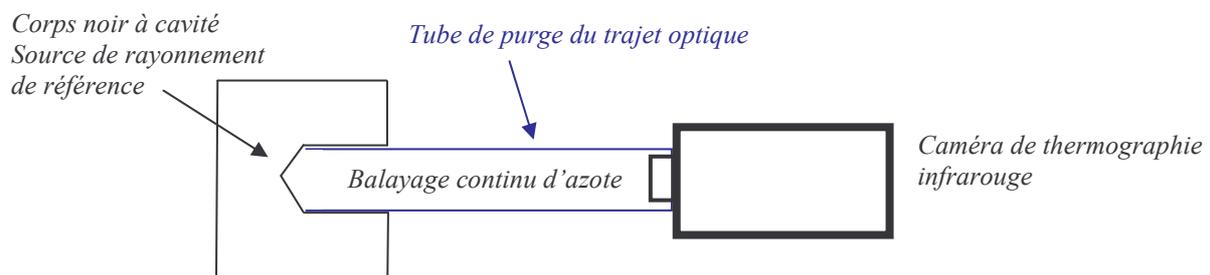


Figure V.15 : Montage spécifique d'étalonnage sous atmosphère neutre de la caméra munie de ses filtres

En toute rigueur, seuls les filtres n°2 et n°3 sont concernés par la purge d'azote puisque leurs bandes spectrales chevauchent la bande d'absorption du dioxyde de carbone. Pour les filtres n°1 et n°4, l'atmosphère est complètement transparente, et la purge est inutile. En pratique toutefois, les mesures se feront toujours sous azote : des arrêts et remises en route intempestifs du balayage d'azote constitueraient une gêne lors de l'enregistrement des luminances.

L'objectif utilisé pour nos mesures est l'objectif 50 mm. A la distance prévue pour la mesure, la caméra permet de visualiser un champ nettement plus grand que la surface de la paroi opaque que nous devons étudier. Nous avons donc décidé de travailler en «demi-fenêtre» (160x120 pixels), ce qui encadre parfaitement la surface à étudier.

Les gammes de température étant définies, nous avons sélectionné cinq ou six points d'étalonnage régulièrement répartis dans chacune d'entre elles. Pour des raisons invoquées au paragraphe précédent, nous avons réalisé deux mesures pour chaque point : l'une avec la caméra «froide» et l'autre avec la caméra «chaude». Le corps noir est placé à une distance comparable à celle de la situation de mesure. Nous avons relevé pour chaque point le signal en niveaux numériques et la température interne de la caméra. Les relevés sont ensuite saisis dans un fichier d'étalonnage propre à chaque gamme. A partir des valeurs ainsi stockées, le logiciel associé à la caméra corrigera d'abord les points d'étalonnage d'après la température interne du moment, par une interpolation (ou une extrapolation) linéaire entre les valeurs à froid et à chaud, puis effectuera la conversion en luminance par une deuxième interpolation linéaire entre les points d'étalonnage corrigés les plus proches de la mesure.

V.2 Etude de la paroi opaque

V.2.1 Modélisation des transferts radiatifs

Dans le chapitre précédent, nous avons modélisé les transferts radiatifs dans les deux configurations *hublot-hublot* et *paroi opaque-hublot*, en utilisant le modèle statistique à bandes étroites pour le calcul des transmittivités du gaz. Les spectres de luminance obtenus à partir de ces modélisations ont donc une résolution de 25 cm^{-1} (résolution du modèle statistique), ce qui est tout à fait adapté à notre première étude expérimentale puisque la résolution des mesures spectrométriques est de l'ordre de $0,2 \text{ cm}^{-1}$ à 1 cm^{-1} selon le réseau utilisé. Les mesures sont donc simplement dégradées à 25 cm^{-1} pour pouvoir être confrontées aux valeurs théoriques. Cependant, les luminances obtenues par thermographie infrarouge sont intégrées sur des bandes spectrales correspondant aux largeurs des filtres, soit entre 125 cm^{-1} et 250 cm^{-1} . Dans ces conditions, nous ne pouvons plus utiliser le modèle statistique directement pour calculer les transmittivités des gaz. Il faut donc adapter le modèle à la résolution des filtres pour pouvoir confronter les valeurs expérimentales aux valeurs théoriques.

L'adaptation du modèle comprend *deux étapes* :

- Le calcul de la luminance doit être intégré sur des largeurs spectrales correspondant à celles des filtres.
- Le calcul de la transmittivité des gaz décrit dans le modèle statistique à bandes étroites doit être moyenné de façon à pouvoir calculer des transmittivités sur la largeur spectrale des filtres.

a) Calcul de la luminance intégrée sur le filtre

La configuration expérimentale associée à l'étude de la paroi par thermographie infrarouge est schématisée sur la **figure V.16**. Elle comprend la cellule gaz munie de la paroi et d'un hublot, la caméra de thermographie infrarouge et un tube pour la purge d'azote entre la cellule et la caméra.

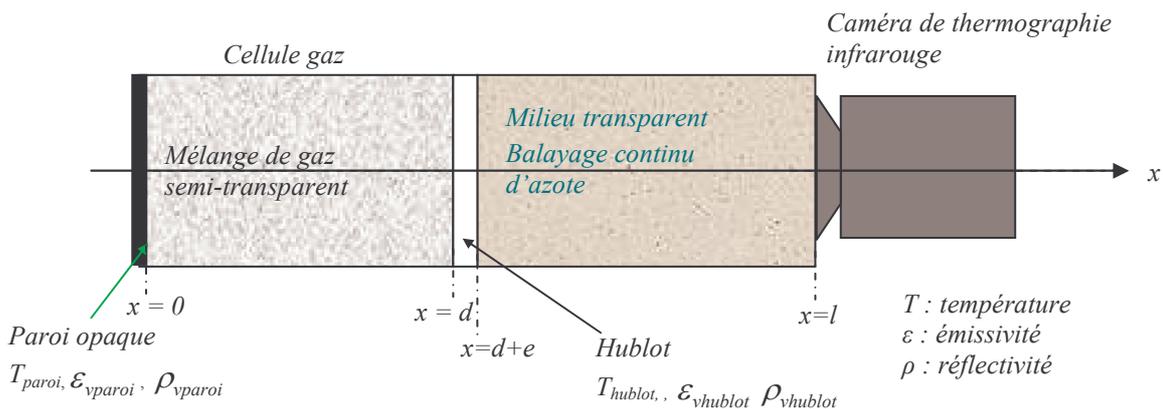


Figure V.16 : Schéma simplifié de la configuration paroi opaque-hublot avec la caméra

Si nous considérons que la réflexion de la paroi opaque est diffuse, la luminance quittant cette surface est la contribution de deux termes : l'émission propre de la paroi opaque et un éclaircissement venant des autres surfaces et qui se réfléchit sur la paroi.

En reprenant les notations du paragraphe IV.5.1 (équation IV.57), elle s'exprime de la façon suivante :

$$L_v(0) = \varepsilon_{vparoi} L_v^o[T_{paroi}] + \int_{\Omega} f_{rv}(\vec{r}, \Omega', \Omega) L_v'[\vec{r}, \Omega] \cos \theta' d\Omega' \quad (V.7)$$

Comme précédemment (cf. § IV.5), la difficulté est d'évaluer la luminance L_v' reçue par la paroi. L'éclairement correspondant est naturellement fonction de son voisinage immédiat. Il dépend donc des propriétés radiatives du gaz, donc indirectement du filtre considéré. Dans le cas de mesure par spectroradiométrie, nous avons supposé que l'éclairement était toujours le même (luminance de Planck à la température du gaz) quelles que soient les propriétés radiatives du gaz (transparent, optiquement épais ou opaque) ou ce qui revient au même quelle que soit la longueur d'onde. Cependant, ceci n'est qu'une approximation. Dans le cas de mesures par filtre, nous pouvons faire varier l'éclairement avec la longueur d'onde : il suffit de le modifier en fonction du filtre considéré.

La figure suivante illustre l'éclairement reçu par la paroi que nous avons choisi en fonction du filtre.

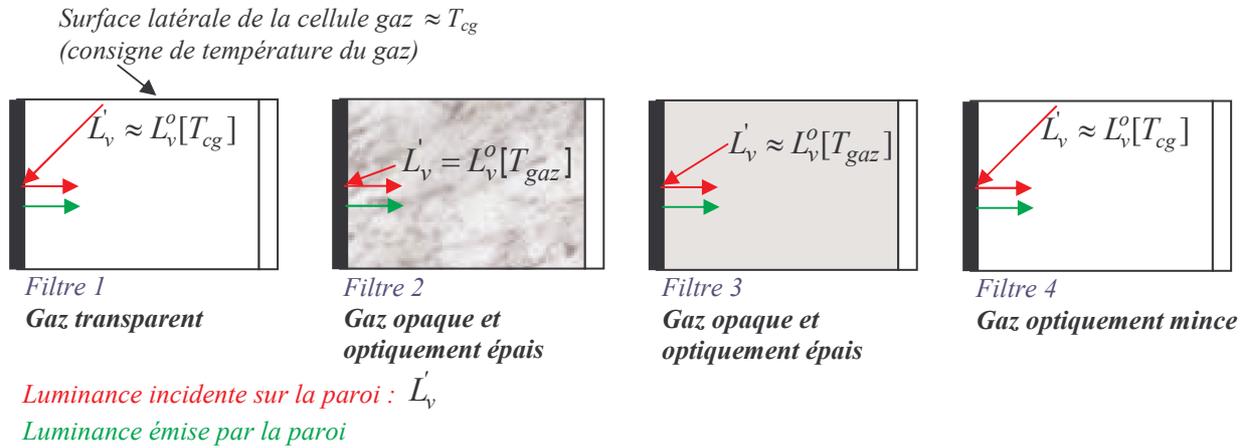


Figure V.17 : Luminance quittant la paroi en fonction du filtre

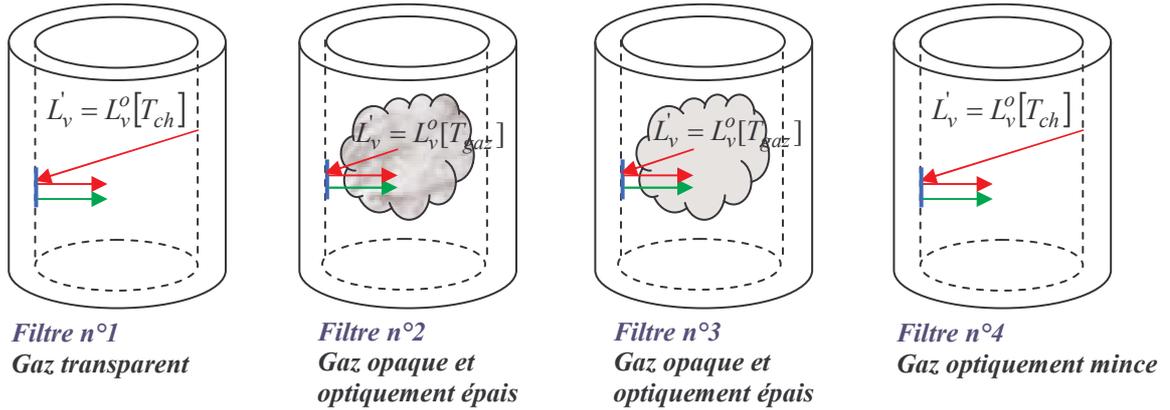
Pour les filtres n°1 et n°4, le gaz est transparent et optiquement mince. La luminance incidente sur la paroi pour ces deux filtres s'écrit donc : $L'_v = L_v^o[T_{cg}]$ où T_{cg} est la consigne pour la température du gaz qui est vraisemblablement la température la plus proche de celle de la surface latérale de la cellule. Pour ces deux filtres, la luminance quittant la paroi s'écrit :

$$L_v(0) = \varepsilon_{vparoi} L_v^o[T_{paroi}] + \rho_{vparoi} L_v^o[T_{cg}] \quad (V.8)$$

Pour les filtres n°2 et n°3, le gaz est optiquement épais et opaque. La luminance incidente pour ces filtres s'écrit : $L'_v = L_v^o[T_{gaz}]$ où T_{gaz} est la température moyenne du gaz, naturellement inférieure à T_{cg} du fait que le gaz est anisotherme et qu'il existe des gradients aux niveaux de la paroi et du hublot. Pour ces filtres, la luminance quittant la paroi s'écrit donc :

$$L_v(0) = \varepsilon_{vparoi} L_v^o[T_{paroi}] + \rho_{vparoi} L_v^o[T_{gaz}] \quad (V.9)$$

Comparons au cas du moteur à partir de la **figure V.18**. Le cas est semblable à la **figure IV.109** mais ici comme dans le cas de la cellule, les luminances incidentes peuvent être écrites différemment en fonction du filtre considéré.



Luminance incidente sur la paroi : L'_v

T_{ch} : température moyenne de la chemise

Luminance émise par la paroi

Figure V.18 : Luminance quittant la paroi (surface en bleu) en fonction des filtres dans le cas d'un moteur

Pour les filtres n°1 et n°4, le gaz est transparent et optiquement mince. Pour ces deux filtres, la luminance incidente sur la paroi s'écrit donc : $L'_v = L_v^o[T_{ch}]$ où T_{ch} est la température moyenne de la chemise. La luminance quittant la paroi s'écrit donc :

$$L_v(0) = \varepsilon_{vch}L_v^o[T_{ch}] + \rho_{vch}L_v^o[T_{ch}] = L_v^o[T_{ch}] \quad (\text{V.10})$$

où ε_{ch} et ρ_{ch} sont respectivement l'émissivité et la réflectivité de la chemise

Pour les filtres n°2 et n°3, le gaz est optiquement épais et opaque. La luminance incidente pour ces filtres s'écrit : $L'_v \approx L_v^o[T_{gaz}]$. Pour ces filtres, la luminance quittant la paroi s'écrit donc :

$$L_v(0) = \varepsilon_{vch}L_v^o[T_{ch}] + \rho_{vch}L_v^o[T_{gaz}] \quad (\text{V.11})$$

Ainsi si nous comparons les équations obtenues dans le cas du banc à celles obtenues dans le cas du moteur, les luminances incidentes sont semblables pour les filtres n°2 et n°3 mais différentes pour les filtres n°1 et n°4 ($L'_v = L_v^o[T_{cg}] \gg L'_v = L_v^o[T_{ch}]$). Il faut noter que nos conditions d'essais sont plus pénalisantes aux niveaux des réflexions «parasites» que celles qui existent dans un moteur car nous sommes tributaires de luminances incidentes nettement plus intenses lorsque le gaz est transparent ou optiquement mince.

Revenons au cas de la cellule. Le cas est semblable à l'étude de la paroi avec le spectromètre, seul le système optique change. Nous pouvons donc reprendre la solution obtenue dans le cas d'un milieu semi-transparent émissif, absorbant, non diffusant et anisotherme, délimité par une paroi à réflexion diffuse et un hublot semi-transparent (cf. équation IV.55) :

$$L_v(d) = L_v(0) \overline{\tau_{gaz}(0, d)^{\Delta v_i}} + \int_0^d L_v^o[T(x')] \cdot \frac{\partial \overline{\tau_{gaz}(x', d)^{\Delta v_i}}}{\partial x'} dx' \quad (\text{V.12})$$

où Δv_i est l'intervalle spectral d'une petite bande du modèle statistique à bandes étroites

Nous avons rajouté un indice i puisqu'il faut à présent distinguer les intervalles spectraux Δv_i des bandes du modèle statistique et les intervalles Δv_j correspondant à la largeur du filtre j .

Avec la luminance $L_v(0)$ que nous venons d'écrire, l'équation précédente devient :

$$L_v(d) = \left\{ \varepsilon_{vparoi} L_v^o[T_{paroi}] + \rho_{vparoi} L_v^o[T'] \right\} \overline{\tau_{gaz}(0, d)}^{\Delta v_i} + \int_0^d L_v^o[T(x')] \frac{\overline{\partial \tau_{gaz}(x', d)}^{\Delta v_i}}{\partial x'} dx' \quad (V.13)$$

avec $T' = T_{cg}$ pour les filtres n°1 et n°4 et $T' = T_{gaz}$ pour les filtres n°2 et n°3.

De plus, si nous faisons l'hypothèse que le gaz est isotherme, l'équation se simplifie de la façon suivante :

$$L_v(d) = \left\{ \varepsilon_{vparoi} L_v^o[T_{paroi}] + \rho_{vparoi} L_v^o[T'] \right\} \overline{\tau_{gaz}(0, d)}^{\Delta v_i} + \left[1 - \overline{\tau_{gaz}(0, d)}^{\Delta v_i} \right] L_v^o[T_{gaz}] \quad (V.14)$$

$$\text{La luminance en } x = l \text{ s'écrit : } L_v(l) = \tau_{vhublot} L_v(d) + \varepsilon_{vhublot} L_v^o[T_{hublot}]. \quad (V.15)$$

Revenons au système optique. Pour un filtre j donné, la caméra de thermographie mesure une luminance effective $L_{mes j}$ qui s'exprime en fonction du nombre d'onde ν de la manière suivante :

$$L_{mes j} = \int_{\Delta v_j} S(\nu) L_v^o[T] \tau_j(\nu) \tau_{atm}(\nu) d\nu \quad (V.16)$$

que nous écrivons sous la forme :

$$L_{mes j} = \int_{\Delta v_j} S'(\nu) L_v^o[T] d\nu \quad (V.17)$$

où $S(\nu)$ est la réponse spectrale relative de la chaîne de détection, $\tau_j(\nu)$ la transmittivité du filtre j de largeur spectrale Δv_j et $\tau_{atm}(\nu)$ la transmittivité de l'atmosphère.

A partir des équations V.15 et V.17, nous obtenons l'équation suivante :

$$L_{mes j} = \overline{\tau_{hublot}}^{\Delta v_j} \left\{ \overline{\varepsilon_{paroi}}^{\Delta v_j} \int_{\Delta v_j} \overline{\tau_{gaz}(0, d)}^{\Delta v_i} L_v^o[T_{paroi}] S'(\nu) d\nu + \overline{\rho_{paroi}}^{\Delta v_j} \int_{\Delta v_j} \overline{\tau_{gaz}(0, d)}^{\Delta v_i} L_v^o[T'] S'(\nu) d\nu \right. \\ \left. + \int_{\Delta v_j} \left[1 - \overline{\tau_{gaz}(0, d)}^{\Delta v_i} \right] L_v^o[T_{gaz}] S'(\nu) d\nu \right\} + \overline{\varepsilon_{hublot}}^{\Delta v_j} \int_{\Delta v_j} L_v^o[T_{hublot}] S'(\nu) d\nu + \overline{\rho_{hublot}}^{\Delta v_j} \int_{\Delta v_j} L_v^o[T_{caméra}] S'(\nu) d\nu \quad (V.18)$$

avec $\overline{\tau_{hublot}}^{\Delta v_j}$, $\overline{\varepsilon_{paroi}}^{\Delta v_j}$ et $\overline{\rho_{paroi}}^{\Delta v_j}$ respectivement transmission moyenne du hublot, émissivité et réflectivité moyennes de la paroi opaque, sur la bande spectrale Δv_j du filtre j .

Pour les filtres n°1 et n°4, $T' = T_{cg}$ et pour les filtres n°2 et n°3, $T' = T_{gaz}$

Nous posons :

$$\overline{\tau_{gaz}(x, T_o, T_{gaz})}^{\Delta v_j} = \frac{\int_{\Delta v_j} \overline{\tau_{gaz}(x, T_{gaz})}^{\Delta v_i} \overline{L_v^o(T_o)}^{\Delta v_i} S'(\nu) d\nu}{\int_{\Delta v_j} \overline{L_v^o(T_o)}^{\Delta v_i} S'(\nu) d\nu} \quad (V.19)$$

que nous pouvons écrire de la façon suivante :

$$\overline{\tau_{gaz}(x, T_o, T_{gaz})}^{\Delta v_j} = \frac{\sum_{i=i_{1j}}^{i_{2j}} \overline{\tau_{gaz}(x, T_{gaz})}^{\Delta v_i} \overline{L_v(T_o)}^{\Delta v_i} S'(v)}{\sum_{i=i_{1j}}^{i_{2j}} \overline{L_v(T_o)}^{\Delta v_i} S'(v)} \quad (V.20)$$

où $T_o = T_{gaz}$, T_{hublot} ou T_{paroi} , et où Δv_i est l'intervalle spectral de la $i^{ième}$ bande du modèle statistique et x l'épaisseur de gaz

Ainsi, connaissant les n_j bandes spectrales définies par le modèle statistique (numérotées de i_{1j} à i_{2j} (dans l'équation V.20) et correspondant à la largeur du filtre j , la transmittivité du gaz intégrée sur ce filtre est la moyenne pondérée par une loi de Planck des n_j transmittivités moyennées sur les petites bandes de 25 cm^{-1} du modèle statistique à bandes étroites.

L'équation V.18 devient :

$$L_{mes j} = \overline{\tau_{hublot}}^{\Delta v_j} \left[\overline{\varepsilon_{paroi}}^{\Delta v_j} \overline{\tau_{gaz}(d, T_{paroi})}^{\Delta v_j} \int_{\Delta v_j} L_v^o[T_{paroi}] S'(v) dv + \overline{\rho_{paroi}}^{\Delta v_j} \overline{\tau_{gaz}(d, T')}^{\Delta v_j} \int_{\Delta v_j} L_v^o[T'] S'(v) dv \right. \\ \left. + \left[1 - \overline{\tau_{gaz}(d, T_{gaz})}^{\Delta v_j} \right] \int_{\Delta v_j} L_v^o[T_{gaz}] S'(v) dv \right] + \overline{\varepsilon_{hublot}}^{\Delta v_j} \int_{\Delta v_j} L_v^o[T_{hublot}] S'(v) dv + \overline{\rho_{hublot}}^{\Delta v_j} \int_{\Delta v_j} L_v^o[T_{caméra}] S'(v) dv$$

toujours avec $T' = T_{cg}$ pour les filtres $n^{\circ}1$ et $n^{\circ}4$ et $T' = T_{gaz}$ pour les filtres $n^{\circ}2$ et $n^{\circ}3$.

Nous aboutissons finalement à un système de quatre équations représentant chacune la luminance théorique que nous devons mesurer avec chaque filtre. Nous pourrions nous arrêter là puisque à ce stade, nous pouvons calculer les quatre luminances théoriques pour les confronter aux quatre mesures par filtre. Cependant, pour rendre les calculs plus rapides et optimiser la procédure inverse que nous utiliserons par la suite, nous avons créé notre propre modèle de transmittivité du gaz adapté aux mesures par filtre, en effectuant une réduction de modèle.

b) Description du nouveau modèle de transmittivité du gaz

L'expression de notre modèle de calcul de la transmittivité du gaz moyennée sur un filtre est semblable à celle du modèle statistique (exponentielle décroissante). Avec ce dernier, la transmittivité se calcule avec deux paramètres de bandes, notés \bar{k} et $1/\bar{\delta}$. Par analogie, la transmittivité de notre modèle se calculera avec deux paramètres que nous noterons \bar{a} et \bar{b} .

En reprenant les notations de l'équation III.121 (§ III.7.2), le tableau ci-dessous permet de comparer les deux modèles.

	<i>Modèle statistique</i>	<i>Modèle adapté aux mesures par thermographie infrarouge</i>
<i>Transmittivité du gaz</i>	$\overline{\tau}_{\text{gaz}}^{\Delta v_i} = \exp \left[-\frac{\overline{\beta}}{\pi} \left(\sqrt{1 + 2\pi \frac{xpd\overline{k}}{\beta}} - 1 \right) \right]$	$\overline{\tau}_{\text{gaz}}^{\Delta v_j} = \exp \left[-\overline{a} \left(\sqrt{1 + \overline{b}xpd} - 1 \right) \right]$
<i>Paramètres</i>	\overline{k} et $\frac{1}{\overline{\delta}} = \frac{\overline{\beta}}{2\pi\gamma}$	\overline{a} et \overline{b}
<i>Résolution spectrale</i>	$\Delta v_i = 25 \text{ cm}^{-1}$	$\Delta v_j = \text{largeur spectrale du filtre}$

Tableau V.4

Concernant le modèle statistique, nous disposons d'une base de données contenant les deux paramètres \overline{k} (en $\text{cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$) et $1/\overline{\delta}$ (en cm) moyennés sur des bandes spectrales de 25 cm^{-1} , pour des températures comprises entre 300 K et 2900 K par pas de 200 K, pour l'eau, le monoxyde et le dioxyde de carbone et sur une plage de 150 cm^{-1} à 9300 cm^{-1} , ce qui représente 367 bandes de 25 cm^{-1} [5]. L'école Centrale de Paris nous a fourni la base de données complète de ces paramètres.

Nous avons ainsi les paramètres de l'eau pour 367 bandes, du dioxyde de carbone pour 96 bandes et du monoxyde de carbone pour 48 bandes (le gaz étant transparent sur les bandes restantes).

Chaque bande est numérotée de 1 à 367.

Nous avons finalement :

pour l'eau : 367 bandes de 25 cm^{-1} correspondant à l'intervalle spectral $[150 - 9300] \text{ cm}^{-1}$ (bandes n°1 à n°367)

pour le dioxyde de carbone : 96 bandes de 25 cm^{-1} , réparties de la façon suivante :
 31 bandes correspondant à l'intervalle spectral $[450 - 1200] \text{ cm}^{-1}$ (bandes n°13 à n°43)
 21 bandes correspondant à l'intervalle spectral $[1950 - 2450] \text{ cm}^{-1}$ (bandes n°73 à n°93)
 21 bandes correspondant à l'intervalle spectral $[3300 - 3800] \text{ cm}^{-1}$ (bandes n°127 à n°147)
 23 bandes correspondant à l'intervalle spectral $[4700 - 5250] \text{ cm}^{-1}$ (bandes n°183 à n°205)

pour le monoxyde de carbone : 48 bandes de 25 cm^{-1} , réparties de la façon suivante :
 24 bandes correspondant à l'intervalle spectral $[1750 - 2325] \text{ cm}^{-1}$ (bandes n°65 à n°88)
 24 bandes correspondant à l'intervalle spectral $[3775 - 4350] \text{ cm}^{-1}$ (bandes n°146 à n°169)

Nous avons tout d'abord recherché la correspondance entre les bandes du modèle statistique et la largeur spectrale des quatre filtres :

	<i>Bande spectrale du filtre en μm</i>	<i>Bande spectrale du filtre en cm^{-1}</i>	<i>Numéros des bandes du modèle statistique correspondant à la bande du filtre</i>
Filtre 1	[3,65 – 4]	[2500 – 2740]	n°94 à n°105
Filtre 2	[3,9 – 4,5]	[2222 – 2564]	n°83 à n°98
Filtre 3	[4,2 – 5,25]	[1905 – 2381]	n°71 à n°91
Filtre 4	[4,35 – 5,6]	[1785,7 – 2299]	n°66 à n°87

Tableau V.5

Puis à l'aide du modèle statistique, nous avons calculé les transmittivités de l'eau, du monoxyde et du dioxyde de carbone pour chaque filtre et pour différentes températures de gaz (100°C à 600°C par pas de 100°C) à l'aide de la formule V.20. Pour créer notre propre base de paramètres, l'étape suivante a consisté à identifier par méthode inverse tous les couples \bar{a} et \bar{b} pour les mêmes températures, pour chaque filtre et pour chaque gaz. Une fois cette base de paramètres construite, nous pouvons calculer la transmittivité d'un gaz intégrée sur la largeur du filtre considéré en utilisant simplement deux paramètres fonction du gaz et de sa température.

Au cours de notre raisonnement, nous avons supposé le gaz isotherme. Or nous avons mis en évidence dans le chapitre précédent que le gaz était au contraire fortement anisotherme. Nous avons donc essayé d'adapter notre modèle au cas d'un gaz anisotherme en nous inspirant du modèle approché de Curtis-Godson (cf. chapitre III § III.72). Celui-ci décrit la transmittivité d'une colonne de gaz anisotherme et hétérogène à l'aide de paramètres de bandes \bar{k}' et $\bar{\beta}'$, équivalents à \bar{k} et $\bar{\beta}$ pondérés par le chemin optique C .

Rappelons (équation III.131) que la transmittivité d'une colonne de gaz anisotherme et hétérogène, d'épaisseur (s_1, s_2) moyennée sur une petite bande $\Delta\nu_i = 25 \text{ cm}^{-1}$ s'exprime de la façon suivante :

$$\overline{\tau_{\text{gaz}}(s_1, s_2)}^{\Delta\nu_i} = \exp\left[-\frac{\bar{\beta}'}{\pi}\left(\sqrt{1+2\pi C\frac{\bar{k}'}{\bar{\beta}'}}-1\right)\right] \quad (\text{V.22})$$

où $\bar{k}' = \frac{1}{C} \int_{s_1}^{s_2} x_i(s)p(s)\overline{k(s)} ds$, $\bar{\beta}' = \frac{1}{k'C} \int_{s_1}^{s_2} x_i(s)p(s)\overline{k(s)} \overline{\beta(s)} ds$ et $C = \int_{s_1}^{s_2} x_i(s)p(s) ds$, avec $x_i(s)$ et $p(s)$

respectivement la fraction molaire du constituant i et la pression du gaz au point d'abscisse s .

De façon analogue, nous avons essayé de calculer la transmittivité d'un gaz anisotherme d'épaisseur (s_1, s_2) moyennée sur la bande spectrale $\Delta\nu_j$ du filtre j de la façon suivante :

$$\overline{\tau_{\text{gaz}}(s_1, s_2)}^{\Delta\nu_j} = \exp\left[-\bar{a}'\left(\sqrt{1+\bar{b}'C}-1\right)\right] \quad (\text{V.23})$$

où $\bar{a}' = \frac{1}{C} \int_{s_1}^{s_2} x_i(s)p(s)\overline{a(s)} ds$ et $\bar{b}' = \frac{1}{C} \int_{s_1}^{s_2} x(s)p(s)\overline{b(s)} ds$, toujours avec $C = \int_{s_1}^{s_2} x_i(s)p(s) ds$

Cependant, ce modèle n'a pas donné satisfaction dans le sens où les transmittivités obtenues n'étaient pas correctes (valeurs aberrantes). La méthode de Curtis-Godson n'est donc pas transposable au cas de mesures intégrées sur une largeur spectrale de filtre.

Finalement, si nous voulons prendre en compte l'anisothermie du gaz, il faut donc utiliser le modèle statistique à bandes étroites pour calculer la transmittivité du gaz sur la largeur spectrale du filtre (équation V.20), sans essayer de réduire le modèle.

V.2.2 Présentation des résultats expérimentaux

a) Présentation du montage

La photo ci-dessous présente le banc expérimental dans sa configuration *paroi opaque-hublot*. Nous pouvons apercevoir la caméra installée sur une platine élévatrice pour être dans l'axe de la paroi opaque, ainsi que le tube entre la cellule et la caméra pour le balayage d'azote.

L'extrémité du tube en contact avec la caméra est en carton afin d'isoler thermiquement celle-ci de la cellule.

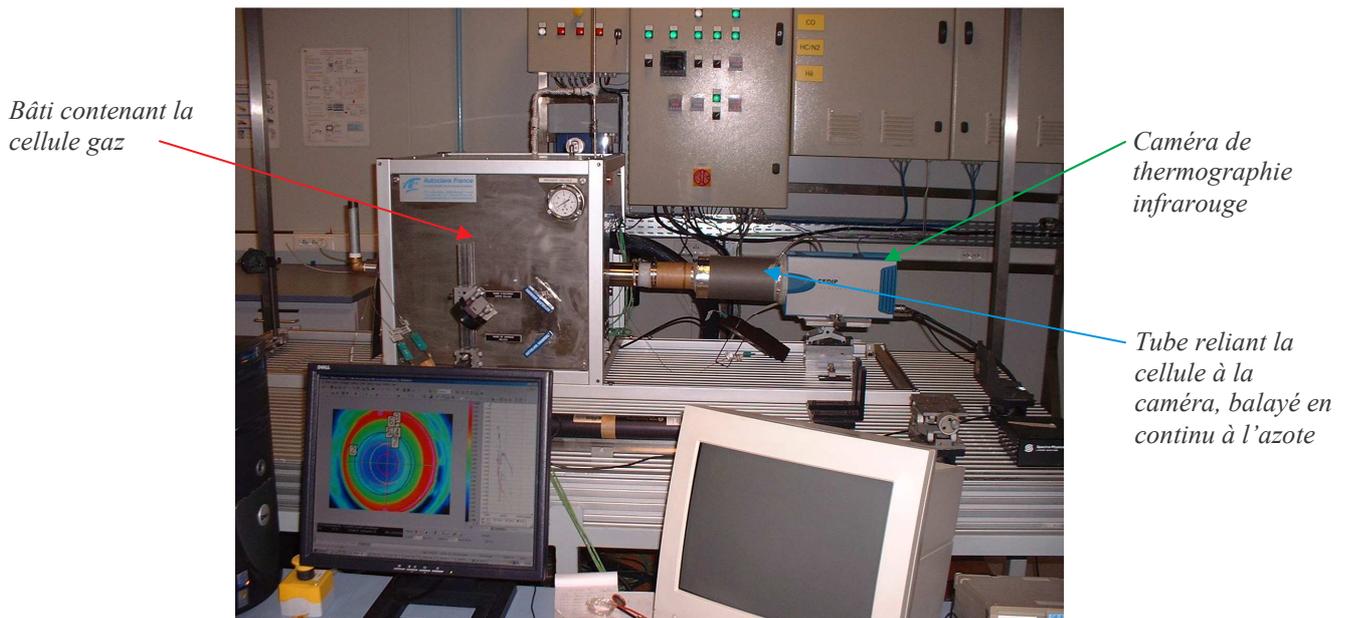


Figure V.19 : Ensemble du banc expérimental dans la configuration paroi opaque-hublot pour les mesures par thermographie infrarouge

Le tableau ci-dessous décrit l'ensemble des essais réalisés dans la configuration *paroi opaque-hublot* avec la caméra munie de ses filtres.

	Consigne de température du gaz T_{cg} (°C)	Consigne de température de la paroi opaque T_{cp} (°C)	Pression du gaz p_g (bar)	Concentration du dioxyde de carbone
Essais sans refroidissement	300	-	5	10%
	250	-	5	10%
	200	-	5	10%
Variations de p_g	300	200	10	5% à 20%
	300	200	20	5% à 20%
	300	200	30	5% à 20%
Variations de T_{cg}	300	200	5	5% à 20%
	350	200	5	5% à 20%
	400	200	5	5% à 20%
	450	200	5	5% à 20%
Variations de T_{cp}	300	200	5	10%
	300	175	5	10%
	300	160	5	10%
	300	150	5	10%
	300	140	5	10%
	300	125	5	10%
	300	115	5	10%

Tableau V.6 : Essais réalisés avec la caméra en configuration paroi opaque-hublot

L'ensemble des essais a été réalisé avec du dioxyde de carbone (dilué à l'azote) qui est un des gaz les plus actifs dans l'infrarouge et que l'on trouve en fortes concentrations dans les gaz de combustion.

Comme pour l'étude de la paroi avec le spectromètre, la première série de mesures a consisté à étudier l'émission de la paroi à travers un gaz sans utiliser le système de refroidissement. L'ensemble gaz-paroi se retrouve pratiquement à la même température. C'est donc le cas le plus simple pour essayer de valider notre méthode puisque la paroi est relativement isotherme.

Nous avons ensuite réalisé trois séries de mesures, la première en fonction de la pression du gaz (entre 10 bar et 30 bar), la deuxième en fonction de la température du gaz pour une consigne comprise entre 300°C et 450°C et pour différentes concentrations de CO₂, et la troisième en fonction de la température de la paroi pour une consigne comprise entre 115°C et 200°C et pour différentes concentrations de CO₂.

Nous allons successivement présenter ces trois séries de mesures en indiquant les luminances mesurées pour chaque filtre. Sur les **figures V.22 à V.33**, les valeurs de luminance correspondent à une moyenne de quatre pixels, au centre de la surface de la paroi vue par la caméra (**figure V.20**), soit l'endroit le plus froid puisqu'il correspond à l'impact de l'air comprimé en face arrière de la paroi.

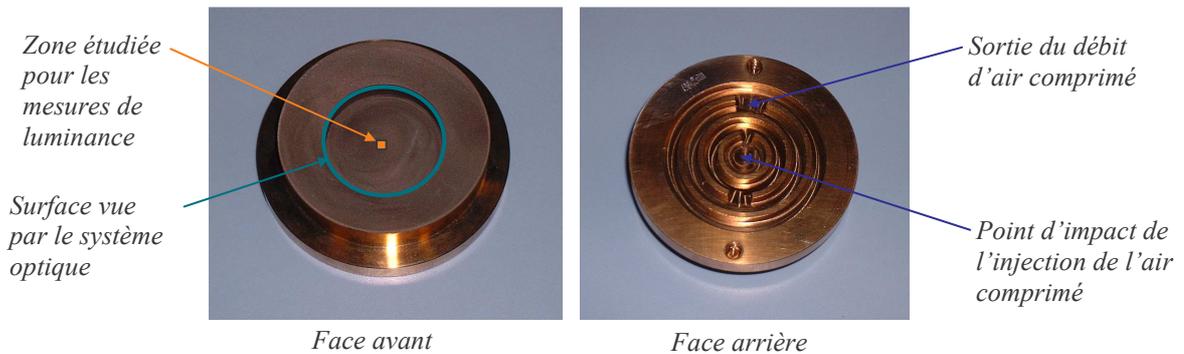


Figure V.20 : La paroi opaque

L'objectif de 50 mm nous permet de visualiser, la totalité de la paroi visible à travers le hublot, soit une surface de diamètre 40 mm (entourée d'un cercle sur les **figures V.20 et V.21**). Dans le chapitre VI, nous étudierons des profils de luminance de cette surface vue par la caméra. Sur la **figure V.21**, nous montrons un exemple de scène thermique avec la zone étudiée colorée en orange et notée «1».

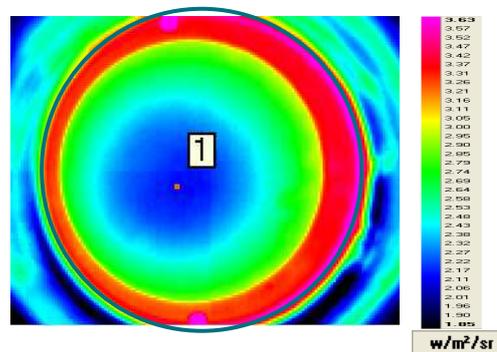


Figure V.21 : Scène thermique de la paroi opaque (mélange 5% CO₂/N₂, température du gaz à 300°C, pression de 5 bar et paroi à 200°C)

A partir de cette scène thermique, nous remarquons qu'il existe de forts gradients thermiques concentriques sur la paroi. La caméra nous a permis de diagnostiquer des problèmes liés au système de refroidissement : il ne refroidit pas de manière uniforme. Nous y reviendrons dans le dernier chapitre.

