

MARC LAVIOLETTE

**MESURE NON-INTRUSIVE  
DE LA TEMPÉRATURE DE FLAMME**

Thèse  
présentée  
à la Faculté des études supérieures  
de l'Université Laval  
pour l'obtention  
du grade de Philosophiae Doctor (Ph.D)

Département de génie mécanique  
FACULTÉ DES SCIENCES ET GÉNIE  
UNIVERSITÉ LAVAL

AVRIL 1999

© Marc LaViolette, 1999



National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions et  
services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file Votre référence*

*Our file Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-39368-2

## Résumé court

Ce travail décrit une méthode optique de mesure de température de flamme et la compare à des mesures de températures adiabatiques. Après une courte discussion des méthodes de mesure des températures élevées dans les gaz et une révision exhaustive des propriétés émissives des gaz absorbants, diffusants et émettants, un spectrographe est employé pour évaluer la température d'une flamme dans la zone de recirculation d'une chambre à combustion. La méthode de Schmidt est employée pour mesurer l'émissivité. Une méthode qui ne requiert pas de mesure d'intensité absolue est développée et appliquée à des mesures tirées de la littérature et des nouvelles prises dans le laboratoire.

Comme mesures comparatives, des échantillons de gaz de la zone de recirculation sont analysés pour évaluer les concentrations d'oxygène, de monoxyde de carbone, de dioxyde de carbone, d'hydrocarbure non-brûlé, de monoxyde d'azote et de dioxyde d'azote. Ceci permet d'évaluer, en faisant un bilan molaire et un bilan d'enthalpie, le profil de température le long de la ligne de visée. Tout ceci permet de mieux évaluer la quantité d'énergie irradiée de la flamme vers la paroi de la chambre de combustion.

## Résumé

La contrainte ultime pour assurer un excellent rendement de combustion dans les turbines à gaz est le mélange d'air et de carburant. Par contre, pour assurer que la chambre ne fonde pas, il faut utiliser une partie de l'air disponible à la combustion comme fluide de refroidissement. Cette thèse essaie d'améliorer la compréhension du phénomène de radiation thermique associé aux flammes des chambres à combustion.

Après une courte discussion des méthodes de mesure des températures élevées dans les gaz, une révision exhaustive des propriétés émissives des gaz absorbants, diffusants et émettants est utilisée pour établir un modèle d'émissivité de flamme. La théorie de Mie est utilisée pour décrire l'émissivité des particules de suie contenues dans la flamme. Un spectrographe est alors employé pour évaluer la température d'une flamme dans la zone de recirculation d'une chambre à combustion. La méthode de Schmidt est employée pour mesurer l'émissivité. Une méthode de mesure de température qui ne requiert pas de mesure d'intensité absolue est développée et appliquée à des spectres tirés de la littérature et à de nouvelles mesures.

Comme mesures comparatives, des échantillons de gaz de la zone de recirculation sont analysés pour évaluer, en faisant un bilan molaire et un bilan d'enthalpie, le profil de température le long de la ligne de visée. Tout ceci permet de mieux évaluer la quantité d'énergie irradiée de la flamme vers la paroi de la chambre de combustion. De plus, des mesures prises avec un pyromètre à deux couleurs sont comparées avec les mesures spectrographiques.

Des températures variant de 1300 à 1700 K ont été mesurées pour les trois différents types de carburant utilisés. Une étude de l'erreur de mesure de l'émissivité démontre sa faible influence sur l'erreur de mesure de la température. Une discussion de la validité et la contradiction des mesures comparatives dévoilent que la mesure de température prise avec le spectrographe est la bonne si on veut évaluer l'énergie radiative émise par la flamme.

## Avant-propos

Je dois témoigner ma gratitude envers ma compagne Bianca Thibault qui a su m'endurer et me supporter durant cette longue odyssée. Je ne sais comment je pourrai repayer les sacrifices qu'elle a faits pour moi.

A mon directeur, Detlef Kretschmer, qui s'assura que cette thèse est quelque chose d'utile, je dois le remercier pour son amitié, sa patience et son inlassable compagnie.

Des mercis vont aussi au professeur John Odgers pour la chance qu'il m'a donnée alors que j'étais un naïf étudiant de premier cycle, à Eric Laganière qui transforma le labeur hebdomadaire en un amusant plaisir, à Maxime Vachon, Simon Léonard, Marc Lambert qui sans leur aide, rien n'aurait été accompli, à Pierre-Paul Bouchard qui, sans son talent et sa technique, rien n'aurait été assemblé et aux autres compagnons du laboratoire de combustion pour leurs aides et leurs amitiés. Finalement, ce travail fut fondé par une subvention du Ministère de la Défense Nationale.

## Table des matières

Résumé court .....	i
Résumé .....	ii
Avant-propos .....	iii
Table des matières .....	iv
Liste des figures .....	vii
Liste des tableaux .....	ix
Nomenclature .....	x
1 Problématique .....	1
2 Techniques de mesure des hautes températures .....	7
2.1. Introduction .....	8
2.2. Classification des méthodes de mesure .....	9
2.2.1. Les instruments isothermiques .....	10
2.2.2. Les instruments athermiques .....	11
2.3. Le thermocouple .....	11
2.4. Les sondes calorimétriques .....	15
2.5. Les sondes d'échantillonnage .....	15
2.6. La pyrométrie .....	19
2.6.1. Rayonnement spectral et total .....	21
2.6.2. Introduction historique aux propriétés radiatives des milieux absorbants, émettants et diffusants ...	22
2.6.3. La flamme .....	25
2.6.4. La loi de Bouguer .....	27
2.6.5. Émissivité des gaz purs .....	28
2.6.6. Émissivité des particules de suie .....	28
2.6.7. Mesures de l'intensité absolue, relative et l'émissivité de la flamme. ....	40
2.6.8. Mesures de la température sachant l'émissivité ....	43
2.7. Conclusion .....	45
3 Théorie générale de la diffusion de la lumière par des particules sphériques .....	52
3.1. Potentiels électriques et magnétiques .....	54
3.2. Solution de l'équation d'onde .....	64

3.3.	Application au phénomène de diffusion .....	69
3.3.1.	Simplification loin du centre diffusant .....	73
3.3.2.	Développement en séries des fonctions de Bessel et de Hankel .....	76
3.3.3.	Représentation graphique polaire .....	80
3.3.3.1.	Rendement, section efficace et émissivité .....	82
3.3.3.2.	Approximation de l'émissivité pour de très petites particules. ....	85
3.4.	Conclusion.....	87
4	Validation expérimentale de la Théorie de Mie appliquée aux flammes .....	90
4.1.	L'approximation de la formule exacte .....	91
4.2.	La forme et l'uniformité des particules .....	96
4.3.	L'indice de réfraction complexe.....	100
4.4.	Conclusion.....	102
5	Instrumentation.....	105
5.1.	La chambre de combustion et autres appareils.....	106
5.2.	L'analyseur des gaz .....	109
5.2.1.	La sonde d'échantillonnage des gaz .....	110
5.2.2.	Les entrées et les filtres .....	113
5.2.3.	La console chaude.....	114
5.2.3.1.	L'analyseur d'hydrocarbure .....	115
5.2.3.2.	L'analyseur d'oxyde d'azote.....	116
5.2.4.	La console froide.....	116
5.2.4.1.	L'analyseur de monoxyde de carbone ....	117
5.2.4.2.	L'analyseur de bioxyde de carbone.....	119
5.2.4.3.	L'analyseur d'oxygène .....	119
5.2.5.	L'acquisition des données et le contrôle à distance .....	119
5.2.5.1.	Une méthode de solution matricielle .....	121
5.3.	Le spectrographe et sa caméra CCD .....	124
5.3.1.	Calibration du spectrographe et de la caméra ....	126
5.3.2.	Étalonnage de la longueur d'onde versus la position. ....	128
5.3.3.	Étalonnage de réponse spectrale.....	131
	Conclusion .....	137
6	Mesures et résultats.....	140

6.1.	Une flamme d'acétylène et une d'amylacétate .....	141
6.2.	Chandelle et lampe à l'huile .....	146
6.3.	Erreur de mesure dans la loi de Planck .....	151
6.4.	Mesure de la température de flamme d'une chambre à combustion .....	152
6.4.1.	Mesures avec l'analyseur des gaz .....	153
6.4.2.	Mesures spectrales des flammes .....	153
6.4.3.	Le pyromètre à deux couleurs .....	162
6.5.	Le coefficient d'absorption et les températures adiabatiques de flamme. ....	163
6.6.	Conclusion .....	170
7	Conclusion .....	173
Annexe A	.....	177
Annexe B	.....	265
Annexe C	.....	298
Annexe D	.....	301
Annexe E	.....	305
Annexe F	.....	310
Annexe G	.....	319



## Liste des figures

3.1 Dispersion due à une sphère (notation) .....	54
4.1 Comparaison des formulations de coefficient d'absorption.....	96
4.2 Dispersion de la lumière selon Senftleben et Benedict .....	98
4.3 Dispersion de la lumière selon le présent auteur .....	98
5.1 Schéma du montage de la chambre de combustion .....	108
5.2 Schéma des parcours circulaires de la sonde .....	111
5.3 Schéma de la chambre de réaction de l'analyseur d'hydrocarbure	115
5.4 Schéma de l'analyseur de monoxyde de carbone.....	118
5.5 Parcours optique du Spectrographe SG 34 .....	125
5.6 Étalonnage typique du spectrographe par Zeiss .....	127
5.7 Spectre comparé de mercure .....	129
5.8 Calibration de la longueur d'onde en fonction du numéro de pixel pour la position de tambour 141. ....	130
5.9 Superposition d'un pixel et de différentes images de la fente .....	132
5.10 Réponse du spectrographe .....	134
5.11 Différence des deux réponses mesurées.....	135
5.12 Transmittivité du Plexiglas .....	136
6.1 Comparaison des corrélations d'absorptivité pour la flamme d'acétylène .....	144
6.2 Comparaison des corrélations d'absorptivité pour la flamme d'amylacétate .....	144
6.3 Spectre de l'acétylène présenté selon l'équation 2-46.....	145
6.4 Spectre de l'amylacétate présenté selon l'équation 2-46 .....	145
6.5 Émissivité d'une flamme de chandelle de paraffine .....	147
6.6 Spectre de paraffine présenté selon l'équation 2-46 .....	147
6.7 Émissivité d'une flamme d'une lampe à l'huile à mèche plate vue à travers le côté le plus épais (40 mm). ....	149
6.8 Émissivité d'une flamme d'une lampe à l'huile à mèche plate vue à travers le côté le plus mince (8 mm). ....	150
6.9 Distribution de la température selon le rayon .....	154
6.10 Émissivité de la flamme de JP-4 .....	156
6.11 Émissivité de la flamme d'iso-octane .....	156

6.12 Émissivité de la flamme de 80% iso-octane 20% benzène.....	157
6.13 Température de flamme mesurée avec un pyromètre à deux couleurs. ....	157
6.14a Micrographies d'un agrégat de suie. ....	159
6.14b Micrographies d'un agrégat de suie. ....	159
6.14c Micrographies d'un agrégat de suie. ....	160
6.15 Spectre de JP-4 présenté selon l'équation 2-46 .....	160
6.16 Spectre d'iso-octane présenté selon l'équation 2-46 .....	161
6.17 Spectre de 80% iso-octane 20% benzène présenté selon l'équation 2-46 .....	161

## Liste des tableaux

4.1	Mesure empirique de l'exposant de la formulation de Hottel. ....	93
5.1	Données calculées à partir de la formule de Hartmann .....	128
6.1	Les constantes requises pour les équations d'émissivité .....	143
6.2	Mesures du pyromètre à deux couleurs .....	162

## Nomenclature

Nous avons essayé de suivre la norme ISO-1000 qui traite des unités du Système International d'unités (SI) et la norme ISO-31 qui traite des variables et des quantités utilisées dans les sciences. Puisque nous devons puiser nos connaissances dans plusieurs branches de la science, il est impossible d'avoir une nomenclature sans contradiction. Donc, dans un but de clarté, nous avons fait une nomenclature séparée pour certaines équations.

**Majuscule**

<i>A</i>	champs arbitraire	-
<i>B</i>	induction magnétique	T
<i>D</i>	déplacement électrique	C/m <sup>2</sup>
<i>E</i>	champs électrique	V/m
<i>H</i>	champs magnétique	A/m
<i>S</i>	vecteur de Poynting	W/m <sup>2</sup>
<i>B</i>	fonction arbitraire	-
<i>C</i>	fonction arbitraire	-
<i>C</i>	section efficace	m <sup>2</sup>
<i>F</i>	facteur de forme entre la fente et le pixel	-
<i>I</i>	intensité lumineuse	W/(sr m <sup>2</sup> )
<i>L</i>	luminance	W/(sr m <sup>2</sup> )
<i>M</i>	émittance	W/m <sup>2</sup>
<i>N</i>	nombre de particules par unité de volume	-
<i>P</i>	Polynome de Legendre associé	-
<i>Q</i>	rendement de la particule	-
<i>R</i>	fonction de coordonnée sphérique	-
<i>S</i>	intensité de l'onde lumineuse (Poynting)	W/m <sup>2</sup>
<i>T</i>	température	K
<i>T</i>	fonction du temps	-
<i>V</i>	fonction scalaire arbitraire d'intégration	-
<i>W</i>	fonction de changement de variables	-
<i>X</i>	nombre d'atome de carbone dans la molécule	-
<i>Y</i>	nombre d'atome de hydrogène dans la molécule	-
<i>Z</i>	nombre d'atome de oxygène dans la molécule	-

**Minuscule**

<i>a</i>	rayon de la particule	m
<i>a</i>	constante des conditions aux limites de 3-34	-
<i>b</i>	constante des conditions aux limites de 3-34	-
<i>c</i>	vitesse de la lumière	m/s
<i>c<sub>1</sub></i>	constante de la formule de radiation	W/m <sup>2</sup>
<i>c<sub>2</sub></i>	constante de la formule de radiation	m K
<i>f</i>	fonction arbitraire	-
<i>g</i>	fonction arbitraire	-
<i>h</i>	enthalpie normalisée	J/mol
<i>i</i>	$\sqrt{-1}$	-
<i>j</i>	variable de sommation	-
<i>k</i>	coefficient d'absorption	m <sup>-1</sup>
<i>m</i>	indice de réfraction complexe	-
<i>m</i>	constante arbitraire (polynome de Legendre associé)	-
<i>n</i>	indice de réfraction	-
<i>n</i>	constante arbitraire (polynome de Legendre associé)	-
<i>q</i>	charge de l'électron	C
<i>r</i>	coordonnée sphérique	m
<i>s</i>	longueur du parcours optique sur la ligne de visée	m
<i>t</i>	temps	s
<i>x</i>	coordonnée cartésienne	m
<i>y</i>	coordonnée cartésienne	m
<i>z</i>	coordonnée cartésienne	m
<i>z</i>	variable complexe des fonctions de Bessel	-

**Majuscule greque**

$\Pi$	vecteur potentiel électrique ou magnétique	
$\Theta$	fonction de coordonnée sphérique	-
$\Pi$	champs scalaire électrique ou magnétique	
$\Phi$	rapport d'équivalence	-
$\Phi$	fonction de coordonnée sphérique	-
$\vartheta$	fonction arbitraire	-