Influence de la pression du gaz (p_g)

Les quatre figures suivantes correspondent à la première série de mesures : l'étude des luminances lorsque la pression du gaz varie et ceci pour différents mélanges CO_2/N_2 . Chaque figure est caractéristique d'un mélange donné. Comme nous l'avons déjà dit, la luminance étudiée est celle du centre de la paroi opaque. Pour l'ensemble de ces essais, la température du gaz est de 300°C .

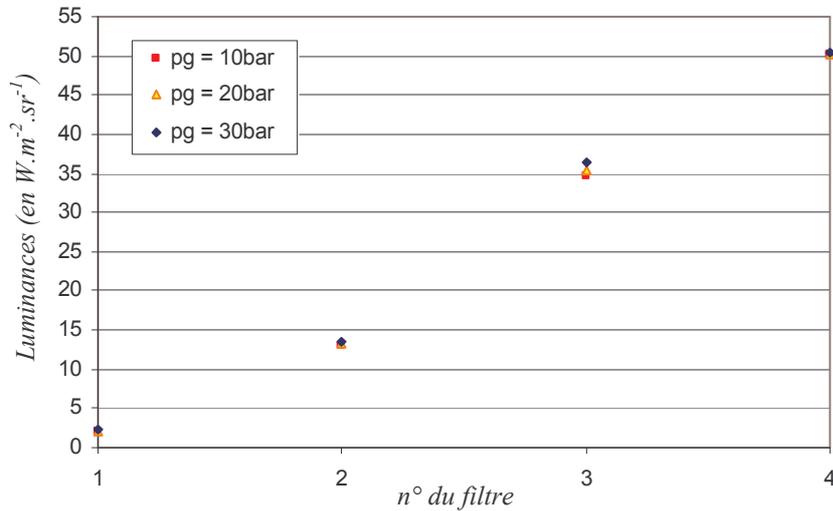


Figure V.22 : Luminances mesurées par la caméra en fonction de la pression du gaz p_g pour un mélange de 5% CO_2/N_2 à 300°C et la paroi à 200°C

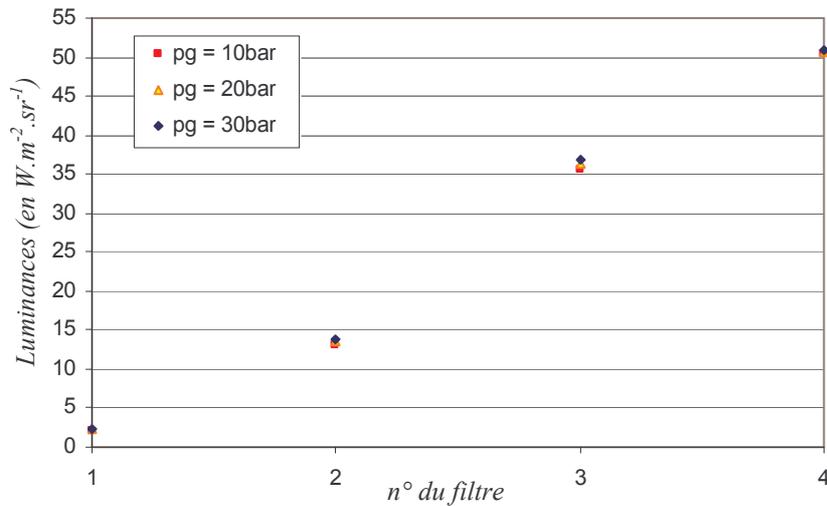


Figure V.23 : Luminances mesurées par la caméra en fonction de la pression du gaz p_g pour un mélange de 10% CO_2/N_2 à 300°C et la paroi à 200°C

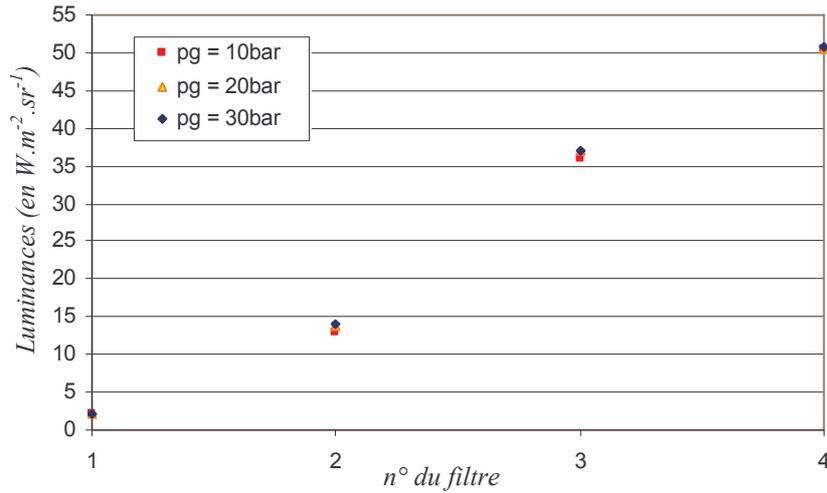


Figure V.24 : Luminances mesurées par la caméra en fonction de la pression du gaz p_g pour un mélange de 15% CO_2/N_2 à 300°C et la paroi à 200°C

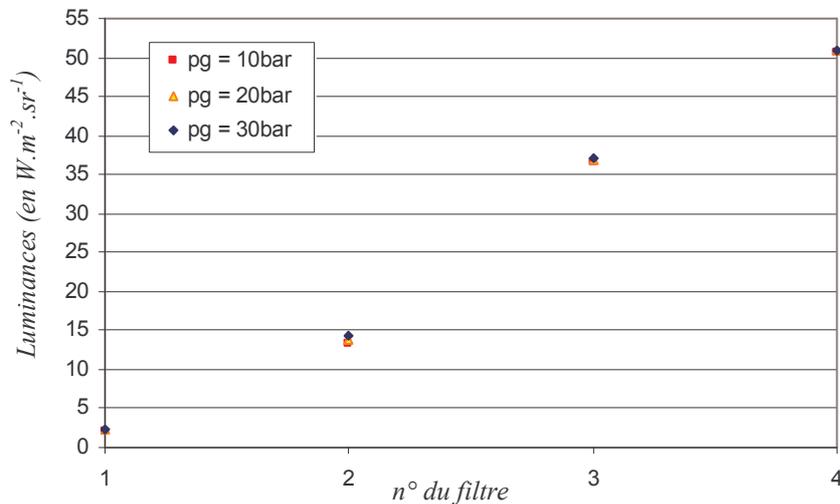


Figure V.25 : Luminances mesurées par la caméra en fonction de la pression du gaz p_g pour un mélange de 20% CO_2/N_2 à 300°C et la paroi à 200°C

Nous remarquons que les luminances mesurées évoluent peu en fonction de la pression du gaz, quel que soit le filtre et quelle que soit la composition du mélange gazeux. En moyenne, nous obtenons 2,3% de variations relatives de luminance pour le filtre n°1, 7,6% pour le filtre n°2, 5,5% pour le filtre n°3 et 1,1% pour le filtre n°4.

La pression tout comme les concentrations des gaz ne seront vraisemblablement pas des paramètres identifiables par méthode inverse à partir des mesures par thermographie. Nous y reviendrons dans le chapitre VI.

Influence de la consigne de température du gaz (T_{cg})

Les quatre figures ci-dessous correspondent à la deuxième série de mesure : l'étude des luminances lorsque la température de gaz varie. Comme pour la série précédente, nous avons voulu tester différents mélanges CO_2/N_2 . Chaque figure est donc représentative d'une concentration de CO_2 donnée. Pour l'ensemble de ces essais, la pression du gaz est de 5 bar. En légende, nous indiquons la consigne de la température du gaz (T_{cg}).

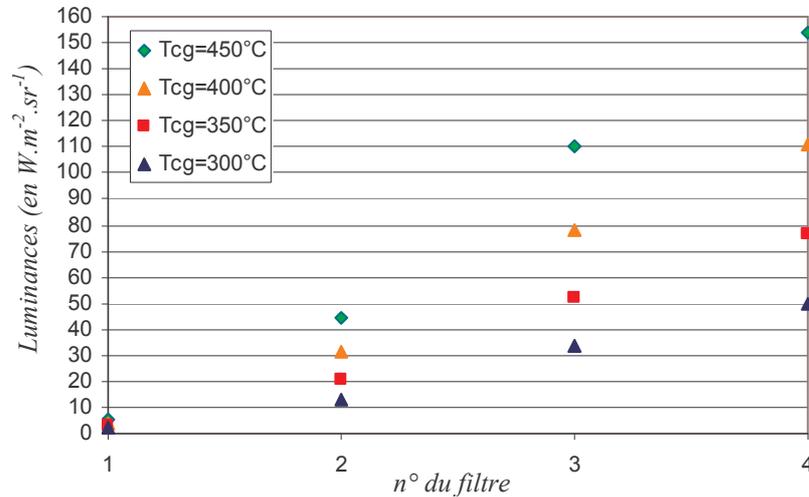


Figure V.26 : Luminances mesurées par la caméra en fonction de la température du gaz T_{cg} (consigne) pour un mélange de 5% CO_2/N_2 sous 5 bar de pression, paroi à 200°C

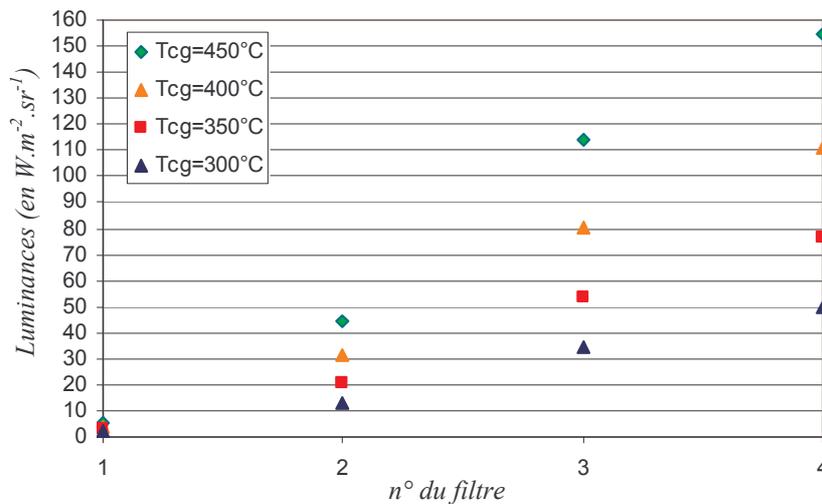


Figure V.27 : Luminances mesurées par la caméra en fonction de la température du gaz T_{cg} (consigne) pour un mélange de 10% CO_2/N_2 sous 5 bar de pression, paroi à 200°C

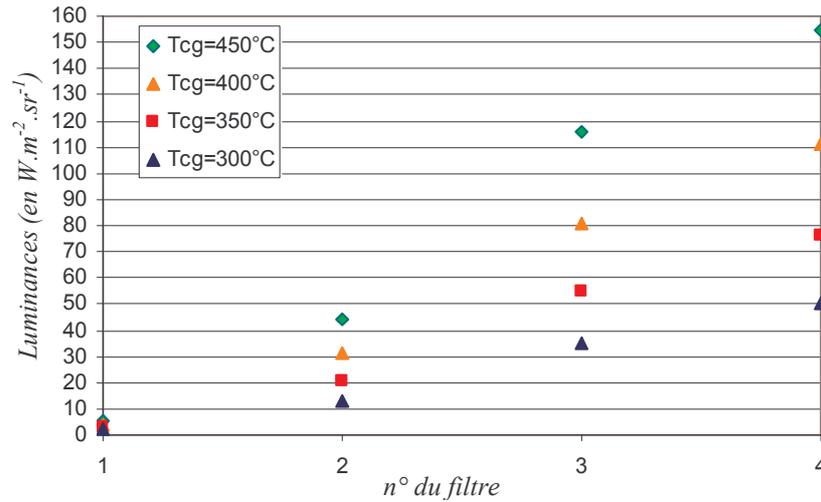


Figure V.28 : Luminances mesurées par la caméra en fonction de la température du gaz T_{cg} (consigne) pour un mélange de 15% CO_2/N_2 sous 5 bar de pression, paroi à 200°C

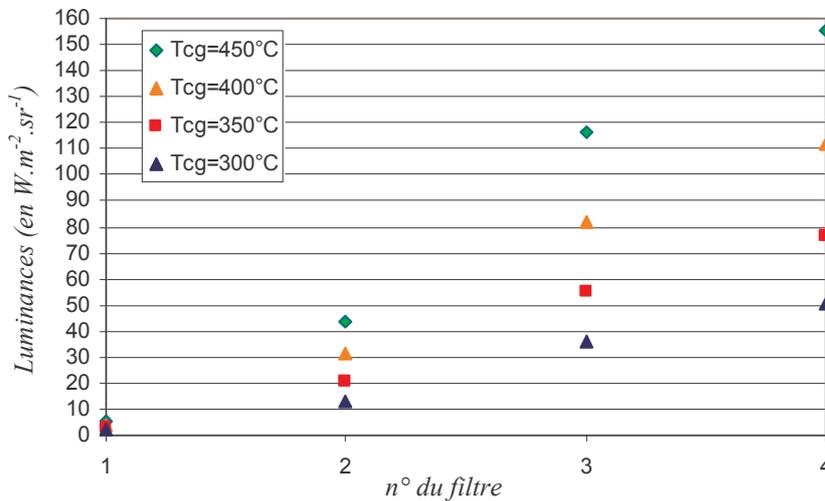


Figure V.29 : Luminances mesurées par la caméra en fonction de la température du gaz T_{cg} (consigne) pour un mélange de 20% CO_2/N_2 sous 5 bar de pression, paroi à 200°C

Nous observons des écarts importants entre les luminances mesurées avec les différents filtres. Mais c'est avec le filtre n°1 que les variations de luminances sont les plus faibles.

En moyenne, nous obtenons comme variations relatives maximales de luminance : 156% pour le filtre n°1, 240% pour le filtre n°2, 226% pour le filtre n°3 et 207% pour le filtre n°4.

Nous retrouvons le fait que les luminances mesurées avec les filtres n°2 et n°3 sont les plus sensibles aux variations de la température du gaz. Pour le filtre n°1 et surtout pour le filtre n°4, les variations de luminance en fonction de la température T_{cg} sont probablement dues pour l'essentiel aux variations de la température de hublot qui augmente en même temps que la température T_{cg} .

Comme précédemment, nous remarquons en comparant les figures que la variation de la concentration de CO_2 ne modifie pas les luminances.

Influence de la consigne de température de la paroi opaque (T_{cp})

Les quatre figures ci-dessous correspondent à la troisième série de mesures : l'étude des luminances lorsque la température de paroi varie. Cette dernière série est la plus importante des trois puisqu'il s'agit de l'étude du principal paramètre que nous voulons identifier par méthode inverse.

Nous présentons les résultats différemment des deux séries précédentes. Chaque figure correspond aux luminances mesurées avec un filtre donné en fonction de la consigne de la température de paroi (T_{cp}). Ainsi, nous pouvons étudier précisément l'évolution des luminances mesurées pour chaque filtre. Pour l'ensemble des essais, la température du gaz est de 300°C (consigne), la pression est de 5 bar et la composition 10%CO₂ dilué à l'azote.

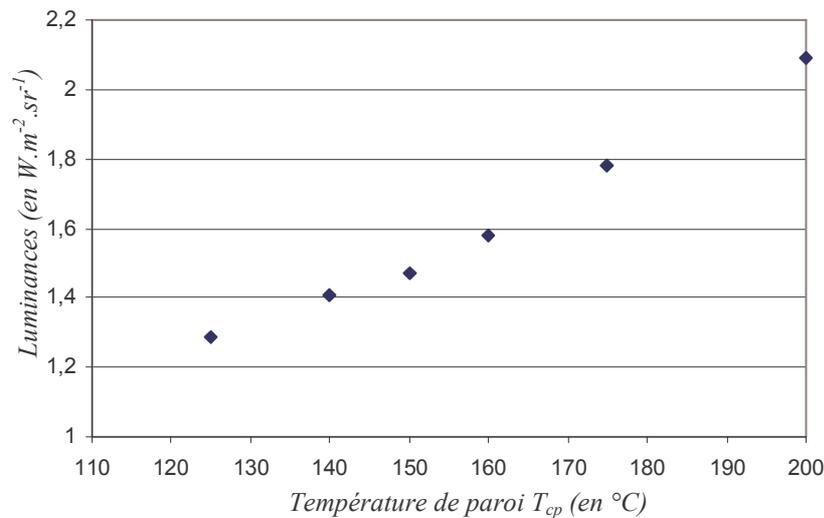


Figure V.30 : Luminances mesurées avec le filtre n°1 en fonction de la température de paroi T_{cp} (consigne) pour un mélange de 10% CO₂/N₂ sous 5 bar de pression

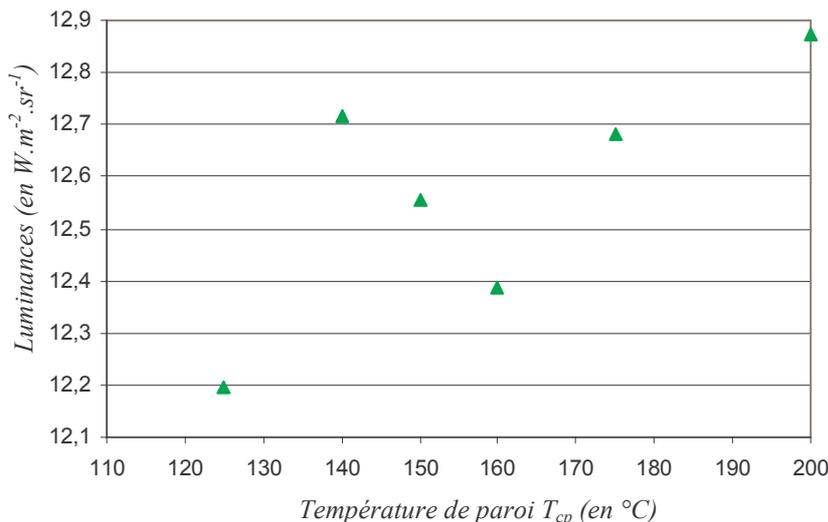


Figure V.31 : Luminances mesurées avec le filtre n°2 en fonction de la température de paroi T_{cp} (consigne) pour un mélange de 10% CO₂/N₂ sous 5 bar de pression

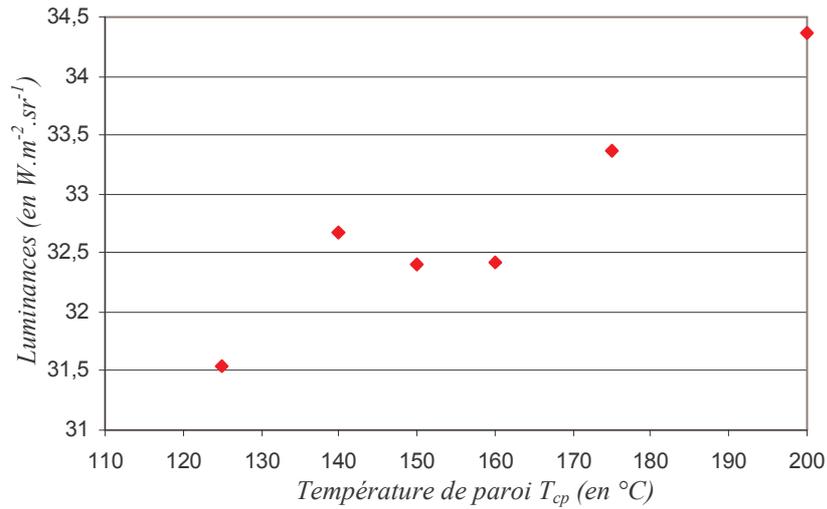


Figure V.32 : Luminances mesurées avec le filtre n°3 en fonction de la température de paroi T_{cp} (consigne) pour un mélange de 10% CO_2/N_2 sous 5 bar de pression

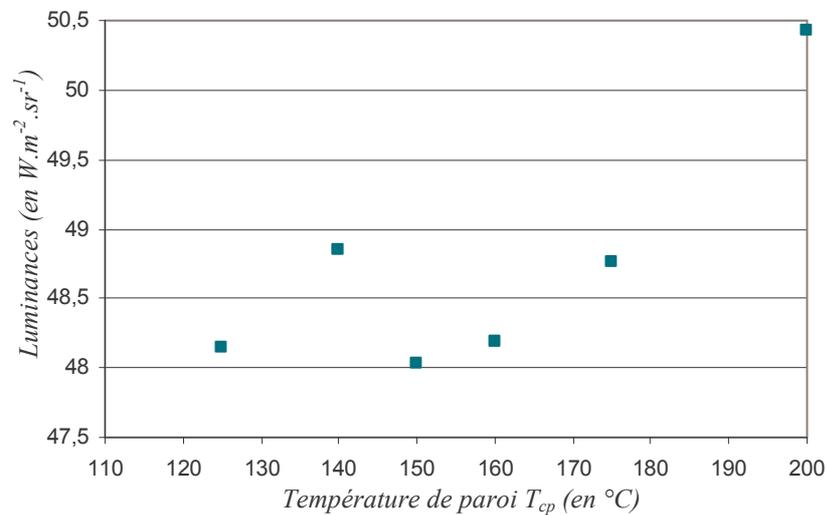


Figure V.33 : Luminances mesurées avec le filtre n°4 en fonction de la température de paroi T_{cp} (consigne) pour un mélange de 10% CO_2/N_2 sous 5 bar de pression

Nous remarquons que la luminance mesurée avec le filtre n°1 augmente progressivement avec la température de la paroi (variation relative maximale de luminance de 63%), et vérifions ainsi qu'elle est bien sensible aux variations de ce paramètre. Pour les filtres n°2, n°3 et n°4, nous observons des variations relatives de luminances très faibles avec la température de paroi (variations relatives maximales de luminance respectivement de 5,5%, 9% et 5%).

Cette troisième série nous a permis de mettre clairement en évidence que seule la luminance mesurée par le filtre n°1 présente une variation significative et monotone en fonction de la température de paroi.

V.3 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons pu étudier la paroi opaque à la fois sur un plan théorique en construisant un modèle adapté et sur un plan expérimental en réalisant une série de mesures avec la caméra munie de ses filtres.

Pour la partie théorique, nous avons adapté la modélisation des transferts radiatifs à une résolution correspondant aux largeurs spectrales des filtres. Pour diminuer le temps de calcul et optimiser la procédure inverse que nous utiliserons dans le chapitre VI, nous avons voulu réduire la modélisation en construisant notre propre modèle de propriétés radiatives associé à une base de données, spécifique à nos filtres. En nous basant sur le modèle de Curtis-Godson, nous avons essayé d'avoir une version de notre modèle adapté au cas d'un gaz anisotherme, mais les transmittivités obtenues n'étaient pas correctes et l'idée a été abandonnée. Finalement, pour calculer la transmittivité du gaz moyennée sur un filtre, nous pouvons utiliser notre modèle réduit si nous faisons l'hypothèse d'isothermie du gaz et nous devons utiliser le modèle statistique à bandes étroites si nous considérons le gaz anisotherme. Pour ce deuxième cas, les calculs sont nécessairement plus longs.

Pour la partie expérimentale, nous avons mesuré la luminance émise par la paroi opaque à travers un milieu gazeux dans de nombreuses conditions. L'ensemble des essais a permis de vérifier expérimentalement les sensibilités des luminances mesurées avec les différents filtres. La première série (en fonction de la pression du gaz) a montré qu'aucune des quatre luminances mesurées par les filtres n'est sensible ni à la pression, ni à la concentration de dioxyde de carbone. Ces deux paramètres ne sont donc pas influents et ne seront a priori pas identifiables par méthode inverse à partir de mesures de luminance par thermographie infrarouge. La deuxième série de mesures (en fonction de la température du gaz) a montré que les luminances obtenues avec les filtres n°2 et n°3 sont fortement sensibles à ce paramètre, qui semble donc relativement facile à identifier. La luminance mesurée par le filtre n°4 varie aussi avec la température du gaz, mais probablement à cause de l'échauffement du hublot, directement lié à la température du gaz. Il n'est malheureusement pas possible de le vérifier expérimentalement puisque les variations des deux températures sont indissociables de par la conception de la cellule. La température du hublot devrait par contre pouvoir être identifiée facilement à partir de la mesure avec le filtre n°4. La dernière série de mesure (en fonction de la température de la paroi) a confirmé que seule la luminance mesurée avec le filtre n°1 est bien sensible à la température de paroi.

Au vu de ces essais, les mesures obtenues avec les quatre filtres que nous avons définis semblent donc être bien décorrélables. L'identification des températures de paroi, de gaz et de hublot devrait se faire relativement facilement.

Pour valider notre méthode, nous devons encore confronter les données expérimentales aux valeurs théoriques dans le but d'identifier ces trois températures par méthode inverse. Le chapitre suivant est consacré à cette dernière étape.

Bibliographie

[1] **U. ADOMEIT, N. HANNAS, D. SEIFFER**

Vermessung des Wärmebildgerätes CEDIP Jade MWIR

FGAN Forschungsinstitut für optronik und mustererkennung, Januar 2005

[2] **G. GAUSSORGUES**

La thermographie infrarouge

TEC et DOC éd. (Quatrième édition)

[3] **H. PRON**

Application des effets photothermiques et thermomécaniques à l'analyse de contraintes appliquées et résiduelles. Utilisation d'une caméra infrarouge à mosaïque de détecteurs

Thèse de doctorat, Université de Reims, 2000

[4] **J. L'ECOLIER**

Etalonnage en luminance de la caméra CEDIP équipée de filtres spécifiques

Note interne PSA Peugeot Citroën, février 2006

[5] **A. SOUFIANI, J. TAINÉ**

High temperature gas radiative property parameters of statistical narrow-band model for H₂O, CO₂, CO and Correlated-K (CK) model for H₂O and CO₂

Int. J. Heat Mass transfer, vol. 40, pp. 987-991, 1997

Chapitre VI

Identification des températures

Ce chapitre constitue la dernière partie de notre étude, c'est-à-dire l'inversion de l'équation de transfert radiatif en vue de la détermination des paramètres d'entrée du modèle. Nous nous intéressons plus particulièrement aux températures de gaz, de hublot et de paroi.

Nous rappellerons tout d'abord quelques notions sur les problèmes inverses. Puis nous détaillerons les identifications réalisées à partir des mesures par spectrométrie dans les deux configurations étudiées (*hublot-hublot* et *paroi-hublot*). Le dernier paragraphe sera consacré aux identifications réalisées à partir des mesures par thermographie infrarouge, et nous les comparerons avec celles obtenues à partir des mesures par spectrométrie.

VI.1 Notions théoriques sur les problèmes thermiques inverses

VI.1.1 Principe [1]

A l'aide du modèle direct, nous recherchons la réponse à des conditions initiales et/ou aux limites d'un milieu dont la géométrie et les caractéristiques thermophysiques (champs de température, de flux d'espèces, de luminances, etc.) sont connues.

Dans le problème inverse, les données initiales sont des mesures qui correspondent aux réponses du système à des excitations, connues ou inconnues. Les grandeurs recherchées par la technique d'inversion sont alors des estimations portant sur la forme, les conditions initiales et/ou aux limites, les caractéristiques thermophysiques ou encore les champs internes de sources. Le synoptique suivant (**figure VI.1**) résume le principe général du problème inverse en thermique.

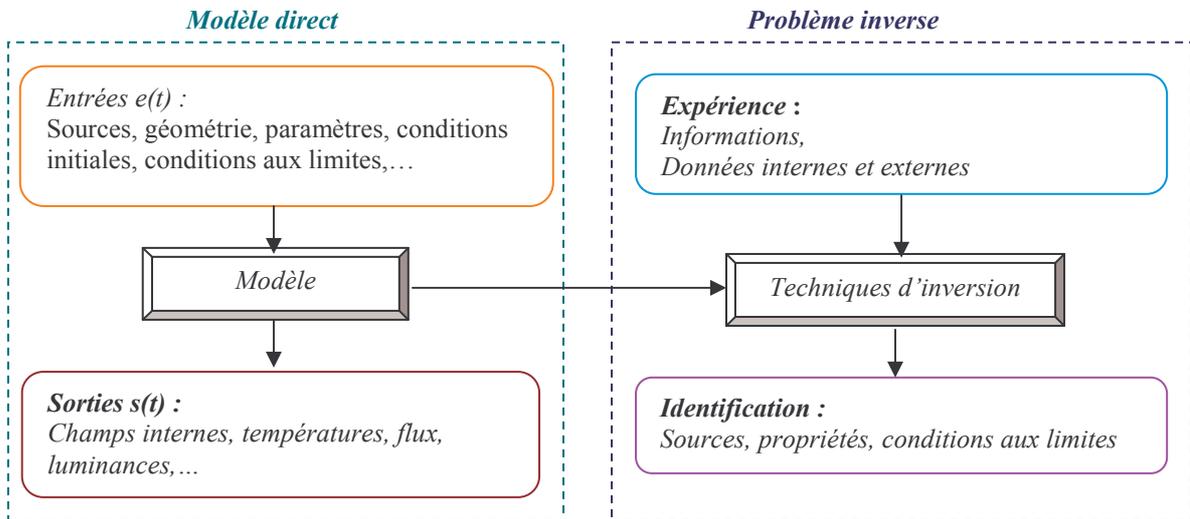


Figure VI.1 : Principe général du problème inverse

Dans le cadre de nos travaux, la résolution du problème inverse consiste à confronter les luminances expérimentales mesurées par le système optique (soit le spectromètre, soit la caméra de thermographie munie de ses filtres) aux luminances théoriques calculées par le modèle direct, en choisissant un critère d'ajustement et en minimisant ce critère. Le meilleur ajustement aux données expérimentales fournit finalement une estimation des paramètres recherchés ainsi qu'un intervalle de confiance pour chacun d'entre eux. Nous nous intéressons plus particulièrement à l'identification des températures de paroi, de gaz et de hublot.

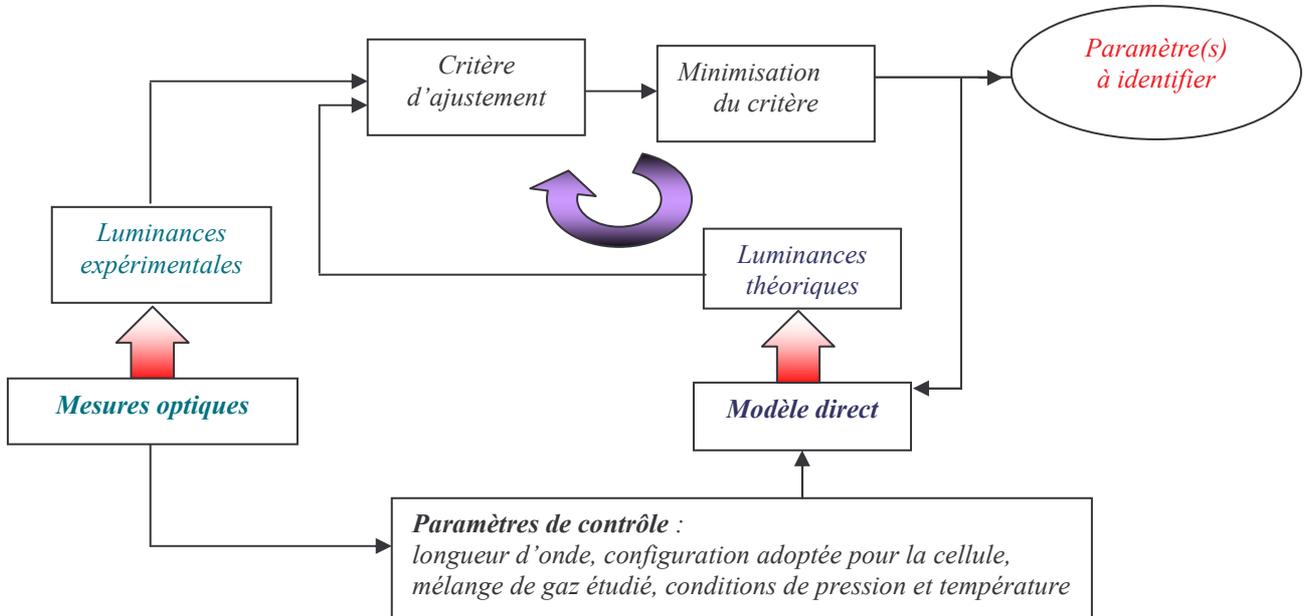


Figure VI.2 : Problème inverse appliqué à notre étude

VI.1.2 Définitions de statistiques et probabilités [2, 3]

Une *variable aléatoire* est une variable pouvant prendre au hasard n'importe quelle valeur dans son ensemble de définition.

Une *probabilité* est un pourcentage de chance pour qu'une variable aléatoire prenne une valeur donnée.

Une *loi de probabilité* est une fonction donnant, pour chaque valeur de l'ensemble de définition d'une variable aléatoire, sa probabilité d'apparition.

L'*espérance mathématique, ou moyenne*, d'une variable aléatoire X se définit par :

$$E(X) = \sum_i x_i P(x_i) \quad (\text{VI.1})$$

où l'ensemble des x_i représente les valeurs que peut prendre X et $P(x_i)$ la probabilité associée à x_i .

La *variance d'une variable aléatoire* X se définit par : $\text{var}(X) = E[(X - E(X))^2]$. (VI.2)

Il s'agit de l'écart quadratique moyen.

La *covariance de deux variables aléatoires* X et Y s'écrit :

$$\text{cov}(X, Y) = E[(X - E(X))(Y - E(Y))] \quad (\text{VI.3})$$

Les *statistiques* visent à l'estimation de certains paramètres (moyenne et variance) relatifs à une ou plusieurs variables aléatoires descriptives d'une population qu'il est impossible de connaître en intégralité. L'estimation repose sur n observations constituant un échantillon.

VI.1.3 Définitions des vecteurs et matrices utilisés [1, 4, 5]

Avant de présenter la théorie du problème inverse, nous présentons ci-dessous les principaux vecteurs et matrices utilisés dans les calculs.

✚ n mesures expérimentales (bruitées) : vecteur $\vec{y} = Y = (y_1, y_2, \dots, y_n)^T$ (VI.4)

✚ p paramètres d'ajustement : vecteur paramètre $\vec{\beta} = (\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_p)^T$ (VI.5)

- n valeurs théoriques (non bruitées) données par le modèle en fonction de $\vec{\beta}$:

$$\text{vecteur modèle } \vec{\eta} = (\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n)^T \quad (\text{VI.6})$$

✚ p estimations des paramètres : vecteur $\vec{b} = (b_1, b_2, \dots, b_p)^T$ (VI.7)

Le modèle direct établit une relation entre les paramètres modèles et les données théoriques :

$$\vec{\eta} = \vec{\eta}(\vec{\beta}) \quad (\text{VI.8})$$

✚ n valeurs du bruit expérimental : vecteur bruit $\vec{\varepsilon} = (\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n)^T$ (VI.9)

Nous supposons dans tout ce développement que les données expérimentales résultent de l'addition de données théoriques avec un bruit aléatoire. Il s'agit de l'hypothèse du bruit additif :

$$y_i = \eta_i + \varepsilon_i \quad \vec{y} = Y = \vec{\eta} + \vec{\varepsilon} \quad (\text{VI.10})$$

✚ matrice de variance-covariance du bruit : $\psi = \text{cov}(\vec{\varepsilon})$ (VI.11)

Si ψ est diagonale, les mesures ne sont pas corrélées dans le temps.

Si de plus $\text{cov}(\varepsilon_i, \varepsilon_i) = \sigma^2$ pour tout $i = 1, \dots, n$, les mesures ont toute la même variance (même confiance à chaque mesure).

Si $\psi = 0$, les mesures sont indépendantes du temps.

✚ matrice de sensibilité : $X_{ij} = \left(\frac{\partial \eta_i}{\partial \beta_j} \right)$ n lignes, p colonnes (VI.12)

Elle définit la sensibilité du système pour chaque paramètre.

✚ matrice de variance-covariance des estimations : $P = \text{cov}(\vec{b})$ (VI.13)

En supposant la densité de probabilité gaussienne, l'estimateur \vec{b} se caractérise par son espérance $E[b]$ (valeur centrale la plus probable) et sa covariance (étendue de l'intervalle des valeurs de \vec{b}). La matrice $P = \text{cov}(\vec{b})$ constitue une mesure de la confiance accordée à la valeur moyenne.

✚ matrice des corrélations : Elle mesure le degré de dépendance entre les estimations b_i et b_j .

Le coefficient de corrélation s'écrit de la façon suivante : $\rho_{ij} = \frac{\text{cov}(b_i, b_j)}{\sqrt{\text{var}(b_i, b_i) \text{var}(b_j, b_j)}}$ (VI.14)

Les estimations sont considérées fortement corrélées lorsque $\rho_{ij} > 0,9$.

L'identification de plusieurs paramètres inconnus par une procédure d'inversion pose le problème des domaines de sensibilité. Pour pouvoir identifier plusieurs paramètres simultanément, il faut que les domaines de sensibilité (ici en longueurs d'ondes) soient différents. Cette condition est évaluée grâce au coefficient de corrélation. Les corrélations limitent l'intervalle de confiance associé à l'estimation simultanée de plusieurs paramètres. Lorsque les sensibilités sont liées et les paramètres corrélés entre eux, leur identification simultanée devient impossible. Ainsi, des paramètres peuvent être associés à une très grande incertitude d'estimation s'ils sont corrélés, même s'ils correspondent chacun à un niveau de sensibilité très élevé.

Pour résoudre le problème inverse, nous devons choisir un critère permettant de comparer le modèle et les mesures. Les critères sont généralement liés à la maximalisation de la densité de probabilité des estimateurs des paramètres modèle. Il faut ensuite choisir une méthode de minimisation de ce critère. Dans ce contexte, la solution du problème inverse est constituée par un ensemble de valeurs probables.

VI.1.4 Présentation de la fonction de vraisemblance [6]

La théorie des probabilités est un outil adapté pour décrire l'information dont nous disposons sur un ensemble de paramètres appartenant à un espace de dimension finie. La probabilité ou la densité de probabilité relative aux paramètres représente l'état d'information sur cet espace. La résolution du problème inverse doit permettre de passer de l'état d'information dans l'espace des mesures à l'état d'information dans l'espace des paramètres, en tenant compte de celui dont nous disposons a priori sur les paramètres.

A l'issue d'une expérience, l'état d'information concerne les paramètres modèle et les mesures. Cet état d'information est décrit par la densité de probabilité jointe $f(\vec{y}, \vec{\beta})$ sur les données \vec{y} et sur les paramètres $\vec{\beta}$ dans l'espace $\{\vec{y}, \vec{\beta}\}$ formé par la réunion de l'espace des données $\{\vec{y}\}$ et celui des paramètres modèle $\{\vec{\beta}\}$.