**Minuscule greque**

$\alpha$	rapport périmètre longueur d'onde	-
$\beta$	mole d'oxygène requis pour brûler une mole de carburant	mol
$\gamma$	constante	$m^{1.39}$ ou -
$\delta$	constante empirique	
$\varepsilon$	émissivité ( émission radiative)	-
$\varepsilon$	permittivité (en électromagnétisme)	F/m
$\zeta$	troisième fonction de Bessel modifiée	-
$\eta$	variable arbitraire	-
$\theta$	coordonnée sphérique	rad
$\kappa$	partie imaginaire de l'indice de réfraction	-
$\lambda$	longueur d'onde	m
$\mu$	perméabilité	H/m
$\nu$	exposant de Hottel & Broughton	-
$\nu$	$\sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon}$	Hz (H F) <sup>0.5</sup> /m
$\pi$	rapport périmètre diamètre d'un cercle	-
$\rho$	réponse	-
$\sigma$	conductivité	S/m
$\tau$	transmittivité	-
$\phi$	coordonnée sphérique	rad
$\chi$	concentration molaire	-
$\chi$	deuxième fonction de Bessel modifiée	-
$\psi$	première fonction de Bessel modifiée	-
$\omega$	fréquence	Hz

**indice**

diff	diffusé
abs	absorbé
éteint	éteint
suie	propre à la suie
f	propre à la flamme
l	spectrale
ref	référence
x	selon l'axe des x
y	selon l'axe des y
z	selon l'axe des z
A	incidente
S	diffusé
I	interne

**Équations 2-1 à 2-18**

C	carbone atomique	-
H	hydrogène atomique	-
O	oxygène atomique	-
N	azote atomique	-
S	total des moles de produits	mol
X	nombre de moles d'hydrogène par mole de carburant	-
Y	nombre de moles de carbone par mole de carburant	-
Z	nombre de moles d'oxygène par mole de carburant	-
a	quantité de bioxyde de carbone	mol
b	quantité de monoxyde de carbone	mol
c	quantité d'eau	mol
d	quantité d'oxygène moléculaire	mol
e	quantité d'oxyde d'azote	mol
f	quantité de bioxyde d'azote	mol
g	quantité d'azote moléculaire	mol
h	enthalpie normalisée	J/mol
p	quantité de carburant dans les produits	mol
w	quantité d'eau dans la console froide	mol



$\beta$	quantité d'oxygène requis pour brûler une mole de carburant	mol
$\chi$	concentration molaire	mol/mol
$\Phi$	quantité de carburant	mol

### Équations 2-29 à 2-31

$N$	nombre d'électrons	-
$m$	masse de l'électron	kg
$q$	charge de l'électron	C
$\omega$	fréquence	Hz
$g$	coefficient d'amortissement	
	indice	
b	électron lié (bound)	-
f	électron libre (free)	-
e	électron	-
j	variable de sommation	-

### Équation 5-1

$Ma$	Nombre de Mach	-
$A$	section de l'écoulement	m <sup>2</sup>
$P$	pression	Pa
$R$	constante universelle des gaz	J/(mol K)
$T$	température	K
$V$	vitesse	m/s
$c$	vitesse du son	m/s
$m$	masse	kg

# 1

## Problématique

*Inside every large problem is a  
small one struggling to get out.*

Hoare's law of large problems.

À chaque fois qu'un ingénieur élabore un nouveau projet, il a en tête un idéal qu'il veut atteindre. Il essaie d'approcher cette perfection en utilisant les moyens technologiques à sa disposition. Dans certains cas, il développera de nouvelles technologies pour pouvoir atteindre son but. Sa réussite est évaluée par la comparaison de ce qu'il a construit avec l'idéal original.

Pour les turbines à gaz, cette perfection serait une chambre à combustion qui ne pollue pas, ayant un profil de température de sortie exactement prescrit par les besoins de la turbine, etc. L'ingénieur doit jongler avec tous les paramètres ( c.-à-d. richesse de mélange, placement de l'air et du carburant, refroidissement pariétal, etc. ) pour obtenir le résultat voulu. La variable la plus critique semble être la température des gaz à l'intérieur de la chambre. Elle détermine en grande partie tout le transfert de chaleur vers les parois.

Toutes les zones d'une chambre de combustion, de la zone primaire jusqu'à celle de dilution, contiennent un mélange turbulent de gaz inhomogène ayant des gradients de température énormes. Là où il y a un mélange stœchiométrique, la température peut atteindre 2400 K. L'air pénètre dans la chambre à une température aussi basse que 400 K. Ceci rend la mesure de température des gaz extrêmement difficiles. On ne peut mesurer que la valeur moyenne de la température en fonction du temps. L'ingénieur doit se contenter, présentement, d'une grossière moyenne évaluée plus ou moins empiriquement.

Dans la plupart des cas, on se fie à un modèle empirique pour élaborer la chambre sur papier. C'est la précision du modèle qui diminue le temps de développement, car on réduit grandement le temps requis sur le banc d'essai, une fois le prototype fabriqué. La température tolérable par les parois de la chambre est la plus grande restriction dans la conception de celle-ci. Puisque la température de paroi de la chambre croît avec celle des gaz, la prédiction de cette dernière est primordiale. Toute la précision des modèles actuellement employés en industrie repose sur la prédiction des températures des gaz.

Le deuxième facteur important dans la conception des chambres est la pollution. Les polluants sont formés par des réactions chimiques incomplètes ou indésirables. La cinétique chimique décrit les taux de formation des produits d'une réaction, y compris les polluants. De cette science, on apprend que les taux de formation ont une dépendance exponentielle de la température, nommée le facteur d'Arrhenius. Ici encore, une évaluation exacte des températures des gaz est essentielle.

Il est extrêmement difficile de mesurer la température dans les zones où les réactions chimiques progressent. Aucune technologie actuelle ne peut évaluer la température dans ces zones avec plus de précision que l'estimation d'une personne expérimentée dans le domaine. La formulation des modèles empiriques décrivant la température des gaz devient difficile, car on manque de données.

Les gaz présents dans la chambre sont émetteurs, absorbants et diffusants. Ceci complique grandement l'application de la mesure de température aux équations de transfert de chaleur. Pour pouvoir évaluer l'énergie transmise, nous devons avoir une "carte" tridimensionnelle de la variation de la température. Ceci implique plusieurs mesures pour obtenir une résolution spatiale raisonnable. Certains diront que les méthodes de discrétisation par différences finies ou éléments finis devraient être capables de prédire cette carte de température. Cela sera peut-être vrai dans le futur, mais nous sommes encore loin de ce jour.

La plupart des équations différentielles régissant les mécanismes présents ne sont pas encore établies, faute de mesures. Pour évaluer la quantité de chaleur émise par une cellule de la discrétisation, on doit connaître le bilan chimique présent. Ceci peut se faire en utilisant la cinétique chimique. Par contre, nous ne connaissons pas encore toutes les équations différentielles qui régissent la transformation d'un hydrocarbure en eau et en bioxyde de carbone et leurs nombres doivent être énormes. Certains chercheurs préconisent des schémas contenant plus de cent équations différentielles à résoudre simultanément juste pour décrire les réactions contenant seulement du  $H_2$  et du  $O_2$ , sans gaz inerte.

Le nombre d'équations requis pour décrire un mélange diésel-air peut devenir inconcevable. De plus, l'écoulement et le transfert de chaleur modifient la température des molécules prenant part à la réaction. Aucun modèle, méthode de calcul ou ordinateur peut prendre en considération tous ces phénomènes simultanément.

L'écoulement turbulent est aussi extrêmement difficile à discrétiser, surtout dans un écoulement tridimensionnel avec des sources d'énergie dans chaque cellule. La section numérique du laboratoire de combustion travaille depuis six ou sept ans sur ce problème. Des résultats raisonnables pour l'écoulement turbulent commencent à voir le jour. Par contre, il manque toujours un modèle d'évaporation des gouttes de carburant, un modèle de la cinétique de formation de la suie, un modèle de radiation de la flamme et un modèle de convection forcée qui doivent être intégrés dans le même logiciel. Il y a d'énormes obstacles à conquérir avant que l'approche numérique soit une solution.

En industrie, cela peut prendre 6 à 7 ans avant qu'un modèle numérique représente le type de chambre conçue par cette compagnie. Il est validé à grand coût avec des mesures de températures de parois pour toute la gamme des conditions d'opérations. Ces mesures servent aussi de contrôle pour assurer qu'on ne dépasse aucune limite de conception. Ceci est rarement le cas, car les formules de conception sont très empiriques. On doit modifier trois ou quatre fois une chambre, chaque fois en la retournant sur le banc d'essai, avant d'entamer la production. De plus, le modèle numérique ne sert qu'à faire des modifications sur une chambre bien précise. Le modèle est utile, dans ce cas, car il arrive souvent que l'on veuille adapter la chambre à d'autres conditions d'opération du moteur. Par exemple, un turbopropulseur peut facilement devenir un moteur de génératrice pour la production d'électricité. Dans ce cas, la conception sera simplifiée car le moteur sera opéré qu'à une condition. Le modèle numérique permettra d'optimiser rapidement la chambre de combustion. Ceci réduit grandement les coûts et le temps de développement pour la nouvelle turbine à gaz.

Par contre, les coûts de conception du logiciel sont fabuleux et, à la fin on n'obtient que le modèle d'une chambre bien précise. Ces modèles sont constitués de plusieurs équations semi-empiriques qui sont ajustées pour

représenter les résultats mesurés. Ceci parce que, dans la plupart des cas, les équations exactes sont trop complexes ou simplement inconnues. Même avec ces simplifications on doit utiliser des super-ordinateurs de la dernière génération pour avoir les résultats dans des délais raisonnables.

Une détermination rapide et simple de la température des gaz réduirait grandement le temps qu'un prototype passe sur le banc d'essai. De plus, il aiderait à générer ces équations semi-empiriques utilisées dans les modèles industriels. C'est pour combler toutes ces lacunes que cette recherche a été entreprise.

L'auteur se propose de réviser les techniques de mesures des températures de gaz élevées, en choisir une comme étalon puis d'essayer de développer une méthode non-intrusive<sup>1</sup> de la mesure de température et de l'émissivité de la flamme. Ceci a pour objet de permettre une mesure rapide et économique de la température et de l'émissivité de flamme dans les chambres de combustion de turbine à gaz. Des carburants similaires à ceux employés couramment seront utilisés. On se concentrera sur trois carburants: un militaire (JP-4), un produisant beaucoup de suie donc de très forte émissivité (80% iso-octane et 20% benzène) et un produisant très peu de suie (iso-octane). Ces carburants ont approximativement le même pouvoir calorifique qui résulte en des températures de flamme similaire. Mais les flammes auront des émissivités très différentes.

Cette thèse révisera, aussi les connaissances actuelles des propriétés émettantes, absorbantes et diffusantes des milieux dits troubles que sont les flammes. Elle questionnera la validité des suppositions faites lors de l'élaboration des théories décrivant l'émissivité des flammes. Ceci mènera à une discussion de l'applicabilité de ces théories à des milieux ayant de forts gradients de température.

---

<sup>1</sup>L'auteur emploie le néologisme intrusif pour exprimer l'idée que l'instrument de mesure est introduit dans la chambre sans que ceci soit désiré. La perturbation de l'écoulement dû à l'instrument fausse la mesure de température. Les termes intrusion et intrusif sont employés en géologie pour décrire une roche volcanique qui s'est infiltré dans une roche sédimentaire.

Cette étude a été partiellement motivée par les lacunes découvertes lors de l'utilisation d'un pyromètre à deux couleurs. Ces données seront réexaminées pour essayer d'expliquer un non-sens: une mesure de température de flamme de 35 000 K. Une émissivité mesurée beaucoup trop basse serait à l'origine de cette erreur. Passons maintenant aux méthodes de mesures de la température de flamme.

# 2

## Techniques de mesure des hautes températures

*Inside every small problem is a  
larger one struggling to get out.*

The Shinker converse to Hoare's law of  
large problems.



## 2.1. INTRODUCTION

La température d'une flamme est une chose assez mal définie. La définition classique de la température requiert qu'il n'y ait aucun échange d'énergie thermique entre deux corps. Quand cet équilibre énergétique est établi, on dit que les deux corps sont à la même température. Par contre, ce qu'on définit comme une flamme est la zone d'un milieu gazeux où des réactions chimiques progressent. Entre les composantes de ce gaz, il n'y a aucun équilibre.

L'échappatoire de ce paradoxe est de regarder des conditions thermiques très spécifiques dans la flamme. Nous obtenons alors ce qu'on appelle des pseudo-températures qui reflètent les quantités d'énergie stockée par des mécanismes différents dans la matière. Un exemple est la température cinétique. Celle-ci reflète l'énergie cinétique (la vitesse) des particules gazeuses. On peut la considérer comme la température qu'aurait un corps si tous les autres états énergétiques (vibratoire, rotationnel) étaient en équilibre avec celui translationnel. Elle est souvent définie à raison de la thermodynamique statistique développée par Maxwell et Boltzmann.

La température cinétique a été choisie comme exemple car c'est celle qui est la plus souvent citée ou plus précisément sous-entendue lorsque l'on parle de température de flamme. C'est celle-ci que nous voulons mesurer car elle reflète le mieux les propriétés thermiques qui déterminent l'échange énergétique entre la flamme et son environnement. Rappelons-nous que tout ce travail a pour objet de mieux prévoir la température de la chambre de combustion et non pas du gaz lui même.

La prochaine section décrit les méthodes de mesure des hautes températures. La plupart des techniques ont été développées pour mesurer des corps qui sont en équilibre thermique. L'applicabilité aux flammes de ces méthodes sera discutée lors de la description détaillée de la méthode. Les sections suivantes traiteront seulement des techniques capables de mesurer des températures très élevées. Puis, suivra une description détaillée des méthodes choisies. Traitons maintenant de quelques notions fondamentales.

## 2.2. CLASSIFICATION DES MÉTHODES DE MESURE

Dû aux très grandes températures présentes dans une chambre de combustion, les techniques de mesure de température sont très restreintes. Elles sont divisées en deux grands groupes: les méthodes "isothermiques" et "athermiques". La distinction entre les deux méthodes réside dans le fait que les méthodes isothermiques exigent qu'une partie de l'instrument soit en équilibre thermique avec le système dont on veut mesurer la température. La méthode athermique mesure un flux de chaleur du système vers l'instrument. À titre d'exemple le thermomètre est un instrument isothermique et le pyromètre un athermique.

Tout instrument de mesure utilise une fonction de transfert pour convertir d'une fonction d'état à une autre plus facile à mesurer. Par exemple, une jauge de Bourdon transforme une pression en un déplacement et, de fait, on ne mesure que le déplacement de l'aiguille. On ne peut mesurer directement que trois choses; le temps, les potentiels électriques et les longueurs. Habituellement, c'est soit un voltage ou une longueur qui sont mesurés, le chronomètre étant un instrument de mesure. Il transforme le temps en unité de longueur (c.-à-d. le déplacement des aiguilles).