A partir de la densité jointe $f(\vec{y}, \vec{\beta})$, nous pouvons définir les densités de probabilité marginale sur l'espace des paramètres $\{\vec{\beta}\}$ et sur l'espace des données $\{\vec{y}\}$:

$$f(\vec{\beta}) = \int_{\{\vec{y}\}} f(\vec{y}, \vec{\beta}) d\vec{y} \quad (\text{VI.15}) \quad \text{et} \quad f(\vec{y}) = \int_{\{\vec{\beta}\}} f(\vec{y}, \vec{\beta}) d\vec{\beta} \quad (\text{VI.16})$$

Il est aussi possible de définir les densités de probabilité conditionnelle $f(\vec{y}/\vec{\beta}_o)$ et $f(\vec{\beta}/\vec{y}_o)$ où \vec{y}_o et $\vec{\beta}_o$ sont des vecteurs de données et de paramètres dont les valeurs sont fixées :

- $f(\vec{\beta}/\vec{y}_o) = \frac{f(\vec{y}_o, \vec{\beta})}{f(\vec{y}_o)}$, densité de probabilité des paramètres $\vec{\beta}$ sachant que les données sont égales à \vec{y}_o .
- $f(\vec{y}/\vec{\beta}_o) = \frac{f(\vec{y}, \vec{\beta}_o)}{f(\vec{\beta}_o)}$, densité de probabilité des données \vec{y} sachant que les paramètres sont égaux à $\vec{\beta}_o$.

Soit \vec{y}_o l'ensemble des données expérimentales, $f(\vec{y}_o/\vec{\beta})$ est alors appelée *la fonction de vraisemblance*, c'est à dire la densité de probabilité pour que les données observées \vec{y}_o coïncident avec les données théoriques $\vec{\eta}$ calculées pour $\vec{\beta}$. D'après le théorème de Bayes, elle s'écrit de la façon suivante :

$$f(\vec{y}_o/\vec{\beta}) = \frac{f(\vec{\beta}/\vec{y}_o) \cdot f(\vec{y}_o)}{f(\vec{\beta})} \quad (\text{VI.17})$$

La fonction de vraisemblance décrit la répartition statistique des mesures \vec{y}_o autour d'une valeur théorique $\vec{\eta}(\vec{\beta})$.

L'équation VI.17 définit la solution générale, en terme d'état d'information, du problème inverse en considérant l'information apportée par les mesures et l'information a priori sur les paramètres modèle. La densité de probabilité a posteriori, considérée comme la solution du problème inverse, fournit l'ensemble des valeurs probables des paramètres. La **figure VI.3** donne un exemple de densité de probabilité jointe dans l'espace $\{\vec{y}, \vec{\beta}\}$ et des densités de probabilité conditionnelle.

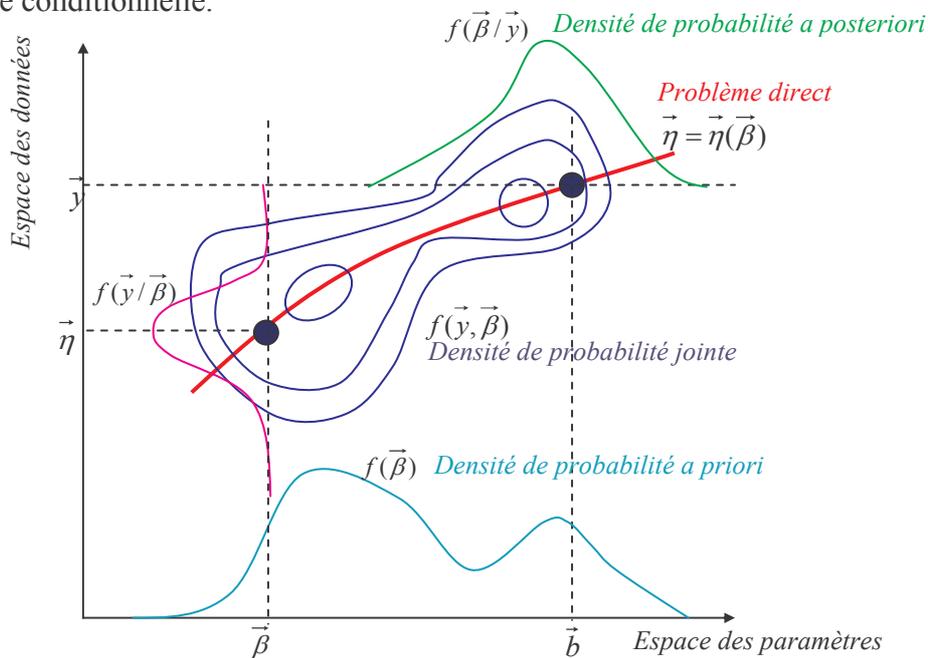


Figure VI.3 : Représentation d'une densité de probabilité jointe $f(\vec{y}, \vec{\beta})$ dans l'espace $\{\vec{y}, \vec{\beta}\}$. [6]

La fonction de vraisemblance est la densité de probabilité d'observer \vec{y} sachant que les paramètres valent $\vec{\beta}$.

Finalement, nous nous intéressons aux deux grandeurs suivantes :

- $f(\vec{\beta}/\vec{y}_o)$ qui représente la densité de probabilité conditionnelle sur les paramètres, évaluée après avoir effectué l'expérience. Il s'agit de l'état d'information a posteriori sur les paramètres modèle.
- $f(\vec{\beta})$ qui correspond à la densité de probabilité sur les paramètres, évaluée indépendamment de l'expérience. Il s'agit de l'état d'information a priori sur les paramètres modèle.

VI.1.5 Résolution du problème inverse dans l'hypothèse gaussienne

a) Avantages de l'hypothèse gaussienne

Il est utile de rappeler la définition de l'hypothèse gaussienne puisque celle-ci est à la base de tous les calculs effectués par la suite. L'hypothèse gaussienne consiste à supposer que les densités de probabilité qui décrivent l'information a priori et l'information sur la répartition statistique des mesures (fonction de vraisemblance) sont des lois normales. De plus, un processus gaussien est décrit complètement par des moments d'ordre 1 et 2 (moyenne et variance).

Une variable aléatoire gaussienne x a une densité de probabilité décrite par la loi normale :

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{VI.18})$$

où \bar{x} est la moyenne et σ l'écart type (racine carrée de la variance)

La loi normale se généralise au cas d'un vecteur aléatoire $x = (x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)^T$, de dimension n , défini comme la réunion de n variables aléatoires x_i :

$$p(x) = (2\pi)^{-n/2} (\det C)^{-1/2} \exp\left(-\frac{1}{2}(x-\bar{x})^T C^{-1}(x-\bar{x})\right) \quad (\text{VI.19})$$

où \bar{x} est le vecteur moyen et C la matrice de covariance de x

Dans l'hypothèse gaussienne, l'incertitude expérimentale est entièrement caractérisée par la matrice de covariance ψ dont les termes diagonaux sont les variances associées au bruit sur les données et les termes extradiagonaux sont les covariances. Ces dernières sont nulles si les mesures sont indépendantes entre elles.

La fonction de vraisemblance, qui décrit la répartition statistique des valeurs observées \vec{y} autour de la moyenne $\vec{\eta}(\vec{\beta})$ est une loi normale, définie sur l'espace des données [6] :

$$f(\vec{y} / \vec{\beta}) = (2\pi)^{-n/2} (\det \psi)^{-1/2} \exp\left[-1/2(\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{\beta}))^T \psi^{-1}(\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{\beta}))\right] \quad (\text{VI.20})$$

où n est le nombre de mesures

La densité de probabilité sur la valeur a priori des paramètres modèle est une loi normale définie sur l'espace des paramètres [6] :

$$f(\vec{\beta}) = (2\pi)^{-p/2} (\det \psi_{\text{priori}})^{-1/2} \exp\left[-1/2(\vec{\beta} - \vec{\beta}_{\text{priori}})^T \psi_{\text{priori}}^{-1}(\vec{\beta} - \vec{\beta}_{\text{priori}})\right] \quad (\text{VI.21})$$

où p est le nombre de paramètres, $\vec{\beta}_{\text{priori}}$ la valeur a priori du vecteur paramètre, ψ_{priori} la matrice de covariance qui traduit l'incertitude et les corrélations a priori sur les paramètres.

La densité de probabilité a posteriori, quant à elle, s'écrit :

$$f(\vec{\beta} / \vec{y}) = \text{const.} \exp\left[-1/2\left[(\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{\beta}))^T \psi_{\text{priori}}^{-1}(\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{\beta})) + (\vec{\beta} - \vec{\beta}_{\text{priori}})^T \psi_{\text{priori}}^{-1}(\vec{\beta} - \vec{\beta}_{\text{priori}})\right]\right] \quad (\text{VI.22})$$

b) Linéarité et non linéarité du problème inverse

Dans le cas d'un problème linéaire, le modèle dépend linéairement des paramètres. La résolution du problème direct aboutit à une relation du type :

$$\vec{\eta} = G\vec{\beta} \quad (\text{VI.23})$$

où G est un opérateur linéaire de l'espace des paramètres vers l'espace des données.

Les coefficients de la matrice de sensibilité sont donc constants : $\vec{\eta} = X\vec{\beta}$.

La solution analytique fournie par la minimisation du critère est unique et propre à la méthode.

Dans le cas d'un problème non linéaire, au moins un des coefficients de sensibilité dépend d'un ou de plusieurs paramètres : $X = X(\vec{\beta})$.

La résolution du problème direct aboutit à une relation du type :

$$\vec{\eta} = \vec{\eta}(\vec{\beta}) \quad (\text{VI.24})$$

Dans ce cas, nous avons recours à des procédures qui ne garantissent pas l'unicité de la solution. Généralement, la condition de minimisation n'a pas de solution analytique et il faut procéder à la recherche du minimum par d'autres techniques. Ces méthodes de recherche du minimum d'une fonction sont nombreuses. Comparons certaines d'entre elles.

La méthode de Gauss-Newton repose sur une linéarisation $\vec{\eta}(\vec{\beta})$ à l'aide d'un développement de Taylor au premier ordre autour de l'estimateur \vec{b} . La convergence est d'autant plus rapide que le minimum est proche. Au voisinage du minimum, cette méthode est la plus performante. Par contre, elle nécessite, à chaque itération, de résoudre un système linéaire pour obtenir l'inverse du hessien (dérivée d'ordre deux du critère de minimisation). La plus grande difficulté réside dans le conditionnement de la matrice hessienne. L'inversion d'une matrice mal conditionnée aboutit à des erreurs significatives dues à la précision finie des calculs. Or le mauvais conditionnement des matrices est directement lié au problème inverse mal posé, en particulier au niveau des corrélations entre les paramètres.

La méthode du gradient évite l'inversion d'un système linéaire. Il est donc possible de traiter des problèmes mal posés et/ou des problèmes où il y a de nombreux paramètres à estimer.

L'inconvénient majeur est qu'elle ne repose que sur une condition de minimisation de premier ordre (gradient nul). Elle est aussi susceptible de converger vers un point où le gradient s'annule mais qui n'est ni un minimum, ni un maximum. Généralement, la vitesse de convergence de la méthode est lente près du minimum, là où le gradient est presque nul.

La méthode de Levenberg-Marquardt est une combinaison des méthodes du gradient et de Gauss-Newton. Cette méthode permet d'optimiser la vitesse de convergence. La difficulté inhérente à l'inversion de matrice est toujours présente, la correction itérative $\delta\beta_n$ utilisée améliore le conditionnement du système à inverser.

Pour nos identifications, nous utilisons la méthode de Gauss-Newton. Sa convergence est rapide d'autant plus que, dans notre cas, les paramètres sont bien décorrélés.

c) Présentation des deux critères (ou fonctions coût) utilisés [1, 6, 7]

Le critère, noté $S(\vec{\beta})$, est une fonction scalaire des paramètres $\vec{\beta}$ et la meilleure estimation \vec{b} de $\vec{\beta}$ sera celle qui conduit à une valeur optimale du critère $S(\vec{\beta})$ (maximale ou minimale selon la méthode retenue). \vec{b} est alors dit l'estimateur de $\vec{\beta}$.

Nous présentons ci-dessous les deux critères utilisés au cours de nos travaux.

↪ Critère du maximum de vraisemblance («ML»)

Par hypothèse, le bruit est supposé gaussien, additif et de moyenne nulle et la matrice de covariance du bruit $\psi = \text{cov}(\vec{\varepsilon})$ est connue.

Le principe de cette méthode consiste à maximiser la fonction de vraisemblance $f(\vec{y}/\vec{\beta})$, c'est à dire la densité de probabilité pour que les données expérimentales \vec{y}_0 soient égales aux données théoriques $\vec{\eta}$ calculées pour $\vec{\beta}$:

$$\vec{\beta}_{ML} \Leftrightarrow f(\vec{y}/\vec{\beta}_{ML}) = \max(f(\vec{y}, \vec{\beta})) \quad (\text{VI.25})$$

Ceci revient à minimiser le critère $S_{ML}(\vec{\beta})$ suivant :

$$S_{ML}(\vec{\beta}) = (\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{\beta}))^T \psi^{-1} (\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{\beta})) \quad (\text{VI.26})$$

Dans le cas linéaire, la solution est unique :

✓ l'estimateur vaut $\vec{b}_{ML} = (X^T \psi^{-1} X)^{-1} X^T \psi^{-1} Y$ (VI.27)

✓ la matrice de covariance des estimations vaut :

$$P = \text{cov}(\vec{b}_{ML}) = (X^T \psi^{-1} X)^{-1} \quad (\text{VI.28})$$

La somme des résidus est égale à : $R_{ML} = (Y - X \vec{b}_{ML})^T \psi^{-1} (Y - X \vec{b}_{ML})$. (VI.29)

Elle peut être approchée par χ_{n-p}^2 .

Son espérance vaut : $E(R_{ML}) = n - p$ (VI.30)

Si l'évolution du bruit n'est pas connue, il est préférable d'utiliser l'estimation selon les moindres carrés ordinaires.

↪ Critère des moindres carrés ordinaires («OLS»)

Aucune connaissance sur le bruit de mesure n'est nécessaire.

Le principe de cette méthode consiste à minimiser le critère $S_{OLS}(\vec{\beta})$ suivant :

$$S_{OLS}(\vec{\beta}) = \sum_{i=1}^n (y_i - \eta_i)^2 = (\vec{y} - \vec{\eta})^T (\vec{y} - \vec{\eta}) \quad (\text{VI.31})$$

Dans le cas linéaire, la solution est unique :

✓ l'estimateur vaut $\vec{b}_{OLS} = (X^T X)^{-1} X^T Y$. (VI.32)

✓ la matrice de covariance des estimations vaut :

➤ si la matrice de bruit ψ est connue : $P_{OLS} = \text{cov}(\vec{b}_{OLS}) = (X^T X)^{-1} X^T \psi X (X^T X)^{-1}$ (VI.33)

➤ si la matrice de bruit ψ n'est pas connue : $P_{OLS} = s^2 (X^T X)^{-1}$ avec $s^2 = \frac{R_{OLS}}{(n-p)}$ (VI.34)

La somme des résidus est égale à : $R_{OLS} = (Y - X \vec{b}_{OLS})^T (Y - X \vec{b}_{OLS})$. (VI.35)

Si le bruit est additif, de moyenne nulle et de variance σ^2 , alors : R_{OLS} peut être approchée par χ_{n-p}^2 et l'espérance vaut : $E(R_{OLS}) = (n-p)\sigma^2$. (VI.36)

d) Cas non linéaire : méthodes de minimisation du critère

La méthode itérative de Gauss-Newton que nous utilisons pour minimiser le critère repose sur un développement limité de $S(\vec{\beta})$, suivi du calcul d'une quantité $\delta\vec{\beta}$ telle que $S(\vec{\beta} + \delta\vec{\beta}) < S(\vec{\beta})$.

La procédure itérative est définie par $\vec{\beta}_{k+1} = \vec{\beta}_k + \delta\vec{\beta}_k$. La convergence est atteinte lorsque $S_{k+1} \approx S_k$ et $\delta\vec{\beta}_{k+1} \approx 0$. En pratique, pour optimiser les estimations d'un paramètre, il faut se placer dans les zones où la sensibilité à ce paramètre est maximale.

Pour décrire l'algorithme itératif, il faut introduire l'opérateur de sensibilité. Celui-ci est lié à la linéarisation du problème direct autour d'un vecteur paramètre de référence \vec{b} . Au premier ordre, le développement de Taylor s'écrit :

$$\vec{\eta}(\vec{\beta}) = \vec{\eta}(\vec{b}) + X(\vec{b})(\vec{\beta} - \vec{b}) \quad (\text{VI.37})$$

où $X(\vec{b})$ est l'opérateur de sensibilité calculé pour le vecteur de référence \vec{b} .

La sensibilité mesure, au premier ordre, la variation des données $\delta\vec{\eta}$ produite par variation $\delta\vec{\beta}$ des paramètres autour de la valeur de référence :

$$\delta\vec{\eta} = X(\vec{b})\delta\vec{\beta} \quad (\text{VI.38})$$

X est donc un opérateur linéaire qui associe l'espace des perturbations des paramètres $\{\delta\vec{\beta}\}$ à l'espace des perturbations des données $\{\delta\vec{\eta}\}$. Etant donné que $\vec{\beta}$ et $\vec{\eta}$ sont des vecteurs colonnes de dimensions (finies) p et n , l'opérateur de sensibilité X est représenté par la $n.p$ -matrice rectangulaire des dérivées partielles $\partial\eta_i/\partial\beta_j$ évaluées pour $\vec{\beta} = \vec{b}$:

$$X_{ij} = \left(\frac{\partial\eta_i}{\partial\beta_j} \right)_{\vec{\beta}=\vec{b}} \quad (\text{VI.39})$$

La matrice de sensibilité se construit donc en dérivant le modèle direct par rapport aux paramètres.

Si nous choisissons le critère du maximum de vraisemblance, nous obtenons :

$$S_{ML} = [\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{b}) + X(\vec{b})(\vec{\beta} - \vec{b})]^T \psi^{-1} [\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{b}) + X(\vec{b})(\vec{\beta} - \vec{b})] \quad (\text{VI.40})$$

Les méthodes de type Newton reposent sur un développement à l'ordre 2 (approximation quadratique) de $S(\vec{\beta})$:

$$S(\vec{\beta} + \delta\vec{\beta}) \cong S(\vec{\beta}) + \left(\frac{\partial S}{\partial \vec{\beta}} \right)^T \delta\vec{\beta} + \frac{1}{2} \delta\vec{\beta}^T \left(\frac{\partial^2 S}{\partial \vec{\beta}^2} \right) \delta\vec{\beta} \quad (\text{VI.41})$$

où $(\partial S/\partial \vec{\beta})$ est le vecteur gradient de S et $(\partial^2 S/\partial \vec{\beta}^2)$ la matrice hessienne de S .

La condition de minimisation $\frac{\partial S}{\partial \vec{\beta}} = 0$ est équivalente à : $X^T(\vec{\beta})\psi^{-1}[\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{\beta})] = 0$ (VI.42)

Si nous remplaçons $X(\vec{\beta})$ par $X(\vec{b})$, et $\vec{\eta}(\vec{\beta})$ par son développement de Taylor, nous obtenons :

$$X^T(\vec{b})\psi^{-1}[\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{b}) - X(\vec{b})(\vec{\beta} - \vec{b})] = 0 \quad (\text{VI.43})$$

A partir de cette expression, nous pouvons en déduire :

$$\vec{\beta} = \vec{b} + [X^T(\vec{b})\psi^{-1}X(\vec{b})]^{-1}[X^T(\vec{b})\psi^{-1}(\vec{y} - \vec{\eta}(\vec{b}))] \quad (\text{VI.44})$$

Nous pouvons à présent définir un processus itératif pour déterminer le vecteur paramètre de manière approchée, en posant : $\vec{b} = \vec{b}_k$, $\vec{\beta} = \vec{b}_{k+1}$, $\vec{\eta}(\vec{b}) = \vec{\eta}_k$, $X(\vec{b}) = X_k$

$$\vec{b}_{k+1} = \vec{b}_k + (X_k^T\psi^{-1}X_k)^{-1}(X_k^T\psi^{-1}(\vec{y} - \vec{\eta}_k)) \quad (\text{VI.45})$$

soit encore
$$\vec{b}_{k+1} = \vec{b}_k + P_k(X_k^T\psi^{-1}(\vec{y} - \vec{\eta}_k)) \quad (\text{VI.46})$$

avec
$$P_k = \text{cov}(\vec{b}_k) = (X_k^T\psi^{-1}X_k)^{-1} \quad (\text{VI.47})$$

L'estimation des paramètres peut donc s'effectuer à l'aide de l'expression précédente en injectant dans l'algorithme un vecteur \vec{b}_o initial et en définissant un critère de convergence :

$$\frac{|\vec{b}_{j,k+1} - \vec{b}_{j,k}|}{|\vec{b}_{j,k}| + \delta} < \varepsilon \quad (j = 1, \dots, p) \quad (\text{VI.48})$$

(δ et ε arbitrairement petits, ε seuil d'arrêt)

Nous pouvons ainsi déterminer la sensibilité du modèle aux différents paramètres et calculer les intervalles de confiance des paramètres estimés.

La matrice de covariance des paramètres se détermine à partir des termes d'ordre deux du développement de Taylor de S_{ML} :

$$H = \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2 S_{ML}}{\partial \beta_i \partial \beta_j} \right] \quad H^{-1} = \begin{bmatrix} \text{var}(\beta_1) & \dots & \text{cov}(\beta_1, \beta_p) \\ \text{cov}(\beta_p, \beta_1) & \dots & \text{var}(\beta_p) \end{bmatrix} \quad (\text{VI.49})$$

e) Acceptation du modèle, région de confiance

Dans le cas d'une estimation selon le critère du maximum de vraisemblance, $S_{ML}(\vec{\beta})$ est une variable aléatoire qui suit la loi du χ^2 à ν degrés de liberté avec $\nu = n - \text{rang}(X)$. Le rang de X est le nombre maximum de colonnes linéairement indépendantes dans la matrice X . Sa valeur maximale est p .

Notons $(S_\alpha)_{\text{inf}}$ et $(S_\alpha)_{\text{sup}}$ les valeurs qui délimitent l'intervalle où la probabilité de trouver une variable aléatoire χ^2 est égale à α :

$$P[(S_\alpha)_{\text{inf}} \leq \chi^2 \leq (S_\alpha)_{\text{sup}}] = \alpha \quad (\text{VI.50})$$

$(S_\alpha)_{\text{inf}}$ et $(S_\alpha)_{\text{sup}}$ sont données par les tables du χ^2 pour le nombre de degrés de liberté ν et le risque α . En choisissant par exemple $\alpha = 10\%$, l'intervalle $[(S_\alpha)_{\text{inf}}, (S_\alpha)_{\text{sup}}]$ délimite dans l'espace des paramètres modèle la région où $S(\beta)$ a une probabilité de 90% de se trouver. Il s'agit de la région d'acceptation au seuil α (**figure VI.4**).

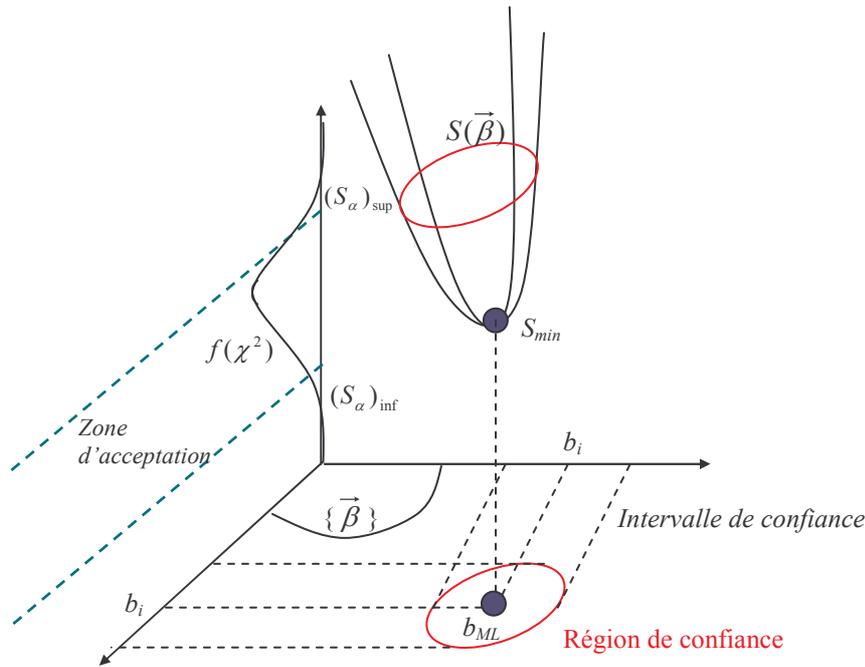


Figure VI.4 : Zone d'acceptation du modèle au maximum de vraisemblance - Représentations des régions et intervalles de confiance [6]

g) Intervalles de confiance

Le test de Student va nous permet de déterminer un intervalle de confiance autour de la valeur estimée de chaque paramètre.

Dans le cas du critère de maximum de vraisemblance, l'incertitude sur l'identification des paramètres est estimée en multipliant l'écart type des paramètres $\sigma_{kk} = \sqrt{P_{kk}}$ par un coefficient de Student à $t_{\alpha,v}$ à $v = n - p$ degrés de liberté.

Dans le cas du critère des moindres carrés ordinaires, l'incertitude sur l'identification des paramètres est estimée en multipliant l'écart type des paramètres $s = \sqrt{\frac{R_{OLS}}{(n-p)}}$ et par un coefficient de Student $t_{\alpha,v}$ à $v = n - p$ degrés de liberté. L'intervalle de confiance est ici directement proportionnel aux écarts expérience-théorie.

Finalement, nous pouvons écrire le paramètre estimé de la façon suivante :

$$\beta_k = b_k \pm \sqrt{P_{kk}} t_{\alpha,v}$$

Les identifications que nous présentons ont été calculées avec le critère du maximum de vraisemblance. Pour utiliser ce critère, il faut définir la matrice ψ de covariance du bruit. Le bruit sur les mesures de luminance dépend à la fois des paramètres choisis pour la mesure optique et des paramètres liés au mélange gazeux étudié. Nous avons donc tenté de définir une méthode simple pour obtenir la matrice ψ . A partir de N essais successifs, nous obtenons N valeurs de luminances $L_{\lambda i}$ pour chaque valeur de longueur d'onde λ de la plage spectrale étudiée.

Nous calculons alors la moyenne $\overline{L_{\lambda i}}$ sur les N essais pour chaque longueur d'onde et l'écart type :

$$s(L_{\lambda i}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (L_{\lambda i} - \overline{L_{\lambda i}})^2}{N-1}} \quad (\text{VI.51})$$

La variance se définit alors par :

$$s^2(\overline{L_{\lambda i}}) = \frac{s^2(L_{\lambda i})}{N} \quad (\text{VI.52})$$

Nous considérons que les bruits de mesure ne sont pas corrélés d'une longueur d'onde à une autre : la matrice ψ est ainsi diagonale, constituée seulement des valeurs s^2 .

Les résultats fournis par la méthode d'estimation paramétrique sont :

- une estimation du vecteur paramètre $\vec{\beta}$; la meilleure estimation \vec{b} de $\vec{\beta}$ est celle qui conduit à une valeur optimale (maximum ou minimum) du critère $S(\vec{\beta})$ choisi ;
- la matrice de covariance $\text{cov}(\vec{b})$ de ce vecteur et la matrice de corrélation ;
- l'intervalle de confiance pour chaque paramètre étudié au moyen d'un test statistique.

Nous rappelons que les intervalles de confiance calculés résultent uniquement de l'ajustement théorie-expérience et ne représentent en aucun cas une incertitude sur la mesure des paramètres étudiés.

VI.2 Identifications à partir des mesures spectrométriques

Avant de présenter des identifications réalisées à partir de mesures par thermographie infrarouge, nous avons voulu identifier des paramètres du modèle à partir de mesures spectrométriques. D'une part, ces identifications permettront de vérifier si le modèle proposé est bien adapté au problème physique réel et d'autre part, les résultats pourront être comparés à ceux obtenus à partir de mesures par thermographie infrarouge dans les mêmes conditions d'essai.

Suite aux premières tentatives d'identification, nous avons remarqué que les pressions et les concentrations de gaz ne sont pas identifiables : les sensibilités du modèle à ces paramètres sont trop faibles. Mais ce ne sont pas les principaux paramètres qui nous intéressent. Par ordre de priorité, nos centres d'intérêt sont la détermination de la température de paroi, puis celle du gaz et enfin celle du hublot. Nous avons donc finalement identifié ces trois paramètres simultanément (avec un risque de 10%).

Nous présenterons tout d'abord des identifications calculées à partir d'essais issus de l'analyse spectrale par transmission, puis nous détaillerons celles obtenues à partir de mesures issues de l'étude de la paroi opaque.

VI.2.1 Identifications à partir des mesures issues de l'analyse spectrale

Le tableau suivant présente les quatre essais issus de l'analyse spectrale pour lesquels nous avons identifié simultanément les températures du corps noir, du gaz et du hublot.

	Mélange de gaz	Température du gaz (consigne) T_{cg}	Pression du gaz p_g	Température du corps noir (consigne) T_{cn}
Essai n°1	20% CO_2/N_2	270°C	30 bar	200°C
Essai n°2	5% CO_2/N_2	350°C	p_{atm}	200°C
Essai n°3	10% CO_2/N_2	450°C	p_{atm}	200°C
Essai n°4	15% CO_2/N_2	500°C	p_{atm}	200°C

Tableau V.1

Les essais choisis vont nous permettre d'identifier les trois températures pour différentes températures de gaz. Le mélange de gaz est toujours composé d'un certain pourcentage de dioxyde de carbone dilué à l'azote. Seule la température de corps noir est constante puisque nous avons volontairement voulu la fixer à une température proche de celle d'une paroi de chambre de combustion.

Pour chaque essai, nous indiquons la consigne de la température du gaz mesurée par le thermocouple de la cellule, noté n°2 sur la **figure IV.83**.

Nous rappelons que le montage optique devant le spectromètre est de grandissement -1 entre l'objet et l'image, soit entre le fond de la cavité du corps noir et la fente d'entrée du spectromètre (hauteur 4 mm, largeur 2 mm).

Les spectres étudiés correspondent donc à des mesures quasi-ponctuelles (surface 8 mm²) d'émission du corps noir vue à travers un mélange gazeux et deux hublots semi-transparents.

Le modèle direct utilisé pour la confrontation des valeurs théoriques aux données expérimentales est celui développé dans le paragraphe IV.4.3 où nous prenons en compte l'anisothermie du gaz (profil linéaire dans les deux couches limites) et l'émission des hublots (la réflexion sur les surfaces des hublots est supposée spéculaire). Ce modèle fournit des luminances monochromatiques calculées tous les 25 cm^{-1} . La température du gaz que nous allons identifier ici correspond à la température au centre de la cellule (maille de large épaisseur, **figure IV.85**, dont l'épaisseur est ajustée à chaque identification mais généralement supérieure à 13 cm pour une épaisseur totale de gaz de 15 cm).

Pour pouvoir comparer les valeurs identifiées à des températures dites de «référence», nous avons calculé la moyenne des deux températures au centre de la cellule (notées n°2 et n°5 sur la **figure IV.83**) et nous avons repris les températures mesurées par les thermocouples mis en contact avec la surface du hublot, que nous avons déterminées en fonction de la température du gaz (cf. § IV.4.3, b). Ces deux températures serviront à valider nos valeurs identifiées. Quant à la température de corps noir identifiée, elle sera tout simplement comparée à la consigne.

Pour chaque identification, nous allons présenter le spectre expérimental brut en niveaux numériques ainsi que sa transcription en luminance que nous calculons grâce à notre routine informatique décrite au paragraphe IV.3.3. Suivront les courbes d'ajustement des valeurs expérimentales aux données théoriques et les résidus (écarts entre les valeurs mesurées et théoriques). Il nous a aussi paru intéressant d'étudier les différentes sensibilités du modèle à chaque paramètre recherché (pour une variation de $+0,1\%$ en K).

Enfin, nous présenterons le spectre théorique obtenu à l'issue de la procédure inverse et nous détaillerons les trois températures identifiées ainsi que les matrices de variance-covariance et de corrélation.

Identification n°1 Mélange de gaz 20% CO_2 / N_2 à 270°C et à 30 bar, Corps noir à 200°C

Spectre expérimental

Le spectre brut ainsi que sa transcription en luminance sont présentés sur les **figures VI.5 et VI.6**.

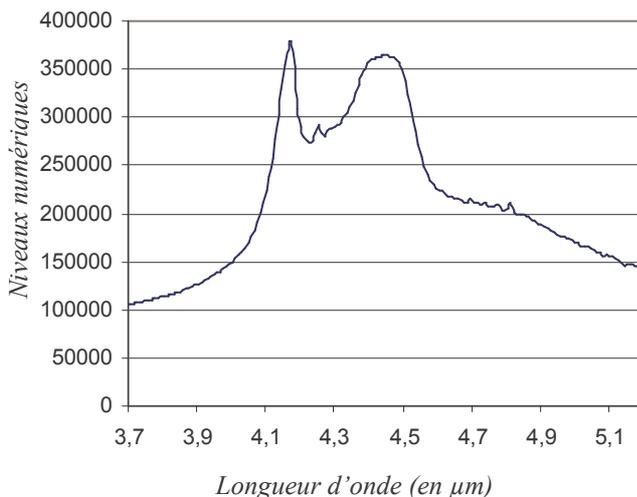


Figure VI.5 : Spectre brut

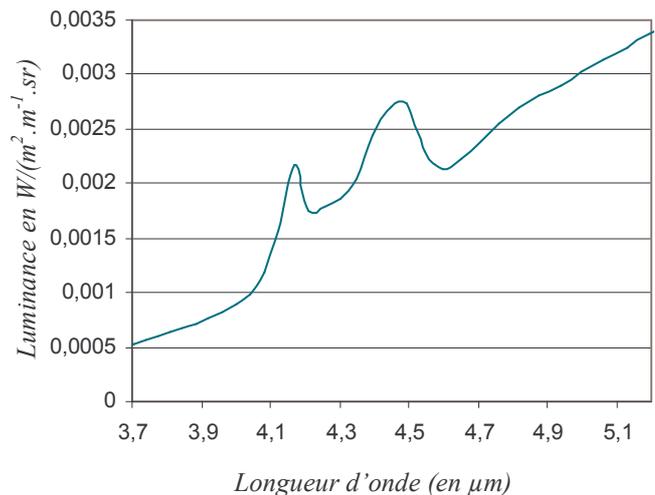


Figure VI.6 : Spectre transcrit en luminance

Nous remarquons que le spectre (brut ou transcrit) présente un creux caractéristique d'un gaz anisotherme. En effet, dans la bande d'opacité du gaz ($4,2 \mu\text{m} - 4,4 \mu\text{m}$), nous mesurons une émission représentative de sa température près des hublots. Aux longueurs d'onde $4,15 \mu\text{m}$ et $4,4 \mu\text{m}$, les émissions sont caractéristiques de sa température au centre de la cellule.

Ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales et répartition des résidus
 (Résidu = écart entre les valeurs expérimentales et théoriques)

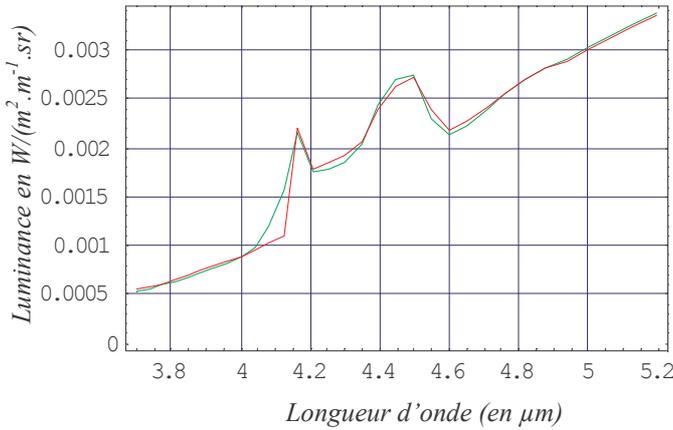


Figure VI.7 : Ajustement
 — Points théoriques
 — Points expérimentaux

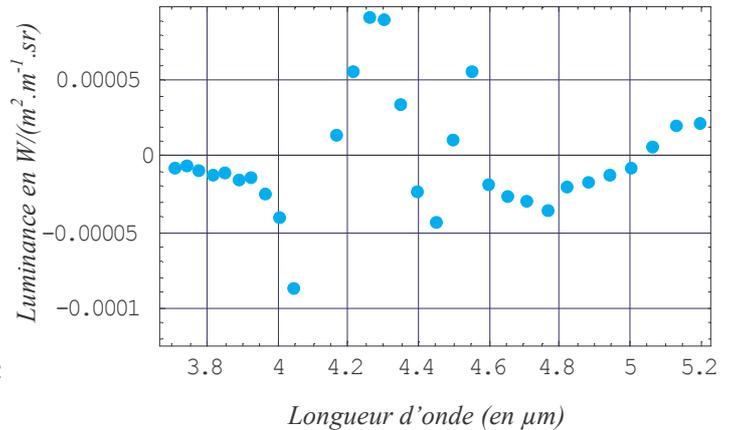


Figure VI.8 : Résidus

La **figure VI.8** montre que les résidus sont faibles sur toute la plage de longueur d'onde étudiée. Cependant nous pouvons remarquer que pour les plages spectrales où le gaz émet, soit entre 4,1 μm et 4,6 μm, les écarts sont légèrement plus importants que ceux calculés pour les bandes où le gaz est transparent. L'ajustement est donc meilleur sur les plages de transparence du gaz. De plus, la répartition des résidus est bien centrée autour de zéro. D'après ces deux figures, nous pouvons penser que notre modèle est bien adapté au problème physique avec une résolution de 25 cm⁻¹.

Sensibilités du modèle aux trois températures recherchées

Ces courbes sont calculées avec les valeurs obtenues à la fin de la procédure inverse.

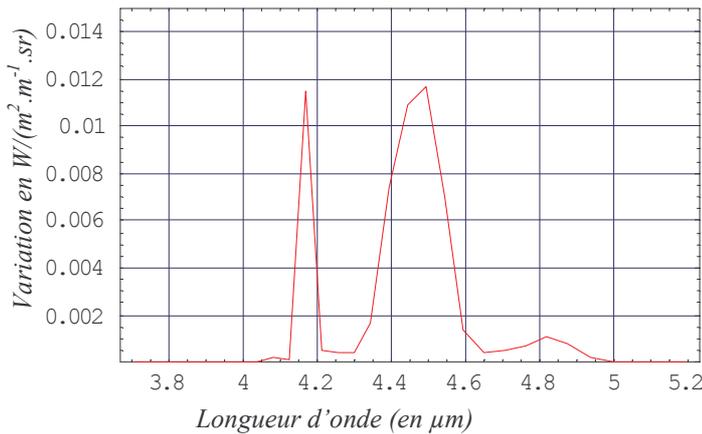


Figure VI.9 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du gaz

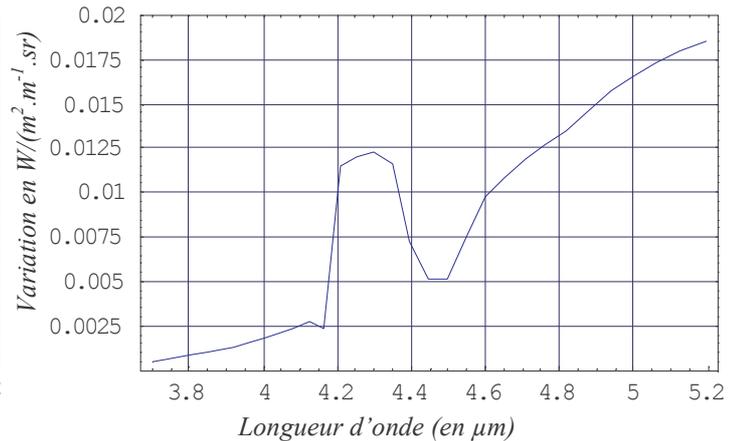


Figure VI.10 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du hublot

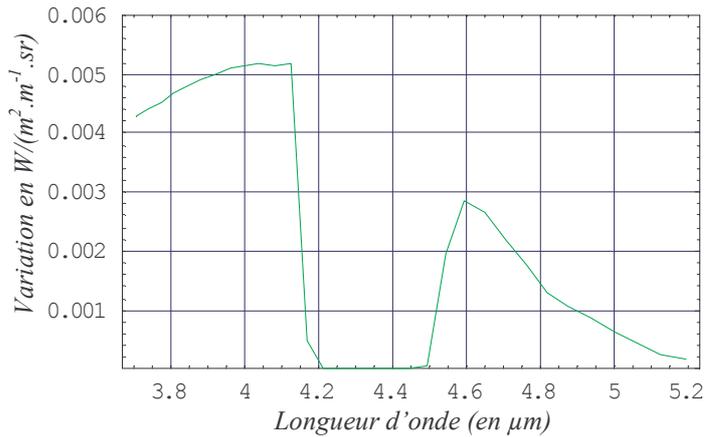


Figure VI.11 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du corps noir

Pour la température de gaz, nous remarquons que les domaines où le modèle est sensible sont localisés sur les bandes spectrales où le gaz est optiquement épais. En effet, nous observons un premier «pic» de sensibilité un peu avant $4,2 \mu\text{m}$ puis un deuxième au voisinage de $4,5 \mu\text{m}$. Entre $4,2 \mu\text{m}$ et $4,3 \mu\text{m}$, nous remarquons un «creux» de sensibilité où le modèle devient pratiquement insensible. Il s'agit d'une bande où le gaz est opaque.

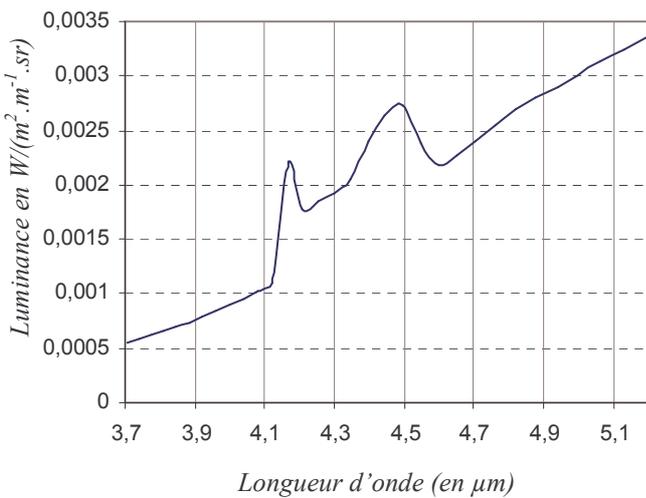
Pour la température du hublot, le modèle y est sensible sur pratiquement toute la plage spectrale étudiée. Observons tout d'abord la sensibilité dans les bandes de transparence du gaz. En début de bande, entre $3,7 \mu\text{m}$ et $4,2 \mu\text{m}$, la sensibilité est faible mais augmente légèrement avec la longueur d'onde. Ceci est en accord avec le fait que dans cette région le hublot est relativement transparent donc peu émissif, la sensibilité ne peut donc pas être très élevée. Au-delà de $4,5 \mu\text{m}$, la sensibilité croît progressivement avec la longueur d'onde. Nous retrouvons le fait que le hublot s'opacifie progressivement lorsque la longueur d'onde augmente. Il devient de plus en plus émissif.

De $4,15 \mu\text{m}$ à $4,5 \mu\text{m}$ (bande où le gaz est optiquement épais ou opaque), nous observons une «bosse» de sensibilité complémentaire du creux observé pour la température du gaz.

Entre $4,1 \mu\text{m}$ et $4,6 \mu\text{m}$, le gaz est optiquement épais ou opaque. L'allure de ces deux courbes de sensibilité (**figures VI.9 et VI.10**) met bien en évidence l'anisothermie du gaz. Dans cette bande, le modèle est sensible à la température du gaz au centre de la cellule (couches profondes) aux limites haute et basse de cette bande (ce qui correspond aux deux «pics» de sensibilité) et sensible à la température des hublots (donc indirectement à la température du gaz près des hublots, dans les épaisseurs de couches limites) au centre de la bande (correspond à la «bosse» de sensibilité).

Pour la température du corps noir, le modèle est sensible aux longueurs d'onde comprises entre $4,6 \mu\text{m}$ et $5,2 \mu\text{m}$ mais surtout entre $3,7 \mu\text{m}$ et $4,15 \mu\text{m}$.

Il est intéressant de noter que les maxima de sensibilité du modèle aux trois températures identifiées se chevauchent très peu. Les trois paramètres sont donc bien décorrélés, ce qui nous permet de les identifier simultanément sans difficulté particulière.

Résultats finaux**Figure VI.12** : Spectre théoriqueValeurs identifiées au risque de 10%

$$T_{\text{gaz id}} = 270,6 \pm 0,1^{\circ}\text{C}$$

$$T_{\text{hublot id}} = 242,8 \pm 0,05^{\circ}\text{C}$$

$$T_{\text{corps noir id}} = 202,41 \pm 0,02^{\circ}\text{C}$$

à comparer aux valeurs de référence suivantes

$$T_{\text{gaz réf}} = 266,4^{\circ}\text{C}$$

$$T_{\text{hublot réf}} = 235^{\circ}\text{C}$$

$$T_{\text{corps noir réf}} = 200^{\circ}\text{C}$$

Matrice de variance-covariance

$$\begin{pmatrix} 0.000982476 & -0.000748506 & -0.000668324 \\ -0.000748506 & 0.00801766 & -0.000018856 \\ -0.000668324 & -0.000018856 & 0.00641165 \end{pmatrix}$$

Matrice de corrélation

$$\begin{pmatrix} 1. & -0.266692 & -0.266282 \\ -0.266692 & 1. & -0.0026299 \\ -0.266282 & -0.0026299 & 1. \end{pmatrix}$$

Nous rappelons que les intervalles indiqués sont des intervalles de confiance qui résultent uniquement de l'ajustement théorie-expérience et qu'ils ne représentent en aucun cas une incertitude de mesure sur les paramètres identifiés.

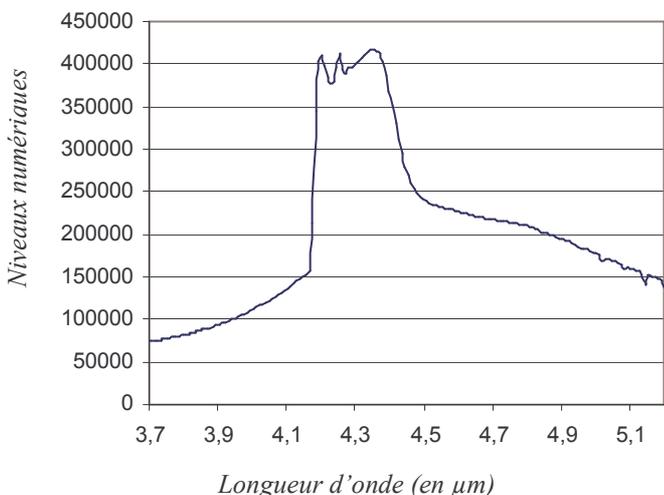
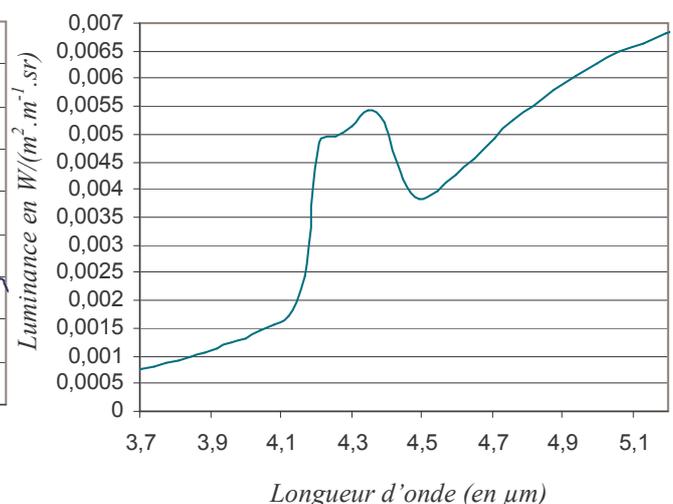
Nous remarquons que les valeurs identifiées sont voisines des températures de «référence» (moins de 3% d'écart relatif). Elles sont légèrement sur estimées. Les variances sont faibles ce qui est satisfaisant puisqu'elles représentent une mesure de la confiance accordée à la valeur du paramètre identifié. Quant à la matrice de corrélation, elle montre que les températures sont peu corrélées entre elles (coefficient de corrélation maximal égal à 0,27).

A l'issue de cette première identification à trois paramètres, nous obtenons de bons résultats, mais la température du gaz est relativement basse. Nous allons poursuivre avec des températures de gaz plus élevées.

Identification n°2 Mélange de gaz 5% CO₂ /N₂ à 350°C et à pression atmosphérique, Corps noir à 200°C

Spectre expérimental

Le spectre brut ainsi que sa transcription en luminance sont présentés sur les **figures VI.13 et VI.14**.

**Figure VI.13** : Spectre brut**Figure VI.14** : Spectre transcrit en luminance

Nous remarquons que le spectre est proche de celui d'un gaz isotherme. S'il était parfaitement isotherme, nous aurions un spectre en forme de créneau.

Ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales et répartition des résidus

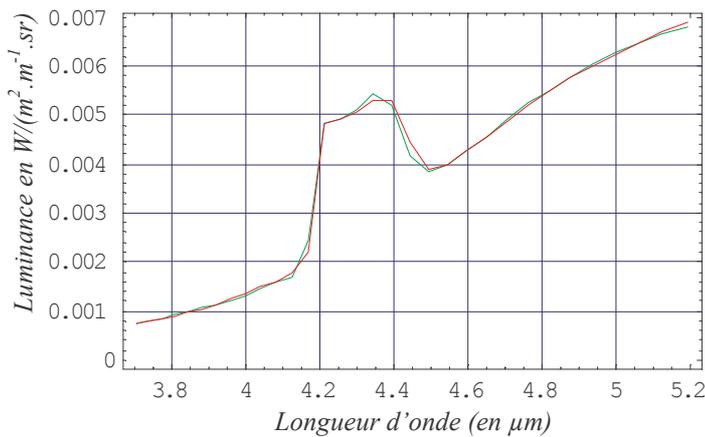


Figure VI.15 : Ajustement
 — Points théoriques
 — Points expérimentaux

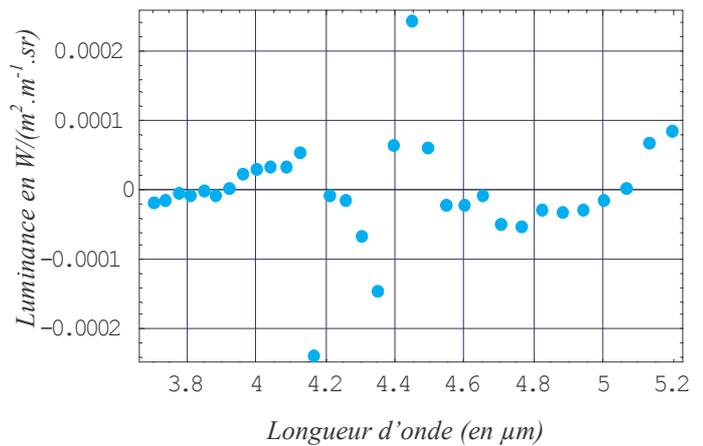


Figure VI.16 : Résidus

Comme le montre la **figure VI.15**, les spectres expérimentaux et théoriques se superposent relativement bien. Les résidus sont faibles, surtout entre 3,7 μm et 4,1 μm et entre 4,6 μm et 5,2 μm (plages spectrales de transparence) et sont centrés autour de zéro.

Sensibilités du modèle aux trois températures recherchées

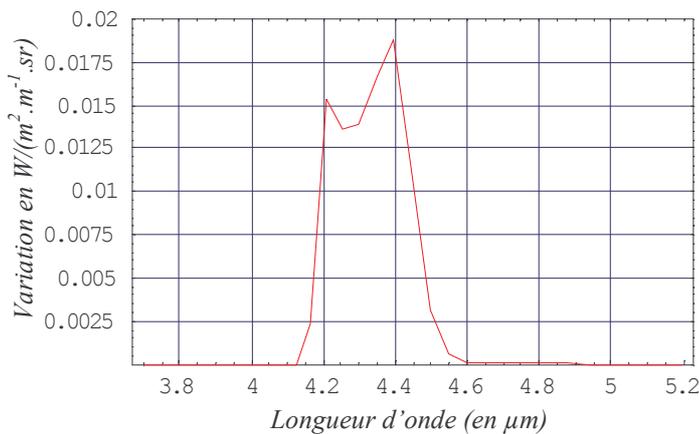


Figure VI.17 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du gaz

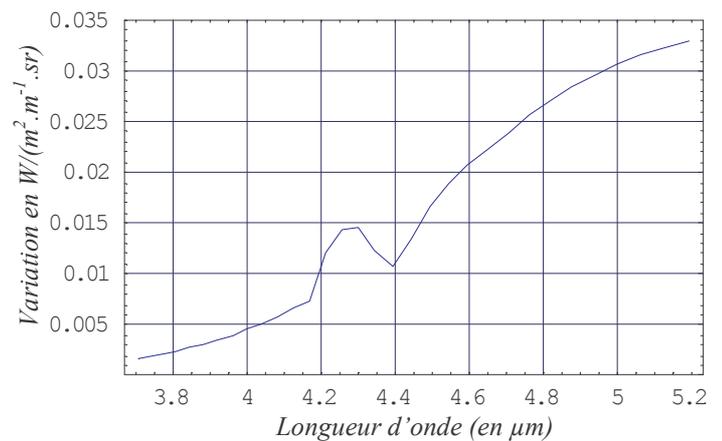


Figure VI.18 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du hublot

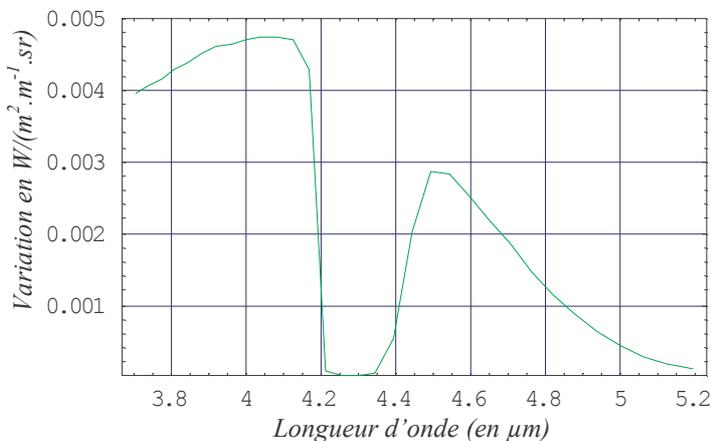


Figure VI.19 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du corps noir

Pour les températures de gaz et de hublot, nous retrouvons approximativement les mêmes domaines de sensibilité que lors de la première identification. Cependant, l'effet de l'anisothermie du gaz est nettement moins marquée : la «bosse» de sensibilité observée pour le hublot est moins importante, les «pics» et le «creux» observés pour le gaz ont presque disparu. La sensibilité à la température du gaz est pratiquement constante entre 4,2 μm et 4,4 μm . Ceci s'explique par le fait que ce deuxième mélange de gaz est plus transparent que le premier (5% CO_2 au lieu de 20% CO_2 , à des températures relativement voisines). La transmittivité du gaz est plus élevée. Nous observons donc une émission plus représentative de la température au centre de la cellule dans la bande d'opacité du gaz (entre 4,2 μm et 4,4 μm). Les courbes de sensibilité ressemblent donc à celles que nous pourrions obtenir avec un gaz isotherme.

Pour la température du corps noir, les domaines de sensibilité sont plus larges que ceux de la première identification (la plage où le modèle est insensible est réduit à l'intervalle [4,2 - 4,4] μm , où le gaz est opaque, mais les valeurs restent semblables.

En conclusion, il existe quelques différences entre les sensibilités de la première identification et celles de la deuxième, mais nous devons retenir que là encore les maxima de sensibilité ne se superposent pas, ce qui signifie que les paramètres recherchés ne sont pas corrélés.

Résultats finaux

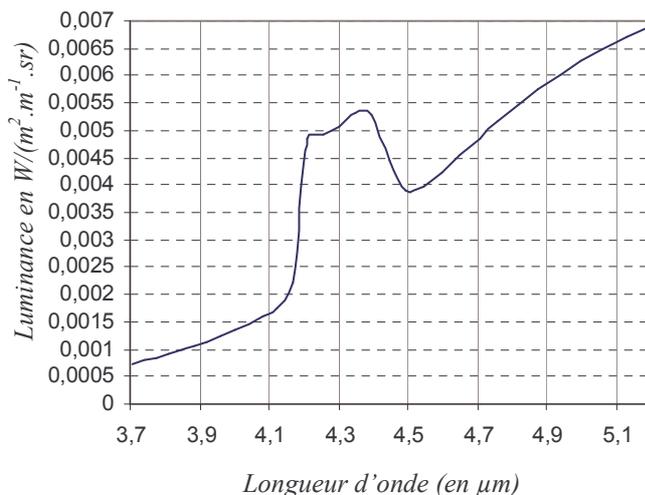


Figure VI.20 : Spectre théorique

Valeurs identifiées au risque de 10%

$$T_{\text{gaz id}} = 347,62 \pm 0,09^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{hublot id}} = 319,48 \pm 0,03^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{corps noir id}} = 206,7 \pm 0,02^\circ\text{C}$$

à comparer aux valeurs de référence suivantes

$$T_{\text{gaz réf}} = 345,5^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{hublot réf}} = 309^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{corps noir réf}} = 200^\circ\text{C}$$

Matrice de variance-covariance

$$\begin{pmatrix} 0.00042901 & -0.000708741 & -0.000360848 \\ -0.000708741 & 0.00895623 & 0.000190381 \\ -0.000360848 & 0.000190381 & 0.00310887 \end{pmatrix}$$

Matrice de corrélation

$$\begin{pmatrix} 1. & -0.361569 & -0.312456 \\ -0.361569 & 1. & 0.0360795 \\ -0.312456 & 0.0360795 & 1. \end{pmatrix}$$

Comme précédemment, les valeurs de température identifiées sont légèrement sur estimées mais restent proches des valeurs de référence. Les variances sont faibles, ce qui permet d'avoir une certaine confiance dans l'ajustement. De plus, les coefficients de corrélation obtenus (au maximum 0,36) confirment que les températures sont là encore peu corrélées.

En conclusion, la deuxième identification donne des résultats aussi satisfaisants que la première.

Identification n°3 Mélange de gaz 10% CO₂ /N₂ à 450°C et à pression atmosphérique, Corps noir à 200°C

Spectre expérimental

Nous poursuivons avec une troisième identification calculée à partir d'un essai dont le spectre brut et sa transcription sont représentés sur les **figures VI.21 et VI.22**.

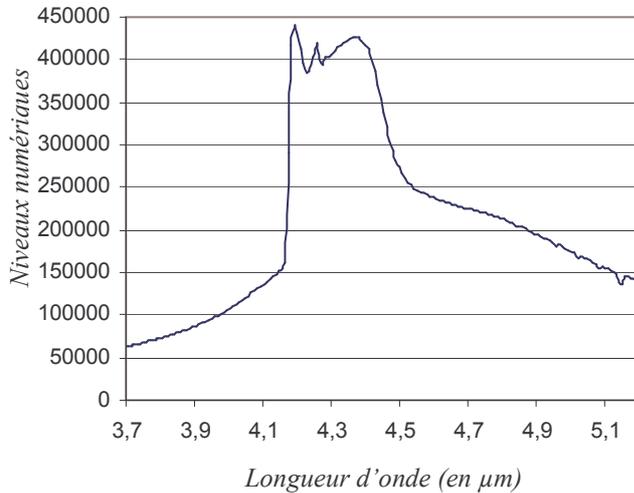


Figure VI.21 : Spectre brut

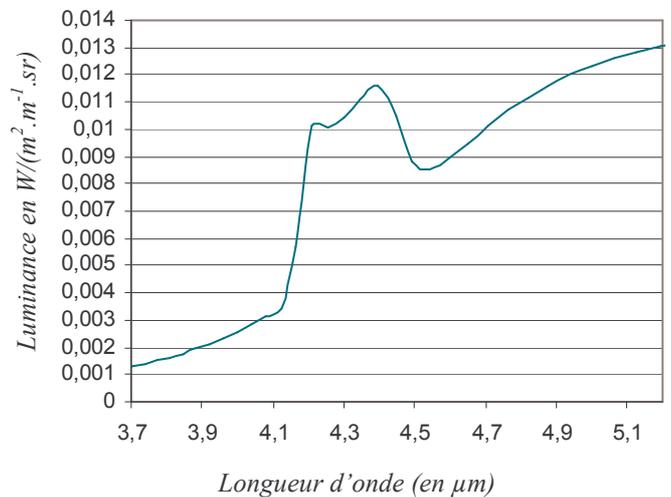


Figure VI.22 : Spectre transcrit en luminance

Nous remarquons que le spectre (brut ou transcrit) présente un léger creux dans la bande d'opacité du gaz, caractéristique de l'anisothermie du gaz.

Ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales et répartition des résidus

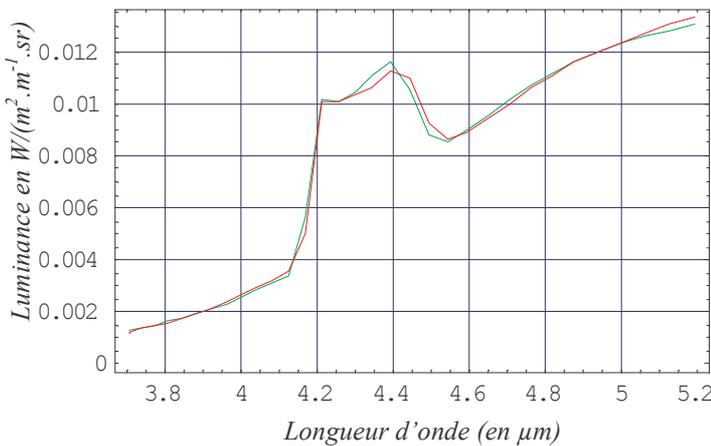


Figure VI.23 : Ajustement

- Points théoriques
- Points expérimentaux

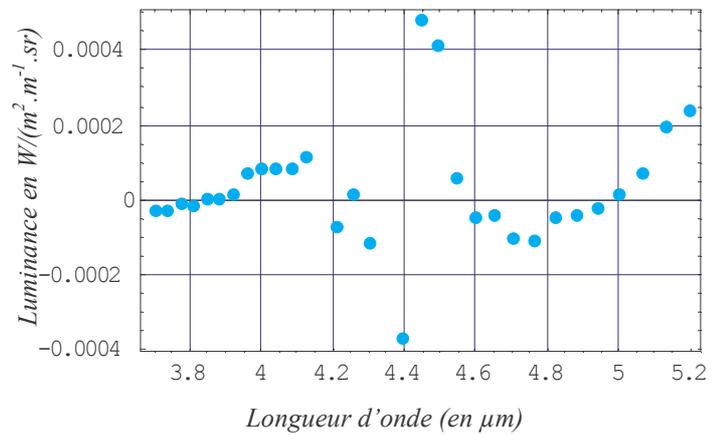


Figure VI.24 : Résidus

Nous remarquons que les spectres expérimentaux et théoriques sont à nouveau très proches. Les résidus restent faibles et centrés autour de zéro. Les plus petits écarts se situent là encore sur les plages où le gaz est transparent (avant 4,1 μm et au-delà de 4,6 μm).

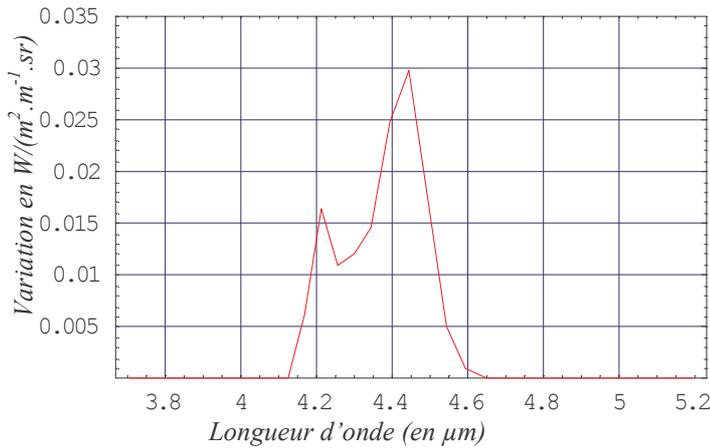
Sensibilités du modèle aux trois températures recherchées

Figure VI.25 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du gaz

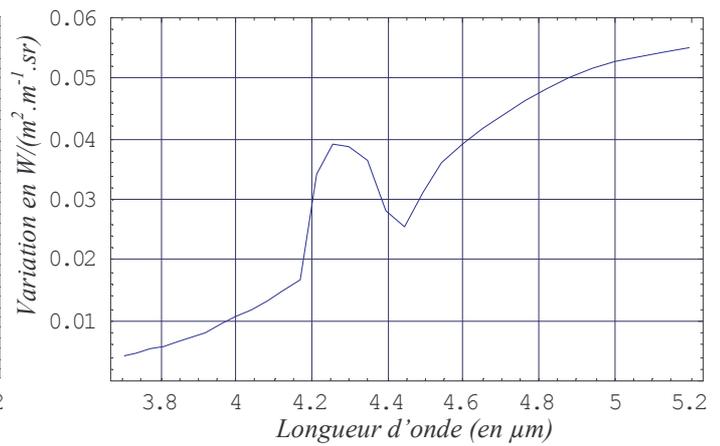


Figure VI.26 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du hublot

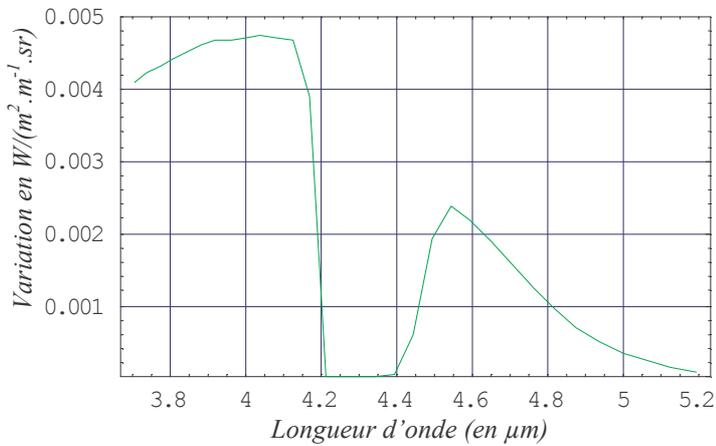


Figure VI.27 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du corps noir

Pour les températures de gaz et de hublot, les sensibilités présentent les mêmes allures que lors des identifications précédentes. Là encore, la sensibilité à la température de gaz présente un «creux» vers 4,3 μm entouré de deux «pics» aux voisinages de 4,2 μm et 4,45 μm (le deuxième étant nettement supérieur au premier et représentant le maximum de sensibilité). De même, pour la température du hublot, la courbe présente une «bosse» au voisinage de 4,3 μm. Notons que les sensibilités sont plus élevées que pour les deux premières identifications.

Pour la température du corps noir, la courbe de sensibilité est comparable à celles des précédentes identifications.

L'augmentation de la température du gaz a donc peu de conséquence sur la sensibilité du modèle aux variations de la température du corps noir.

L'étude de ces trois courbes nous permet de dire là encore que les paramètres sont bien décorrélés.

Résultats finaux

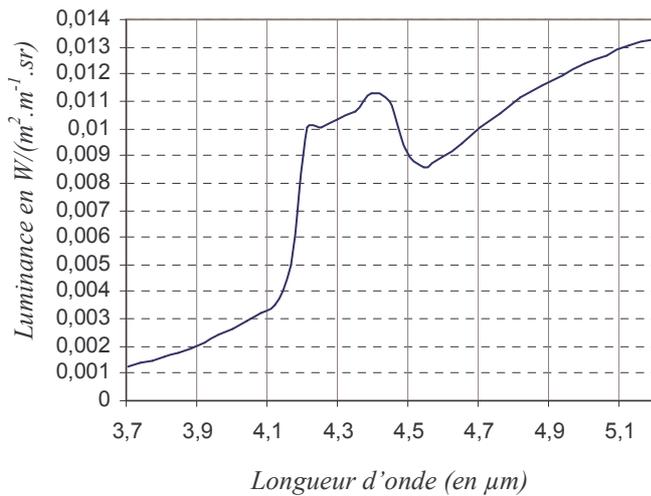


Figure VI.28 : Spectre théorique

Valeurs identifiées au risque de 10%

$T_{\text{gaz id}} = 446,7 \pm 0,1^{\circ}\text{C}$
 $T_{\text{hublot id}} = 413,63 \pm 0,02^{\circ}\text{C}$
 $T_{\text{corps noir id}} = 210,6 \pm 0,2^{\circ}\text{C}$

à comparer aux valeurs de référence suivantes

$T_{\text{gaz réf}} = 449,9^{\circ}\text{C}$
 $T_{\text{hublot réf}} = 396^{\circ}\text{C}$
 $T_{\text{corps noir réf}} = 200^{\circ}\text{C}$

Matrice de variance-covariance

$$\begin{pmatrix} 0.000178423 & -0.000439005 & -0.000286596 \\ -0.000439005 & 0.00937571 & 0.000272344 \\ -0.000286596 & 0.000272344 & 0.00246252 \end{pmatrix}$$

Matrice de corrélation

$$\begin{pmatrix} 1. & -0.339424 & -0.432369 \\ -0.339424 & 1. & 0.0566794 \\ -0.432369 & 0.0566794 & 1. \end{pmatrix}$$

La température du gaz identifiée est très légèrement inférieure à la valeur de référence. Les deux autres températures identifiées sont un peu sur estimées, mais toutes les températures identifiées sont proches des valeurs de référence. Les écarts relatifs sont petits, l'écart maximal étant de 5% pour la température du hublot. Là encore, les variances associées aux paramètres identifiés sont faibles et les températures sont peu corrélées (coefficient de corrélation maximal égal à 0,43).

Les résultats obtenus avec cette troisième identification restent donc très satisfaisants.

Identification n°4 Mélange de gaz 15% CO₂ /N₂ à 500°C°C et à pression atmosphérique, Corps noir à 200°C

Spectre expérimental

Le spectre brut et sa transcription sont représentés sur les **figures VI.29 et VI.30**.

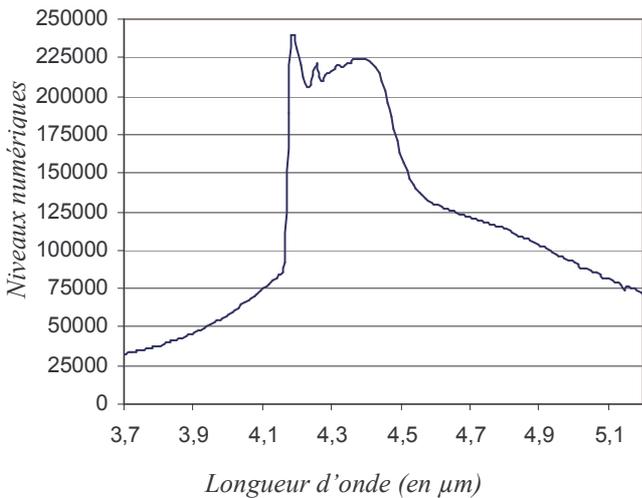


Figure VI.29 : Spectre brut

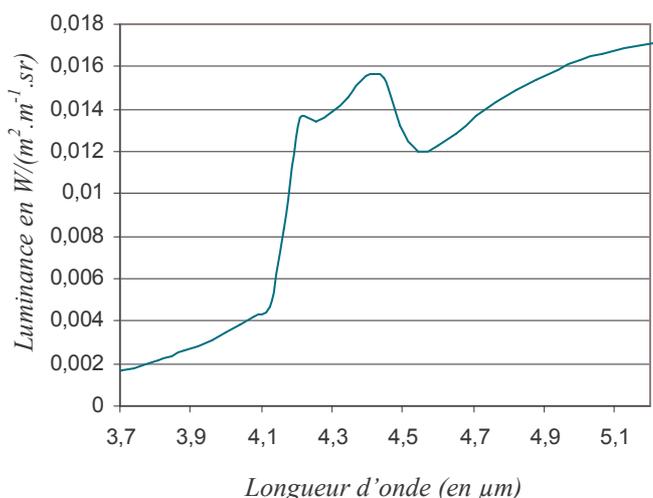


Figure VI.30 : Spectre transcrit en luminance

Là encore, le spectre présente un léger creux caractéristique d'un gaz anisotherme.

Ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales et répartition des résidus

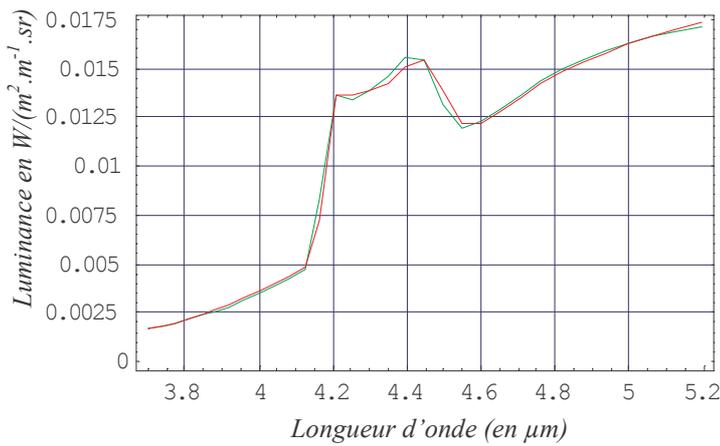


Figure VI.31 : Ajustement
 — Points théoriques
 — Points expérimentaux

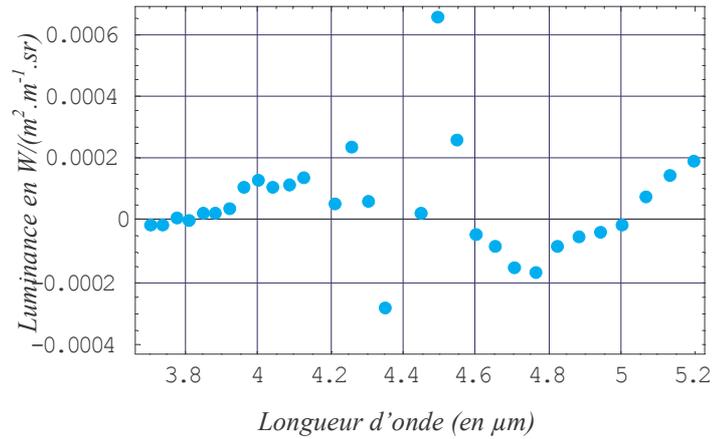


Figure VI.32 : Résidus

D'après la **figure VI.31**, les données expérimentales se superposent bien aux valeurs théoriques. Les résidus sont faibles et centrés autour de zéro. Les écarts les plus faibles sont localisés sur des plages spectrales où le gaz est transparent (entre 3,7 μm et 4,15 μm et entre 4,55 μm et 5,2 μm).

Sensibilités du modèle aux trois températures recherchées

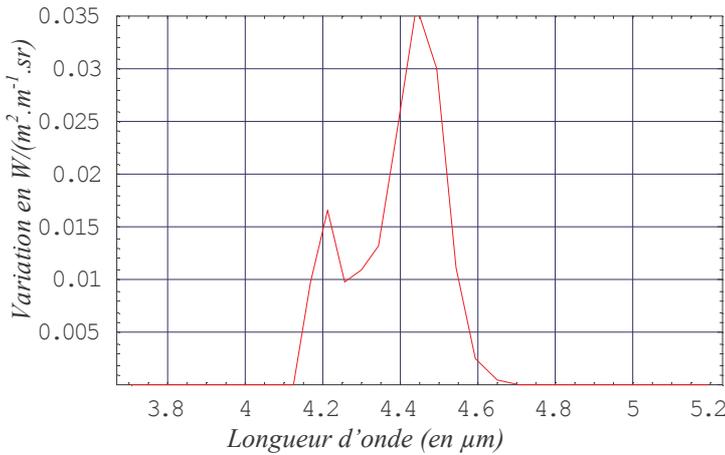


Figure VI.33 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du gaz

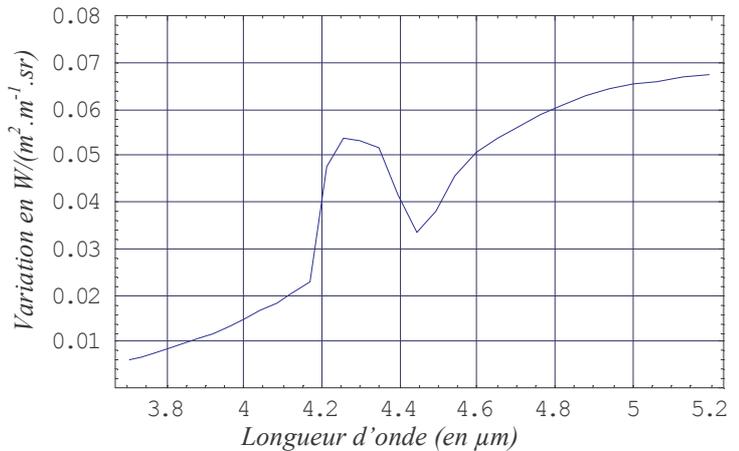


Figure VI.34 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du hublot

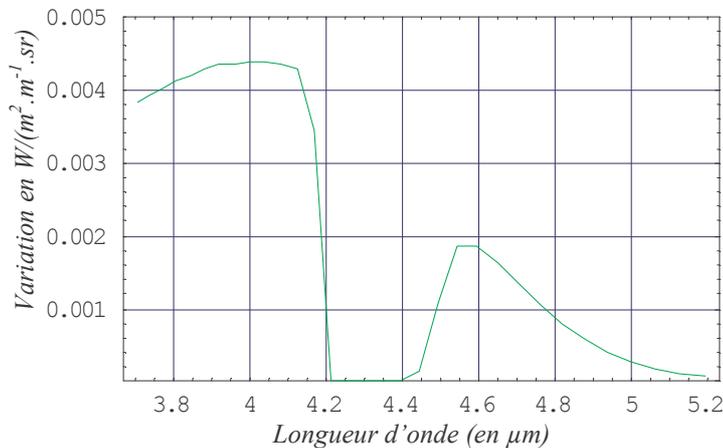


Figure VI.35 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du corps noir

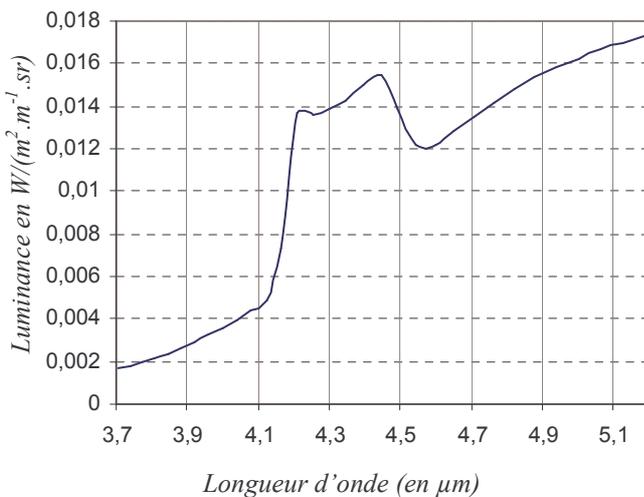
Pour cette quatrième identification, nous retrouvons approximativement les mêmes domaines de sensibilité pour les trois températures. Les différences se font surtout remarquer au niveau des températures du gaz et du hublot.