Les systèmes d'acquisitions modernes ont permis une utilisation de plus en plus grande des instruments de mesure qui ont comme sortie un potentiel électrique. Mais il faut toujours se rappeler que ce qu'on voit sur l'indicateur n'est pas ce que l'on veut mesurer (c.-à-d. une pression ou un débit), mais bien le résultat d'une transformation du signal en un autre qu'on peut mesurer. Cette mise en garde aidera à déterminer la plupart des sources d'erreur du système de mesure<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Pour ceux qui croient cette remarque naïve, voici un exemple tiré de ma propre expérience. Plusieurs instruments d'analyse chimique sont utilisés dans le laboratoire. Elles sont décrites au chapitre 5. Le manufacturier considère que ces instruments mesurent des concentrations volumiques de gaz. À une occasion l'analyseur de CO mesura des concentrations plus élevées que si on avait transformé tout le carbone du carburant en CO. On vérifia l'étalonnage. Tout semblait correcte. On trouva la faille du système lorsque quelqu'un remarqua qu'un détendeur fonctionnait mal. L'appareil qui est calibré journalièrement avait été calibré à une pression plus basse que la pression à laquelle l'échantillon était fourni. L'appareil mesure en fait la pression partielle du CO. Celle-ci est proportionnelle à la concentration

### **2.2.1. Les instruments isothermiques**

Le fonctionnement de ces instruments est toujours basé sur une des propriétés de la matière qui dépendent directement de la température. Leurs plus grandes lacunes résident dans leur principe de base, soit, qu'ils doivent être en équilibre thermique avec le milieu à mesurer. Un simple exemple est le thermomètre. Il utilise l'expansion thermique des fluides dans un capillaire que l'on mesure sur une échelle de longueur. Tout bon thermomètre a une ligne gravée à trois ou quatre centimètres de sa base pour indiquer la fraction de l'instrument qui doit être en équilibre avec l'environnement.

Assurer un contact parfait entre l'instrument et le milieu ne garantit pas un équilibre thermique. Il peut y avoir d'autres sources d'énergie qui interfèrent avec l'instrument. Pour mesurer la température de l'air extérieur, il faut s'assurer que les rayons solaires ne peuvent atteindre le thermomètre. Si cette condition n'est pas satisfaite, l'énergie solaire incidente augmentera la température du bulbe et celui-ci ne sera plus en équilibre thermique avec l'air ambiant, bien qu'il soit complètement submergé dans le milieu. Il est nécessaire pour le bon fonctionnement de ce type d'instrument que la chaleur du milieu soit la seule source et le seul puits d'énergie du détecteur.

On ne retrouve qu'un instrument isothermique capable de résister aux températures de flamme et qu'on croit assez petit pour ne pas interférer avec l'écoulement gazeux: le thermocouple. Les autres sont composés de matériaux soit trop fragiles (les céramiques) ou ayant un point d'ébullition trop bas. Ils ne résisteraient pas au milieu. Rares sont les matériaux qui peuvent subir de si hautes températures et de ceux là, encore moins peuvent supporter le milieu grandement oxydant de la flamme.

---

seulement si la pression totale lors de l'étalonnage est égale à la pression totale lors de la prise de mesure.

### **2.2.2. Les instruments athermiques**

La mesure avec ce type d'instrument se fait indirectement à l'aide d'une propriété physique du corps lui même qui dépend de la température (c.-à-d. chaleur massique, émission radiative). Puisqu'on ne mesure pas la température, l'instrument ne requiert pas d'être en équilibre thermique avec le milieu. Il ne subit pas les contraintes de la haute température des instruments isothermiques. Par contre, les difficultés de mesures n'en sont pas moindres. Il existe trois méthodes pratiques classées sous cette rubrique: les sondes calorimétriques, les sondes d'échantillonnages, la pyrométrie.

### **2.3. LE THERMOCOUPLE**

L'auteur ne résumera pas ici la théorie derrière le fonctionnement des thermocouples. Les références Omega Engineering (1992) et American Society for Testing and Materials (1981) contiennent tout ce que l'on veut savoir sur ces instruments de mesure, y compris des développements en détail des aspects théoriques et pratiques. Il suffit de dire ici que, quand deux métaux différents sont mis en contact, une différence de potentiel qui dépend de la température et des métaux se crée à travers la jonction. Quand deux jonctions sont utilisées en série avec un voltmètre, la différence de potentiel mesurée sera presque proportionnelle à la différence de température entre les deux jonctions.

Pour éliminer une des variables du système, une des jonctions est habituellement trempée dans un bain de température uniforme (habituellement de glace) pour servir de référence. Par contre, l'emploi moderne du thermocouple utilise des sources électroniques pour compenser la variation de température à la jonction où le thermocouple est branché à l'appareil de mesure. Cette jonction devient la jonction de référence et le bain n'est plus requis. Les aspects électroniques sont aussi couverts dans les références mentionnées ci-dessus. Tous problèmes de mise à la terre, sources froides, etc. et leurs solutions sont décrits dans ces textes.

Deux autres phénomènes physiques sont à l'origine de la plupart des erreurs de mesure par thermocouple, la conduction et la radiation. Puisque le thermocouple est fait de métal, sa conductivité thermique est grande. Ceci

implique que le thermocouple peut servir de puits de chaleur, diminuant ainsi la température à la jonction chaude. Cette mise en garde vaut surtout quand on veut mesurer une température de parois.

Le problème de radiation a deux volets. Puisqu'il y a un échange d'énergie radiative à chaque fois que deux corps de température différente s'aperçoivent, il se peut que la jonction chaude soit refroidie ou réchauffée dépendant des corps environnants. Aux petites différences de température ce phénomène est négligeable. Mais puisque l'échange d'énergie dépend d'un facteur de puissance quatre, aux températures de flamme, il devient très important. On doit donc compenser pour ce flux de chaleur et l'instrument de mesure perd toute sa linéarité.

Ce problème semble avoir été décelé dès les premiers essais dans les flammes. Une citation de Féry (1909) qui, le premier, a noté le problème, résume parfaitement la situation<sup>2</sup>:

"La méthode expérimentale généralement employée consiste à plonger dans la flamme un corps solide de petites dimensions; on admet alors que ce corps prend la température des gaz qui l'environnent. Si, en particulier, le corps solide choisi est la soudure d'un couple thermo-électrique, il enregistre lui-même sa propre température.

En fait, les résultats obtenus par ce procédé ont été très discordants, malgré les corrections relatives aux pertes par conductibilité des fils du couple employé.

Une autre cause d'erreurs réside dans les pertes par rayonnement dont la correction est incertaine, le pouvoir émissif des métaux étant mal connue à haute température; ce pouvoir émissif dépend aussi de la nature des gaz de la flamme

---

<sup>2</sup> Notez que le texte, qui date du tournant du siècle, est écrit à la première personne. Par contre, c'est le résumé le plus succinct et éloquent du sujet que l'auteur ai pu trouver. M. Féry, dans le même article, propose pour la première fois la méthode de mesure de température grâce au renversement d'une raie métallique.

qui modifient physiquement la surface. On sait que les flammes carbonées altèrent la pureté du métal thermométrique (qui est toujours le platine) et changent ainsi le pouvoir thermo-électrique de l'élément.

À ces diverses causes qui influent sur la température du couple, ou qui altèrent ses indications, je me permettrai d'en ajouter une autre provenant de *la vitesse* du courant gazeux.

Les gaz présentent une certaine viscosité, et la présence d'un corps solide, même de petites dimensions, diminue la vitesse des tranches gazeuses qui l'entourent.

Si l'on considère que la chaleur spécifique des gaz est très faible par rapport à celle des solides, et que d'autre part les gaz sont très mauvais conducteurs par rapport aux métaux, on s'explique aisément un certain nombre de faits, difficiles à saisir sans la remarque précédente. On sait, par exemple qu'un fil de platine de 0mm,02 fond facilement dans la flamme du bec Bunsen ordinaire, mais que la petite perle résultant de cette fusion se solidifie aussitôt, bien que son support soit sensiblement à la même température qu'elle, ce qui élimine les pertes par conductibilité.

Il se produit dans cette expérience un ralentissement des gaz autour de la perle, et la fusion s'arrête quand l'apport de chaleur par les gaz ne peut plus contrebalancer à 1780° les pertes par rayonnement.

Cette simple expérience doit faire rejeter tous les résultats indiquant moins de 1780° pour la flamme en question, et montre que la température du Bunsen ne saurait être déterminée par un couple au platine"

Lyons & Garcia-Salcedo (1989) en font un traitement moins complet mais plus récent du problème d'utilisation des thermocouples dans les flammes.

Plusieurs auteurs suggèrent d'utiliser les thermocouples en platine pour mesurer directement les températures de flammes. Par contre, il y a beaucoup de réticences de la plupart des expérimentateurs à utiliser un catalyseur si fort. Comment tenir compte de cet effet n'a pas encore été clairement défini, et, habituellement, on n'en tient pas compte. Ceci rend la mesure très douteuse.

Pour empêcher le contact direct entre le platine et les réactifs, on utilise souvent un recouvrement céramique. Ceci a pour effet d'augmenter grandement le temps de réponse du thermocouple. L'application dans les flammes laminaires est certes possible car la température locale ne varie pas mais non en milieux turbulents. Les thermocouples faits de métaux non catalytiques ne résistent pas aux hautes températures ( $>1300$  K) et ne peuvent être utilisés dans les flammes.

Une approche intéressante est d'utiliser un thermocouple non catalyseur dans sa phase transitoire avant qu'il n'ait atteint le régime permanent. La technique consiste à plonger rapidement le thermocouple dans le milieu et à l'extraire aussi vite. Une courbe du potentiel électrique en fonction du temps est enregistrée. De ces données, on peut extraire la température des gaz chauds. Ceci nécessite la connaissance exacte du temps de réponse du thermocouple. Ce temps dépend de la température du gaz et du thermocouple, de la pression et surtout de l'écoulement autour du thermocouple. La référence, Kretschmer (1975), contient une description exhaustive de la méthode et des contraintes d'application. La détermination rapide de la température de flamme devient donc impossible car chaque thermocouple doit être calibré. De plus, on doit positionner un mécanisme encombrant de plongeon sur la chambre.

Un autre problème avec le thermocouple est l'intrusion dans l'écoulement. Le changement de l'écoulement causé par l'instrument de mesure affecte la mesure. De plus, il agit comme puits de chaleur pour le gaz. Pour des grandes chambres, ceci peut être négligeable. Mais les chambres annulaires ont maintenant une dimension de parois à parois d'environ dix centimètres.

Les thermocouples ne sont pas une solution pratique dans le milieu que l'on veut mesurer. En plus d'avoir trop d'inconvénients, on ne sait pas vraiment ce que l'on mesure. Pour cela, ils sont rarement utilisés pour la mesure des températures de gaz réactifs au-dessus de 1300 K.

## **2.4. LES SONDES CALORIMÉTRIQUES**

Cette sonde mesure l'accroissement d'enthalpie d'un fluide mis en contact avec le gaz chaud. L'idée est très attrayante car la sonde elle-même peut être gardée à une température basse, presque constante, en faisant varier le débit du fluide dont on mesure l'enthalpie.

Les sondes ressemblent à un échangeur de chaleur de petite dimension. Elles sont habituellement composées de trois tubes concentriques munis de thermocouples. Le tube du centre sert de conduit pour le gaz dont on veut savoir la température. Les deux autres sont utilisés comme aller-retour du fluide refroidissant. En faisant un bilan d'énergie de l'échange de chaleur du gaz vers le fluide, nous sommes capables d'évaluer la température initiale du gaz. Lorsque ceci fut essayé à Laval, on réalisa que les coûts d'une sonde fonctionnelle étaient déraisonnables.

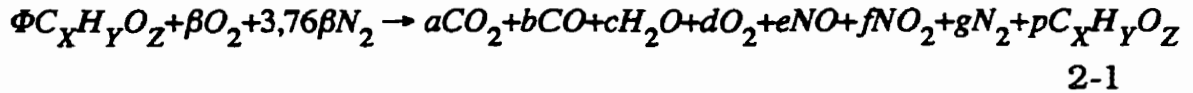
La plus grande contrainte était l'emplacement des thermocouples à l'intérieure des tubes. Ceux-ci devaient être soudés au laser pour assurer qu'ils puissent résister à la température de la zone primaire. De plus les tubes en acier inoxydable avaient besoin d'ailettes pour assurer un transfert de chaleur plus uniforme entre le fluide et le gaz. Un peu comme le moteur Stirling, l'idée est excellente mais elle est techniquement difficilement réalisable.

## **2.5. LES SONDES D'ÉCHANTILLONNAGES**

Cette technique consiste à échantillonner le gaz dans la flamme et en mesurant les concentrations de chacun des gaz, on peut établir un bilan molaire. Ce bilan nous dira combien de réactifs ont été consommés. En utilisant la thermodynamique, nous sommes alors capables d'évaluer l'énergie chimique qui a été transformée en chaleur. Ainsi, nous obtenons la température des gaz.



La stœchiométrie nous dicte le bilan molaire suivant:



Avec  $\beta$  défini comme suit:

$$\beta = X + \frac{Y}{4} - \frac{Z}{2}$$

2-2

Cette équation contient 9 inconnues:  $\Phi$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$ ,  $g$  et  $p$ . Puisque notre système d'analyse des gaz assèche le gaz échantillonné (voir section 5.2 et 5.3 et l'annexe G) pour certains de ses appareils, les sommes partielles de moles sont définies, soit:

$$S_{\text{sec}} = a + b + d + w + g$$

2-3

$$S_{\text{hum}} = a + b + c + d + e + f + g + p$$

2-4

L'assèchement condense ou dissout les hydrocarbures et les oxydes d'azote. Notez que la mesure de la concentration d'eau se fait après le système d'assèchement. On a donc introduit une dixième inconnue, soit  $w$ .

La mesure des appareils du système d'analyse des gaz nous donne les concentrations volumétriques des gaz présents. Ces sommes nous permettent d'écrire plus brièvement les concentrations des gaz. Donc, des sept mesures de concentration on a:

$$\chi_{CO_2} = \frac{a}{S_{\text{sec}}}$$

2-5

$$\chi_{CO} = \frac{b}{S_{\text{sec}}}$$

2-6

$$\chi_{O_2} = \frac{d}{S_{\text{sec}}}$$

2-7

$$\chi_{H_2O} = \frac{w}{S_{\text{sec}}}$$

2-8

$$\chi_{NO} = \frac{e}{S_{\text{hum}}}$$

2-9

$$X_{NO_2} = \frac{f}{S_{\text{hum}}} \quad 2-10$$

$$X_{CHO} = \frac{p}{S_{\text{hum}}} \quad 2-11$$

À ces équations s'ajoutent quatre autres équations, des bilans atomiques:

$$\text{carbone} \quad a + b + pX = \Phi X \quad 2-12$$

$$\text{hydrogène} \quad 2c + pY = \Phi Y \quad 2-13$$

$$\text{azote} \quad g = 3.76\beta - \frac{e}{2} - \frac{f}{2} \quad 2-14$$

$$\text{oxygène} \quad Z\Phi + 2b = 2a + b + c + 2d + e + 2f + Zp \quad 2-15$$

Nous n'avons plus qu'à résoudre ces onze équations à dix inconnues.

En forme matricielle ceci donne l'équation 2-16.

La méthode de solution sera donnée au chapitre 5.4. L'équation stœchiométrique étant évaluée et le nombre de moles de chaque espèce connues, on utilise la thermodynamique pour évaluer le bilan d'énergie. En employant la première loi de la thermodynamique et les enthalpies normalisées on peut écrire:

$$\sum_{j_{\text{réactifs}}} N_j \bar{h}_j = \sum_{j_{\text{produits}}} N_j \bar{h}_j \quad 2-17$$

Puisque les enthalpies normalisées sont fonctions de la température, nous pouvons évaluer la température adiabatique de notre mélange. Ceci sera facilité si nous avons des polynômes donnant la dépendance de l'enthalpie avec la température pour chaque substance. Ces fonctions furent prises de Gordon & McBride (1971). La température des gaz peut maintenant être évaluée avec un peu d'analyse numérique simple.

Il est très important lors de l'échantillonnage de "geler" les réactions chimiques présentes. On doit s'assurer que les réactions chimiques ont cessé

de progresser. On accomplit ceci en diminuant rapidement la température du gaz. Ceci requiert une sonde refroidie.

$$Ax = b$$

$$A = \begin{bmatrix} 1 - \frac{1}{x_{CO_2}} & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 - \frac{1}{x_{CO}} & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{O_2}} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{H_2O_{sec}}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{NO}} & 1 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{NO_2}} & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{CHO}} & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & X & -X & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & Y & -Y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 2 & 1 & 2 & 0 & 1 & 1 & 2 & Z & -Z & 0 \end{bmatrix}$$

$$x = \begin{bmatrix} a \\ b \\ d \\ w \\ c \\ e \\ f \\ p \\ \Phi \\ g \end{bmatrix} \quad b = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -3.76 \beta \\ 0 \end{bmatrix}$$

2-16

La conception de ces sondes ressemble à celle des sondes calorimétriques. Elle est aussi composée de trois tuyaux concentriques avec celle du centre servant de conduit pour les gaz provenant de la flamme. Les deux autres encore font l'aller-retour de l'eau. Par contre, le fluide assure que la sonde restera à basse température.

Cette méthode de mesure comme celle du thermocouple ne donne qu'une mesure de la température en un point bien précis. Comme mentionné plus tôt, une carte des profils de température entière est requise et ceci peut être une tâche ardue. En plus de prendre beaucoup de temps, les coûts de mesure sont grands. Chaque échantillon de gaz prend environ une dizaine de minutes à recueillir. On a estimé qu'environ onze points sont requis par plan de coupe et au moins quatre plans de coupe (une pour chaque zone). Ceci revient à soixante-huit points par condition d'opération. La quantité de mesures devient gigantesque si l'on veut mesurer à toutes les conditions d'opération de la chambre. Par contre, on pourrait utiliser cette méthode de mesure pour en valider une moins coûteuse.

La plus grande défaillance de cette méthode est qu'elle suppose une évolution adiabatique. On sait qu'il y a perte de chaleur par rayonnement thermique (on peut même, à l'oeil nu, en voir une partie) et par convection. Donc cette méthode surestimera la température. De combien, dépendra de l'échange thermique avec son environnement et c'est cet échange thermique que nous voulons évaluer. Mais nous ne mordont pas, si j'ose dire, notre queue<sup>3</sup> car cette méthode donne la température maximum que pourrait avoir la flamme. Elle est donc utile comme limite supérieure.

## **2.6. LA PYROMÉTRIE**

La méthode consiste à mesurer la radiation provenant du corps. Selon les lois de radiation, l'énergie émise dépend directement de la température de ce corps. Cette méthode se rapproche le plus du but de cette thèse, puisque ce que l'on veut évaluer est le transfert de chaleur vers les parois. La pyrométrie mesure la partie radiative de ce transfert.

Cette science se divise en deux grandes parties: la pyrométrie spectrale et la pyrométrie totale. La pyrométrie totale mesure la radiation totale émise par le corps mais est difficile d'application quand ce dernier n'est pas un corps gris. La pyrométrie spectrale ne mesure la radiation qu'à des

---

<sup>3</sup>Cette expression, qui n'a aucune connotation vulgaire, veut simplement dire tourner en rond. Elle est tirée de "Le dîner en ville" de Claude Mauriac, page 53, éditions Albin Michel, Paris, 1959. Elle est citée dans le petit et grand Robert sous la rubrique queue.

longueurs d'onde discrètes. Pour appliquer ces deux méthodes, on doit connaître l'émissivité (soit spectrale soit totale) du corps émettant et c'est l'étape la plus difficile de la méthode.

Pour les gaz, l'émissivité dépend, entre autre, de la densité, de la longueur du parcours optique dans le gaz, des concentrations des composantes du gaz et de la forme du volume de gaz. De plus, dans notre cas, il y a des émissions spectrales dues aux phénomènes quantiques. Celles-ci se superposent aux émissions radiatives qui résultent en un corps qui ne suit pas la loi de Planck pour les corps gris. Cette section décrira en détail les équations gouvernant les émissions provenant des milieux absorbants, émettants et diffusants et leurs applications à la pyrométrie.

Mais avant d'entreprendre ce développement théorique, une mise en garde. La plupart des propriétés physiques requises pour l'utilisation de ces équations sont difficilement évaluables et ne peuvent être, au moment présent, mesurées directement. Comme avis, citons Siegel et Howell (1992):

Combustion is very complicated, often consisting of chemical reactions in series and in parallel and involving various species. The composition and concentration of these species cannot be predicted well unless knowledge is available of the flame reaction kinetics: this knowledge will not usually be at hand. Because the radiation properties of the flame depend on the distributions of temperature and species within the flame, a detailed prediction of radiation from flames is not often possible from knowledge only of the original combustible constituents and flame geometry. Because of these difficulties, it is usually necessary to resort to empirical methods for predicting radiation from systems involving combustion.

Même avec la puissance de calcul des ordinateurs d'aujourd'hui, on ne peut modéliser la radiation d'une flamme sans faire d'approximations empiriques. Aucune approche numérique, soit différence finie ou élément fini, ne peut modéliser quelque chose dont on ne connaît pas les lois qui la régissent. Même si elles étaient connues, le nombre d'équations et leurs complexités sont prohibitifs à leurs applications. La plus grande de ces

contraintes est définitivement de connaître les espèces présentes, soit l'étude de la cinétique chimique. Ceci est essentiel pour connaître la distribution de la température du gaz rayonnant.

### 2.6.1. Rayonnement spectral et total

La quantité d'énergie totale par unité de surface émise par un corps est décrite par une forme intégrale, soit:

$$M = \int_0^{\infty} M_{\lambda} d\lambda \quad 2-18$$

L'émittance spectrale ( $M_{\lambda}$ ) dépend de l'émissivité du corps et de la loi de Planck :

$$M_{\lambda} = \varepsilon_{gaz, \lambda} \frac{c_1}{\lambda^5 \left( \exp \left\{ \frac{c_2}{\lambda T} \right\} - 1 \right)} \quad 2-19$$

Dans toutes nos applications, l'approximation de Wien est valable. Alors on utilisera pour l'émittance spectrale la formule suivante:

$$M_{\lambda} = \varepsilon_{gaz, \lambda} \frac{c_1}{\lambda^5 \exp \left\{ \frac{c_2}{\lambda T} \right\}} \quad 2-20$$

Elle est précise à 1% près lorsque:

$$\lambda T \leq 3000 \mu\text{m K} \quad 2-21$$

La condition extrême à laquelle l'auteur s'attend est de 0.9  $\mu\text{m}$  et 2400K, bien en deça de la limite.

La séparation entre les méthodes spectrale et totale se fait ici. Il est techniquement possible de mesurer l'émittance spectrale de la surface d'un corps avec une bonne précision. Cette mesure ainsi prise, le calcul de la température du corps dépend seulement de la connaissance de son émissivité.

Pour les gaz, l'émissivité dépend de la densité, de la longueur du parcours optique dans le gaz, de la longueur d'onde de la radiation et des

concentrations des composantes du gaz. La suie est la composante qui affecte le plus l'émissivité de la flamme dans le spectre du visible. De plus, il y a des émissions spectrales dues aux phénomènes quantiques (chimiluminescence). Celles-ci se superposent aux émissions radiatives de la suie qui résultent en un comportement spectral inhabituel. Par contre, celles d'importance se produisent toutes dans l'infrarouge. Puisque la flamme ne se comporte pas comme un corps gris, les mesures de radiation totale sont à rejeter.

Peu importe la méthode de prise de mesure spectrale, la difficulté sera toujours l'émissivité de la flamme. Certaines méthodes essayent de l'éliminer en prenant plusieurs mesures dans des conditions spéciales. Elles ont toutes le même défaut: celui de supposer un type de fonction mathématique pour l'émissivité qui n'a qu'une domaine restreint. C'est pourquoi une révision de toutes les connaissances acquises jusqu'à présent dans le domaine est nécessaire et a été réalisée. Les prochaines sections décriront en détail les équations gouvernant les émissions provenant des milieux absorbants, émettants et diffusants et leurs applications à la pyrométrie. Une flamme démontre toutes les propriétés mentionnées ci-dessus.

Les prochaines sections contiennent beaucoup d'informations tirés de domaines spécialisés avec lesquels le lecteur n'est nécessairement familier. Les sujets abordés varient de la mécanique quantique, l'optique classique, l'optique électromagnétique. Une introduction historique permettra de faciliter l'assimilation d'idées parfois complexe.

### **2.6.2. Introduction historique aux propriétés radiatives des milieux absorbants, émettants et diffusants**

Les tous premiers chercheurs dans le domaine (i.e. Ångström (1803 & 1889), Becker (1909), Féry (1903), Stark (1897), Leder (1909), Rubens & Wood (1911)) ont vite réalisé que le comportement radiatif des flammes était très complexe. Plusieurs publications traitent spécifiquement des lois qui régissent les flammes comme si elles avaient des propriétés uniques. Lorsque Planck énonça la loi du rayonnement des corps noirs, les données spectrales des flammes furent réexaminées en espérant y voir clair. On avait réalisé auparavant que, dans la flamme, l'émetteur aux longueurs d'ondes du visible

était la suie qui se retrouve sous forme de très petites sphères. Stark détermina que la suie qui était formée dans la flamme devait être en équilibre thermique avec les gaz environnants. La suie était souvent utilisée comme traitement de surface pour rendre un corps très émissif. Dans ces conditions, il agit presque comme un corps noir. Mais on ne comprenait pas pourquoi la flamme ne se comportait pas comme un corps gris.

On a donné aux milieux transparents dopés de particules solides l'épithète de trouble, car la lumière y pénétrant était troublée d'une façon inconnue. Les chercheurs d'aujourd'hui appellent ces milieux participants. L'exemple le plus commun est notre atmosphère. On peut voir notre atmosphère comme un milieu transparent (le vide) dans lequel flottent les petites particules solides (les molécules d'air). Lord Rayleigh (1871) réussit à décrire pourquoi le ciel était bleu mais sa théorie quoique très élégante ne s'applique que si la longueur d'onde de la lumière incidente aux sphères était beaucoup plus grande que les molécules d'air. Il avait dérivé cette théorie sans avoir recours aux équations de propagation de la lumière établies par Maxwell et c'est la beauté de l'approche.

Gustave Mie (1908), dans un papier historique, énonça une théorie générale, basée sur les lois de Maxwell, décrivant comment les milieux troubles échangent l'énergie avec leur environnement. Cette théorie fut développée initialement pour décrire l'iridescence d'un verre qui a été imprégné de poussière d'or. Cette technique est encore utilisée aujourd'hui comme coloration du verre, l'or étant remplacé par un métal moins onéreux. Mie avait été fasciné par les couleurs spectaculaires.

La théorie de Mie fut appliquée dans tous les domaines. Elle décrit de façon beaucoup plus précise les arcs-en-ciel, les variations de la couleur bleu du ciel, le spectre du coucher du soleil, la polarisation de la lumière solaire, etc. De plus, en la restreignant au critère de Rayleigh sur le rapport diamètre des particules sur la longueur d'onde, on retrouve exactement la formulation de Rayleigh. Elle fut appliquée aux flammes pour la première fois par deux chercheurs nommés Senfleben & Benedict (1919).

Vers 1918, ces derniers réalisèrent l'importance de l'apport de Mie et les possibilités de son application aux flammes. Sans ordinateur ni laser, ils



purent mesurer en 1919 la grandeur des particules de suie et leur concentration avec la même précision qu'aujourd'hui. Ce genre de mesures ne fut répété qu'en 1964 par Ericson et al. au M.I.T. Comme nous le verrons plus tard, les calculs des fonctions établies par Mie sont extrêmement longs et algébriquement très complexes. Peu d'entre nous auraient le courage d'entreprendre ces calculs avec une simple règle à calcul.

Parce qu'au tournant du siècle la langue de communication scientifique était l'allemand, la publication de 1919 de Senfleben & Benedict est maintenant presque oubliée. Il est aussi surprenant que les chercheurs allemands aient négligé ce travail. Ce n'est qu'en 1955 que Roßler et Behrens appliquent la formulation. Il est décevant de réaliser que les experts du domaine n'ont qu'une connaissance fragmentaire de cette importante publication.

En Amérique, l'approche étant très utilitaire, on se tourna vers la solution empirique pour résoudre le problème de l'émissivité. Hottel & Broughton (1932) mesurèrent l'émissivité d'une flamme d'acétylène d'épaisseur variable. Leur formulation empirique fut récemment validée par Selamet & Arpacı (1989) qui se basèrent sur des calculs précis de la théorie de Mie<sup>4</sup>. Réalisant que les calculs de la théorie de Mie étaient beaucoup trop complexes, la plupart des chercheurs appliquèrent la formule de Hottel & Broughton à toutes les sauces. L'abus de cette formulation peut aussi être expliqué par le fait que c'était la seule disponible.

L'apparition des turbines à gaz fut un grand stimulus pour l'approfondissement de notre connaissance de l'émissivité d'une flamme. La grande diversité des conditions d'opérations de ces turbines démontra rapidement la lacune de la formulation de Hottel & Broughton. Roßler et Behrens (1950) firent des tests sur des flammes de plusieurs types de carburant. Ils réalisèrent que le type faisait grandement varier la grandeur

---

<sup>4</sup>L'approche préconisée par le présent auteur est en tout point équivalente à celle de Selamet & Arpacı (1989) et fut développée sans connaissance de leur travail. Lors d'une présentation d'un papier traitant du sujet à un Congrès du Canadian Combustion Institute, j'appris à ma grande satisfaction que la base théorique de mon approche pour l'équation approximant l'émissivité des milieux troubles avait déjà été validée.

des particules de suie et donc l'émissivité. Ils découvrirent le travail de Senfleben et Benedict et firent des calculs préliminaires. D'autres chercheurs, Stull & Plass (1960), Dalzell & Sarofim (1969), Felske & Tien (1973), utilisèrent des approximations de la théorie de Mie qui étaient valides pour des gammes de valeurs très précises. Ceci donna des valeurs acceptables pour l'échange thermique dans l'infrarouge en connaissant la température mais ne permettait pas la mesure de cette dernière.