Pour la température du hublot, la courbe présente la même allure mais les sensibilités mises en jeu sont plus importantes que lors des premières identifications.

Pour la température du gaz, nous observons un pic de sensibilité au voisinage de 4,2 μm , suivi d'un creux où le modèle garde une sensibilité élevée et un deuxième pic au voisinage de 4,5 μm , nettement plus intense que le premier. Là encore, le deuxième pic correspond au maximum de sensibilité.

Il faut retenir que les maxima de sensibilité aux trois paramètres sont là encore localisés à des longueurs d'onde bien différentes.

Résultats finaux



Longueur d'onde (en μm)
Figure VI.36 : Spectre théorique

Valeurs identifiées au risque de 10%

$T_{\text{gaz id}} = 498,17 \pm 0,08^\circ\text{C}$
 $T_{\text{hublot id}} = 460,2 \pm 0,02^\circ\text{C}$
 $T_{\text{corps noir id}} = 206,7 \pm 0,2^\circ\text{C}$

à comparer aux valeurs de référence suivantes

$T_{\text{gaz réf}} = 494,7^\circ\text{C}$
 $T_{\text{hublot réf}} = 440^\circ\text{C}$
 $T_{\text{corps noir réf}} = 200^\circ\text{C}$

Matrice de variance-covariance

$$\begin{pmatrix} 0.00012544 & -0.000386339 & -0.000230133 \\ -0.000386339 & 0.0109158 & 0.000286878 \\ -0.000230133 & 0.000286878 & 0.00205824 \end{pmatrix}$$

Matrice de corrélation

$$\begin{pmatrix} 1. & -0.33016 & -0.452912 \\ -0.33016 & 1. & 0.0605233 \\ -0.452912 & 0.0605233 & 1. \end{pmatrix}$$

Les températures identifiées sont proches des valeurs de référence (tous les écarts relatifs sont inférieurs à 5%). Les variances sont faibles et les paramètres sont faiblement corrélés (coefficient de corrélation maximal égal à 0,45).

Pour cette quatrième identification, nous pouvons là aussi conclure que les températures identifiées sont très satisfaisantes.

Récapitulatif

Le tableau VI.2 synthétise et permet de comparer les températures obtenues lors des quatre identifications que nous venons de présenter.

	Valeurs de référence (valeurs mesurées ou de consigne)			Valeurs identifiées (Identification à trois paramètres)		
	Température du gaz $T_{\text{gaz réf}}$	Température du hublot $T_{\text{hublot réf}}$	Température du corps noir $T_{\text{corps noir réf}}$	Température du gaz $T_{\text{gaz id}}$	Température du hublot $T_{\text{hublot id}}$	Température du corps noir $T_{\text{corps noir id}}$
Identification n°1 $T_{\text{cg}} = 270^\circ\text{C}$	266,4°C	235°C	200°C	270,6°C	242,8°C	202,4°C
Identification n°2 $T_{\text{cg}} = 350^\circ\text{C}$	345,5°C	309°C	200°C	347,6°C	319,5°C	206,7°C
Identification n°3 $T_{\text{cg}} = 450^\circ\text{C}$	449,9°C	396°C	200°C	446,7°C	413,6°C	210,6°C
Identification n°4 $T_{\text{cg}} = 500^\circ\text{C}$	494,7°C	440°C	200°C	498,1°C	460,2°C	206,7°C

Tableau VI.2

Ces quatre identifications nous ont permis de tester différentes conditions d'essai en termes de mélange et de température de gaz. La pression sera davantage étudiée avec les essais par thermographie infrarouge. Au vu des résultats obtenus, nous pouvons conclure que les températures identifiées sont tout à fait satisfaisantes. D'une part, les écarts relatifs avec nos valeurs «de référence» sont faibles et d'autre part les variances sont toujours petites, nous pouvons donc avoir une bonne confiance dans la qualité de l'ajustement. De plus, les paramètres sont peu corrélés (coefficient de corrélation maximal de 0,45), ce qui nous permet de les identifier simultanément sans difficulté particulière.

Le modèle que nous avons construit est donc bien adapté au problème physique réel. En effet, pour ces premières identifications, nous avons réussi à bien ajuster les spectres expérimentaux aux spectres théoriques et nous avons identifié des valeurs de températures très satisfaisantes.

VI.2.2 Identifications à partir des mesures issues de l'étude de la paroi

Nous allons à présent détailler des identifications réalisées à partir de spectres issus de notre étude de la paroi. La première identification sera un peu particulière puisqu'il s'agit d'une mesure d'émission de la paroi non refroidie. Nous avons déjà évoqué l'intérêt d'un tel essai pour valider la méthode au paragraphe IV.5.2.

Nous présenterons ensuite deux séries d'identifications : la première à partir d'essais à différentes températures de gaz et la seconde pour différentes températures de paroi. Nous pourrions ainsi étudier l'influence de ces deux températures sur les valeurs identifiées.

Comme précédemment avec le corps noir, le montage optique devant le spectromètre nous permet d'avoir un grandissement -1 entre la surface de la paroi opaque et la fente d'entrée du spectroradiomètre (8 mm^2). Les spectres étudiés correspondent donc ici à des mesures quasi-punctuelles de l'émission du centre de la paroi à travers un mélange de gaz et un hublot semi-transparent.

Le modèle direct utilisé pour la confrontation des valeurs théoriques aux données expérimentales a été développé au paragraphe IV.5 où nous considérons une paroi à réflexion diffuse éclairée par une luminance incidente à la température du gaz. Celui-ci est considéré anisotherme et l'émission du hublot est prise en compte. Ce modèle renvoie des luminances monochromatiques, calculées tous les 25 cm^{-1} . La température du gaz identifiée correspond à celle du centre de la cellule (maille de large épaisseur, chapitre IV, **figure IV.85**).

Nos températures de «référence» pour la paroi et le gaz sont, d'une part la moyenne des deux températures mesurées par les thermocouples sur la première ailette (il s'agit des thermocouples les plus proches du centre où la température est identifiée) et d'autre part la moyenne des deux thermocouples au centre de la cellule (notés n°2 et n°5 sur la **figure IV.83**). Nous n'avons pas de température de référence pour le hublot puisque les mesures dont nous disposons à son sujet ont été réalisées avec une configuration différente (pas de paroi).

Pour chaque essai référencé, nous indiquons les consignes des températures de gaz et de paroi. La première correspond à la mesure du thermocouple double de la cellule, placé en haut et au centre (noté n°2 sur la **figure IV.83**), et la deuxième à la mesure d'un des thermocouples de la première ailette (noté n°2). Il s'agit des deux thermocouples utilisés pour les régulations des deux systèmes.

Pour chaque identification, comme au paragraphe précédent, nous présentons le spectre brut ainsi que sa transcription en luminance, l'ajustement des spectres expérimentaux aux spectres théoriques et les résidus. Nous étudierons aussi les sensibilités du modèle à chaque paramètre recherché (toujours pour une variation de +0,1% du paramètre considéré. Enfin, nous présenterons le spectre théorique obtenu puis nous détaillerons les trois températures identifiées, leurs intervalles de confiance ainsi que les matrices de covariance et de corrélation.

a) Identification sans refroidissement de la paroi

La première identification a été calculée à partir d'un essai sans refroidissement de la paroi. Il s'agit du cas le plus simple pour avoir tous les éléments constituant la cellule isotherme (gaz, paroi, hublot). Cet essai étant réalisé avec de l'azote, nous n'avons identifié que deux températures, celles de la paroi et du hublot, puisque le modèle est insensible à la température du gaz lorsque celui-ci est inactif.

Spectre expérimental

Le spectre brut et sa transcription en luminance présentés sur les **figures VI.37 et VI.38** correspondent à l'émission de la paroi opaque non refroidie vue à travers de l'azote (transparent) à 210°C (consigne) et un hublot semi-transparent.

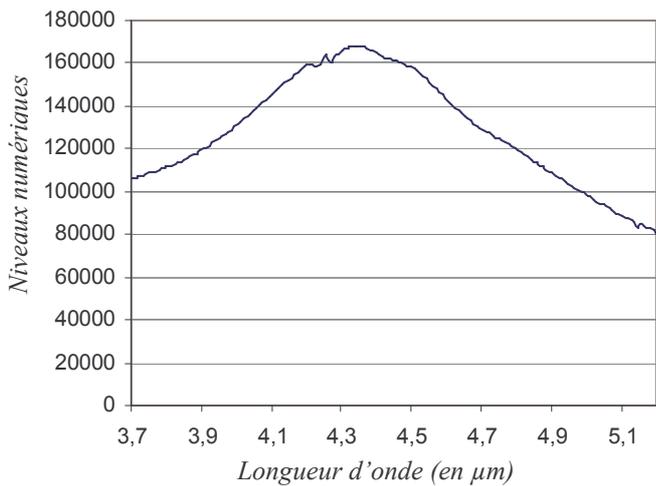


Figure VI.37 : Spectre brut

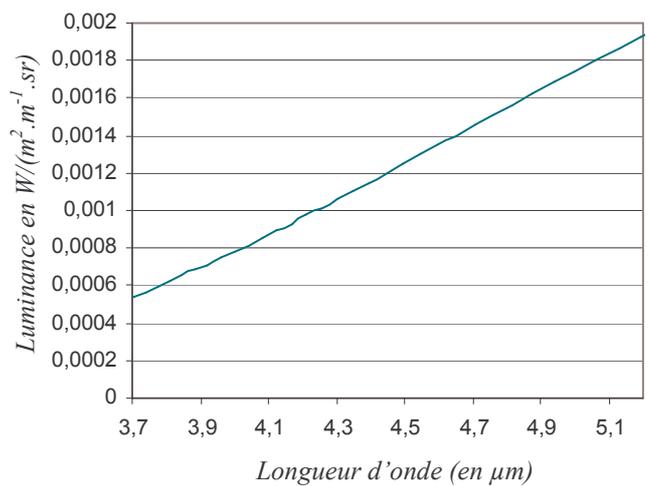


Figure VI.38 : Spectre transcrit en luminance

Ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales et répartition des résidus

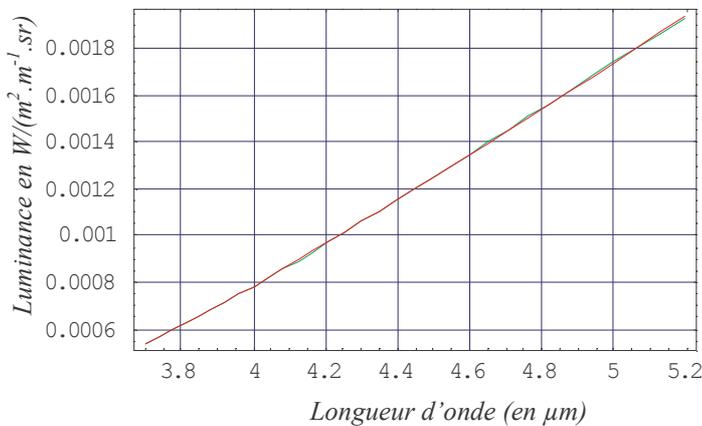


Figure VI.39 : Ajustement

— Points théoriques
— Points expérimentaux

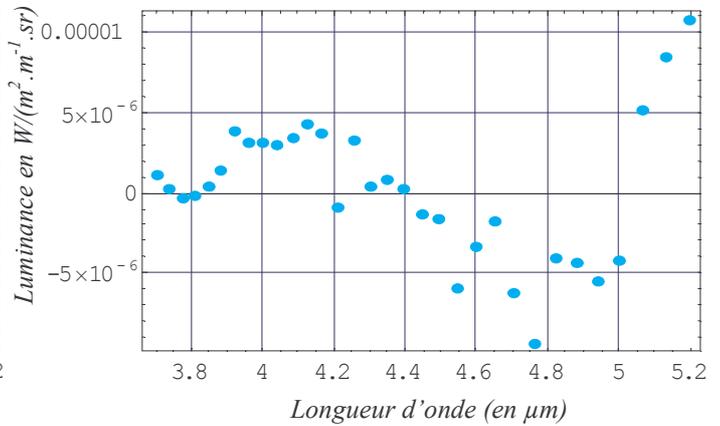


Figure VI.40 : Résidus

Nous remarquons immédiatement que les points expérimentaux et théoriques se superposent très bien puisque les écarts sont extrêmement faibles (de l'ordre de $10^{-6} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{sr})$). De plus, les résidus sont centrés autour de zéro. Il semble donc que notre deuxième modèle soit bien adapté à l'étude de la paroi opaque.

Sensibilités du modèle aux deux températures recherchées

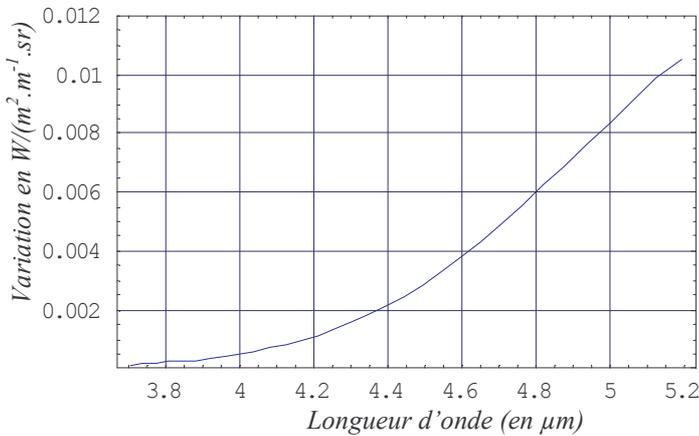


Figure VI.41 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du hublot

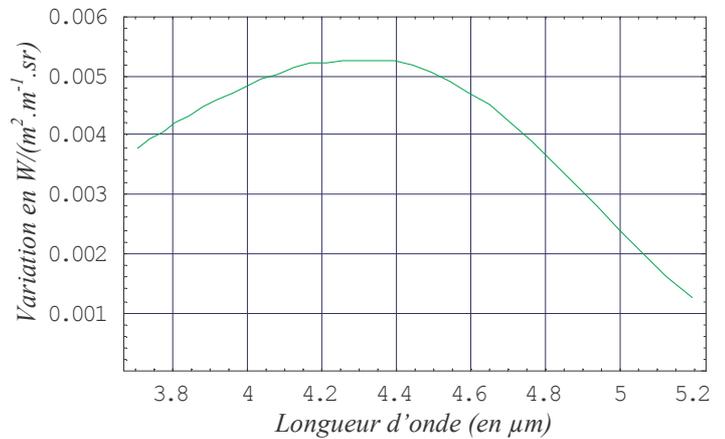


Figure VI.42 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température de la paroi opaque

Puisque le gaz est transparent, il n'existe plus de variations brusques dans les courbes de sensibilité (bosse ou creux) dues à l'anisothermie du gaz. La sensibilité à **la température du hublot** est négligeable autour de $3,7 \mu\text{m}$ et augmente progressivement jusque $5,2 \mu\text{m}$. Celle due à **la température de la paroi** est relativement importante autour de $3,7 \mu\text{m}$ puis augmente jusqu'à atteindre un maximum à $4,3 \mu\text{m}$ et décroît progressivement jusque $5,2 \mu\text{m}$. Les deux paramètres sont bien décorrélés puisque leurs maxima de sensibilité ne se situent pas aux mêmes longueurs d'onde.

Résultats finaux

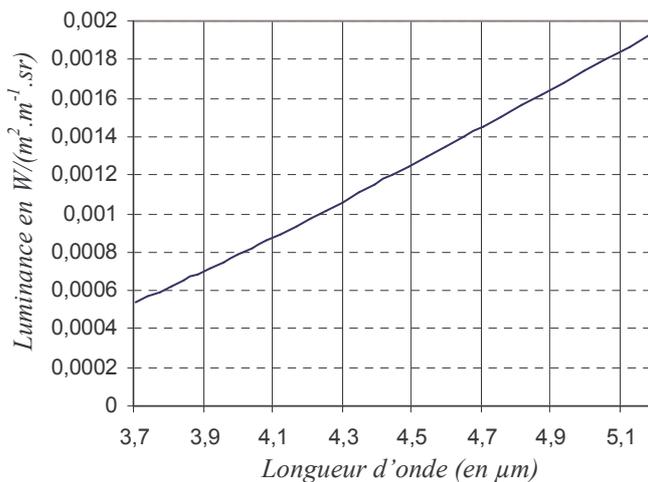


Figure VI.43 : Spectre théorique

Valeurs identifiées au risque de 10%

$T_{\text{hublot id}} = 194,2 \pm 0,1^\circ\text{C}$

$T_{\text{paroi id}} = 201,7 \pm 0,1^\circ\text{C}$

à comparer à la valeur suivante

$T_{\text{paroi réf}} = 197^\circ\text{C}$

Matrice de variance-covariance

$$\begin{pmatrix} 0.00473755 & -0.00257426 \\ -0.00257426 & 0.00510831 \end{pmatrix}$$

Matrice de corrélation

$$\begin{pmatrix} 1. & -0.523283 \\ -0.523283 & 1. \end{pmatrix}$$

La température de paroi identifiée est légèrement sur estimée par rapport à la valeur de référence. La température du hublot semble correcte puisqu'elle est proche de celle de la paroi.

Les variances obtenues sont faibles et le coefficient de corrélation montre que les deux températures recherchées sont peu corrélées (coefficient de corrélation égal à 0,52). Les résultats obtenus avec cette première identification à deux paramètres sont très encourageants, ce qui nous laisse penser que la validation de notre méthode est possible. Nous allons tester la procédure inverse dans des conditions d'essai plus difficiles et plus réalistes pour un moteur en imposant une température de gaz plus élevée et en refroidissant la paroi.

b) Identifications pour différentes températures de gaz

Le tableau VI.3 présente trois essais où seule la température de gaz varie et pour lesquels nous avons identifié simultanément les températures de gaz, de hublot et de paroi.

	Mélange de gaz	Température du gaz (consigne) T_{cg}	Pression du gaz p_g	Température de la paroi opaque (Consigne) T_{cp}
Essai n°1	15% CO_2/N_2	350°C	5 bar	200°C
Essai n°2	15% CO_2/N_2	400°C	5 bar	200°C
Essai n°3	15% CO_2/N_2	450°C	5 bar	200°C

Tableau VI.3

Le mélange testé est toujours du dioxyde de carbone dilué à l'azote, à 5 bar. Quant à la température de paroi, nous la fixons toujours à 200°C puisque cette valeur correspond à une température moyenne de paroi de chambre de combustion.

Identification n°1 Mélange de gaz 15% CO_2/N_2 à 350°C et à 5 bar, Paroi à 200°C

Spectre expérimental

Le spectre brut et sa transcription en luminance sont présentés sur les **figures VI.44** et **VI.45**.

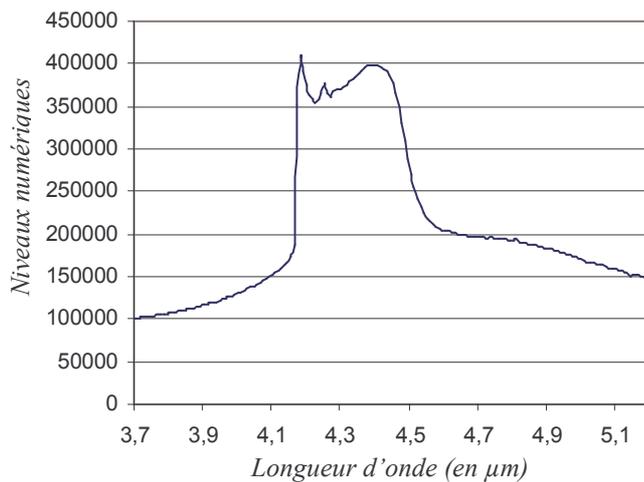


Figure VI.44 : Spectre brut

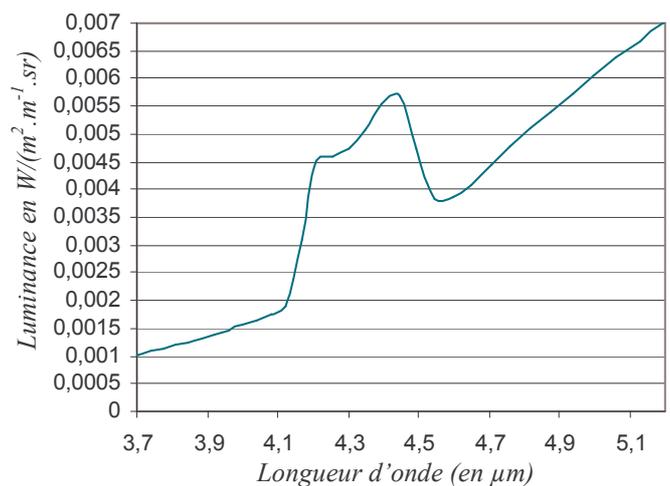


Figure VI.45 : Spectre transcrit en luminance

Ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales et répartition des résidus

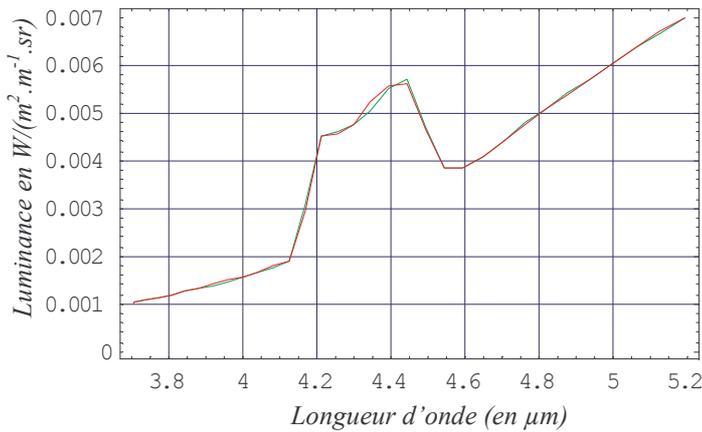


Figure VI.46 : Ajustement

— Points théoriques
— Points expérimentaux

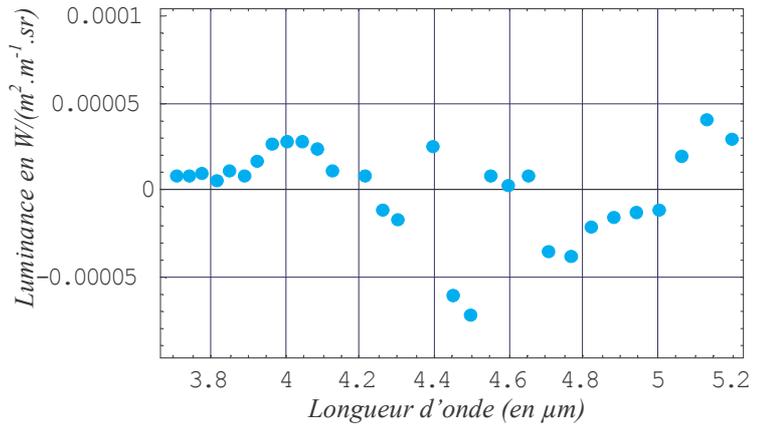


Figure VI.47 : Résidus

Les valeurs théoriques sont bien ajustées aux données expérimentales. Les résidus sont extrêmement faibles et centrés autour de zéro. Le modèle que nous avons construit pour l'étude de la paroi est donc bien adapté au problème physique.

Sensibilités du modèle aux trois températures recherchées

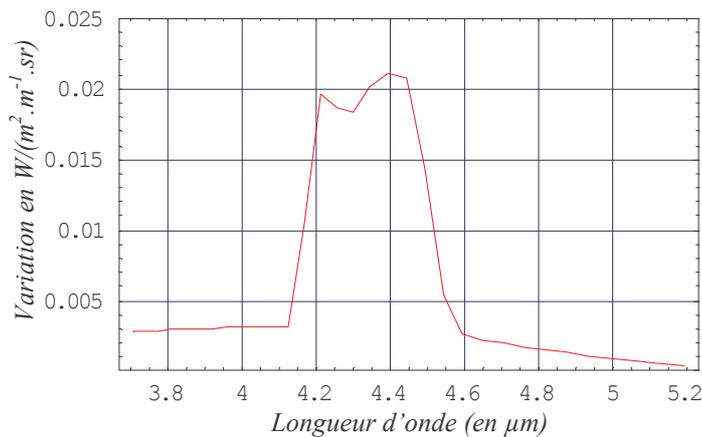


Figure VI.48 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du gaz

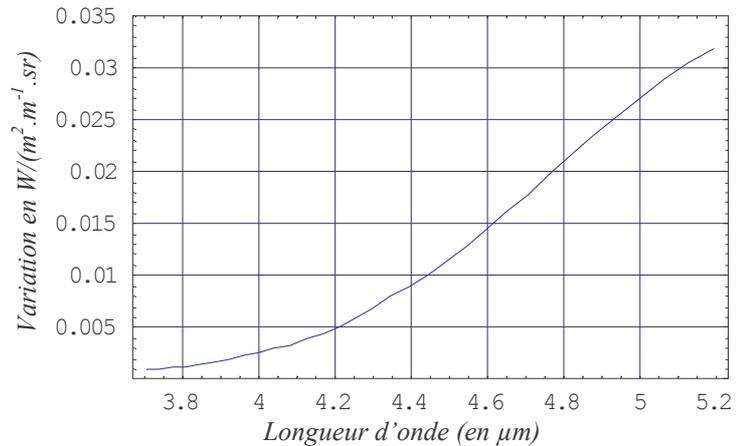


Figure VI.49 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du hublot

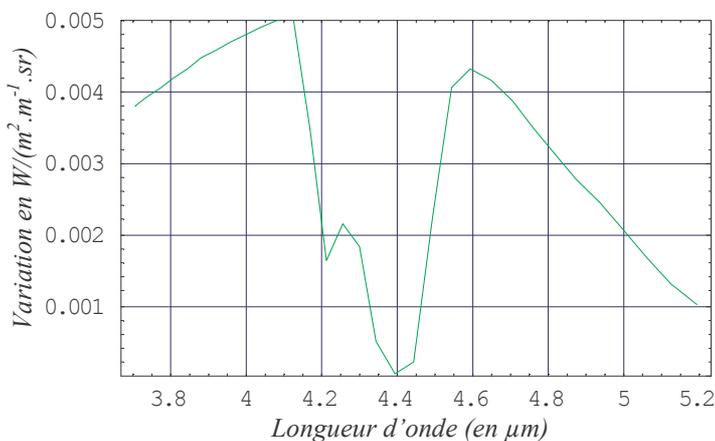


Figure VI.50 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température de la paroi opaque

Pour la température du gaz, nous observons que le modèle est fortement sensible sur la plage spectrale où le gaz est optiquement épais voire opaque, soit entre 4,15 μm et 4,6 μm . A l'intérieur de cette bande, la sensibilité est élevée et pratiquement constante entre 4,2 μm et 4,45 μm (bande d'opacité du gaz). En dehors de cette bande, la sensibilité chute et le modèle devient nettement moins sensible.

Pour la température du hublot, la sensibilité est presque nulle au voisinage de 3,7 μm puis augmente progressivement avec la longueur d'onde. Elle est donc maximale à 5,2 μm . Nous ne remarquons plus de «bosse» complémentaire du «creux» de la courbe de sensibilité à la température de gaz.

Par contre, nous remarquons une certaine complémentarité entre les courbes de sensibilité du gaz et celle de la paroi, dans la bande d'émission du gaz. L'anisothermie du gaz est plus importante entre le centre de la cellule et la paroi qu'entre le centre et le hublot. Dans la bande d'émission du gaz, le modèle est donc plus sensible aux variations de la température du gaz près de la paroi qu'à celle près du hublot.

Pour la température de la paroi, le modèle est essentiellement sensible entre 3,7 μm et 4,15 μm et entre 4,6 μm et 5,2 μm , ce qui correspond aux bandes de transparence du gaz, naturellement les plus propices pour identifier la température de paroi.

Finalement, les maxima de sensibilité des paramètres recherchés sont là aussi situés à des longueurs d'onde différentes. Les paramètres sont donc encore bien décorrélés.

Résultats finaux

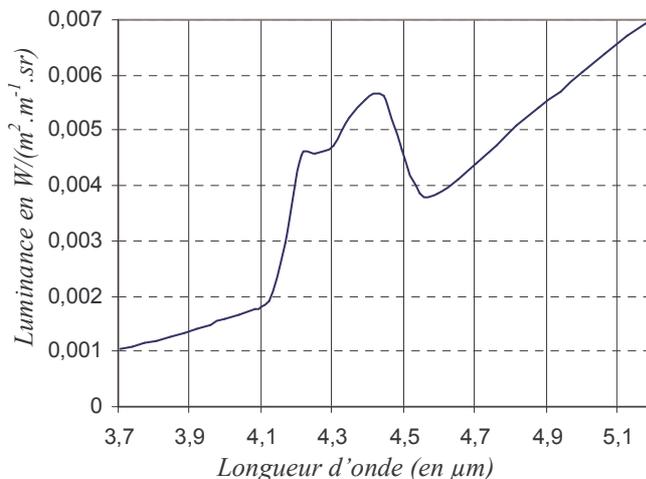


Figure VI.51 : Spectre théorique

Valeurs identifiées au risque de 10%

$$T_{\text{gaz id}} = 341,6 \pm 0,1^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{hublot id}} = 327,8 \pm 0,05^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{paroi id}} = 202,6 \pm 0,2^\circ\text{C}$$

à comparer aux valeurs suivantes

$$T_{\text{gaz réf}} = 339,9^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{paroi réf}} = 199,9^\circ\text{C}$$

Matrice de variance-covariance

$$\begin{pmatrix} 0.000741298 & -0.00119339 & -0.00018469 \\ -0.00119339 & 0.00896051 & -0.00105846 \\ -0.00018469 & -0.00105846 & 0.00163738 \end{pmatrix}$$

Matrice de corrélation

$$\begin{pmatrix} 1. & -0.46304 & -0.167638 \\ -0.46304 & 1. & -0.276333 \\ -0.167638 & -0.276333 & 1. \end{pmatrix}$$

Les températures de gaz et de paroi sont toutes deux légèrement sur estimées. Elles sont toutefois proches des valeurs de référence : les écarts relatifs sont au maximum de 1,7 %.

La température de hublot identifiée semble correcte : elle est voisine de celle obtenue dans la deuxième identification (à 350°C) des essais précédents.

Les variances sont petites, nous pouvons donc accorder une bonne confiance à notre ajustement et les paramètres sont peu corrélés (coefficient de corrélation maximal égal à 0,46).

Cette première identification avec des températures de gaz et de paroi imposées nous encourage à penser que la méthode est efficace pour identifier les trois températures que nous recherchons.

Identification n°2 Mélange de gaz 15% CO₂ /N₂ à 400°C et à 5 bar, Paroi à 200°C

Spectre expérimental

Le spectre brut et sa transcription en luminance sont présentés sur les **figures VI.52** et **VI.53**.

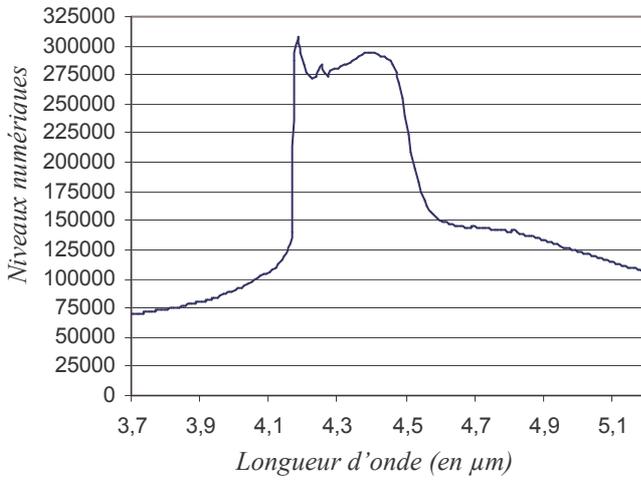


Figure VI.52 : Spectre brut

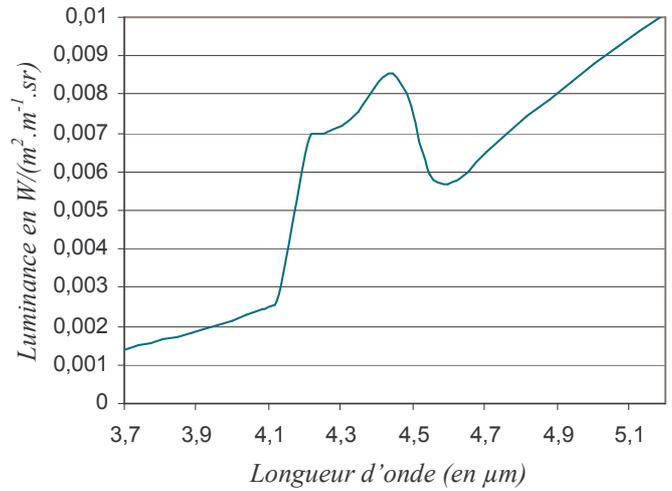


Figure VI.53 : Spectre transcrit en luminance

Ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales et répartition des résidus

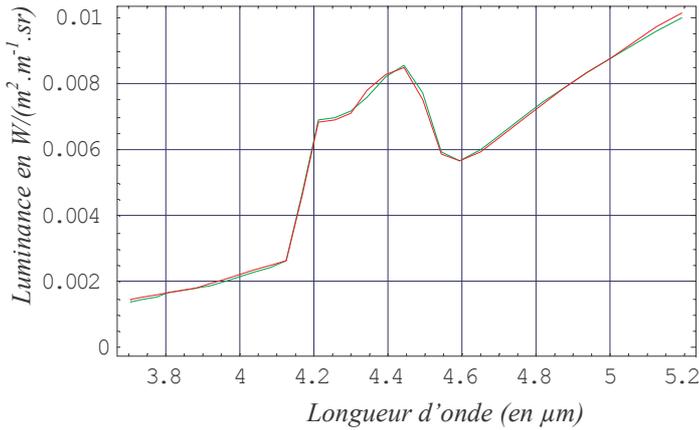


Figure VI.54 : Ajustement

— Points théoriques
— Points expérimentaux

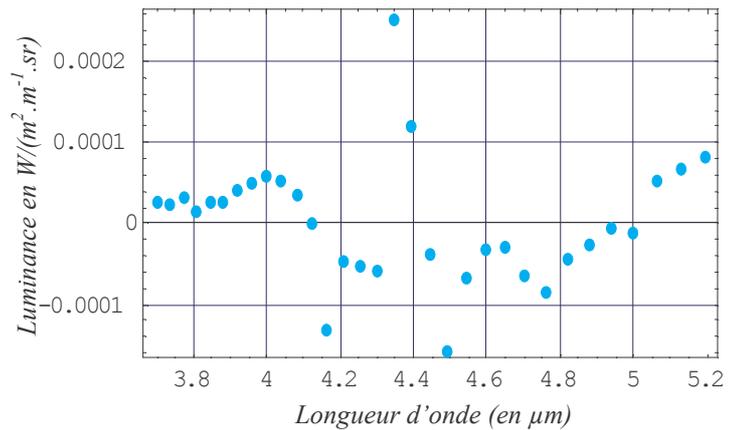


Figure VI.55 : Résidus

Là encore, les valeurs expérimentales et théoriques se superposent presque parfaitement. Les résidus sont petits, surtout sur les plages de transparence du gaz et sont bien répartis autour de zéro.

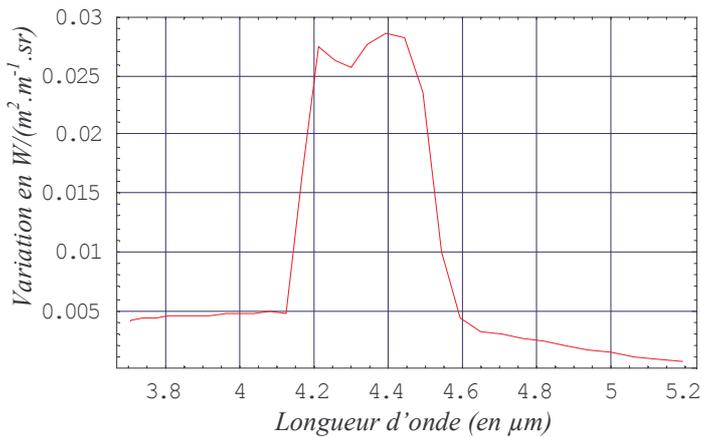
Sensibilités du modèle aux trois températures recherchées

Figure VI.56 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du gaz

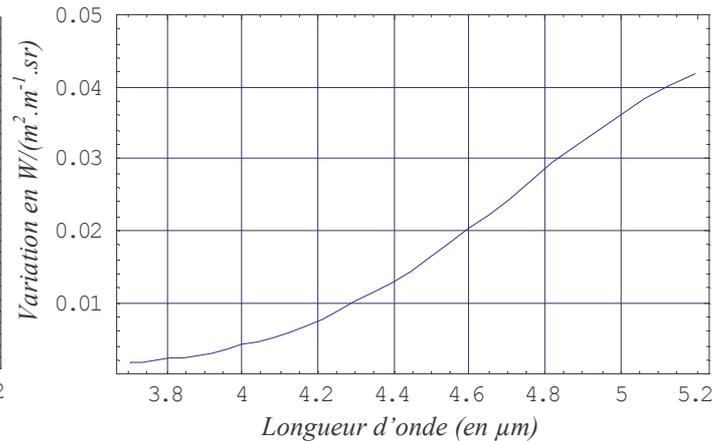


Figure VI.57 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du hublot

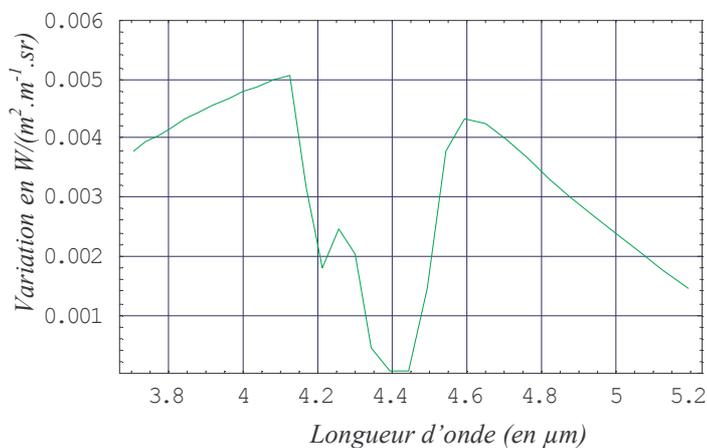


Figure VI.58 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température de la paroi

Les allures des courbes de sensibilité sont semblables à celles de la première identification. Cependant, nous pouvons noter que les sensibilités sont un peu plus élevées pour la température du gaz et du hublot alors que celle de la température de la paroi est pratiquement restée la même. L'augmentation de la température du gaz (et donc indirectement celle du hublot) a donc très peu d'influence sur la sensibilité à la température de la paroi.

Là encore, les maxima et les minima de sensibilité pour les trois températures se situent à des longueurs d'onde bien différentes. Les paramètres sont donc bien décorrélés et nous devrions identifier sans difficulté les trois températures simultanément.

Résultats finaux

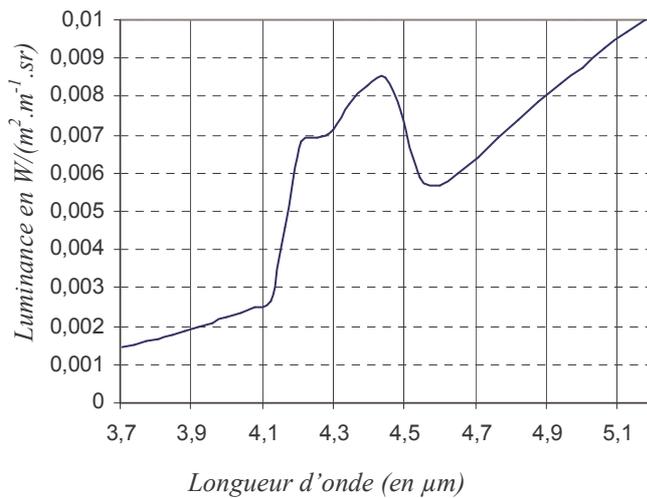


Figure VI.59 : Spectre théorique

Valeurs identifiées au risque de 10%

$T_{\text{gaz id}} = 387,2 \pm 0,1^{\circ}\text{C}$
 $T_{\text{hublot id}} = 384,2 \pm 0,04^{\circ}\text{C}$
 $T_{\text{paroi id}} = 203,4 \pm 0,2^{\circ}\text{C}$

à comparer aux valeurs de référence suivantes

$T_{\text{gaz réf}} = 388,9^{\circ}\text{C}$
 $T_{\text{paroi réf}} = 200,3^{\circ}\text{C}$

Matrice de variance-covariance

$$\begin{pmatrix} 0.000529509 & -0.00113619 & -0.000133651 \\ -0.00113619 & 0.00952204 & -0.000797997 \\ -0.000133651 & -0.000797997 & 0.000959113 \end{pmatrix}$$

Matrice de corrélation

$$\begin{pmatrix} 1. & -0.505996 & -0.187543 \\ -0.505996 & 1. & -0.264059 \\ -0.187543 & -0.264059 & 1. \end{pmatrix}$$

La température de gaz identifiée est légèrement sous-estimée et celle de la paroi sur estimée. Mais comme précédemment, les valeurs identifiées sont proches des valeurs de référence. La température de hublot identifiée semble un peu élevée par rapport à la température du gaz mais la valeur n'est pas aberrante (elle reste inférieure). Nous n'avons malheureusement pas de valeur de référence pour le hublot.

Les variances calculées sont petites, nous pouvons donc avoir une certaine confiance dans notre ajustement. Les paramètres recherchés sont peu corrélés (le coefficient de corrélation maximal vaut 0,51).

Les résultats obtenus à partir de cette deuxième identification, dont la température de gaz correspond à des conditions que l'on peut rencontrer dans une chambre de combustion, sont très satisfaisants. Il est très important de noter que l'augmentation de la température du gaz ne perturbe pas les identifications des trois températures, notamment celle qui nous intéresse le plus, la température de paroi.

Identification n°3 Mélange de gaz 15% CO₂ /N₂ à 450°C et à 5 bar, Paroi à 200°C

Spectre expérimental

Le spectre brut et sa transcription en luminance sont présentés sur les **figures VI.60** et **VI.61**.

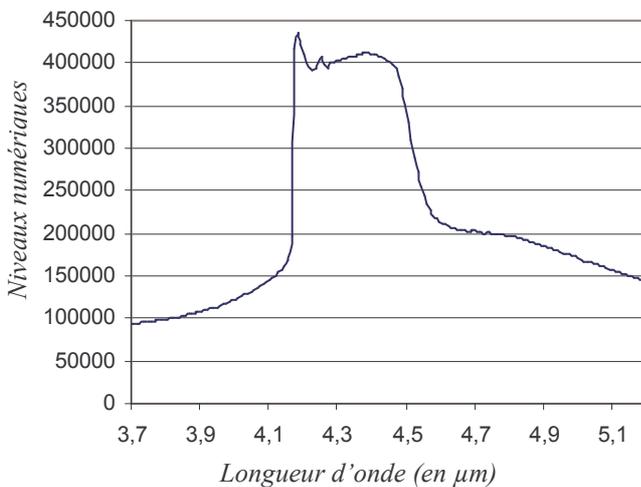


Figure VI.60 : Spectre brut

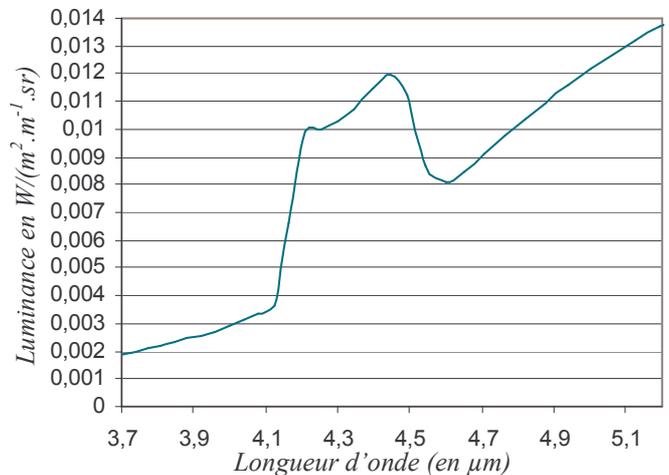


Figure VI.61 : Spectre transcrit en luminance

Ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales et répartition des résidus

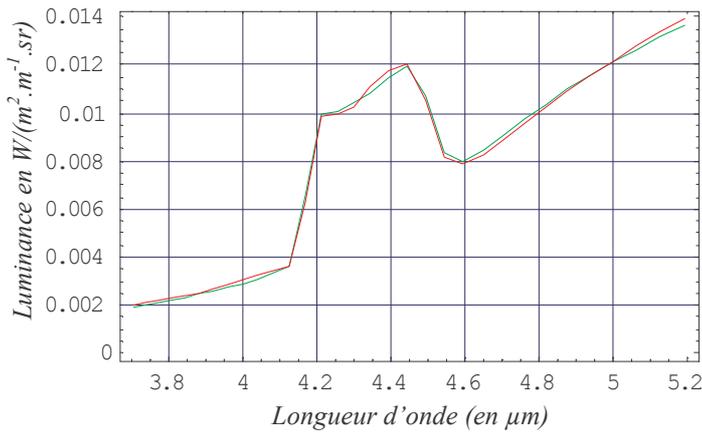


Figure VI.62 : Ajustement

— Points théoriques
— Points expérimentaux

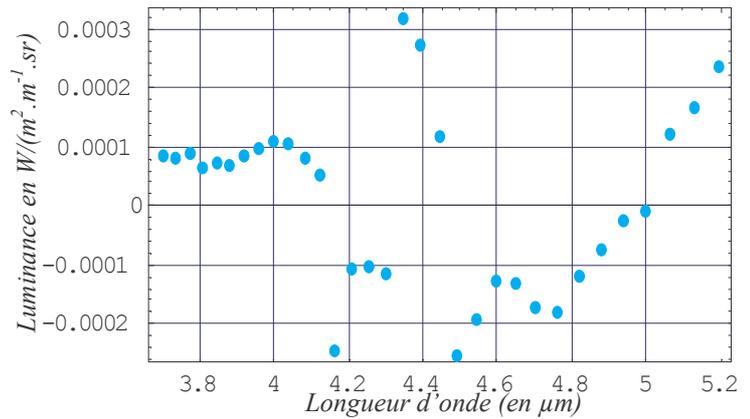


Figure VI.63 : Résidus

D'après la **figure VI.62**, les données théoriques sont bien ajustées aux valeurs expérimentales. La **figure VI.63** montre que les écarts sont plus importants que ceux de l'identification précédente mais ils restent faibles et sont bien centrés autour de zéro. Là encore, les plus petits écarts se situent dans les bandes spectrales où le gaz est transparent.

Sensibilités du modèle aux trois températures recherchées

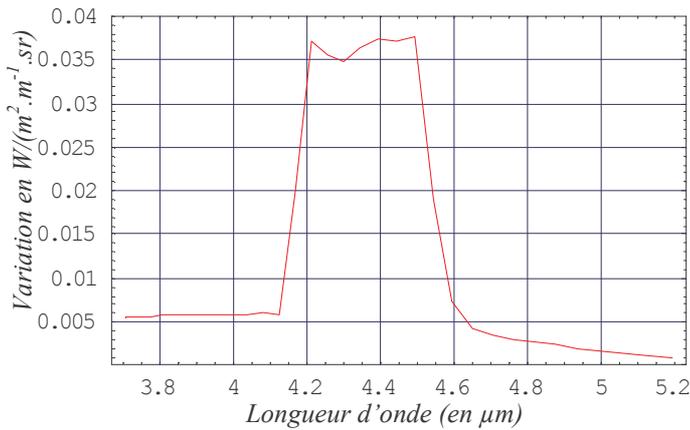


Figure VI.64 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du gaz

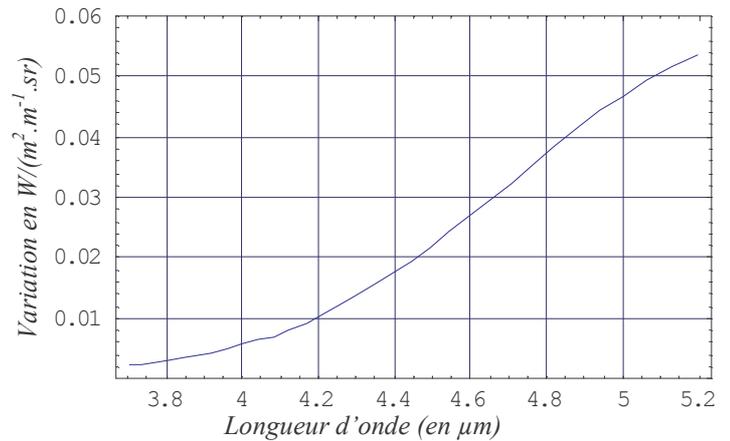


Figure VI.65 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température du hublot

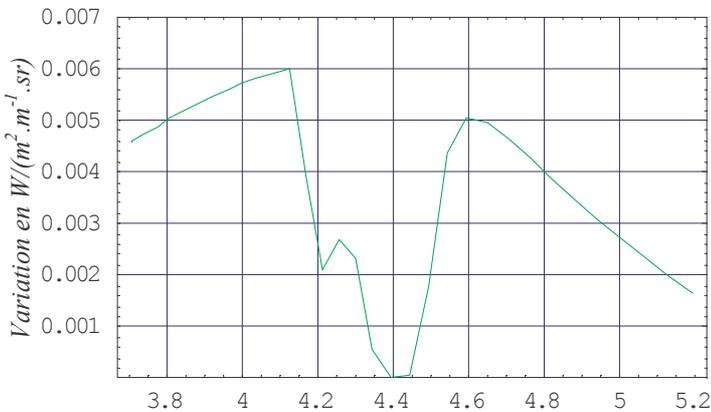


Figure VI.66 : Sensibilité du modèle à une variation de +0,1% de la température de la paroi

Nous retrouvons les mêmes allures de courbes de sensibilité que celles des deux premières identifications. Toutefois, les valeurs sont plus élevées. Les maxima se situent là encore à des longueurs d'onde différentes pour les trois paramètres, qui sont donc bien décorrélés.

Résultats finaux

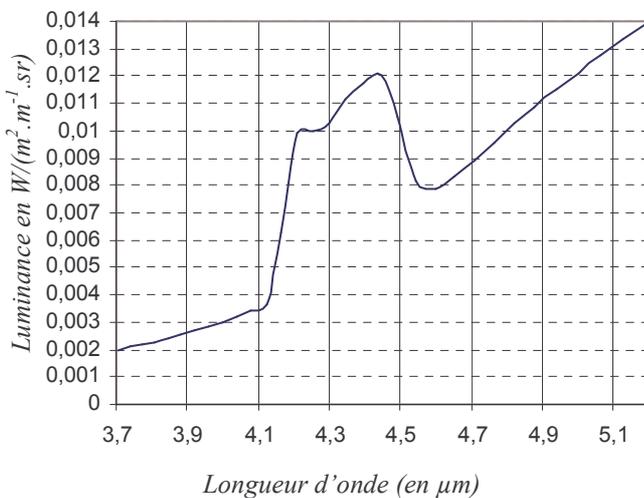


Figure VI.67 : Spectre théorique

Valeurs identifiées au risque de 10%

- $T_{gaz\ id} = 437,76 \pm 0,03^{\circ}C$
- $T_{hublot\ id} = 434,8 \pm 0,04^{\circ}C$
- $T_{paroi\ id} = 215,6 \pm 0,1^{\circ}C$

à comparer aux valeurs de référence suivantes

- $T_{gaz\ réf} = 436,9^{\circ}C$
- $T_{paroi\ réf} = 197,4^{\circ}C$

Matrice de variance-covariance

$$\begin{pmatrix} 0.000364685 & -0.000806398 & -0.0000989004 \\ -0.000806398 & 0.0070435 & -0.000497363 \\ -0.0000989004 & -0.000497363 & 0.000594966 \end{pmatrix}$$

Matrice de corrélation

$$\begin{pmatrix} 1. & -0.503148 & -0.212321 \\ -0.503148 & 1. & -0.242959 \\ -0.212321 & -0.242959 & 1. \end{pmatrix}$$

La température de gaz identifiée est légèrement sous-estimée et celle de la paroi sur estimée. Toutefois, ces valeurs restent voisines des valeurs de référence. La température de hublot semble trop élevée par rapport à la température du gaz mais elle reste réaliste.

Comme précédemment, les variances sont petites et les paramètres recherchés sont peu corrélés (le coefficient de corrélation maximal vaut 0,5).

Cette troisième identification, avec une température de gaz relativement élevée, donne des résultats assez satisfaisants.

Récapitulatif

Le tableau VI.4 résume l'ensemble des températures obtenues pour les trois identifications que nous venons de présenter.

	Valeurs de référence (valeurs mesurées)		Valeurs identifiées (Identification à trois paramètres)		
	Température du gaz $T_{gaz\ réf}$	Température de la paroi opaque $T_{paroi\ réf}$	Température du gaz $T_{gaz\ id}$	Température du hublot $T_{hublot\ id}$	Température de la paroi opaque $T_{paroi\ id}$
Identification n°1 $T_{cg} = 350^{\circ}C$	339,9°C	199,9°C	341,6	327,8°C	202,6°C
Identification n°2 $T_{cg} = 400^{\circ}C$	388,9°C	200,3°C	387,2	384,2°C	203,4°C
Identification n°3 $T_{cg} = 450^{\circ}C$	436,9°C	197,4°C	437,7°C	434,8°C	215,6°C

Tableau VI.4

Ces trois identifications nous ont permis de tester notre méthode inverse pour différentes températures de gaz.

Au vu des résultats obtenus, nous pouvons conclure que les températures identifiées sont satisfaisantes, notamment en ce qui concerne les températures de gaz et paroi. La température de hublot semble moins bien identifiée puisque la valeur obtenue est très proche de celle du gaz, ce qui peut être mis en doute en raison des pertes thermiques (surtout lorsque $T_{cg} = 400^{\circ}\text{C}$ et 450°C).

Ainsi notre modèle semble bien adapté au problème physique puisqu'à l'aide d'une méthode inverse, nous avons identifié les températures de gaz, de hublot et surtout de paroi très satisfaisantes dans les conditions d'essai que nous avons pu tester et en particulier avec un gaz relativement chaud.

c) Identifications pour différentes températures de paroi opaque

Le tableau VI.5 décrit sept essais pour lesquels nous avons identifié les températures de gaz, de hublot et de paroi, en ne faisant varier que la température de paroi (consigne).

	<i>Mélange de gaz</i>	<i>Température du gaz (consigne) T_{cg}</i>	<i>Pression du gaz p_g</i>	<i>Température de la paroi opaque (consigne) T_{cp}</i>
Essai n°1	<i>10% CO₂/N₂</i>	<i>300°C</i>	<i>5 bar</i>	<i>115°C</i>
Essai n°2	<i>10% CO₂/N₂</i>	<i>300°C</i>	<i>5 bar</i>	<i>125°C</i>
Essai n°3	<i>10% CO₂/N₂</i>	<i>300°C</i>	<i>5 bar</i>	<i>140°C</i>
Essai n°4	<i>10% CO₂/N₂</i>	<i>300°C</i>	<i>5 bar</i>	<i>150°C</i>
Essai n°5	<i>10% CO₂/N₂</i>	<i>300°C</i>	<i>5 bar</i>	<i>160°C</i>
Essai n°6	<i>10% CO₂/N₂</i>	<i>300°C</i>	<i>5 bar</i>	<i>175°C</i>
Essai n°7	<i>10% CO₂/N₂</i>	<i>300°C</i>	<i>5 bar</i>	<i>200°C</i>

Tableau VI.5

La composition, la température et la pression du gaz sont identiques pour ces essais. La température du gaz peut sembler relativement basse mais ce choix est dû au fonctionnement du banc qui limite la différence de température entre la paroi et le gaz à 185°C (cette valeur correspond au débit maximal disponible dans le réseau d'air comprimé). Nous désirions avant tout une gamme de températures de paroi représentative des valeurs prises par une paroi de chambre de combustion au cours du cycle moteur (entre 100°C et 200°C). Partant de cette condition, la température du gaz la plus élevée que nous pouvions imposer était 300°C .

La pression choisie est basse, mais ceci n'est pas gênant puisque l'intérêt de ces essais réside uniquement dans le choix des températures de paroi.

Les spectres bruts et leurs transcriptions en luminance sont présentés sur les deux figures suivantes.

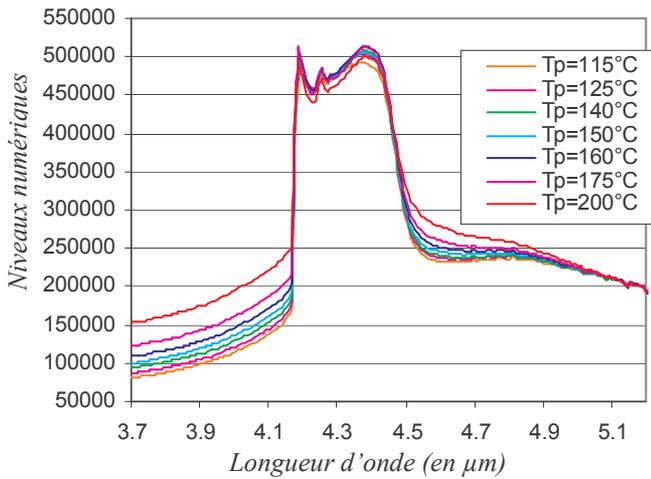


Figure VI.68 : Spectres bruts

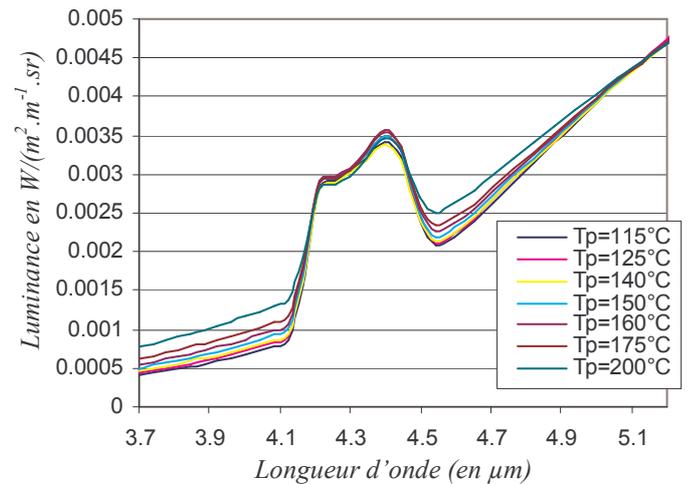


Figure VI.69 : Spectres transcrits en luminance

Nous remarquons que la variation de la température de paroi modifie les spectres sur les plages où le gaz est transparent, essentiellement entre 3,7 et 4,15 µm.

Nous nous intéressons ici uniquement aux températures identifiées et plus particulièrement à la température de paroi. Ces valeurs sont présentées dans le tableau VI.6.

	<i>Valeurs de référence (valeurs mesurées)</i>		<i>Valeurs identifiées (Identification à trois paramètres)</i>		
	Température du gaz $T_{\text{gaz réf}}$	Température de la paroi $T_{\text{paroi réf}}$	Température du gaz $T_{\text{gaz id}}$	Température du hublot $T_{\text{hublot id}}$	Température de la paroi $T_{\text{paroi id}}$
Identification n°1 $T_{cp} = 115^{\circ}\text{C}$	286,5°C	115,2°C	289,8°C	279,5°C	111,7°C
Identification n°2 $T_{cp} = 125^{\circ}\text{C}$	291,1°C	123,7°C	291,8°C	279,8°C	121,7°C
Identification n°3 $T_{cp} = 140^{\circ}\text{C}$	287,6°C	139,6°C	288,3°C	278,5°C	135,9°C
Identification n°4 $T_{cp} = 150^{\circ}\text{C}$	288,3°C	149,6°C	292,3°C	278,6°C	148,7°C
Identification n°5 $T_{cp} = 160^{\circ}\text{C}$	292,7°C	158,9°C	295,7°C	278,2°C	160,3°C
Identification n°6 $T_{cp} = 175^{\circ}\text{C}$	289,5°C	174,5°C	295,3°C	277,5°C	176°C
Identification n°7 $T_{cp} = 200^{\circ}\text{C}$	289,9°C	199,4°C	291,5°C	276,8°C	202,4°C

Tableau VI.6

Les températures de gaz identifiées sont légèrement sur estimées mais elles restent très proches des valeurs de référence : l'écart relatif maximal vaut environ 1% (différence de température maximale de 6 K).

Pour le hublot, nous ne disposons pas de température de référence mais les valeurs identifiées semblent correctes puisqu'elles sont plus faibles que les températures de gaz identifiées (en moyenne, inférieures de 13,7°C). Les valeurs obtenues semblent donc plus pertinentes que les identifications précédentes où nous avons un écart entre les températures de gaz et de hublot vraisemblablement trop petit (à $T_{cg} = 400^{\circ}\text{C}$ et 450°C).

La température de paroi identifiée est inférieure à la valeur de référence pour les quatre premières identifications, soit pour les consignes de température de paroi les plus basses allant de 115°C à 150°C, et supérieures à la valeur de référence pour les trois dernières identifications, soit pour les consignes les plus élevées, de 160°C à 200°C.

La luminance considérée pour les identifications est mesurée au centre de la paroi, dans la zone où l'air comprimé est injecté en face arrière de la paroi. Il s'agit donc du point le plus froid de la surface de la paroi. Il est donc logique d'identifier une température de paroi inférieure à la valeur de référence. Les quatre premières identifications sont donc plus pertinentes.

Nous n'avons malheureusement pas de valeur de référence pour la température au centre de la paroi, là où la mesure est réalisée. Il n'est donc pas possible de calculer des écarts relatifs entre les valeurs identifiées et de référence. Les deux thermocouples de la paroi que nous utilisons comme valeur de référence nous donnent malgré tout une bonne indication de la température que nous devons identifier.

Sur l'ensemble des sept identifications, le plus important est de constater que les températures de paroi calculées restent proches des valeurs de référence (différence de température maximale de 4°C).

En conclusion, ces identifications donnent de bons résultats concernant les températures de gaz, de hublot et de paroi, quelle que soit la température de paroi imposée. La encore, notre modèle semble bien adapté au problème physique puisqu'à l'aide d'une méthode inverse, nous avons réussi à identifier des valeurs de températures satisfaisantes pour plusieurs conditions d'essai, en particulier lorsque l'émission de la paroi est faible (température de 110°C environ).

VI.3 Identifications à partir des mesures par thermographie infrarouge

Ce paragraphe traite de l'ensemble des identifications réalisées à partir des mesures par thermographie infrarouge avec nos quatre filtres passe-bande présentés dans la chapitre V. Nous allons présenter des identifications à trois températures : gaz, paroi et hublot. Pour ce faire, nous utiliserons le modèle présenté dans le chapitre V en considérant le cas d'un gaz isotherme.

Un des avantages de la caméra par rapport au spectromètre est qu'elle fournit non pas un point de mesure mais une cartographie de luminance. Nous avons donc choisi d'identifier des profils de température, le long d'un diamètre de la paroi, aligné autant que possible sur les quatre thermocouples (cf. § IV.2.1 b). Notre point de repère pour définir ce diamètre est le centre de la paroi, c'est à dire la zone la plus froide lorsque le système de refroidissement est en fonctionnement. Il correspond au point d'impact de l'air comprimé en face arrière. Ce point étant défini, il constitue le centre de notre profil (noté **pixel 4** sur les tableaux présentés par la suite). Nous avons ensuite positionné deux autres points de mesure, diamétralement opposés et situés sur un diamètre plus petit que la première ailette (notés **pixels 3 et 5**), puis deux autres points de mesure (notés **pixels 2 et 6**) sur un diamètre égal à la première ailette, c'est-à-dire là où sont placés les deux premiers thermocouples (notés **Tc3 et Tc2**) et enfin deux derniers points de mesure sur un diamètre équivalent à la deuxième ailette (notés pixels 1 et 7), soit là où sont montés les deux derniers thermocouples de la paroi (notés **Tc4 et Tc1**). De par ces choix, le profil sera vertical.

Ainsi, chaque profil de température de paroi a fait l'objet de sept identifications à trois paramètres. Nous étudierons aussi les évolutions des températures de gaz et de hublot.

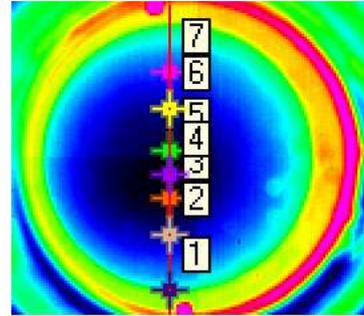
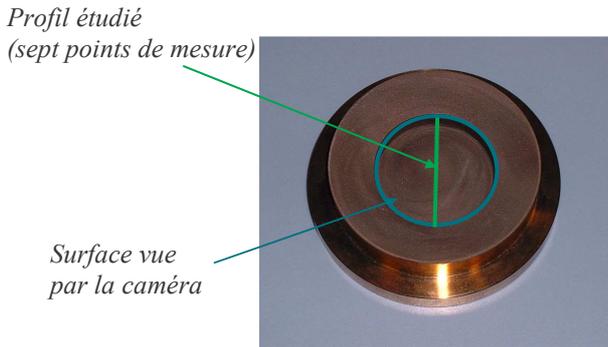


Figure VI.70 : profil étudié sur la avant de la paroi opaque paroi

Figure VI.71 : profil étudié sur la scène thermique

Le modèle direct utilisé pour la confrontation des valeurs théoriques aux données expérimentales a été développé au paragraphe V.2. Ce modèle fournit quatre luminances intégrées sur les largeurs des filtres. La réflexion de la surface de la paroi est supposée diffuse ; le gaz et le hublot sont semi-transparents.

Dans le cas d'un gaz isotherme, nous avons construit notre propre modèle pour calculer les transmittivités des gaz moyennées sur les largeurs des filtres. Nous avons pu dans ce cas réduire le modèle de manière à optimiser le temps de calcul nécessaire à la procédure inverse. Dans le cas d'un gaz anisotherme, nous avons renoncé à réduire le modèle puisque les résultats obtenus n'étaient pas satisfaisants. Ainsi, dans ce deuxième cas nous devrions utiliser le modèle statistique à bandes étroites pour calculer les transmittivités du gaz. Pour nos identifications, nous utiliserons l'approximation du gaz isotherme. Ce qui nous permet d'avoir recours à un modèle réduit pour optimiser la procédure inverse, même si nous n'identifions qu'une température de gaz moyenne.

Pour confronter les valeurs identifiées à des températures de «référence», nous disposons de quatre mesures de température données par les thermocouples montés sur la paroi. Pour la température de gaz identifiée, nous la comparerons à la moyenne des six températures mesurées par les thermocouples de la cellule. Quant à la température du hublot, nous n'aurons toujours pas de valeurs de référence puisque celles dont nous disposons ont été mesurées en configuration *hublot-hublot*.

Dans les différents tableaux qui suivront, où nous décrivons les essais, nous indiquerons pour la température de gaz et de paroi les valeurs de consigne. Nous rappelons qu'elles correspondent respectivement à la mesure du thermocouple double de la cellule gaz et à la mesure du thermocouple noté n°2 pour la paroi (ces deux thermocouples sont utilisés pour les régulations de chacun des systèmes).

Nous présenterons tout d'abord des identifications à partir d'un essai sans refroidissement de la paroi, puis d'autres identifications suivront en fonction de la pression, de la température du gaz et de la température de la paroi.

Pour chaque configuration d'essai, nous présenterons le profil de température de paroi constitué des sept valeurs identifiées (notées $T_{paroi\ id}$) ainsi que les quatre valeurs de référence (notées $T_{paroi\ réf}$). Nous détaillerons ensuite dans un tableau les sept identifications en précisant pour chacune les trois températures obtenues ainsi que les valeurs de référence pour le gaz et la paroi (soit les quatre valeurs mesurées par les thermocouples de la paroi et la valeur moyenne des six températures mesurées par les thermocouples de la cellule).

a) Identification sans refroidissement de la paroi

Dans un premier temps, nous avons voulu valider la méthode dans des conditions d'essai plus simples et mieux maîtrisées. Par conséquent, les premières identifications ont été calculées à partir d'un essai sans refroidissement de la paroi. Le mélange de gaz est composé de 10% de CO₂ dilué à l'azote. La température de gaz est de 200°C (consigne), la pression de 5 bar.

Le profil des températures de paroi identifiées est présenté sur la figure suivante, ainsi que les quatre températures de référence. L'ensemble des températures identifiées est décrit dans le tableau VI.7.

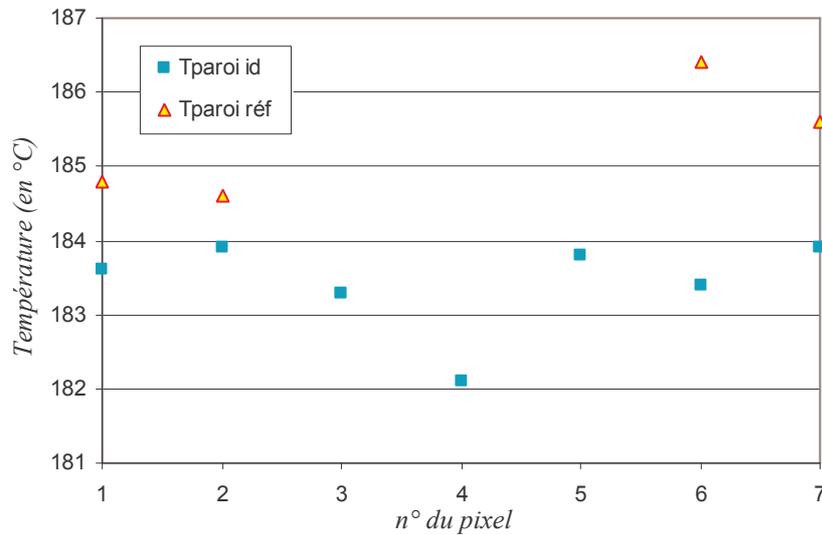


Figure VI.72 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un essai sans refroidissement de la paroi (mélange de gaz 10% CO₂/N₂, p_g=5 bar, T_{cg}=200°C)

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	185,8	188,9	186,7	184,3	187,1	189,8	189,1
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	183,6	183,9	183,3	182,1	183,8	183,4	183,9
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	186,2	185,5	185,5	183,4	185,9	185,5	186,1
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	194,6						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	$Tc4 = 184,8$	$Tc3 = 184,6$				$Tc2 = 186,4$	$Tc1 = 185,6$

Tableau VI.7

Nous remarquons que les écarts entre les températures de paroi identifiées et leurs références sont faibles (3°C au maximum entre le pixel 6 et la température $Tc2$ associée). De plus, le profil est relativement uniforme : les différences entre la température au centre (pixel 4) et celles aux extrémités (pixels 1 ou 7) sont petites (nous identifions approximativement 183°C \pm 1 °C pour l'ensemble du profil). Nous retrouvons par calcul le fait que dans ces conditions d'essai, la paroi est pratiquement isotherme. Les températures de hublot et de gaz varient peu entre les différences identifications. La température du gaz reste proche de sa valeur de référence.

Nous pouvons dès à présent valider la méthode dans ces conditions d'essai. Nous devons à présent vérifier qu'elle est tout aussi efficace lorsque le gaz est plus émissif (augmentation de la pression ou de la température du gaz) ou lorsque l'émission de la paroi est faible.

b) Identifications pour différentes pressions de gaz

Le tableau VI.8 décrit les trois essais pour lesquels nous avons déterminé les températures de paroi, de gaz et de hublot. Seule la pression du gaz varie (entre 10 bar et 30 bar). Le mélange de gaz testé est toujours composé de 10% de CO₂ dilué à l'azote, à 300°C (consigne) et la température de paroi est fixée à 200°C (consigne).

	Mélange de gaz	Température du gaz (consigne) T_{cg}	Pression du gaz p_g	Température de la paroi opaque (consigne) T_{cp}
Essai n°1	10% CO ₂ /N ₂	300°C	10 bar	200°C
Essai n°2	10% CO ₂ /N ₂	300°C	20 bar	200°C
Essai n°3	10% CO ₂ /N ₂	300°C	30 bar	200°C

Tableau VI.8

Les trois figures suivantes présentent les profils des températures de paroi identifiées pour les trois pressions testées. Les tableaux associés à chaque figure détaillent l'ensemble des températures.

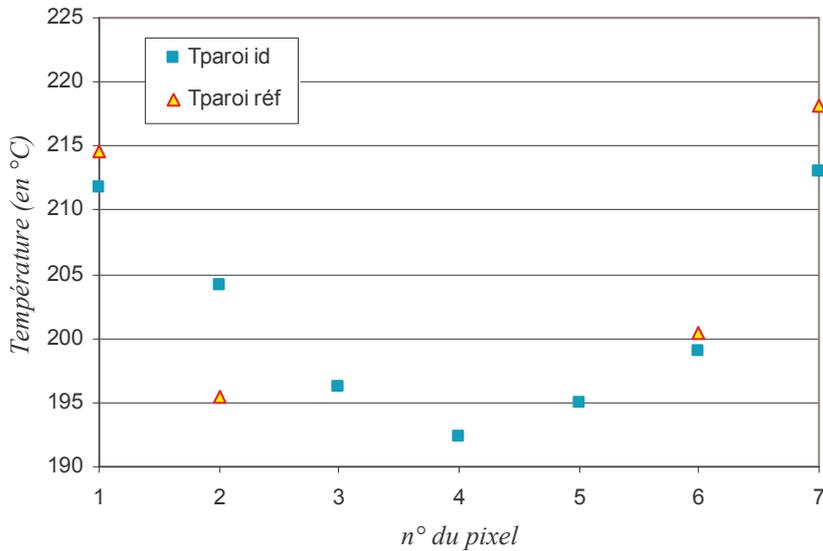


Figure VI.73 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ à 300°C, $p_g=10$ bar et avec $T_{cp} = 200^\circ\text{C}$

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	269,6	268,9	269,2	269,8	271,6	273	273,7
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	211,8	204,2	196,2	192,4	194,9	199,1	213
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	280,2	275,4	275,2	275,8	277,2	277,5	278,6
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	285,4						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	$T_{c4} = 214,6$	$T_{c3} = 195,5$				$T_{c2} = 200,4$	$T_{c1} = 218,2$

Tableau VI.9

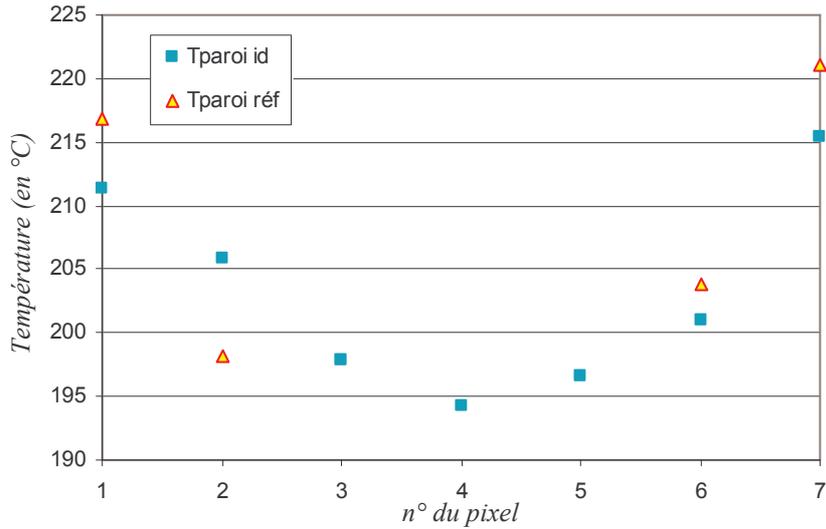


Figure VI.74 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ à 300°C, $p_g=20$ bar et avec $T_{cp} = 200^\circ\text{C}$

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	268,9	268,6	268,4	268,9	270,4	271,6	272,6
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	211,4	205,9	197,9	194,3	196,6	201	215,5
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	279,9	275,2	275	275,8	277,1	277,4	278,2
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	287,3						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	$T_{c4} = 216,9$	$T_{c3} = 198,2$				$T_{c2} = 203,8$	$T_{c1} = 221,1$

Tableau VI.10

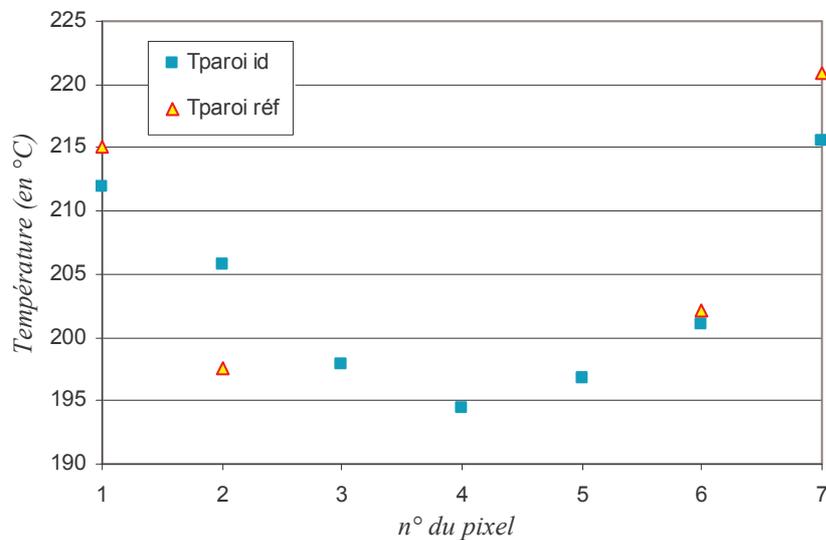


Figure VI.75 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ à 300°C, $p_g=30$ bar et avec $T_{cp} = 200^\circ\text{C}$

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	269	269,4	269,3	269,7	271	272,1	273,5
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	211,9	205,7	197,9	194,4	196,8	201,1	215,5
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	279,3	275	274,8	275,6	276,9	277,1	277,4
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	286,4						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	$T_{c4} = 215,1$	$T_{c3} = 197,5$				$T_{c2} = 202,1$	$T_{c1} = 220,9$

Tableau VI.11

Pour la température de la paroi, l'écart entre les deux températures atteint 10°C à 10 bar pour le pixel 2. Le thermocouple n°3 est donc probablement mal monté. Par contre, contrairement à l'essai précédent, la paroi est refroidie. Nous remarquons immédiatement que ceci engendre une anisothermie sur la paroi. Le profil n'est plus uniforme et nous observons des différences importantes entre les pixels du centre et des extrémités (jusque 20°C entre les pixels 4 et 7). De plus, le profil n'est pas symétrique : la température au pixel 7 (qu'elle soit identifiée ou mesurée) est toujours supérieure à celle du pixel 1. Ce phénomène est dû au circuit de refroidissement en face arrière de la paroi qui, de par sa géométrie, ne peut pas refroidir de façon symétrique. Le refroidissement n'est donc pas ni uniforme (entre le centre et les extrémités), ni symétrique (différence de température entre les pixels 1 et 7). Toutefois, malgré tous ces aspects qui compliquent l'étude des températures de paroi, il faut retenir que les écarts entre les valeurs identifiées et leurs références sont faibles, quelle que soit la pression du gaz.