La découverte du laser et des ordinateurs relativement puissants permit à Erickson & al. (1964) de mesurer les dimensions des particules de suie dans une flamme, utilisant la technique développée par Senfleben & Benedict 50 ans avant. Ils purent prendre plusieurs mesures comparées à l'unique mesure des auteurs originaux. On réalisa par ces nouveaux travaux qu'une connaissance des propriétés optiques de la suie était requise. Ce problème n'est pas encore résolu aujourd'hui. On a compris la série de mécanismes ordonnés qui l'a produite, modifiée et partiellement consommée la suie, était aussi importante pour déterminer ses propriétés optiques que ses propriétés physiques.

### **2.6.3. La flamme**

Jusqu'à maintenant, cette dissertation a toujours éviter de décrire en détail ce qu'est exactement une flamme. Cette approche a été préconisée parce que c'est celle que l'auteur a suivie lors de sa découverte du phénomène. Il y a un bagage imposant de connaissances à acquérir avant que l'on puisse décrire aisément le phénomène. Il y a une ironie dans le fait que le feu soit une des premières technologies que l'homme a su maîtriser mais qu'encore aujourd'hui il ne comprend pas tous les processus fondamentaux qui le régissent.

Les flammes qui nous intéressent sont celles rencontrées dans les turbines à gaz, soient les flammes de diffusion turbulente. Le qualificatif diffusion signifie que le carburant et l'air ne sont pas intimement mélangés. Ce type de flamme a des zones extrêmement riches en carburant qui, à cause de la pyrolyse des hydrocarbures, forment de la suie. Le brassage intensif, causé par la turbulence et la recirculation dans la chambre, tente d'accélérer le processus de mélange du carburant et du comburant. Il permet aussi de

réduire le volume requis pour la chambre de combustion en augmentant le temps de résidence moyen des molécules. Ces dernières passent et repassent dans la zone de haute température, permettant une pyrolyse et une combustion presque complètes. Un des plus grands atouts de ce type de flamme, c'est qu'elle est extrêmement stable. On peut introduire des grandes variations des débits de carburant et d'air avant que la flamme ne s'éteigne ou ne soit soufflée. Le prix à payer pour ceci est la formation de suie.

Le carburant dans ce type de chambre à combustion est généralement introduit sous forme de fines gouttelettes par un système de pulvérisation. La flamme, déjà présente, réchauffe les gouttelettes et elles s'évaporent. L'échauffement continue et, à des températures de 500K à 600K, la pyrolyse de l'hydrocarbure commence. Avec l'oxygène disponible, les radicaux commenceront la longue série de réactions en chaîne qui mèneront à la formation de  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$ . Par contre, dépendant du type de carburant, de la richesse du mélange, de la pression dans la chambre, de la température d'entrée de l'air et de l'intensité du brassage, il se formera des longues chaînes de carbone qui auront tendance à s'agglomérer en plaquettes. Ces plaquettes de suie continuent le processus d'agglomération s'empilant entre elles à tout hasard et formant des petites billes. Ces billes ont tendance à se coller entre elles et forment ce qui ressemble à des longues chaînes de perles. Les autres molécules présentes en grandes quantités dans une flamme sont  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ . Elles ne rayonnent que très peu dans le visible mais ont des fortes émissivités dans le lointain infrarouge.

Il est aussi important de réaliser que la température est loin d'être uniforme dans la flamme. Dans la zone primaire d'une chambre à combustion typique, le profil pris sur un diamètre ressemble à celui d'un chameau (deux bosses) plus que celui d'un dromadaire (une bosse). Ceci est dû à la recirculation qui ramène de l'air frais par le centre de la chambre vers l'amont. Donc, nous ne regardons pas un corps à température uniforme. Ceci s'avérera très important dans notre discussion de la température mesurable par méthode pyrométrique.

### 2.6.4. La loi de Bouguer

La loi qui décrit les propriétés radiatives des milieux absorbants, émettants et diffusants est dite de Bouguer. Son développement se retrouve dans presque tous les volumes de transfert thermique de base. Elle est souvent connue par d'autres noms, soit la loi de Lambert, la loi de Beer, etc. Elle est simple de dérivation et dicte la façon dont un milieu semi-transparent transmet la radiation. Le lecteur se référera à Siegel & Howell (1992) pour la dérivation de la loi et un traitement complet sur le sujet. Une dérivation similaire sera faite plus tard (section 6.5) pour les milieux non isothermes. Il suffit d'énoncer ici que l'émissivité spectrale d'une flamme ou de gaz chargé de suie est décrite par:

$$\varepsilon_{\lambda} = 1 - \exp(-s k_{f,\lambda}) \quad 2-22$$

$$k_{f,\lambda} = \sum_j k_{j,\lambda} \chi_j \quad 2-23$$

L'indices  $j$  représente tour à tour les espèces (molécules ou agglomérats de suie) présentes dans la flamme. La détermination des coefficients d'absorption  $k$  est la plus grande difficulté. Puisque le milieu est composé de plusieurs espèces, aucune méthode simple n'a été trouvée pour évaluer ces coefficients. Le problème se réduit à déterminer la composition du milieu et les coefficients d'absorption. Les espèces présentes ont arbitrairement été divisées en deux catégories: lumineuses et non lumineuses. Cette classification se réfère à la partie visible du spectre électromagnétique émise par le milieu. Puisque les émissivités de la plupart des gaz purs sont négligeables dans le visible, elles sont appelées non lumineuses. Par contre, une espèce est responsable pour la majorité de la flamme lumineuse et c'est la suie. On réalise bien la différence en comparant une flamme de diffusion d'une chandelle et celle prémélangée d'un brûleur Bunsen.

Le mécanisme fondamental de l'émission d'une radiation électromagnétique peut seulement être décrit par la mécanique quantique et le modèle d'atome de Bohr. Ce modèle microscopique décrit ce qui se passe à l'intérieur de l'atome. Cette tâche devient insurmontable quand le nombre de

niveaux d'énergie devient grand. Alors, nous utilisons un modèle plus classique, celui de Thompson, qui est une approximation du modèle de Bohr quand le nombre d'interactions matière-énergie devient extrêmement grand. C'est en réalité une approximation statistique. Cette approche est une vision macroscopique de la matière. Nous devons utiliser les deux modèles pour décrire les émissions des flammes lumineuses et non lumineuses.

### **2.6.5. Émissivité des gaz purs**

Les coefficients d'absorptions pour la plupart des gaz trouvés lors de la combustion furent mesurés par Hottel & Smith (1935) et Hottel & Egbert (1942). Leurs tables et abaques sont devenues la norme et sont encore utilisés aujourd'hui par la plupart des ingénieurs.

Depuis, la mécanique quantique a permis une meilleure description des molécules émettantes basée sur les états vibratoires, rotationnels et électroniques. Edwards (1976), Penner (1959), Siegel & Howell (1992) citent tous des modèles pour les molécules les plus communes, c.-à-d. CO, CO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> et H<sub>2</sub>O. Selamet (1989) donne un résumé approfondi de tous ces modèles et même un programme FORTRAN pour calculer les émissivités de ces molécules. Ce programme prédit très bien les abaques de Hottel & Smith (1935) et Hottel & Egbert (1942). Siegel & Howell (1992) donne une description exhaustive des modèles et de leurs applications.

Bien que le problème ne soit pas simple et que les besoins informatiques soient grands, il a été résolu adéquatement. La recherche continue dans le domaine mais un modèle suffisamment précis pour l'ingénieur a été développé et les améliorations futures n'augmenteront que de peu sa précision.

Ce qui reste maintenant à préciser est une façon de décrire la radiation des particules de suie. Ceci s'avérera une tâche beaucoup plus difficile.

### **2.6.6. Émissivité des particules de suie**

Puisqu'il y a un grand nombre d'idées nouvelles à acquérir pour la plupart des lecteurs de ce texte, il est difficile de choisir qu'elle approche

utiliser pour les présenter. Une revue historique, reflétant celle de l'introduction, sera utilisée puisqu'elle introduit les sujets du plus simple au plus complexe et aide à expliquer le pourquoi de certains artefacts qui résistent encore aujourd'hui.

Les premières études des émissivités de flammes visaient à améliorer les sources de lumière. Puisque la flamme était la méthode universelle d'éclairage, les façons d'augmenter sa luminosité furent examinées avec beaucoup d'avidité. Les premiers chercheurs découvrent rapidement que la flamme n'était ni un corps noir, ni un corps gris. La plupart des mesures furent faites sur la lampe de Hefner. Cette lampe était utilisée comme standard de l'intensité lumineuse. Son émissivité complexe en força la mise au rancart et on ne l'utilisa plus comme norme. Ångstrom (1903), Becker (1909), Ladenburg (1906), Leder (1909), Rubens & Wood (1911) et Stark (1897) sont tous de très bons exemples de ces recherches initiales. Ces travaux nous permirent de conclure que c'était la suie, en équilibre thermique avec le gaz ambiant, qui émettait dans le spectre du visible et que son émissivité dépendait grandement de la longueur d'onde.

Cachée dans le paragraphe précédent est la définition de l'échelle de température thermodynamique. La définition de la température a toujours impliqué une condition d'équilibre entre deux corps. Par contre, dans une flamme où les réactions chimiques progressent libérant de l'énergie, il est difficile de définir une région d'équilibre thermique. Par chance, cette énergie est rapidement distribuée à travers le gaz ambiant. Tous les états énergétiques du gaz sont alors rapidement "peuplés" et peuvent être alors décrits par la loi de Planck (éqn. 2-19). Siegel & Howell (1992) discutent à fond le sujet et la validité de cette supposition.

En même temps que la réalisation des expériences sur les lampes, beaucoup de travail se faisait sur l'application des équations de Maxwell à l'optique des conducteurs. Drude (1890) développa un modèle simple, parfois appelé modèle de dispersion, basé sur la théorie classique de l'atome, décrivant comment les matériaux conducteurs absorbent la lumière pour la transformer en chaleur. Le modèle de Drude utilise l'équivalent d'un système harmonique amorti pour décrire le mouvement des électrons libres et liés. La beauté de cette application du travail de Maxwell est qu'on peut tenir compte

de la conductivité électrique du matériel en introduisant un indice complexe de réfraction qui ne dépend que de la longueur d'onde. Born & Wolf (1980) donne un développement exhaustif de la théorie.

Une grande partie de la preuve théorique sera reprise plus loin (Chapitre 3) pour que les mathématiques n'accablent pas le texte. Ceci est pour faciliter la compréhension et alléger cette partie du texte. Les mordus des équations différentielles pourront se réjouir plus tard. D'ici là, l'auteur priera le lecteur d'accepter les énoncés comme factuels.

Une question de notation doit être réglée avant qu'on puisse continuer. Puisque ce domaine est multidisciplinaire, la notation varie grandement d'un auteur à l'autre. Ceci est vrai même à l'intérieur d'une même discipline. Quand la notation porte à confusion, le problème sera indiqué dans le texte. Le choix de notation est quelque peu arbitraire et dépend souvent des premiers contacts de l'auteur avec le sujet. La première attrape est dans la définition de l'onde électromagnétique harmonique. Nous utiliserons:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad 2-24$$

Cet équation est souvent défini avec un exposant négatif. Les deux notations sont équivalentes par contre elles impliquent des changements dans certaines définitions qui suivront. L'onde électromagnétique décrivant la propagation de la lumière issue des équations de Maxwell est :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \left\{ \frac{\omega^2 \mu}{c^2} \left( \epsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) \right\} \mathbf{E} = 0 \quad 2-25$$

Pour un diélectrique  $\sigma = 0$  et la partie imaginaire de l'équation disparaît donnant l'équation d'onde classique.

Si nous définissons une nouvelle constante diélectrique:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \quad 2-26$$

Alors nous avons une équivalence formelle avec les équations développées pour les milieux non-conducteurs. L'indice de réfraction devient:

$$m = \mu \left( \epsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) \quad 2-27$$

Pour des raisons historiques et une simplification de notation les propriétés physiques sont rassemblées dans deux constantes et on écrit:

$$m = n - i n \kappa \quad 2-28$$

Remarquez que ceci cache la dépendance de la fréquence des propriétés physiques du corps, soit la conductivité et la constante diélectrique. Certains auteurs ont un signe plus devant la partie imaginaire. Ceci découle directement de la définition de l'onde. D'autres rassemblent le  $n\kappa$  en une constante nommée  $\kappa$  ce qui porte à confusion quand on révise une publication.

On peut évaluer l'indice de réfraction complexe d'un conducteur en étudiant l'interaction de la lumière polarisée avec la matière. Ceci est souvent fait sur un échantillon poli. C'est maintenant que l'on requiert un modèle atomique. Si nous supposons que l'équation différentielle gouvernant le mouvement des électrons libres et liés sous l'influence d'une onde électromagnétique périodique est:

$$m_e \ddot{r} + m_e \Delta \dot{r} + m_e \omega_0 r = q_e E_0 e^{i\omega t} \quad 2-29$$

Nous pouvons évaluer les propriétés optiques ( $n$  et  $\kappa$ ) en utilisant:

$$n^2 - n\kappa^2 = 1 + \frac{q_e^2}{m_e \epsilon_0} \sum_{j=1}^2 \frac{N_{b,j} (\omega_{b,j}^2 - \omega^2)}{(\omega_{b,j}^2 - \omega^2) + \omega^2 g_{b,j}^2} + \frac{q_e^2}{m_{e,b} \epsilon_0} \frac{N_f}{\omega^2 - g_f^2} \quad 2-30$$

$$2n^2\kappa = \frac{q_e^2}{m_e \epsilon_0} \sum_{j=1}^2 \frac{N_{b,j} \omega g_{b,j}}{(\omega_{b,j}^2 - \omega^2) + \omega^2 g_{b,j}^2} + \frac{q_e^2}{m_{e,b} \epsilon_0} \frac{N_f g_f}{\omega(\omega^2 - g_f^2)} \quad 2-31$$

où

$N_b$  est le nombre d'électrons liés par unité de volume

$N_f$  est le nombre d'électrons libres par unité de volume

$q_e$  est la charge de l'électron



$m_e$  est la masse de l'électron dans le vide  
 $m_{e,b}$  est la masse de l'électron lié  
 $\omega$  est la fréquence de l'onde incidente  
 $\omega_{b,j}$  est la fréquence naturelle du  $j^{\text{ième}}$  electron lié  
 $g_{b,j}$  est le coefficient d'amortissement du  $j^{\text{ième}}$  electron lié  
 $\omega_f$  est la fréquence naturelle des électrons libres  
 $g_f$  est le coefficient d'amortissement des électrons libres

Encore une fois, ceci n'est qu'un résumé donnant la solution. Senftleben & Benedict (1917) furent les premiers à appliquer cette approche théorique au carbone. Leur but était de décrire les propriétés émissives du graphite dans les lampes à arc au charbon. Pour réaliser ceci, de la suie fut prélevée d'une flamme pour produire des échantillons qui seraient compactées pour obtenir des surfaces hautement réfléchissantes. La lumière qui en est réfléchi est polarisée elliptiquement et ceci permet l'évaluation de l'indice de réfraction complexe. La seule autre option est de regarder la lumière transmise par l'échantillon. Ils ne réussirent pas étant incapable de produire une éprouvette assez mince.