Pour le gaz et le hublot, les températures identifiées varient peu entre les différentes identifications. Les valeurs obtenues pour le hublot sont toujours supérieures à celles du gaz mais ceci n'est pas incorrect puisque nous identifions une unique température de gaz (puisque nous identifions avec l'hypothèse d'un gaz isotherme). Dans ce cas, la valeur identifiée est représentative d'une température moyenne du gaz. La température de gaz près des hublots est en réalité plus basse que la température identifiée. Cependant, nous remarquons que celle-ci est toujours sous-estimée (15°C environ) par rapport à la valeur de référence (qui est elle aussi une température moyenne).

En conclusion, pour la température de gaz, les valeurs identifiées sont sous-estimées mais restent satisfaisantes. Quant au hublot, les valeurs semblent correctes mais nous n'avons malheureusement pas de valeurs de référence pour le confirmer. Les profils obtenus à partir de ces identifications montrent que la température de paroi est correctement identifiée quelle que soit la pression du gaz. Nous pouvons donc penser que les bandes des filtres sont bien choisies puisque l'augmentation de la pression du gaz (donc l'élargissement des bandes d'émission gazeuse) ne perturbe pas du tout l'identification de la température de paroi.

c) *Identifications pour différentes températures de gaz*

Le tableau VI.12 présente trois essais où seule la température de gaz varie. La consigne est comprise entre 350°C et 450°C. Le mélange de gaz, la pression et la température de paroi sont identiques.

	Mélange de gaz	Température du gaz (consigne) T_{cg}	Pression du gaz P_g	Température de la paroi opaque (consigne) T_{cp}
Essai n°1	10% CO ₂ /N ₂	350°C	5 bar	200°C
Essai n°2	10% CO ₂ /N ₂	400°C	5 bar	200°C
Essai n°3	10% CO ₂ /N ₂	450°C	5 bar	200°C

Tableau VI.12

Les **figures VI.76 à VI.78** présentent les profils des températures de paroi identifiées pour les trois températures de gaz testées. Les tableaux associés à chaque figure résument l'ensemble des valeurs identifiées.

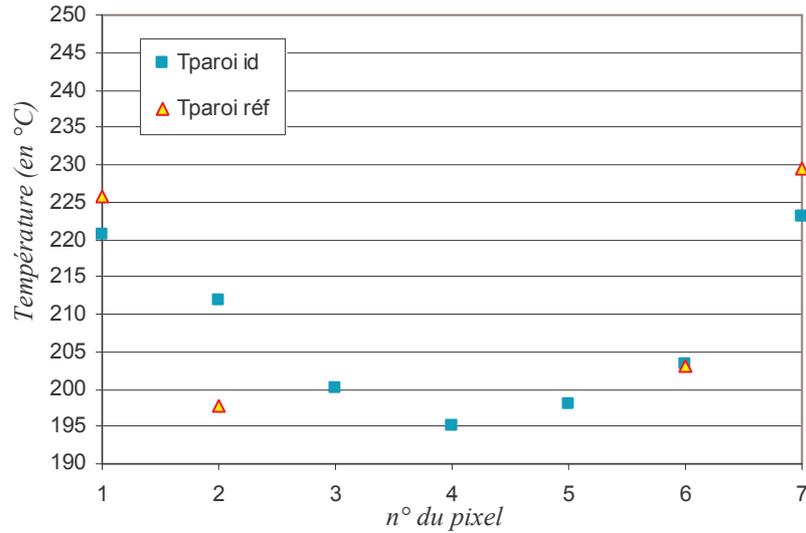


Figure VI.76 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ avec $T_{cg}=350^{\circ}\text{C}$, $p_g=5$ bar et $T_{cp} = 200^{\circ}\text{C}$

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	321,8	318,5	319,3	320,9	322,7	323,9	325,9
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	220,6	211,8	200,2	195,1	197,9	203,4	223,1
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	331,9	325,5	325,5	326,3	327,6	328,2	329,2
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	333,6						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	$Tc4 = 225,7$	$Tc3 = 197,7$				$Tc2 = 203,1$	$Tc1 = 229,5$

Tableau VI.13

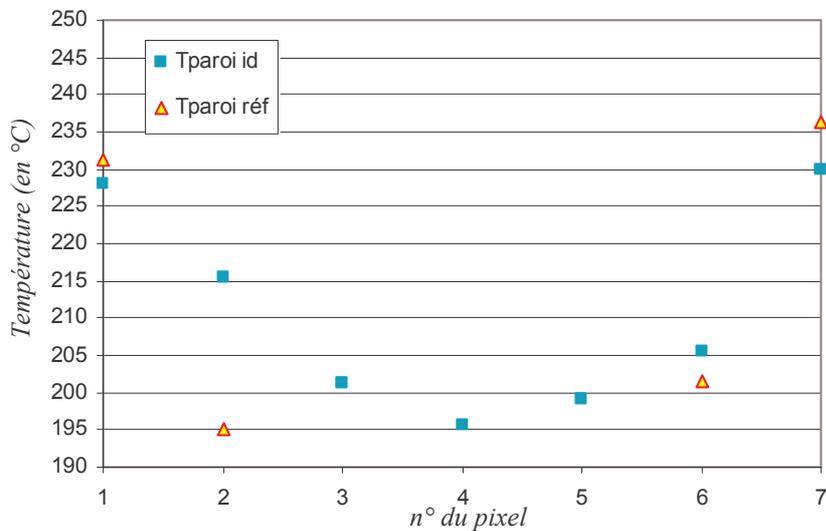


Figure VI.77 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ avec $T_{cg}=400^{\circ}\text{C}$, $p_g=5$ bar et $T_{cp} = 200^{\circ}\text{C}$

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	368,3	363,6	364,6	366,9	368,7	370,2	372,5
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	228,1	215,5	201,3	195,6	199,2	205,6	229,9
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	384,6	378	378,2	378,9	380,2	381,1	382
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	378,4						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	$Tc4 = 231,2$	$Tc3 = 195$				$Tc2 = 201,5$	$Tc1 = 236,3$

Tableau VI.14

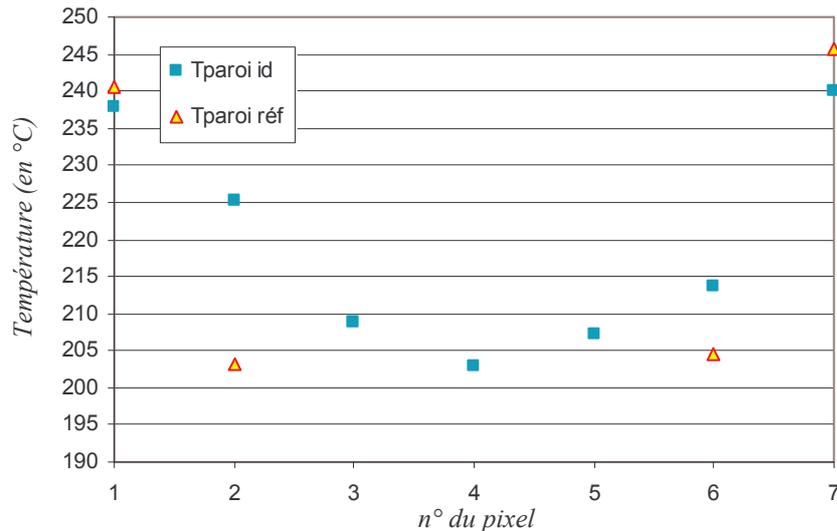


Figure VI.78 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ avec $T_{cg}=450^{\circ}\text{C}$, $p_g=5$ bar et $T_{cp} = 200^{\circ}\text{C}$

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	411	404,5	405,6	408,2	410,5	412,5	414,9
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	237,9	225,2	208,9	202,9	207,1	213,8	240
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	438,4	431,3	431,6	432,3	433,5	434,5	435,7
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	426,3						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	$T_{c4} = 240,7$	$T_{c3} = 203,2$				$T_{c2} = 204,6$	$T_{c1} = 245,8$

Tableau VI.15

Pour la paroi, nous remarquons que les écarts entre les températures identifiées et leurs références sont faibles pour les pixels 1, 6 et 7, quelle que soit la température de gaz. Comme précédemment, la température mesurée par le thermocouple n°3 (pixel 2) est bien différente de la valeur identifiée (jusqu'à 22°C lorsque le gaz est à 450°C). Nous pouvons donc penser que le thermocouple n°3 est mal monté.

Nous observons aussi que la différence de température entre le centre de la paroi (pixel 4) et les extrémités du profil (pixels 1 et 7) croît lorsque la température du gaz augmente (jusqu'à 37°C entre les pixels 4 et 7 à 450°C). Ce phénomène est dû au fait que, lorsque la température du gaz augmente, il faut refroidir davantage la paroi pour maintenir sa température. En pratique, cela se traduit par une augmentation de la pression d'air comprimé injecté au centre de la paroi. Mais de par la géométrie de la face arrière de la paroi, le refroidissement est surtout localisé au centre et l'augmentation de la pression d'air comprimé engendre finalement une anisothermie de plus en plus grande.

Les profils identifiés semblent donc corrects puisqu'ils suivent cette tendance mais cet effet d'anisothermie complique la validation de la méthode. Si la paroi était isotherme, nous aurions à notre disposition quatre valeurs de référence à peu près semblables, ce qui nous permettrait d'avoir une bonne confiance dans les valeurs mesurées. Les écarts de température entre les thermocouples seraient de l'ordre de grandeur des incertitudes de mesure des capteurs. Nous pourrions calculer une température moyenne à partir de ces quatre mesures. Ici, les écarts de température entre les thermocouples sont très grands. Nous ne pouvons absolument pas calculer une température moyenne. Chaque mesure doit être considérée individuellement, ce qui implique que nous ne puissions pas être aussi confiants dans les températures mesurées.

Comme précédemment, nous remarquons que le profil est légèrement asymétrique (différence de température plus importante entre les pixels 4 et 7 que 4 et 1).

Pour le gaz et le hublot, les températures sont relativement constantes : pour une consigne de 450°C pour le gaz, l'écart maximum entre les températures est de 7,1°C pour le hublot et 10,4°C pour le gaz (alors qu'il est de 37,1°C pour la paroi). Le hublot est donc relativement isotherme et la température de gaz obtenue entre les sept identifications varie peu. Là encore, les températures de gaz sont sous-estimées par rapport à la valeur de référence et la température du hublot est supérieure à celle du gaz, ce qui n'est pas incorrect comme nous l'avons déjà expliqué, puisque l'hypothèse d'isothermie du gaz, qui permet de réduire le modèle et optimise la procédure inverse, ne donne en revanche qu'une température moyenne du gaz.

Par contre, nous pouvons remarquer que l'identification de la **température de paroi** n'est pas affectée par cette approximation d'isothermie (les valeurs sont aussi satisfaisantes à $T_{cg}=350^{\circ}\text{C}$, 400°C ou 450°C). Ainsi, si nous nous intéressons uniquement à la température de paroi, l'approximation du gaz isotherme peut être conservée dans la mesure où l'identification d'une température de gaz moyenne suffit. Si nous voulons avoir une identification de la température de gaz plus précise et notamment identifier la température au centre de la cellule, il est préférable de ne pas utiliser cette approximation et de considérer un modèle où le gaz est anisotherme.

Bien qu'il soit difficile de réaliser des essais strictement identiques à cause du fonctionnement du banc (entre autres, des régulations du chauffage et du refroidissement de la paroi), il nous a paru intéressant de comparer les résultats que nous venons de présenter à ceux obtenus à partir des mesures spectrométriques.

Notons que concernant l'acquisition des données expérimentales, les systèmes optiques procèdent différemment. Alors que le spectromètre enregistre le spectre continûment par rotation du réseau, l'acquisition des luminances mesurées par la caméra se fait séparément pour chacun des filtres. Toutefois, ceci n'est pas un problème et les mesures restent comparables puisque les deux systèmes ont un temps d'acquisition du même ordre de grandeur (moins de 3 min).

Pour comparer les températures de paroi identifiées, il faut considérer celles du pixel 4 pour la caméra et celles indiquées dans le tableau VI.4 (tableau récapitulatif) pour le spectromètre.

Nous avons regroupé dans le tableau VI.16 l'ensemble des valeurs identifiées au pixel 4 ainsi que les valeurs de référence. Celle de la paroi correspond à la moyenne des thermocouples 2 et 3 et celle du gaz à la moyenne des deux thermocouples au centre de la cellule (en haut et en bas), comme pour les essais spectrométriques.

	<i>Valeurs de référence (valeurs mesurées)</i>		<i>Valeurs identifiées au pixel 4 (Identification à trois paramètres)</i>		
	Température du gaz $T_{\text{gaz réf}}$	Température de la paroi opaque $T_{\text{paroi réf}}$	Température du gaz $T_{\text{gaz id}}$	Température du hublot $T_{\text{hublot id}}$	Température de la paroi opaque $T_{\text{paroi id}}$
Identification n°1 $T_{cg} = 350^{\circ}\text{C}$	340,7°C	200,4°C	320,9°C	326,3°C	195,1°C
Identification n°2 $T_{cg} = 400^{\circ}\text{C}$	387,6°C	198,3°C	366,9°C	378,9°C	195,6°C
Identification n°3 $T_{cg} = 450^{\circ}\text{C}$	438°C	203,9°C	408,2°C	432,3°C	202,9°C

Tableau VI.16

Dans les deux cas (tableaux VI.4 et VI.16), les températures identifiées sont proches des valeurs de référence. A priori, **la température de la paroi** est mieux identifiée avec les essais caméra puisqu'elle est toujours inférieure à la valeur de référence, ce qui n'est pas le cas avec le spectromètre.

La température au centre de la paroi est obligatoirement plus froide que la température de référence qui est légèrement décentrée.

Par contre, **la température de gaz** est mieux identifiée avec les essais par spectrométrie où le modèle tient compte de l'anisothermie du gaz.

Quant au hublot, nous n'avons pas de valeur de référence mais les températures identifiées présentent peu d'écarts entre les deux séries d'essais.

Finalement, ce sont les températures identifiées pour le gaz qui présentent le plus d'écarts, mais ceci est dû à l'hypothèse d'isothermie du gaz dans les essais caméra. Avec les essais par thermographie infrarouge, nous identifions une température moyenne alors qu'avec les essais par spectrométrie nous identifions la température au centre de la cellule.

En conclusion, les profils obtenus à partir de ces identifications montrent que les températures de paroi peuvent être déterminées quelle que soit la température du gaz. Dans toutes les conditions testées, les températures identifiées restent proches des valeurs de référence (excepté le thermocouple n°3). Les mesures de luminance sont donc bien décorréliées, même dans des conditions d'essai où la température du gaz est élevée. Pour le hublot, les valeurs identifiées semblent correctes et pour le gaz, les valeurs obtenues sont suffisantes si une température moyenne suffit.

d) Identifications pour différentes températures de paroi opaque

Le tableau VI.17 présente sept essais pour lesquels nous avons déterminé les températures de gaz, de hublot et de paroi. Seule la température de paroi varie. Sa consigne est comprise entre 115°C et 200°C. Le mélange de gaz, sa température et sa pression restent les mêmes.

	Mélange de gaz	Température du gaz (consigne) T_{cg}	Pression du gaz P_g	Température de la paroi opaque (consigne) T_{cp}
Essai n°1	10% CO_2/N_2	300°C	5 bar	115°C
Essai n°2	10% CO_2/N_2	300°C	5 bar	125°C
Essai n°3	10% CO_2/N_2	300°C	5 bar	140°C
Essai n°4	10% CO_2/N_2	300°C	5 bar	150°C
Essai n°5	10% CO_2/N_2	300°C	5 bar	160°C
Essai n°6	10% CO_2/N_2	300°C	5 bar	175°C
Essai n°7	10% CO_2/N_2	300°C	5 bar	200°C

Tableau VI.17

Les **figures VI.79 à VI.85** présentent les profils de températures de paroi identifiées pour les sept configurations ci-dessus. Les tableaux associés à chaque figure résument l'ensemble des températures identifiées.

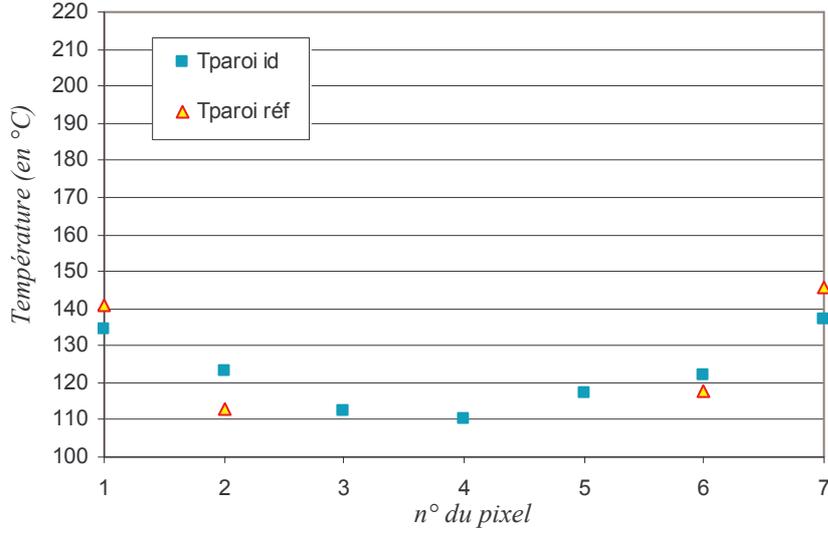


Figure VI.79 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ à 300°C, p_g=5 bar et avec T_{cp} = 115°C

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	274,7	271,9	273,1	274,8	277,1	278,8	279,9
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	134,2	123,3	112,2	110,2	117,4	122,2	136,9
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	283,6	278,4	278,2	278,7	280,2	280,6	282
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	276,8						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	Tc4 = 141,1	Tc3 = 112,7				Tc2 = 117,7	Tc1 = 145,6

Tableau VI.18

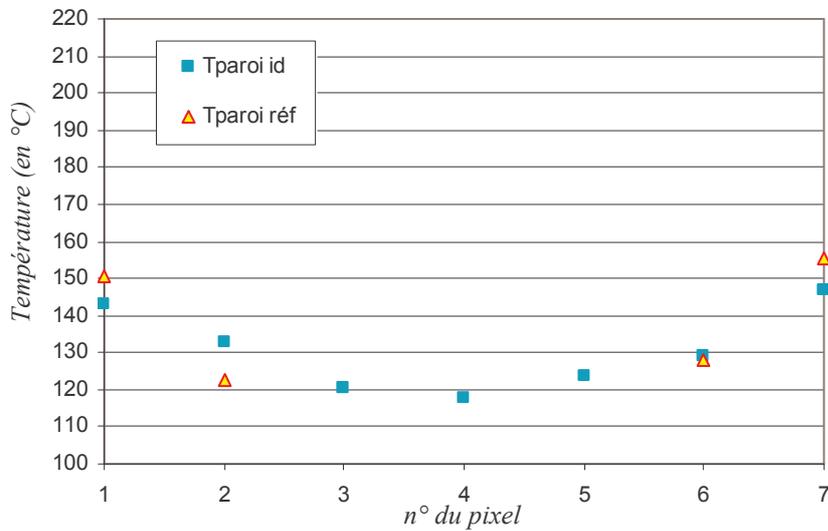


Figure VI.80 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ à 300°C, p_g=5 bar et avec T_{cp} = 125°C

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	275,2	271,6	272,3	273,5	275,7	277,4	279,1
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	143	132,6	120,4	117,5	123,5	128,8	146,8
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	283,7	278,2	278,1	278,6	280	280,6	281,8
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	280,1						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	Tc4 = 150,8	Tc3 = 122,6				Tc2 = 128	Tc1 = 155,5

Tableau VI.19

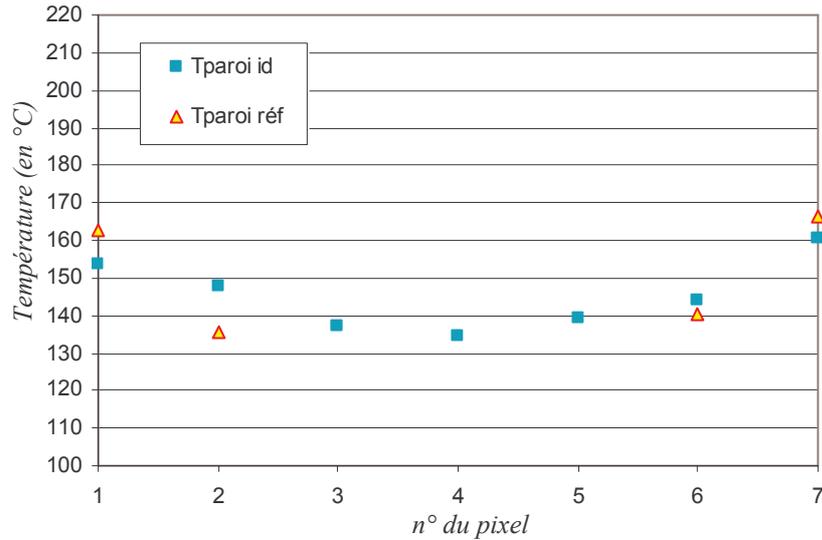


Figure VI.81 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ à 300°C, p_g=5 bar et avec T_{cp} = 140°C

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{\text{gaz id}}$ (en °C)	276	274,3	275,7	277,6	280	281,4	281,5
$T_{\text{paroi id}}$ (en °C)	153,7	147,8	137,4	134,4	139,2	144	160,5
$T_{\text{hublot id}}$ (en °C)	285,2	279	278,8	279,2	280,8	281,3	282,5
$T_{\text{gaz réf}}$ (en °C)				282,7			
$T_{\text{paroi réf}}$ (en °C)	Tc4 = 162,4	Tc3 = 135,8				Tc2 = 140,1	Tc1 = 166,6

Tableau VI.20

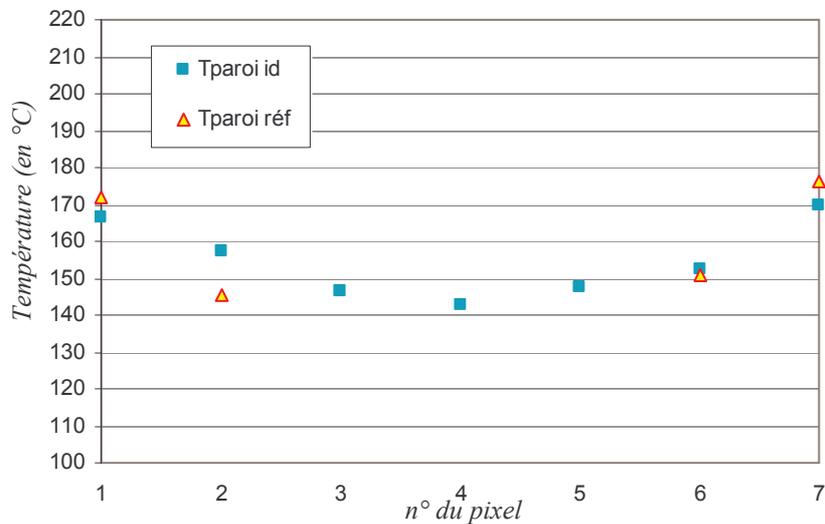


Figure VI.82 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ à 300°C, p_g=5 bar et avec T_{cp} = 150°C

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{\text{gaz id}}$ (en °C)	274,6	273,1	274,5	276,3	278,4	279,7	279,3
$T_{\text{paroi id}}$ (en °C)	166,5	157,3	146,6	142,7	147,4	152,4	169,9
$T_{\text{hublot id}}$ (en °C)	282,3	276,4	276,1	276,6	278,1	278,5	279,8
$T_{\text{gaz réf}}$ (en °C)				283,3			
$T_{\text{paroi réf}}$ (en °C)	Tc4 = 171,8	Tc3 = 145,6				Tc2 = 150,7	Tc1 = 176

Tableau VI.21

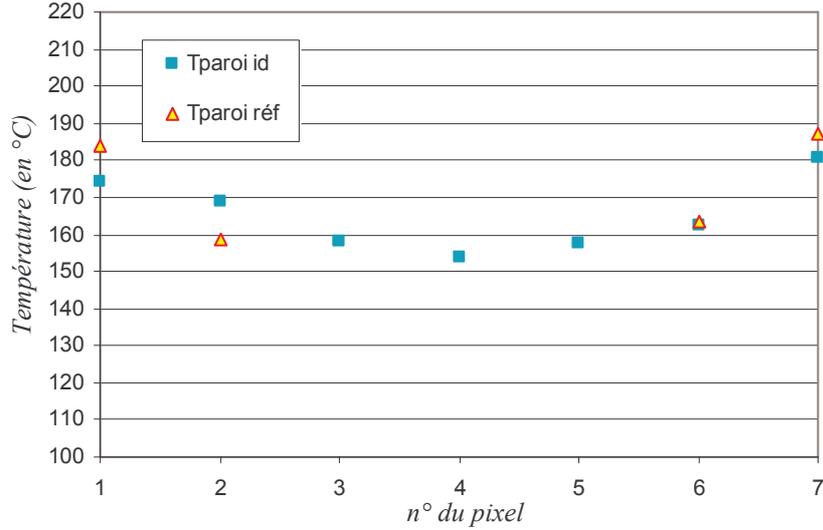


Figure VI.83 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ à 300°C, p_g=5 bar et avec T_{cp} = 160°C

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	274,7	271,6	272,5	275,5	275,9	279	280,8
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	174,3	168,8	158,1	153,6	157,7	162,6	180,7
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	281,7	275,2	275,7	276,1	277,1	278,3	279,7
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	282,4						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	Tc4 = 183,7	Tc3 = 158,5				Tc2 = 163,5	Tc1 = 187,4

Tableau VI.22

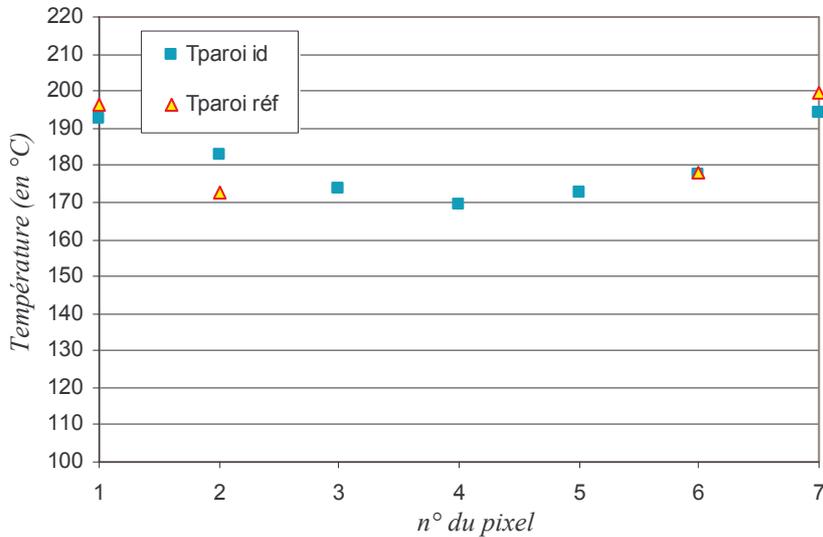


Figure VI.84 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂/N₂ à 300°C, p_g=5 bar et avec T_{cp} = 175°C

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	274,3	273	273,8	275,4	277,2	278,6	280
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	192,8	183,1	173,7	169,5	172,8	177,5	194,2
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	280,4	274,9	274,6	275,1	276,7	277,1	278,2
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	284,8						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	Tc4 = 196,1	Tc3 = 172,8				Tc2 = 177,9	Tc1 = 199,6

Tableau VI.23

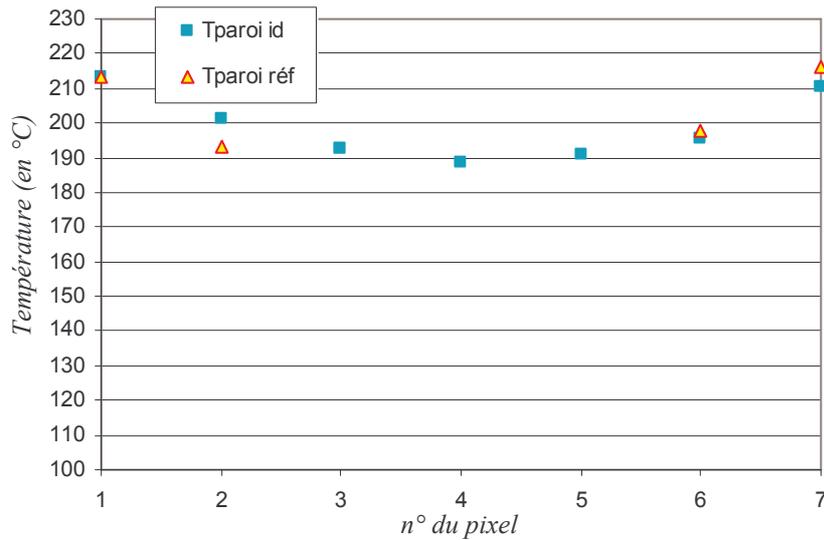


Figure VI.85 : Profil des températures de paroi identifiées à partir d'un mélange de 10% CO₂ /N₂ à 300°C, p_g=5 bar et avec T_{cp} = 200°C

	pixel 1	pixel 2	pixel 3	pixel 4	pixel 5	pixel 6	pixel 7
$T_{gaz\ id}$ (en °C)	274,4	273	273,7	274,6	276,3	277,5	278,6
$T_{paroi\ id}$ (en °C)	213,5	201	192,4	188,5	190,9	195,3	210,3
$T_{hublot\ id}$ (en °C)	279,3	275,3	275,1	275,8	277,3	277,7	278,6
$T_{gaz\ réf}$ (en °C)	288,5						
$T_{paroi\ réf}$ (en °C)	$T_{c4} = 213,3$	$T_{c3} = 193$				$T_{c2} = 197,9$	$T_{c1} = 216,2$

Tableau VI.24

Concernant *la température de paroi*, nous remarquons que la différence de température entre le centre de la paroi et les extrémités du profil est pratiquement constante entre les différentes figures (environ 26°C). Contrairement aux précédentes identifications, l'anisothermie de la paroi varie peu entre les différentes conditions d'essai testées. Ceci est dû au fait que la différence de température entre la paroi et le gaz est plus petite que celle des essais précédents (elle est comprise ici entre 100°C et 185°C alors qu'elle allait de 150°C à 250°C précédemment). Enfin, nous retrouvons là encore une légère dissymétrie du profil.

Sur l'ensemble des figures, nous remarquons que, quelle que soit la température de paroi imposée, les écarts entre les températures identifiées et leurs références sont faibles, excepté pour la température du pixel 2 où la différence de température est plus importante. Comme précédemment, nous soupçonnons que le thermocouple 3 indique une valeur erronée.

Concernant *les températures de gaz et de hublot*, il est très intéressant de noter que les valeurs identifiées d'une configuration à l'autre sont pratiquement identiques. De plus, si nous considérons une température de paroi donnée, les écarts de température entre les sept identifications sont faibles : au maximum 10°C pour le gaz et 7°C pour le hublot.

Nous pouvons donc considérer que le hublot est relativement isotherme et que la température moyenne du gaz identifiée est pratiquement constante entre les sept identifications. Les températures de gaz sont généralement sous-estimées par rapport aux valeurs de référence mais l'écart entre les deux reste faible. La température du hublot est le plus souvent supérieure à celle du gaz mais l'écart entre les deux températures est plus faible que les essais précédents où la consigne pour le gaz était de 350°C, 400°C ou 450°C. La température du gaz n'étant que de 300°C, l'anisothermie du gaz est moins importante qu'à 350°C, 400°C ou 450°C. L'approximation du gaz isotherme se justifie davantage et nous obtenons finalement des températures plus représentatives de la température du gaz au centre de la cellule (présentant donc moins d'écart avec la température du hublot).

Si nous comparons ces résultats à ceux obtenus à partir des mesures réalisées avec le spectromètre, il faut considérer les températures identifiées au pixel n°4 et celles du tableau VI.6 (tableau récapitulatif). L'ensemble des températures identifiées pour ce pixel est décrit dans le tableau VI.25. La température de référence pour la paroi correspond à la moyenne des thermocouples 2 et 3 et celle donnée pour le gaz est la moyenne des deux thermocouples au centre de la cellule (en haut et en bas), comme pour les essais spectrométriques.

	<i>Valeurs de référence (valeurs mesurées)</i>		<i>Valeurs identifiées au pixel 4 (Identification à trois paramètres)</i>		
	Température du gaz $T_{\text{gaz réf}}$	Température de la paroi $T_{\text{paroi réf}}$	Température du gaz $T_{\text{gaz id}}$	Température du hublot $T_{\text{hublot id}}$	Température de la paroi $T_{\text{paroi id}}$
Identification n°1 $T_{cp} = 115^{\circ}\text{C}$	286,1°C	115,2°C	274,8°C	278,7°C	110,2°C
Identification n°2 $T_{cp} = 125^{\circ}\text{C}$	289°C	125,3°C	273,5°C	278,6°C	117,5°C
Identification n°3 $T_{cp} = 140^{\circ}\text{C}$	291,1°C	138°C	277,6°C	279,2°C	134,4°C
Identification n°4 $T_{cp} = 150^{\circ}\text{C}$	291°C	148,2°C	276,3°C	276,6°C	142,7°C
Identification n°5 $T_{cp} = 160^{\circ}\text{C}$	289°C	161°C	275,5°C	276,1°C	153,6°C
Identification n°6 $T_{cp} = 175^{\circ}\text{C}$	290,6°C	175,4°C	275,4°C	275,1°C	169,5°C
Identification n°7 $T_{cp} = 200^{\circ}\text{C}$	294,1°C	195,5°C	274,6°C	275,8°C	188,5°C

Tableau VI.25

Dans les deux cas (tableaux VI.6 et VI.25), il est important de noter que, d'une façon générale, les températures identifiées sont proches des valeurs de référence. Nous n'avons pas de valeurs aberrantes.

Comme précédemment, *la température de la paroi* semble mieux identifiée avec les essais caméra puisqu'elle est toujours inférieure à la valeur de référence alors qu'elle ne l'est pas forcément avec le spectromètre.

La température de gaz est moins bien identifiée avec les essais caméra mais seulement là encore parce que nous utilisons l'approximation du gaz isotherme et que la température identifiée représente une température moyenne. Il est préférable de la comparer avec la moyenne des six thermocouples comme nous l'avons fait précédemment.

Quant à *la température du hublot*, nous n'avons pas de valeur de référence mais les températures obtenues présentent peu d'écart entre les essais réalisés avec la caméra et avec le spectromètre.

En conclusion, les profils obtenus à partir de ces essais montrent que la détermination des températures de paroi est possible quelle que soit la température de paroi imposée, et donc même si l'émission de la paroi est faible. Les valeurs obtenues sont en bon accord avec les valeurs de référence si nous excluons le thermocouple 3 qui donne des mesures incorrectes. Nous avons réussi à identifier des valeurs de température satisfaisantes pour le hublot puisqu'elles sont semblables à celles identifiées avec le spectromètre. Pour le gaz, la température identifiée semble correcte mais il ne s'agit ici que d'une température moyenne.

e) Exemple d'identification

Nous avons voulu présenter un exemple d'identification des trois températures (gaz, hublot et paroi). Celle que nous décrivons ci-dessous a été réalisée à partir d'une mesure sur un mélange 10% CO₂/N₂ à 300°C, 5 bar et avec une température de paroi de 200°C. Cette identification a été calculée à partir des luminances mesurées au centre de la paroi avec les quatre filtres.

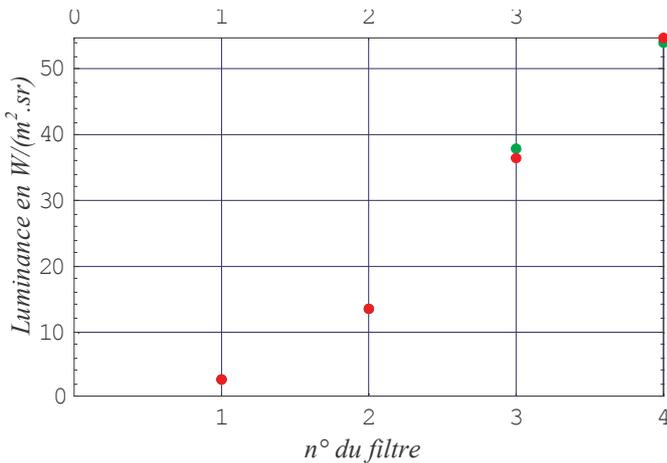
Ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales et répartition des résidus

Figure VI.86 : Ajustement

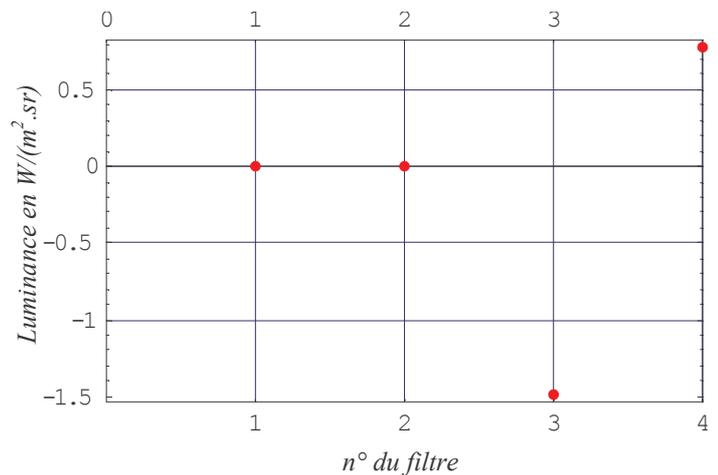


Figure VI.87 : Résidus

— Points théoriques
— Points expérimentaux

La **figure VI.86** montre que l'ajustement des luminances théoriques aux valeurs expérimentales est très bon. Avec la **figure VI.87**, nous remarquons que les résidus sont extrêmement faibles pour les filtres n°1 et 2. Pour les filtres n°3 et 4, nous observons des résidus plus importants, mais qui restent petits.

Résultats finauxValeurs identifiées au risque de 10%

$$T_{\text{gaz id}} = 274,6 \pm 0,1^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{hublot id}} = 275,8 \pm 0,2^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{paroi id}} = 188,5 \pm 0,6^\circ\text{C}$$

à comparer aux valeurs de référence suivantes

$$T_{\text{gaz réf}} = 288,5^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{paroi réf}} = 193^\circ\text{C}$$

Matrice de variance-covariance

$$\begin{pmatrix} 0.0128587 & -0.00140376 & -0.0136792 \\ -0.00140376 & 0.000765258 & -0.00226035 \\ -0.0136792 & -0.00226035 & 0.0437905 \end{pmatrix}$$

Matrice de corrélation

$$\begin{pmatrix} 1. & -0.447497 & -0.576466 \\ -0.447497 & 1. & -0.390464 \\ -0.576466 & -0.390464 & 1. \end{pmatrix}$$

Nous remarquons que les températures de gaz et de paroi identifiées sont voisines de leurs références, même si elles sont sous-estimées. Les variances sont faibles et les températures peu corrélées.

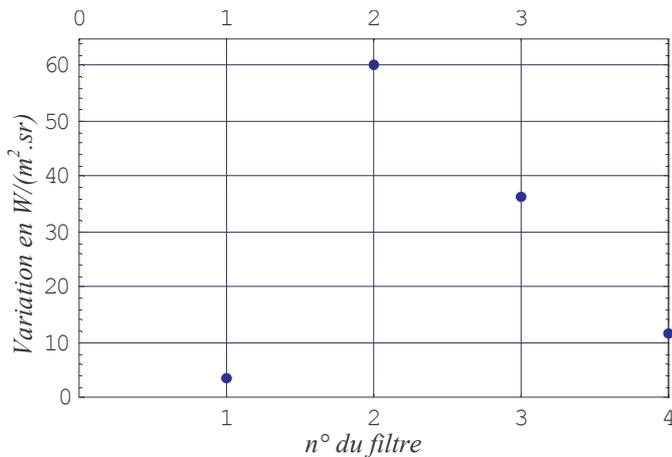
Sensibilités du modèle aux trois températures recherchées

Figure VI.88 : Variations de luminance pour les quatre filtres et pour une variation de + 0,1% de la température du gaz

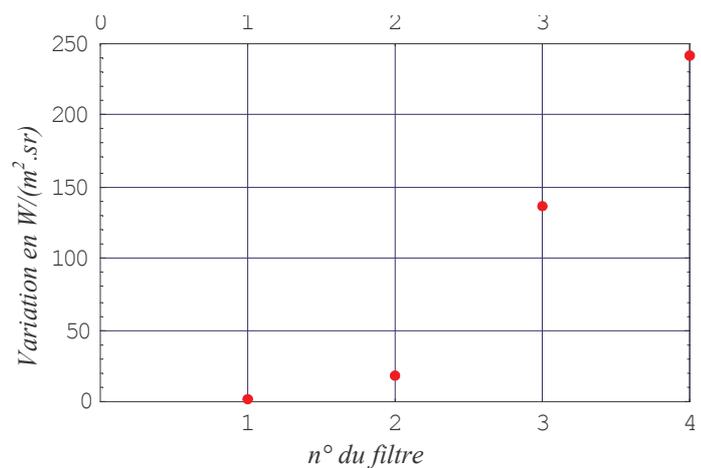


Figure VI.89 : Variations de luminance pour les quatre filtres et pour une variation de +0,1% de la température du hublot

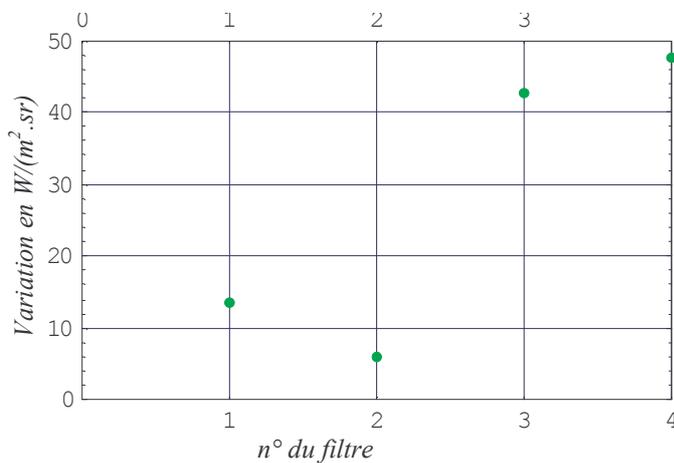


Figure VI.90 : Variations de luminance pour les quatre filtres et pour une variation de +0,1% de la température de la paroi

A partir de ces trois figures, nous remarquons que :

- pour le filtre n°1, le modèle est principalement sensible à la température de la paroi. La sensibilité à la température du gaz est plus faible et le modèle est insensible à la température du hublot.
- pour le filtre n°2, le modèle est principalement sensible à la température du gaz. Les sensibilités aux deux autres températures sont plus faibles, surtout pour la température de paroi.
- pour le filtre n°3, le modèle est essentiellement sensible à la température du hublot. Les sensibilités aux deux autres températures sont plus faibles.
- pour le filtre n°4, le modèle est fortement sensible à la température du hublot. Les sensibilités aux deux autres températures sont nettement moins importantes.

VI.4 Conclusion

Ce chapitre clôture notre étude. Il représente la partie la plus importante puisqu'il a pour objectif de valider notre méthode d'identification de température par thermographie infrarouge.

Dans un premier temps, nous avons identifié les températures de corps noir, de gaz et de hublot, à partir des mesures par spectrométrie réalisées au cours de l'analyse spectrale des gaz par transmission (configuration *hublot-hublot*). Plusieurs conditions d'essai ont pu être testées. Au vu des résultats, nous pouvons conclure que les températures identifiées sont tout à fait satisfaisantes. Les écarts entre nos références et les valeurs obtenues par méthode inverse sont faibles. De plus, les paramètres ne sont pas corrélés, ce qui nous a permis de les identifier tous les trois simultanément sans difficulté particulière. Par ailleurs, les variances sont faibles, ce qui nous permet d'avoir une bonne confiance dans la qualité d'ajustement. Nous avons ainsi vérifié que notre premier modèle, prévu pour l'analyse spectrale, était bien adapté au problème physique.

Dans un deuxième temps, nous avons identifié les températures de paroi, de gaz et de hublot à partir de mesures par spectrométrie réalisées au cours de l'étude de la paroi. Nous avons testé la méthode inverse dans de nombreuses conditions d'essai : tout d'abord, sans refroidissement de la paroi, puis pour différentes températures de gaz et enfin différentes températures de paroi. Les températures de gaz et de paroi obtenues sont toujours très proches de leurs références. Cependant, celles de la paroi ne sont pas toujours inférieures à leurs références comme cela devrait l'être. Pour la température du hublot, nous n'avons pas de valeurs de référence puisque celles dont nous disposons n'ont pas été mesurées en configuration *paroi-hublot*. Cependant, les valeurs identifiées semblent correctes (toujours un peu inférieures à celles du gaz). Là encore, d'une façon générale, nous obtenons de très bonnes identifications des trois températures. Les variances sont encore faibles et les paramètres peu corrélés. Notre deuxième modèle, développé pour l'étude de la paroi par spectrométrie, est donc lui aussi bien adapté au problème physique.

Enfin, nous avons identifié des températures de paroi, de gaz et de hublot à partir de mesures par thermographie infrarouge en utilisant les quatre filtres définis dans le **chapitre IV** et présentés dans le **chapitre V**. Là aussi, nous avons testé la méthode inverse dans de nombreuses conditions d'essai : sans refroidissement de la paroi, puis pour différentes pressions et températures de gaz et enfin différentes températures de paroi.

La caméra ayant l'avantage de fournir des cartes de luminances, nous avons pu identifier des *profils* de températures de paroi (profil vertical). Les évolutions des températures de gaz et de hublot ont aussi été étudiées.

Pour la température de paroi, les résultats obtenus ont montré qu'elle est bien identifiée, dans les conditions d'essai que nous avons pu tester, et notamment dans le cas où le gaz est fortement émissif ou lorsque l'émission de la paroi est faible.

Pour la température du gaz, elle est également bien identifiée mais légèrement sous-estimée par rapport à la valeur de référence puisque nous utilisons l'approximation du gaz isotherme et que la température obtenue ici n'est qu'une moyenne.

Pour la température du hublot, nous n'avons malheureusement pas de valeurs de référence (puisque nous sommes en configuration *paroi-hublot*) mais les valeurs identifiées semblent correctes.

Il nous a paru intéressant de comparer les identifications obtenues à partir des mesures par thermographie infrarouge avec celles obtenues à partir des mesures par spectrométrie. Il en ressort que *la température de paroi* est mieux identifiée avec la caméra puisque la valeur obtenue est toujours inférieure à la consigne (du fait du refroidissement, la température identifiée au centre est nécessairement plus faible que celle mesurée par le thermocouple qui est décentré). Par contre, *la température de gaz* est mieux identifiée avec le spectromètre puisque nous utilisons dans ce cas un modèle avec un gaz anisotherme. Quant à *la température du hublot*, les valeurs identifiées sont semblables pour les deux systèmes optiques.

Malgré les difficultés pour étudier les températures de paroi (profil dissymétrique, gradients thermiques importants entre le centre du profil et les extrémités, absence de valeurs de référence au centre de la paroi), nous avons pu comparer les valeurs identifiées avec celles obtenues avec les essais par spectrométrie. Les faibles écarts de température observés montrent que, quelle que soit la méthode optique utilisée, nous obtenons sensiblement les mêmes valeurs. Nous pouvons donc être assez confiants sur les températures estimées. De plus, les identifications se sont finalement révélées très satisfaisantes dans toutes les conditions de température et de pression testées.

En conclusion, la thermographie infrarouge avec filtres permet d'identifier assez bien les températures de paroi, de hublot et de gaz (température moyenne), en particulier même lorsque le gaz est fortement émissif ou l'émission de la paroi est faible. Cependant, pour valider complètement la méthode, il faudrait réaliser un calcul d'incertitude prenant en compte toutes les incertitudes de mesure des éléments du banc et du système de mesure.

Bibliographie

[1] **M. SAKAMI**

Application des méthodes inverses à la métrologie thermique par spectrométrie infrarouge
Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1994

[2] **Y. JARNY, D. MAILLET**

Problèmes inverses et estimation de grandeurs en thermique
Métrologie Thermique et Techniques Inverses (METTI 99) pp. C1 1-50, 1999

[3] **M. NEUILLY**

Modélisation et estimation des erreurs de mesures
Tec & Doc éd.

[4] **D. ARTIOUKHINE**

Méthodes d'optimisation et problèmes inverses
Ecole d'hiver METTI 99

[5] **J.V. BECK and K.J. ARNOLD**

Parameter estimation in engineering and science
John Wiley and sons, New York, 1977

[6] **C. MARTINSONS**

Analyse de revêtements durs par radiométrie infrarouge photothermique : estimation des propriétés thermiques par techniques inverses – Application à l'évaluation de l'adhérence
Thèse de doctorat, Université de Reims, 1998

[7] **G. SAPORTA**

Théories et méthodes de la statistique

Conclusion générale et perspectives

L'objet de cette étude est de contribuer à développer une méthodologie pour déterminer les températures de paroi dans une chambre de combustion. En effet, au sein du Groupe PSA Peugeot Citroën, cette température est uniquement estimée dans les codes de calcul de combustion, du fait des conditions de mesure délicates. Des méthodes expérimentales ont déjà été testées mais elles n'ont pas donné entière satisfaction. Disposer d'une méthodologie pour déterminer les températures de paroi serait donc un véritable atout pour le Groupe puisqu'elle permettrait de fournir des valeurs de température aux modèles et de mieux comprendre les mécanismes physico-chimiques de la combustion.

Le problème réel, qui correspond à une mesure de température de paroi d'une chambre de combustion, est extrêmement complexe puisqu'il met en jeu des phénomènes chimiques hétérogènes et des évolutions de température et de pression qui peuvent être différentes d'un cycle à un autre. De plus, les trois modes de transferts thermiques existants au sein de la chambre sont couplés. Dans notre approche, nous avons considéré uniquement le problème posé comme une mesure de température de surface (température de paroi) à travers un milieu gazeux semi-transparent (mélange de gaz de combustion).

Le cas que nous avons traité au cours de cette étude est celui d'une combustion homogène (donc sans suie), laquelle est uniquement maîtrisée sur les moteurs transparents (moteurs d'étude). Cette étude constitue néanmoins un préalable indispensable si nous voulons étendre la méthode au cas d'une combustion traditionnelle.

Nous avons expérimenté deux méthodes optiques, tout d'abord la spectroradiométrie pour analyser les gaz puis la thermographie infrarouge avec des filtres pour déterminer les températures de paroi à travers ces gaz. Au sein du Groupe, la thermographie infrarouge n'avait jusqu'alors pas été testée en milieu semi-transparent. Son application permettrait de déterminer des cartographies de température sans perturber le milieu, avec un minimum d'accès optiques, tout en utilisant un système de mesure simple à mettre en œuvre et non spécifique. Cependant les conditions d'essai d'une telle application nécessitent de développer un modèle de transferts radiatifs associé à un modèle de propriétés radiatives des gaz adapté à la situation de mesure.

L'équation de départ de la modélisation est l'équation de transfert radiatif en milieu semi-transparent, émissif, absorbant mais non diffusant. Après une étude bibliographique sur les modèles de propriétés radiatives des gaz existants, nous avons choisi le modèle statistique à bandes étroites, développé à l'Ecole Centrale de Paris, dont le laboratoire EM2C nous a fourni l'ensemble des paramètres associés.

L'étude des gaz seuls a été réalisée à l'aide d'un spectromètre, que nous avons doté du même détecteur infrarouge (InSb) que la caméra de thermographie. Pour réaliser l'analyse spectrale des gaz, un banc spécifique a été entièrement conçu puis réalisé au cours de cette étude, principalement par les sociétés Autoclave France et Air Liquide. Il est constitué d'une enceinte cylindrique étanche, que nous appelons cellule gaz, munie de deux hublots en Saphir pour avoir une visée optique axiale. Elle peut contenir un mélange de gaz et de vapeur d'eau, à des conditions de température et de pression allant jusque 600°C, 30 bar. Nous avons choisi d'étudier les principaux gaz de combustion actifs dans le domaine infrarouge 3,7 μm à 5,2 μm , c'est-à-dire CO_2 et H_2O pour les fortes concentrations, CO, NO et les hydrocarbures pour les faibles concentrations.

L'intérêt de ce banc réside dans le fait que nous pouvons choisir et contrôler les conditions d'essai (concentrations des gaz, températures, pression), ce qui est primordial pour l'étape de validation. Nos mesures se faisant par transmission, nous avons utilisé un corps noir comme source de référence.

Nous avons étudié chaque gaz individuellement (toujours dilué à l'azote) et il s'avère que, dans notre domaine infrarouge, les gaz peuvent être séparés en deux groupes, un premier composé de gaz pas ou peu émissifs qui regroupe l'eau, le monoxyde d'azote et les hydrocarbures et un deuxième composé de gaz fortement émissifs qui réunit le dioxyde et le monoxyde de carbone.

Nous avons donc principalement réalisé des mesures avec des mélanges CO₂/N₂ et CO/N₂.

Différents types d'essais ont été réalisés :

- *mesure de l'émission du corps noir à travers le gaz et les hublots*, avec une température de corps noir de l'ordre de 200°C pour nous rapprocher de l'ordre de grandeur d'une température de paroi de chambre de combustion
- *mesure de l'émission du gaz à travers les hublots*.

Dès les premiers essais, nous avons constaté la présence de dioxyde de carbone dans la cellule remplie de monoxyde de carbone (dilué à l'azote). L'étude du monoxyde de carbone seul n'a donc pas été possible avec notre banc. Toutefois, nous avons pu étudier l'émission du dioxyde et du monoxyde de carbone dans des conditions de température et de pression relativement élevées : 500°C, 30 bar. Nous avons pu retrouver l'allure des spectres bien connus : pour le dioxyde de carbone, l'émission est centrée autour de 4,3 μm, pour le monoxyde de carbone l'émission est centrée au voisinage de 4,7 μm. Pour les deux gaz, les bandes d'absorption s'élargissent sous l'effet de la pression et de la température.

Pour interpréter ces premiers essais, une modélisation des transferts radiatifs a été développée basée sur la résolution de l'équation de transfert radiatif par la méthode à deux flux directionnels. Comme nous l'avons déjà dit, nous utilisons le modèle statistique à bandes étroites pour calculer la transmittivité du gaz. Le milieu traversé a d'abord été considéré semi-transparent, émissif, absorbant, non diffusant et isotherme. Toutefois, au cours des essais, nous avons constaté d'une part, que l'épaisseur de gaz traversée est anisotherme et d'autre part, que les hublots ont une émission non négligeable. Ces deux particularités ont donc été ensuite prises en considération dans le modèle. Des essais complémentaires ont été réalisés pour caractériser les propriétés radiatives du hublot en fonction de sa propre température.

A partir de l'étude de sensibilité du modèle et de l'ensemble des essais réalisés avec le spectromètre, nous avons finalement défini les bandes spectrales des quatre filtres prévus pour la caméra, en nous efforçant de les adapter à la détermination des températures de paroi, de gaz et de hublot :

- *une première bande comprise entre 3,7 μm et 4 μm* où le gaz est transparent et où le modèle est sensible aux températures du corps noir ou de la paroi opaque
- *une deuxième bande comprise entre 4,1 μm et 4,3 μm* où le gaz est optiquement épais et où le modèle est essentiellement sensible à la température moyenne du gaz dans sa profondeur
- *une troisième bande comprise entre 4,3 μm et 4,7 μm* où le gaz est à nouveau optiquement épais et où le modèle est sensible aux températures de gaz et de hublot et aux concentrations du dioxyde et du monoxyde de carbone
- *une quatrième bande comprise entre 4,7 μm et 5,2 μm* où le gaz est optiquement mince, voire transparent en l'absence de monoxyde de carbone et d'eau, et où le modèle est sensible aux températures de gaz, de hublot et de corps noir (ou de la paroi) et aux concentrations de l'eau, du dioxyde et du monoxyde de carbone.

En fait, entre 4,2 μm et 4,4 μm, le gaz (essentiellement CO₂) est à son opacité maximale et le modèle est alors sensible à la température du gaz au voisinage immédiat du hublot de sortie.

Nous avons ainsi essayé de caractériser les différentes bandes en fonction des propriétés radiatives du gaz afin de les distinguer les unes des autres, mais il ne s'agit ici que d'une schématisation. Les propriétés du gaz à l'intérieur des bandes choisies évoluent naturellement en fonction des conditions de température, de pression et de concentration. Par exemple, une bande qualifiée d'optiquement mince peut devenir transparente.

Dans la première bande, le hublot est pratiquement transparent et le gaz transparent, le premier filtre doit donc nous permettre de remonter à la température du corps noir ou de la paroi. Les bandes des deuxième et troisième filtres ont été définies de façon à identifier des paramètres liés au gaz : température, concentration ou pression.

Enfin, dans la quatrième bande, où le hublot se rapproche de l'opacité, le quatrième filtre doit nous permettre d'identifier la température du hublot.

Pour donner plus d'intérêt à l'étude paramétrique, la sensibilité a été calculée pour quelques états particuliers du gaz, pouvant être considérés comme représentatifs de quelques points du cycle moteur, tout en étant reproductibles avec notre banc. Pour les valeurs élevées de température et de pression, nous remarquons une grande sensibilité aux concentrations d'eau, de monoxyde de carbone et aux températures de gaz et de hublot.

Au contraire, pour les faibles valeurs de température et de pression, nous observons une grande sensibilité à la concentration du dioxyde de carbone et à la température de la paroi. Ces différentes remarques montrent que selon le paramètre recherché, il existe des conditions de pression et température privilégiées (correspondant à un ou des moments particuliers du cycle moteur).

Avant de passer à l'étude de la paroi avec la caméra, il nous a paru intéressant de réaliser quelques mesures sur la paroi avec le spectromètre. Pour ces essais, un des hublots a été remplacé par une paroi opaque sur laquelle est monté un système de refroidissement à air qui permet de maintenir une certaine température de paroi, avec un gaz chaud à l'intérieur de la cellule. Nous avons d'abord pu vérifier l'efficacité du système : il permet d'avoir une différence de 280°C entre le gaz et la paroi. Toutefois, il présente un inconvénient majeur, celui de refroidir la paroi de manière très inhomogène.

Différentes séries de mesures ont été réalisées en fonction de la température du gaz et de celle de la paroi. La conclusion de ces essais est que la variation de la température de gaz induit des variations de luminance essentiellement entre 4,15 μm et 4,6 μm , soit dans la bande d'émission du dioxyde de carbone. La variation de température de paroi modifie les spectres sur les deux bandes spectrales où le gaz est transparent, soit entre 4,45 μm et 5,2 μm et entre 3,7 μm et 4,15 μm , ce qui correspond pratiquement à la bande du filtre n°1.

Pour interpréter ces essais, une deuxième modélisation des transferts radiatifs a été développée toujours basée sur l'équation de transfert radiatif. Nous utilisons là encore le modèle statistique à bandes étroites : la résolution spectrale est donc de 25 cm^{-1} . Le milieu a été considéré semi-transparent, émissif, absorbant, non diffusant et anisotherme. L'émission du hublot est prise en compte. Pour les conditions limites, nous avons considéré une réflexion diffuse à la paroi, les premières identifications à partir de mesures spectrométriques en considérant une réflexion spéculaire ayant donné des résultats insatisfaisants. La difficulté a alors été d'évaluer la luminance incidente sur la paroi. Rigoureusement, elle est différente selon que le gaz est transparent ou semi-transparent. Dans le premier cas, la luminance incidente peut être considérée égale à une luminance de Planck à la température du corps de la cellule et dans le deuxième cas, la luminance incidente se rapproche d'une luminance de Planck à la température du gaz. Pour les mesures spectrométriques, nous avons choisi de la considérer égale à la luminance de Planck à la température du gaz afin de simplifier les calculs.

Pour l'étude de la paroi avec la caméra munie de filtres, nous avons limité les essais à des mélanges CO_2/N_2 (le dioxyde de carbone étant l'un des gaz les plus actifs dans l'infrarouge que l'on trouve en fortes concentrations dans les gaz d'échappement) en fonction de la concentration, de la pression, de la température du gaz et de celle de la paroi. Grâce à notre étalonnage spécifique, le logiciel de la caméra fournit directement des cartographies de luminance, seule grandeur physique exploitable pour identifier des températures puisque les mesures se font dans des conditions «non standard». L'ensemble des essais a permis de vérifier expérimentalement les sensibilités des luminances mesurées avec les différents filtres. Au cours de ces essais, nous avons constaté que les luminances mesurées ne sont ni sensibles à la pression, ni à la concentration du dioxyde de carbone.

Ces deux paramètres ne sont donc pas influents et ceci explique qu'ils ne sont pas identifiables par méthode inverse à partir de mesures par thermographie. Au contraire, les luminances mesurées par les filtres n°2 et n°3 sont sensibles aux variations de la température du gaz. La luminance mesurée par le filtre n°4 y est aussi sensible, mais ceci est dû aux variations de la température du hublot induites par la variation de la température du gaz. Enfin, nous avons pu vérifier que seule la luminance mesurée par le filtre n°1 est sensible de façon significative à la température de la paroi.

Pour interpréter ces essais, nous avons repris la modélisation des transferts radiatifs adaptée à l'étude de la paroi à partir des mesures spectrométriques où le milieu est considéré semi-transparent, émissif, absorbant, non diffusant, où l'émission du hublot est prise en compte et où la réflexion de la paroi est diffuse. Toutefois, ce modèle a dû être adapté à la résolution spectrale correspondant à celle des filtres. Nous avons donc réduit le modèle en construisant notre propre modèle de transmittivité des gaz associé à une base de données contenant les paramètres de bandes spécifiques aux filtres, en situation d'isothermie du gaz. Pour ce faire, nous nous sommes basés sur le modèle statistique à bandes étroites : notre modèle décrit la transmittivité comme une exponentielle décroissante qui se calcule à partir de deux paramètres. Nous avons aussi essayé d'avoir une version de notre modèle dans le cas d'un gaz anisotherme en nous inspirant du modèle de Curtis-Godson, mais les résultats obtenus n'ont pas été satisfaisants. Si nous voulons considérer le gaz anisotherme, nous devons utiliser les transmittivités obtenues avec le modèle statistique à bandes étroites pour calculer les transmittivités du gaz moyennées sur la largeur des filtres. De plus, la configuration de la cellule n'étant pas symétrique (paroi-hublot) et la paroi étant soumise à un fort refroidissement, il devient difficile de prévoir les profils de température dans l'épaisseur du gaz. En outre, dans le cas du gaz anisotherme, le modèle ne peut pas être réduit ce qui risque d'allonger considérablement les temps de calculs. Nous nous sommes donc limités à considérer le gaz isotherme.

Concernant les réflexions sur la paroi, contrairement au modèle adapté aux mesures spectrométriques, nous avons écrit une luminance incidente sur la paroi en fonction des propriétés radiatives du gaz, puisqu'il devient facile d'introduire dans les équations une réflexion différente en fonction du filtre considéré :

- pour les filtres n°1 et n°4, le gaz est transparent ou optiquement mince, nous avons donc considéré que la luminance incidente était égale à une luminance de Planck à la consigne de la température du gaz (qui est de l'ordre de grandeur de celle du corps de la cellule)
- pour les filtres n°2 et n°3, le gaz est optiquement épais ou opaque, nous avons donc considéré que la luminance incidente était égale à une luminance de Planck à la température du gaz.

Ces choix sont discutables, puisque rigoureusement, ils pourraient varier selon les conditions de température et de pression qui modifient les propriétés radiatives du gaz. Nous les avons définis à partir d'une tendance générale des spectres expérimentaux dans les conditions d'essai que nous avons pu tester.

La dernière partie de l'étude a été consacrée aux identifications des températures. Nous avons utilisé la méthode inverse de Gauss-Newton. Nous avons d'abord vérifié que les pressions et les concentrations n'étaient pas identifiables. Nous avons donc choisi d'identifier trois températures simultanément.

Pour les mesures par spectrométrie issues de l'analyse spectrale par transmission, nous avons identifié simultanément les températures de corps noir, de hublot et de gaz, pour plusieurs conditions de pression, de température et de concentrations. Pour la confrontation calculs/essais, les spectres expérimentaux considérés correspondent à des mesures quasi-ponctuelles (8 mm^2) du fond de la cavité du corps noir. Le modèle utilisé pour la confrontation est le modèle adapté à l'analyse spectrale par mesures spectrométriques dont nous avons déjà parlé, où nous considérons le gaz semi-transparent, émissif, absorbant, non diffusant, anisotherme et où nous prenons en compte l'émission des hublots. Chaque valeur identifiée a été comparée à une valeur de référence (consigne ou mesure par les thermocouples).

Les résultats obtenus ont été très satisfaisants. D'une part, les écarts relatifs entre les températures identifiées et celles de référence sont faibles et les variances sont petites. Nous pouvons donc avoir une bonne confiance dans les températures identifiées. De plus, les paramètres sont peu corrélés, ce qui nous a permis d'identifier les trois paramètres simultanément sans difficulté particulière. Le premier modèle que nous avons développé était donc bien adapté au problème physique.

Pour les mesures par spectrométrie issues de l'étude de la paroi, nous avons identifié simultanément les températures de paroi, du gaz et de hublot. Les identifications ont été réalisées à partir de séries de mesures en fonction de la température du gaz et de celle de la paroi. Pour la confrontation calculs/essais, les spectres expérimentaux considérés correspondent à des mesures quasi-ponctuelles (8 mm^2) au centre de la paroi. Le modèle utilisé pour la confrontation calculs-essais est le modèle adapté à l'étude de la paroi par spectrométrie que nous avons déjà décrit, où nous considérons le gaz semi-transparent, émissif, absorbant, non diffusant, anisotherme ; la réflexion de la paroi est diffuse (la luminance incidente est toujours égale à une luminance de Planck à la température du gaz) et nous prenons en compte l'émission du hublot. Là encore, chaque valeur identifiée a été comparée à une valeur de référence (consigne ou mesure par les thermocouples).

Nous avons obtenu là aussi des résultats très satisfaisants. Les variances sont faibles, les paramètres peu corrélés et les températures restent proches des valeurs de référence. Le deuxième modèle que nous avons développé était donc bien adapté au problème physique. Nous avons toutefois remarqué que la température de la paroi est légèrement sur-estimée.

Pour les mesures par thermographie, nous avons identifié trois paramètres simultanément, les températures de paroi, de gaz et de hublot. Les identifications ont été réalisées à partir de séries de mesures en fonction de la pression, de la température du gaz et de celle de la paroi. Nous avons présenté les résultats sous forme de profils de température de paroi puisque la caméra a l'avantage de fournir des cartes de luminance.

L'objectif ici était de vérifier que la méthode par thermographie infrarouge appliquée à la détermination des températures était aussi efficace quelles que soient les conditions, même lorsque le gaz est fortement émissif ou si l'émission de la paroi est faible.

Le modèle utilisé pour la confrontation calculs-essais est le modèle réduit que nous avons déjà présenté, où nous considérons le gaz semi-transparent isotherme. La réflexion de la paroi est diffuse et nous prenons en compte l'émission du hublot.

Pour pouvoir comparer les profils de températures identifiées aux valeurs des thermocouples (valeurs de référence), nous avons été confrontés à plusieurs problèmes. D'une part, le refroidissement étant surtout localisé au centre de la paroi, il est apparu des gradients thermiques importants entre le centre et les extrémités du profil. D'autre part, nous ne disposons pas de valeurs de référence au centre de la paroi, ce qui est regrettable puisque c'est le seul endroit où nous pouvons vraiment comparer les valeurs identifiées par spectrométrie et celles par thermographie infrarouge. Un travail plus approfondi sur le refroidissement de la paroi aurait dû être mené par la société Autoclave France, notamment pour que la paroi soit refroidie de façon plus uniforme.

Nous avons pu toutefois comparer les températures identifiées avec celles obtenues par spectrométrie. Les faibles écarts de température observés montrent que, quelle que soit la méthode utilisée, nous obtenons sensiblement les mêmes valeurs.

Sur l'ensemble des identifications, nous avons obtenu de bons résultats :

- *la température de paroi* est bien identifiée dans les conditions d'essai que nous avons pu tester, notamment dans le cas d'un gaz fortement émissif ou lorsque l'émission de la paroi est faible
- *la température du gaz* est aussi bien identifiée mais elle ne représente qu'une température moyenne de gaz puisque nous considérons le gaz isotherme.
- *la température du hublot* semble aussi bien identifiée (par comparaison aux valeurs obtenues à partir des mesures par spectrométrie puisque nous ne disposons pas de valeurs de référence pour le hublot en configuration paroi-hublot).

Pour valider définitivement la méthode, il manque toutefois un calcul d'incertitude prenant en considération toutes les incertitudes de mesure des éléments du banc et du système de mesure. L'intervalle de confiance indiqué pour chaque température identifiée a pu paraître extrêmement faible, mais il ne représente que l'incertitude sur l'ajustement théorie/expérience.

L'application sur un «vrai» moteur demanderait encore beaucoup de travail et d'amélioration de la méthodologie. En effet, nous avons validé la thermographie avec filtres à partir de mesures effectuées dans une enceinte sans combustion et où le mélange est statique et homogène. Dans un moteur Diesel, il existe de forts gradients thermiques, bien plus importants que ceux présents dans la cellule et le mélange est fortement hétérogène. De plus, les évolutions en température, en pression et en concentration sont très rapides et peuvent être différentes d'un cycle à l'autre.

Une autre difficulté dans un moteur est l'accessibilité pour réaliser des mesures. Sur un moteur transparent, il existe des accès optiques. Le cas n'est donc pas critique mais peut éventuellement demander d'avoir à disposition des objectifs particuliers. Dans un «vrai» moteur, le cas est plus délicat puisque en général, il n'y a pas d'accès optiques. L'utilisation de fibres optiques peut être une solution.

Pour adapter notre méthode au cas du moteur, il serait judicieux de réaliser les mesures de luminance durant les phases du cycle moteur propices à l'identification de la température recherchée, par exemple en synchronisant l'acquisition de la caméra à des angles vilebrequin donnés. La résolution temporelle des caméras matricielles actuelles doit permettre de réaliser des acquisitions suffisamment brèves (inférieures à la milliseconde) pour analyser les différentes phases.

Enfin, l'identification de la seule température de paroi pourrait être entreprise avec un seul filtre dans la région de transparence du gaz.

Résumé

L'objectif de cette étude, menée au sein du Groupe PSA Peugeot Citroën, est de contribuer à développer une méthodologie pour déterminer les températures de paroi dans une chambre de combustion de moteur Diesel. Ce travail s'est fait en deux étapes, puisqu'il s'agit d'une mesure de température de surface (température de paroi) à travers un milieu semi-transparent (gaz de combustion). Deux méthodes optiques sont utilisées : la spectrométrie pour étudier les gaz seuls et la thermographie infrarouge pour la détermination des températures à travers ces gaz. Pour tester la méthode proposée, un banc spécifique a été entièrement conçu puis réalisé. Il est constitué d'une enceinte cylindrique étanche, appelée "cellule gaz", qui peut contenir un mélange de gaz et de vapeur d'eau à des conditions de température et de pression allant jusque 600°C et 30 bar.

Pour *l'analyse spectrale des gaz*, la cellule est munie de deux hublots en saphir. Les gaz étudiés sont les principaux gaz de combustion, actifs dans le domaine infrarouge 3,7 - 5,2 μm soit : CO_2 , H_2O , CO , NO et des hydrocarbures. Pour interpréter ces essais, une première modélisation des transferts radiatifs associée à un modèle statistique à bandes étroites a été développée. A partir de l'étude de sensibilité de ce modèle et de l'ensemble des essais réalisés, quatre bandes spectrales ont été définies pour les filtres de la caméra : [3,7 - 4] μm , [4,1 - 4,3] μm , [4,3 - 4,7] μm et [4,7 - 5,2] μm .

Pour *l'étude de la paroi*, un des hublots de la cellule est remplacé par une paroi opaque. Des essais préliminaires pour étudier la paroi avec le spectromètre ont été réalisés et une deuxième modélisation des transferts radiatifs a été développée. Une procédure inverse associée à ce modèle et utilisant la méthode d'estimation de paramètres de Gauss-Newton a permis d'identifier simultanément les températures de gaz, de hublot et de paroi. Les températures identifiées sont comparées à des mesures par thermocouples ou à des consignes.

Différentes séries d'essais ont ensuite été réalisées avec la caméra munie des filtres. Pour interpréter ces essais, la deuxième modélisation a été adaptée à la résolution spectrale correspondant à celle des filtres, et le modèle a été réduit en construisant un modèle de propriétés radiatives spécifique. La procédure inverse associée à ce modèle a permis d'identifier simultanément les températures du gaz, ici supposé isotherme, du hublot et de la paroi. Celles-ci sont comparées aux mesures par thermocouples et aux températures identifiées par spectrométrie dans les mêmes conditions d'essai. L'ensemble des résultats obtenus pour l'identification des trois températures reste satisfaisant, même lorsque le gaz est fortement émissif ou l'émission de la paroi est faible.

Mots-clés : thermographie infrarouge – spectrométrie infrarouge – gaz de combustion – paroi de chambre de combustion – modèle de propriétés radiatives des gaz - transfert radiatif – identification de températures.

Abstract

The purpose of this study, realized within PSA Peugeot Citroën Group, is to contribute to develop a method of wall temperatures measurement in a combustion chamber of Diesel engine. This is a two step work, since it deals with a surface temperature measurement (wall temperature) through a semi-transparent medium (combustion gas). Two technologies are used : spectrometry to study gases alone and infrared thermography to determine temperatures through these gases. In order to test the proposed method, a specific test bench was designed then built. It is composed of a cylindrical gas autoclave called "gas cell" which can contain a mixture of gases and water vapour at temperature and pressure up to 600°C and 30 bar.

For *the spectral analysis of gases*, the cell is equipped with two sapphire windows. The analysis focuses on the main active combustion gases in the 3,7 - 5,2 μm infrared domain : CO_2 , H_2O , CO , NO and hydrocarbons. To interpret these tests, a first radiative transfer modelling combined with a statistical narrow-band model was developed. From the sensibility study of this model and from the whole of the tests, four spectral bands were defined for the camera filters : [3,7 - 4] μm , [4,1 - 4,3] μm , [4,3 - 4,7] μm and [4,7 - 5,2] μm .

For *the study of the wall*, one of the cell windows was replaced with an opaque plate. Preliminary tests studying the wall temperature were realized with the spectrometer and a second radiative transfer modelling was developed. An inverse procedure associated with this model and using the Gauss-Newton parameter estimation method allowed to simultaneously identify the temperatures of gas, window and wall. The identified temperatures were compared with settings or thermocouple measurements.

Different series of tests were realized with the camera and its filters. To interpret these tests, the second modelling was adapted to the filters spectral resolution and the model was reduced by constructing a specific radiative properties model. The inverse procedure associated with this model allowed to simultaneously identify the gas (here supposed isothermal), window and wall temperatures. These were compared with the thermocouple measurements and with the identifications by spectrometry in the same test conditions. The results obtained for the three temperatures remain satisfactory, even when the gas is strongly emissive when the wall emission is weak.

Keywords : infrared thermography - infrared spectrometry – combustion gases – wall of combustion chamber – gas radiative properties model – radiative transfer – temperature identification.