Cette méthode dépend grandement de la rugosité de la surface qui doit être beaucoup plus petite que la longueur d'onde de la lumière incidente. Senftleben & Benedict (1917) eurent de la difficulté à polir leur échantillon et ne purent mesurer que jusqu'au proche infrarouge. En extrapolant très peu ils obtinrent dans le visible:

$$n = 1.95, n\kappa = 0.66$$

Ceci permit un calcul de l'émissivité du graphite basé sur des mesures purement électromagnétiques.

Il reste un dernier obstacle à franchir, le fait que la suie dans une flamme est de la même grandeur que la longueur d'onde du visible ou même plus petite, fait que l'on ne peut décrire le phénomène avec l'optique géométrique classique. Comme nous le verrons plus tard plusieurs théories à propos de ce qu'on appelait les milieux troubles (pensez à de l'eau vaseuse) furent développées, mais une théorie générale les supplanta toutes. Pour une vulgarisation sur le sujet, voir Walker (1989). Elle fut énoncée par Gustave

Mie (1908) bien qu'un an plus tard Debye (1909) en donne une solution équivalente. Cette théorie s'applique presque à tous les domaines de l'astrophysique, la chimie, la météorologie et même la production du verre. La curiosité de Mie sur les verres iridescents l'amena à étudier le phénomène. Les vitriers utilisent de la poudre d'or mélangée avec le sable pour produire une couleur arc-en-ciel remarquable. Ironiquement, ce n'est pas l'émissivité des particules qu'il voulait décrire, mais la dispersion causée par ces particules.

Peu de chercheurs modernes ont eu la chance de lire cette thèse, car elle est en allemand. L'auteur n'a pu trouver une traduction dans une autre langue. Mais c'est la description la plus exhaustive et complète du phénomène. Elle est basée sur les lois de Maxwell et la supposition que les propriétés optiques du milieu dispersant peuvent simplement être décrites par l'indice de réfraction complexe. Puisqu'elle ne décrit pas seulement comment la lumière est dispersée mais aussi comment elle est absorbée par les particules, elle décrit aussi comment elles émettent.

La solution de Mie est mathématiquement très ardue. La publication originale est de 70 pages. van de Hulst (1981) donne un résumé complet de la théorie et de ses applications. Kerker donne aussi un résumé du sujet mais se fie grandement à un manuel classique d'électromagnétique écrit par Stratton (1941). Ce dernier auteur fait plusieurs erreurs algébriques et certaines sont répétées dans le livre de Kerker (1969). Born & Wolf (1980) ont un chapitre pratique sur le sujet. Certaines suppositions sont faites lors du développement de la solution, soit que nous observons le phénomène loin du site d'interaction, que la lumière n'interagit qu'une seule fois et quitte le milieu sans aucune autre interaction, que les lieux d'interactions sont suffisamment éloignés les uns des autres pour qu'ils soient indépendants, et que la lumière est normalement incidente à la sphère.

Les propriétés émissives de la suie peuvent être dérivées de la théorie de Mie en appliquant la loi de Kirchhoff qui dicte que si on connaît comment un corps absorbe la radiation on connaît aussi comment elle émet. Puisque la théorie de Mie décrit comment la lumière incidente est dispersée et éteinte (absorption et dispersion), ces formules peuvent être utilisées pour calculer

l'émissivité. Les équations suivantes sont l'expression complète décrivant le coefficient d'absorption spectral prédit par la théorie de Mie.

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{Q_{abs}}{Q_{éteint}} \{1 - \exp(-s k_{suié, \lambda})\}$$

$$k_{suié, \lambda} = \pi r^2 N Q_{éteint}$$

$$Q_{abs} = Q_{éteint} - Q_{diff}$$

$$Q_{éteint} = 2 \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \operatorname{Re}(a_j + b_j)$$

$$Q_{diff} = 2 \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) (|a_j|^2 + |b_j|^2)$$

$$a_j = \frac{\psi_j(\alpha) \psi'_j(m\alpha) - m [\psi_j(m\alpha) \psi'_j(\alpha)]}{\xi_j(\alpha) \psi'_j(m\alpha) - m [\psi_j(m\alpha) \xi'_j(\alpha)]}$$

$$b_j = \frac{m [\psi_j(\alpha) \psi'_j(m\alpha)] - \psi_j(m\alpha) \psi'_j(\alpha)}{m [\xi_j(\alpha) \psi'_j(m\alpha)] - \psi_j(m\alpha) \xi'_j(\alpha)}$$

2-32

où

$$\alpha = \frac{2\pi a}{\lambda}$$

$$m = n - i n\kappa$$

et où  $\xi$  et  $\psi$  sont des fonctions modifiées de Bessel. Ces fonctions sont habituellement exprimées comme une série de puissance en  $\alpha$ . Notez que les équations impliquent une double dépendance avec la longueur d'onde de l'émissivité spectrale des milieux troubles puisque l'indice de réfraction complexe est aussi dépendante de la longueur d'onde.

Ce qui est le plus souvent cité comme la théorie de Mie est une approximation pour des particules ayant un périmètre d'une certaine dimension. Ces approximations sont utilisées car la théorie complète requiert une grande puissance de calcul, un résultat provenant du besoin d'évaluer

les fonctions de Bessel modifiées parfois appelées fonction de Newman ou de Hankel avec des arguments complexes. Lorsque le temps de calcul était une grande dépense dans les années soixante on retrouvait souvent publiées des tables des fonctions de dispersion et extinction. Deirmendjan et al. (1961) est un bon exemple et est applicable à des flammes.

Ces simplifications sont dérivées des séries de puissances tronquées qui ne sont valides que pour certaines valeurs du rapport périmètre longueur d'onde. C'est le critère de validité pour l'approximation. Par contre, on retrouve souvent des auteurs utilisant une approximation hors de son domaine d'application. Siegel & Howell (1992) dédient un chapitre complet sur l'application de ces approximations. L'approximation la plus souvent citée pour la suie, attribuée à Pohl (1958) mais aussi retrouvée dans van de Hulst (1981), est :

$$k_{\text{suie}, \lambda} = \pi r^2 N \left[ \frac{8\pi r}{\lambda} \frac{6n\kappa^2}{(n^2[1-\kappa^2]+2)^2 + 4n^4\kappa^2} \right] \quad 2-33$$

qui est seulement valable quand  $\alpha \ll 1$ . Dans les flammes contenant beaucoup de suie, cette formule n'est applicable que dans l'infrarouge. Foster (1969) donne une bonne description de comment utiliser ces approximations avec des flammes.

Le même genre d'exercice mathématique peut être fait quand les particules sont beaucoup plus grandes que la longueur d'onde, ou quand les particules sont non absorbantes, bien que ces approximations ne s'appliquent pas aux flammes. Ces approximations ont mené vers une certaine classification basée sur les conditions retrouvées dans le milieu dispersant. Les plus souvent citées sont Rayleigh, Thomson & Lorentz-Lorentz. Cette classification est quelque peu historique. Avant la théorie générale de Mie, certains avaient proposé des formules développées sans l'emploi explicite des équations de Maxwell ou qui utilisèrent des conditions très restrictives. On trouva plus tard qu'elles étaient des approximations de la théorie de Mie. Quelques auteurs semblent traiter cette classification comme des phénomènes différents basés sur le type de particules faisant la dispersion. La plus remarquable est celle de Rayleigh qui expliqua la dispersion de la lumière bleue dans le ciel 40 ans avant les calculs de Mie.

Pendorff (1962) développa une série de polynômes basée sur celles proposées par Mie, élargissant le domaine d'applicabilité à  $\alpha < 0.7$ . C'est très près du maximum pour la plupart des flammes dans la partie visible du spectre. Selamet & Arpacı (1989) donnent des corrections à certaines fautes algébriques de Pendorff et, comme nous le verrons plus tard, une application très pratique aux flammes. Les équations de Pendorff, qui sont l'approximation la plus générale, nous permettent d'exprimer le coefficient d'absorption comme:

$$k_{\text{suie}, \lambda} = \sum_{j=1}^{\infty} \gamma_j \left( \frac{\pi D}{\lambda} \right)^j \quad 2-34$$

où les coefficients  $\gamma$  dépendent de l'indice de réfraction complexe.

Ayant été capable de mesurer les propriétés optiques du carbone, Senfleben & Benedict (1919) s'attaquèrent à mesurer la taille des particules en mesurant la dispersion angulaire d'un rayon de lumière incident. Ceci requiert la théorie complète de Mie qui implique l'évaluation non seulement des fonctions de Bessel mais aussi de polynômes de Legendre.

Ceci fut fait avec un énorme succès et une précision surprenante. Sans l'aide d'un ordinateur, d'un microscope électronique ou d'un laser pour faciliter leurs mesures, ils réalisèrent des mesures très précises de la grandeur des particules. Ce type de mesures ne fut répété que 50 ans plus tard par Erickson, Williams & Hottel (1964) et Dalzell et al (1970), Puisque Senfleben & Benedict avait une méthode pour prévoir la dispersion et l'absorption de la lumière incidente, ils réalisèrent qu'ils avaient, en utilisant la loi de Kirchhoff, une méthode de calcul de l'émissivité de la suie. Celle-ci fut appliquée à une chandelle.

Le travail de Senfleben & Benedict semble avoir été oublié ou traité comme une curiosité jusqu'aux années cinquante. Ceci est dû en grande partie à la publication de Hottel & Broughton (1932) d'une méthode empirique relativement simple pour la mesure de l'émissivité et la température des flammes lumineuses. Leur pyromètre à deux couleurs permit une mesure rapide et simple des flammes troublées de suie. Par contre, la méthode ne s'applique plus quand la flamme devient moins

lumineuse. L'expression de Hottel & Broughton pour le coefficient d'absorption fut trouvé empiriquement et est exprimé par:

$$k_{\text{suie}, \lambda} = \frac{\gamma}{\lambda^{\nu}} \quad 2-35$$

La constante  $\gamma$  ainsi que la température étaient les inconnues, exigeant deux mesures à deux longueurs d'onde pour obtenir les deux équations requises. La valeur de la constante  $\nu$  fut fixée à 1.39 d'après des mesures faites en laboratoire. Il est intéressant de noter que l'expression de Hottel & Broughton est similaire à celle de Pendorff. Ceci fut remarqué par Roßler (1953). Un traitement plus complet et récent de Selamet & Arpaci (1989) conclut que l'expression de Hottel & Broughton était une approximation très précise des polynômes de Pendorff.

Au début des années cinquante Roßler et Behrens (1950) firent des études exhaustives sur la suie provenant de différents types de carburants. Ils utilisèrent encore l'expression de Hottel & Broughton pour calculer le coefficient d'absorption. En utilisant un spectrographe pour mesurer l'absorptivité de leurs flammes, ils réalisèrent que l'exposant  $\nu$  et la constante  $\gamma$  devaient varier pour tenir compte des différents types de carburants. Ceci peut s'expliquer grâce aux taux de formation de suie différents pour les divers carburants donnant des grandeurs des particules différentes de suie et des concentrations variées. Quelques années plus tard, Roßler(1959) découvrit le travail de Senftleben & Benedict et l'appliqua à leurs mesures. Naeser & Pepperhoff (1951) firent le même type de travail quand ils développèrent leur pyromètre à deux couleurs. Bien qu'ils ne réalisèrent pas que les formules de Mie étaient facilement applicables, ils prirent des photographies de la suie de leurs flammes à l'aide d'un microscope électronique pour en mesurer la grandeur des particules. Millikan (1964) donne un résumé de plusieurs des mesures qui se basent sur la formulation de Hottel & Broughton.

Le prochain développement fut fait par Stull & Plass (1960) qui essayèrent de décrire comment les atomes de carbone dans la suie réagissaient à une onde électromagnétique. Ce type de description de l'atome s'appelle un modèle de dispersion car elle décrit comment la lumière incidente est transformée en chaleur à l'intérieur du corps. Halpern & Hall

(1948) avaient mesuré l'ionisation du carbone due à des rayons-x et utilisant ces données Stull & Plass purent appliquer le modèle de Drude à l'atome de carbone. Ceci revenait à faire ce que Senftleben & Benedict (1917) avait fait mais en utilisant des mesures différentes, soit ionisation de l'atome au lieu de ses propriétés réfléchives.

Born & Wolf (1980) avertissent que le modèle de Drude est une approximation simple et qu'une description complète des propriétés optiques des conducteurs ne peut être faite qu'en se basant sur la théorie quantique. Par contre, il a été démontré par les approches statistiques de la théorie quantique que, lorsque le nombre d'interaction entre la lumière incidente et la matière absorbante est grand, le modèle de Drude était valide. Par interaction, on veut dire un procédé d'absorption puis de réémission qui, si fait un grand nombre de fois, transforme toute la lumière incidente en chaleur à l'intérieur du corps. Le désavantage d'un modèle quantique complet de l'atome de carbone est sa complexité. La description de Stull & Plass (1960) pourrait fort bien être valide, mais le présent auteur n'a pu trouver un auteur qui discute de ce point. La plupart des chercheurs acceptent le modèle classique de Drude sans douter de sa validité.

La plus grande difficulté du modèle de Drude (éqn. 2-30 et 2-31) réside dans l'évaluation des coefficients d'amortissement. N'ayant pas de modèle quantique, nous devons utiliser l'expérimentation pour mesurer ces valeurs. C'est ce que Stull & Plass firent en utilisant les données de Halpern et Hall. Ce modèle de dispersion permit le calcul de l'indice de réfraction complexe et sa dépendance sur la longueur d'onde. La publication de Stull & Plass représente aussi le premier essai d'une description de l'influence d'une distribution de grandeur de particules. Il fut appliqué avec succès au spectre infrarouge à l'aide d'une approximation de la théorie de Mie.

Le travail de Stull & Plass semble avoir généré un grand intérêt pour le sujet. Erickson, Williams & Hottel (1964) reprirent les mesures de dispersion de Senftleben & Benedict en utilisant de l'appareillage moderne. Dalzell & Sarofim (1969) reprirent celle de réflectivité pour obtenir les fameuses valeurs de:

$$n = 1.57, n\kappa = 0.48$$

dans le visible. Ceci semble avoir commencé un débat interminable sur les valeurs des constantes à utiliser dans la formulation de Mie. Un exemple typique est un récent article de Smyth & Shaddix (1996) décrivant l'historique des valeurs:

$$n = 1.57, n_k = 0.56$$

souvent cité en littérature. Il cite 76 références différentes où l'on peut obtenir des valeurs quelque peu différentes de l'indice de réfraction complexe.

Les chercheurs se spécialisant en formation de la suie ont trouvé qu'il n'y a pas de grande variation de concentration de suie mesurée peu importe l'indice de réfraction choisi. Ceci leur permet d'utiliser n'importe quelle des valeurs citées en obtenant une bonne mesure des concentrations de suie. Par contre, pour des applications comme le transfert de chaleur ou quand la suie est utilisée comme pigment (voir Medalia & Richards (1972)) cette simplification ne peut être faite.

Lee & Tien ont raffiné le modèle de dispersion en tenant compte des interactions entre les électrons. Ils donnent aussi un bon résumé de la théorie du modèle de dispersion. Un autre point de discussion semble être la dépendance des constantes optiques avec la température. Boyton et al. (1968) de même que Howath et al. (1966), discutent de ce sujet en profondeur. Lee & Tien semblent avoir clos le débat en démontrant que si elle n'est pas négligeable, on peut facilement en tenir compte. Mullins & Williams (1987) donnent un résumé des études faites jusqu'en 1986. Ils mesurèrent aussi l'indice de réfraction de la suie générée grâce à un appareillage unique donnant des valeurs similaires peu importe le carburant utilisé.

Puisque les capacités de calcul des ordinateurs ont augmenté et leurs coûts grandement diminués, des variations de plus en plus complexes de la théorie de Mie ont été suggérées. On a remarqué sur des photos du microscope électronique que les sphères de suie s'aggloméraient en de longues chaînes semblables à des colliers de perles. Ceci amena certains chercheurs à vouloir décrire les particules de suie comme partiellement sphériques, partiellement cylindriques, et força ces chercheurs à utiliser la



mathématique des fractals pour résoudre ce problème. La validité d'une telle approche ne sera peut-être pas prouvable mathématiquement car le nombre d'inconnus serait grandement accru dans un système d'équations non linéaires.

Une autre variante qui a été utilisée est une méthode Monte Carlo pour tenir compte de la possibilité de dispersion multiple. Elle est basée sur la prémisse que l'on peut évaluer des distributions statistiques complexes, si la probabilité de chaque événement est connue, même s'il y a plus d'une interaction et que la  $n$ -ième interaction dépend de la  $(n-1)$ ième. Dans notre cas, le schéma serait quelque chose du genre: Un photon est injecté dans le milieu. Un dé est roulé pour savoir s'il est dispersé. Sinon on note le fait, si oui on se base sur la théorie de Mie pour savoir dans quelle nouvelle direction et avec quelle intensité le photon continuera sa course. On continue jusqu'à ce que le photon ait quitté le milieu et on note son intensité et sa direction. Si plusieurs photons sont introduits dans le milieu, il en résulte une distribution statistique dont la validité ne dépend que du nombre d'essais. Cette méthode fut développée pour décrire les réactions nucléaires et leurs progressions à l'intérieur de la masse radioactive. Voir Victor (1989) pour une description complète.

### **2.6.7. Mesures de l'intensité absolue, relative et l'émissivité de la flamme.**

Pour débiter, une note lexicographique facilitera la compréhension de cette partie. Emission est un terme qui reflète la quantité d'énergie provenant d'une source par unité de surface. L'auteur n'emploiera ce terme que lorsque sa définition radiative s'applique. Donc, l'émission fait toujours référence à l'énergie par unité de surface radiée par un corps noir. L'intensité sera utilisée pour décrire l'énergie par unité de surface dans tout autre cas. Si le corps n'est pas noir ou si la radiation est atténuée on parlera d'intensité et on utilisera la variable  $I$ .

N'importe quelle mesure absolue est très difficile même dans les conditions contrôlées de laboratoire. C'est encore plus vrai pour la mesure d'intensité lumineuse. Avec le ruban de la lampe de tungstène, il est facile de former une image de la source sur la caméra car c'est presque une source

ponctuelle. Par contre, la flamme dans la chambre à combustion occupe un grand volume et il est impossible d'avoir la profondeur de champ requise pour mettre au point tout le volume de la chambre. Ceci nous empêche de pouvoir mesurer une intensité absolue. Par contre, les intensités relatives entre chaque longueur d'onde doivent être atténuées de la même façon. Donc une méthode de mesure de température qui dépend de la dérivée de l'intensité devrait fonctionner. C'est le principe du pyromètre à deux couleurs. Il n'a point besoin de l'intensité absolue mais seulement du rapport entre les intensités pour mesurer la température. Alors le spectrographe employé pourrait être considéré comme un pyromètre à 3456 couleurs. 3456 est le nombre de pixel de la caméra du spectrographe.

Il faut tout de même connaître l'émissivité de la source avant de connaître les intensités relatives. Celle-ci fut mesurée indépendamment de l'intensité absolue par une méthode connue sous le nom de Schmidt (1909). Puisque c'est une méthode transmittive il faut être capable de passer un rayon intense à travers la source dont on veut mesurer l'émissivité. Ceci requiert une source de grande intensité et l'accès optique. Une lampe de projection fut achetée ayant une température de couleur apparente de 3300 K. Cette température est définie comme la température qu'aurait un corps noir s'il avait le maximum d'intensité à la même longueur d'onde que le corps étudié. Elle est utilisée en photographie, car elle reflète bien la distribution de couleur présente dans la lumière solaire. Le soleil a une température de couleur apparente d'environ 6000K. Un filtre de couleur fut aussi acheté pour accroître encore plus la température apparente. Dans notre utilisation il sert à obtenir une source qui a une intensité plus constante pour chacune des longueurs d'onde. On requiert ceci car notre méthode de mesures est une méthode soustractive et soustraire de petites valeurs avec des grandes erreurs relatives mène à des erreurs encore plus grandes.

La technique consiste en trois mesures différentes. Premièrement, l'intensité de la lampe est mesurée seule à travers tout le système optique, y compris la chambre de combustion. Deuxièmement, la chambre est allumée et on mesure l'intensité de la lampe à travers la flamme. Il est important d'avoir les mêmes conditions à la lampe pour ces deux mesures. Troisièmement, la lampe est éteinte et on mesure la flamme seulement. Il est

important, entre la troisième et la deuxième mesure de garder constantes les conditions d'opération de la flamme. Avec ces trois mesures, nous pourrions mesurer la transmissivité<sup>5</sup> de la flamme. Voici la preuve, commençons par définir ce qu'on mesure:

$$I_{\lambda,1} = \rho_{\lambda, \text{CCD}} \varepsilon_{\lambda,t} M_{\lambda,t} \quad 2-36$$

$$I_{\lambda,2} = \rho_{\lambda, \text{CCD}} (\varepsilon_{\lambda,f} M_{\lambda,f} + \tau_{\lambda,f} \varepsilon_{\lambda,t} M_{\lambda,t}) \quad 2-37$$

$$I_{\lambda,3} = \rho_{\lambda, \text{CCD}} \varepsilon_{\lambda,f} M_{\lambda,f} \quad 2-38$$

Notez que la réponse du CCD ( $\rho$ ) peut inclure les atténuations dues au plexiglass de la chambre comme celles du reste du système optique. Ceci n'affecte en rien la mesure de transmissivité car elle sera éliminée à la prochaine étape qui consiste en de simples opérations algébriques sur ces trois mesures.

$$\begin{aligned} \frac{I_{\lambda,2} - I_{\lambda,3}}{I_{\lambda,1}} &= \frac{\rho_{\lambda, \text{CCD}} (\varepsilon_{\lambda,f} M_{\lambda,f} + \tau_{\lambda,f} \varepsilon_{\lambda,t} M_{\lambda,t}) - \rho_{\lambda, \text{CCD}} \varepsilon_{\lambda,f} M_{\lambda,f}}{\rho_{\lambda, \text{CCD}} \varepsilon_{\lambda,t} M_{\lambda,t}} \\ &= \frac{\varepsilon_{\lambda,f} M_{\lambda,f} + \tau_{\lambda,f} \varepsilon_{\lambda,t} M_{\lambda,t} - \varepsilon_{\lambda,f} M_{\lambda,f}}{\varepsilon_{\lambda,t} M_{\lambda,t}} \\ &= \frac{\tau_{\lambda,f} \varepsilon_{\lambda,t} M_{\lambda,t}}{\varepsilon_{\lambda,t} M_{\lambda,t}} \\ &= \tau_{\lambda,f} \end{aligned}$$

2-39

Nous obtenons donc une mesure de la transmissivité de la flamme. Cette dernière égale un moins l'absorptivité. L'absorptivité égale l'émissivité quand la dispersion est négligeable:

$$\begin{aligned} \tau_{\lambda,f} &= 1 - \alpha_{\lambda,f} \\ \tau_{\lambda,f} &= 1 - \varepsilon_{\lambda,f} \end{aligned} \quad 2-40$$

---

<sup>5</sup> Pour une raison inconnue de l'auteur, le terme transmissivité est employé pour la transmission dans le gaz et transmittivité est employé pour la transmission dans les solides.

donc:

$$1 - \varepsilon_{\lambda, f} = \frac{I_{\lambda, 2} - I_{\lambda, 3}}{I_{\lambda, 1}} \quad 2-41$$

$$\varepsilon_{\lambda, f} = 1 - \frac{I_{\lambda, 2} - I_{\lambda, 3}}{I_{\lambda, 1}}$$

Maintenant, nous avons une façon de mesurer l'émissivité spectrale de la flamme indépendamment de la réponse de la caméra et de la source de lumière utilisée.

### 2.6.8. Mesures de la température sachant l'émissivité

Toutes les méthodes pyrométriques suggérées dans la littérature, sauf une, demande une connaissance de l'intensité absolue. Un emploi de cette méthode est présenté en annexe E. Elle est basée sur un maximum. Plus précisément, est reposé sur une dérivé première de la loi de Planck égale à zéro. Ceci inspira la méthode présentée ici qui se base sur la dérivé de la fonction de l'intensité. Par contre, elle emploie la courbe au complet et non seulement un point. Au meilleur de ses connaissances, cette nouvelle méthode est originale à l'auteur. Puisque la mesure de l'émissivité ne requiert pas la connaissance des intensités absolues, nous avons une méthode qui n'oblige pas le chercheur à faire des calibrations qui sont techniquement très difficiles.

Il est possible de mesurer la température de la flamme en sachant son émissivité mais pas l'intensité absolue provenant de la flamme. S'il ne faut pas connaître la réponse absolue du spectrographe, il faut, par contre, connaître sa réponse relative. Définissons la réponse relative comme étant le rapport de la réponse absolue, à n'importe quelle longueur d'onde, à la réponse absolue à une longueur d'onde de référence. La longueur d'onde de référence importe peu. En forme d'équation on a:

$$\bar{\rho}_{\lambda} = \frac{\rho_{\lambda}}{\rho_{\text{ref}}} \quad 2-42$$

Le problème de mise au point dû à la grande variation de distance entre les parties lumineuses de la flamme cause une atténuation de

l'intensité reçue par la caméra. Cette atténuation est indépendante de la longueur d'onde et purement géométrique si l'optique du spectrographe (tout sauf les prismes) est achromatique et c'est ce que Zeiss garantit. Alors la variation de la réponse absolue du spectrographe avec la distance de la source lumineuse est indépendante de la longueur d'onde. Ceci implique que bien que la réponse absolue varie avec la distance de l'objet, la réponse relative, elle, ne change pas. Par contre, nous avons échangé une dépendance spectrale pour une spatiale. Notre réponse absolue de la caméra dépend maintenant de la distance de l'objet. Mais on peut contourner celle-ci en rendant la mesure de la température indépendante de l'intensité absolue.

Cette dernière tâche s'accomplit en isolant les facteurs dépendants de la longueur d'onde. En partant de l'intensité spectrale reçue par la caméra soit:

$$I_{\lambda} = \rho_{\lambda} \varepsilon_{\lambda, f} \frac{c_1}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)} \quad 2-43$$

en ajoutant notre définition de la réponse relative:

$$I_{\lambda} = \bar{\rho}_{\lambda} \rho_{\text{ref}} \varepsilon_{\lambda, f} \frac{c_1}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)} \quad 2-44$$

et en isolant T:

$$\frac{c_2}{\lambda T} = \ln\left(\bar{\rho}_{\lambda} \rho_{\text{ref}} \varepsilon_{\lambda, f} \frac{c_1}{\lambda^5 I_{\lambda}}\right) \quad 2-45$$

Si l'on sépare le logarithme en deux parties; une, les constantes, et l'autre, les variables spectrales, on a:

$$\frac{c_2}{\lambda T} = \ln\left(\frac{\bar{\rho}_{\lambda} \varepsilon_{\lambda, f} c_1}{\lambda^5 I_{\lambda}}\right) + \ln(\rho_{\text{ref}}) \quad 2-46$$

Le deuxième logarithme est évidemment une constante qu'on ne peut évaluer car on ne connaît pas la valeur de la réponse absolue, mais elle est indépendante de la longueur d'onde. Un graphe du premier logarithme en

fonction de  $\frac{c_2}{\lambda}$  donnera une droite dont la pente sera égale à l'inverse de la température. La linéarité de cette courbe est une bonne mesure de la validité de l'hypothèse de la réponse relative. Lors de la description de la caméra, on déterminera aussi comment son signal a été calibré pour ne donner que l'intensité spectrale.

## **2.7. CONCLUSION**

Nous avons donc deux méthodes de mesures de la température de flamme: une intrusive, qui échantillonne les gaz dans la flamme, et l'autre, non intrusive, qui mesure l'intensité de la lumière provenant de la flamme. Ces deux méthodes seront appliquées pour mesurer la température de flamme dans une chambre de combustion de type ghost.

Le prochain chapitre décrira en détail le développement de la théorie de Mie, de la théorie de dispersion et de leurs applicabilités aux flammes. Rien de nouveau ne sera présenté dans ce chapitre, sauf peut-être de la rigueur mathématique, mais le développement entier de la théorie s'y retrouve. L'auteur a eu de la difficulté à retrouver et à redériver les mathématiques du prochain chapitre car, plus souvent qu'autrement, des étapes cruciales et algébriquement complexes sont remplacées dans les textes par des phrases du type "il est évident que" et "en simplifiant".

## Références

- American Society for Testing and Materials, *Manual on the Use of Thermocouples in Temperature Measurement*, ASTM Special Technical publication 470B, Philadelphia U. S. A., 1981.
- Ångström K., *Énergie dans le Spectre Visible de l'Étalon Hefner*, **Société Royale des Sciences d'Upsala**, 06 May 1903.
- Ångström K., Beobachtungen über die Durchstahlung von Wärme verschiedener Wellenlänge durch trübe Medien, **Annalen der Physik**, **36**, pp 715-724, 1889.
- Becker A., *Über die Strahlung und Temperatur der Hefnerlampe*, **Annalen der Physik**, **4. Folge** Band 28, No.5, 1017-1031, 1909.
- Behrens H. & Röblier F., *Temperaturmessungen an leuchtenden Flammen*, **Zeitschrift für Naturforschung**, **5a**, 311-317, 1950.
- Born M. & Wolf E., **Principles of Optics, Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light**, Sixth Ed., Pergamon Press, New York, 1980.
- Boynton F. P., Ludwig C. B. & Thomson A., *Spectral Emissivity of Carbon Particle Clouds in Rocket Exhausts*, **AIAA Journal**, **6**, no.5, 865-871, 6 May 1968.
- Dalzell W. H. & Sarofim A. F., *Optical Constants of Soot and Their Application to Heat-Flux Calculation*, **Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Heat Transfer**, paper N° 68-HT-13, **91**, No. 1, 100-104, Feb 1969.
- Dalzell W., Williams G. C. & Hottel H. C., *A Light-Scattering Method for Soot Concentration Measurements*, **Combustion and Flame**, **14**, 161-170, 1970.
- Debye P., *Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigen Material*, **Annalen der Physik**, **4. Folge** Band 30, 57-79, 1909.

- Deirmendjian R., Clasen R. & Vizee W., *Mie Scattering with Complex Index of Refraction*, **Journal of the Optical Society of America**, **51** number 6, 620-633, June 1961.
- Drude P., **Annalen der Physik**, **39**, 504, 1890.
- Edwards D. K., *Molecular Gas Band Radiation*, **Advances in Heat Transfer**, Academic Press, New York, **12**, 115-193, 1976.
- Erickson W., Williams G. C. & Hottel H. C., *Light-Scattering Measurements on Soot in a Benzene-Air Flame*, **Combustion and Flame**, **8**, 127-132, 1964.
- Felske J. & Tien C., *Calculation of the Emissivity of Luminous Flames*, **Combustion Science and Technology**, **7**, 25-31, 1973.
- Féry C., *Sur la température des flammes*, **Comptes Rendu Hebdomadaires des Séances de l'Académie de Sciences, Paris**, **137**, 22, 909-912, 1903.
- Foster P. J., *The Relation of Time-Mean Transmission of Turbulent Flames to Optical Depth*, **Journal of the Institute of Fuel**, no 340, 179-182, May 1969.
- Gordon S. & McBride B., *Computer Program for the Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks and Chapman-Jouquet Detonations*, NASA SP-273, 1971.
- Halpern O. & Hall H., *The Ionisation Loss of Energy of Fast Charged Particles in Gases and Condensed Bodies*, **Physical Review**, **73**, N° 5, 477-486, 01 Mar 1948.
- Hottel H. C. & Broughton F. P., *Determination of True Temperature and Total Radiation from Luminous Gas Flames*, **Industrial Engineering Chemistry, Analytical Edition**, **4**, 166-175, 1932.



- Hottel H. C. & Egbert R. B., *Radiant Heat Transmisson from Water Vapor*, **Transactions of the American Institute of Chemical Engineers**, **38**, 531-568, 1942.
- Hottel H. C. & Mangelsdorf H. G., *Heat Transmisson by Radiation from Non-Luminous Gases II. Experimental Study of Carbon Dioxide and Water Vapour*, **Transactions of the American Institute of Chemical Engineers**, **31**, 517-549, 1935.
- Hottel H. C. & Smith V. C., *Radiation from Non-Luminous Flames*, **Transactions of the American Society of Mechanical Engineers**, **PRO-57-4**, 463-470, 1935.
- Howarth C., Foster P. & Thring M. W., *The Effect of Temperature on the Extinction of Radiation by Soot Particles*, Third International Heat Transfer Conference, 5, 122-128, 1966.
- Kerker M., **The Scattering of Light and other Electromagnetic Radiation**, Academic Press, New York, London, 1969.
- Kretschmer D., *Measurement of Flame Temperatures and Combustion Modeling*, Doctoral Thesis in Mechanical Engineering, Université Laval, Québec, Canada, 1975.
- Ladenburg R., *Über die Temperatur des glühenden Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen*, **Physikalische Zeitschrift**, 7. Jahrgang N° 20, pp 697-700, 1906.
- Leder F., *Über die absolute Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Grund der Alkalimetallapktren, über die Strahlung des Hefnerlampe und des Osmiums*, **Annalen der Physik**, 4. Folge Band 24, 305-325, 1909.
- Lord Rayleigh J. W. S., *On the Light of the Sky, Its Polarization and Colour*, **Phil. Mag.**, 41, 107-120, 274-279, 1871.
- Lord Rayleigh J. W. S., *On the Scattering of Light by Small Particles*, **Phil. Mag.**, 41, 447-454, 1871.

- Lyons V. J. & Gracia-Salcedo C. M., *Determination of Combustion Gas Temperatures by Infrared Radiometry in Sooting and Nonsooting Flames*, NASA Technical Paper 2900, 1989.
- Medalia A. I. & Richards L. W., *Tinting Strength of Carbon Black*, **Journal of Colloid and Interface Science**, **40**, N° 2, 233-252, 1972.
- Mie G., *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*, **Annalen der Physik**, **4. Folge** Band 25, 377-445, 1908.
- Millikan R. C., *Sizes, Optical Properties and Temperature of Soot Particles, Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry, Applied Methods and Instruments*, Reinhold Publishing Co., New York, 3 part 2, 497-507, 1964.
- Mullins J. & Williams A., *The Optical Properties of Soot: a Comparison between Experimental and Theoretical Values*, **Fuel**, 66, 277-280, Feb 1987.
- Naeser G. & Pepperhoff W., *Optische Temperaturmessungen an leuchtenden Flammen*, **Archiv für das Eisenhüttenwesen**, **22**, 9-14, January 1951.
- Omega Engineering, **The Temperature Handbook**, 28, 1992.
- Penndorf R. B., *Scattering and Extinction Coefficients for Small Absorbing and Nonabsorbing Aerosols*, **Journal of the Optical Society of America**, **52**, no. 8, 896-904, 1962.
- Penner S. S., **Quantitative Spectroscopy and Gas Emissivities**, Addison Wesley Co., Reading Mass. U. S. A., 1959.
- Pohl R. W., **Optik und Atomphysik**, Springer-Verlag, Berlin, Deutschland, 1958.
- Rößler F., *Optische Eigenschaften von Rußteilchen*, **Optik**, **10** Heft 11, 531-553, 1953.

- Rößler F., *Die Verteilungstemperatur von Rußflammen*, **Annalen der Physik**, 7. Folge Band 4, 396-422, 1959.
- Rößler F. & Behrens H., *Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Rußteilchen verschiedener Flammen*, **Optik**, 6 Heft 3, 145-151, 1950.
- Rubens H. & Wood R., *Einfache Anordnung zur Isolierung sehr langwelliger Wärmestrahlung*, **Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft**, 9, 88-100, 1911.
- Schmidt H., *Prüfung der Strahlungsgesetze der Bunsenflamme*, **Annalen der Physik**, vierte folge, 29 no. 5, 971-1028, 1909.
- Selamet A., *Radiation Affected Laminar Flame Propagation*, Doctoral Thesis in Mechanical Engineering, University of Michigan, U. S. A., 1989.
- Selamet A. & Arpaci V., *The Plank Mean and Rosseland Mean Absorption Coefficients For Particle Laden Media*, Heat Transfer Phenomena In Radiation, Combustion, Fires: Presented at the National Heat Transfer Conference, Philadelphia, Pennsylvania, HTD-Vol. 106, 106, 127-137, 06/09 Aug 1989.
- Selamet A. & Arpaci V., *Application of Penndorf Extension To Luminous Flames and Optimum Size of Soot/Seed Particles for Maximum Heat Extraction*, Heat Transfer In Combustion Systems: Presented at the Annual Meeting of the American Society of Mechanical Engineers, San Francisco, Ca., HTD-Vol. 122, 122, 9-20, 10/15 Dec 1989.
- Senftleben H. & Benedict E., *Über die optischen Konstanten und die Strahlungsgesetze der Kohle*, **Annalen der Physik**, 4. Folge Band 54, 65-78, 1917.
- Senftleben H. & Benedict E., *Über die Beugung des Lichtes an den Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen*, **Annalen der Physik**, 4. Folge Band 60, pp 297-323, 1919.
- Siegel R. & Howell J. R., **Thermal Radiation Heat Transfer**, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1992.

- Smyth K. C. & Shaddix C. R., *The Elusive History of  $m=1.57 - 0.56i$  for the refractive index of soot*, **Combustion and Flame**, **107**, 314-320, 1996.
- Stark J., *Untersuchungen über Russ*, **Annalen der Physik und Chemie**, **9**. **Band 62** no. 10, 353-367, 1897.
- Stratton J. A., **Electromagnetic Theory**, 1st edition, Mc Graw-Hill, New York, 1941.
- Stull V. R. & Plass G. N., *Emissivity of Dispersed Carbon Particles*, **Journal of the Optical Society of America**, **50** number 2, 121-129, Feb 1960.
- Tien C. & Lee S., *Flame Radiation*, **Prog. Energy Combust. Sci.**, **8**, 41-59, 1982.
- van de Hulst H. C., **Light Scattering by Small Particles**, Dover Publications, New York, 1981.
- Victor A., *Effects of Multiple Scattering on Rocket Exhaust Plume Smoke Visibility*, **Journal of Spacecraft and Rockets**, **26** No. 4, 274-278, Jul/Aug 1989.
- Walker J., *The Amateur Scientist, The colors seen in the sky offer lessons in optical scattering*, **Scientific American**, 102-105, January 1989.

# 3

## Théorie générale de la diffusion de la lumière par des particules sphériques

*Variables won't; constants aren't*

Osborn's law

Les milieux troubles peuvent être considérés comme des grands volumes peuplés de sites d'interactions photon-particule. Dans la flamme c'est la petite sphère de suie qui est la particule, les autres molécules étant beaucoup trop petites pour avoir une incidence. Si nous éclairons ce milieu, la lumière interagira avec les sphères et le résultat est impossible à prédire grâce à l'optique classique. On ne peut parler de réflexion, de réfraction, ou même de diffraction. Par contre, on peut, donner les équations de Maxwell, établir une loi d'absorption et de diffusion de la lumière incidente. Savoir comment une particule interagit avec la lumière incidente nous permettra de savoir comment cette particule émet. C'est une périphrase de la loi de Kirchhoff.

Ce chapitre décrira en détail comment, à partir des lois de Maxwell, on obtient plusieurs expressions décrivant l'émissivité d'une flamme. L'expression exacte n'étant pas évaluable exactement, car la solution est exprimée en une série infinie, nous étudierons quelles hypothèses doivent être faites pour pouvoir calculer une émissivité. La théorie est reproduite dans son entier pour que le lecteur réalise bien quelles suppositions ont été faites et leurs implications. Ceci permettra l'évaluation de l'applicabilité de la théorie (dite de Mie) aux flammes de chambres à combustion de turbines à gaz.

La première section examinera comment on peut récrire les équations de Maxwell comme des potentiels électriques et magnétiques qui permettent d'établir l'équation d'onde électromagnétique. Ensuite on étudiera comment cette onde se propage dans le vide. La troisième section discute de l'interaction entre l'onde et une très petite sphère. La fonction décrivant comment la sphère diffuse et absorbe l'énergie de l'onde permettra de déterminer comment elle émet et donc son émissivité. Par contre, nous serons obligés d'utiliser des approximations pour évaluer cette fonction. Ces approximations et leurs représentations graphiques seront aussi étudiées.

Le développement donné ici est une combinaison de celui de Jones (1964) et de celui de Kerker (1969) avec des corrections là où ces auteurs se seraient trompés. La notation mathématique la plus standard possible a été utilisée. Par contre, il y a certaines lettres que l'on doit utiliser plusieurs fois.

Par exemple l'indice de réfraction complexe est standardisée à la lettre  $m$ . Par contre, cette lettre est aussi utilisée comme l'ordre des polynômes de Legendre. Nous espérons que par le contexte la signification des variables sera claire.

### 3.1. POTENTIELS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES

La tâche est de prouver que les champs électromagnétiques peuvent être représentés par des potentiels qui suivent une équation différentielle dite équation d'onde.

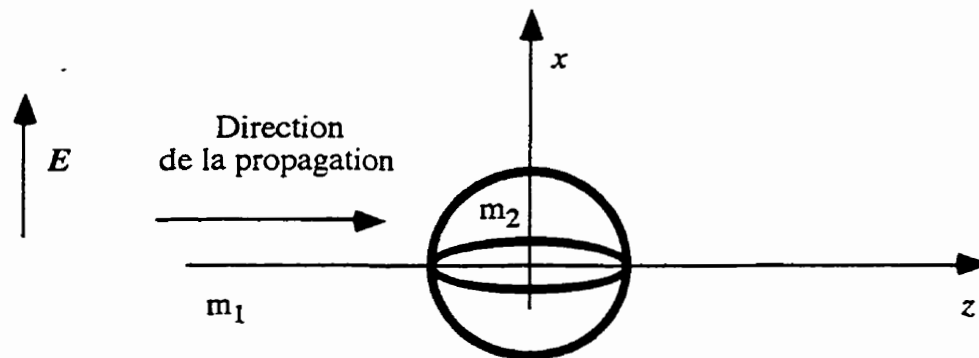


Figure 3.1 Dispersion due à une sphère (notation)

Imaginez une sphère homogène et isotrope, son centre placé à l'origine d'un système de coordonnées sphériques. La sphère est éclairée par un faisceau suivant l'axe des  $z$  (voir fig.3.1). Pour nous le milieu entourant la sphère (l'air) est homogène et ne contient aucune densité de charge ( $\rho$ ) ni de courant  $J$  et les équations électromagnétiques de Maxwell pour des milieux homogènes s'appliquent:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3-I)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (3-II)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0 \quad (3-III)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (3-IV)$$

Au lieu de traiter directement l'équation d'onde sous sa forme vectorielle, on peut travailler avec la forme scalaire. Ceci se fait grâce à

l'introduction de deux fonctions auxiliaires, les vecteurs électrique et magnétique de Hertz.

Nous cherchons un potentiel qui incorpora toutes les caractéristiques du champ électromagnétique. Pour ce nous allons utiliser le calcul vectoriel. Puisque la divergence du champs magnétique est 0, il existe un vecteur  $A$  tel que:

$$B = \nabla \times A \quad (3-1)$$

(la divergence du rotationnel d'un vecteur est toujours zéro).

Pour satisfaire 3-II, il est nécessaire que

$$\nabla \times E + \nabla \times \frac{\partial A}{\partial t} = 0$$

$$\nabla \times E = - \nabla \times \frac{\partial A}{\partial t}$$

$$E = - \frac{\partial A}{\partial t} - \nabla V \quad (3-2)$$

où  $V$  est une fonction scalaire arbitraire due à l'intégration.  $A$  et  $V$  sont appelés, respectivement, les potentiels vectoriel et scalaire. Les potentiels  $A$  et  $V$  ne sont pas uniques et on peut écrire pour  $A_0$  et  $V_0$ :

$$E = - \frac{\partial A_0}{\partial t} - \nabla V_0 \quad (3-2a)$$

Il existe un lien entre les deux vecteurs  $A$  et  $A_0$  soit:

$$A = A_0 - \nabla \vartheta \quad (3-3)$$

où  $\vartheta$  est une fonction arbitraire. En remplaçant 3-3 dans 3-2 on a:

$$E = - \frac{\partial A_0}{\partial t} + \frac{\partial \nabla \vartheta}{\partial t} - \nabla V$$

puis en comparant avec 3-2a, on obtient:

$$- \frac{\partial A_0}{\partial t} - \nabla V_0 = - \frac{\partial A_0}{\partial t} + \frac{\partial \nabla \vartheta}{\partial t} - \nabla V$$



$$\begin{aligned}
-\nabla V_0 &= + \frac{\partial \nabla \vartheta}{\partial t} - \nabla V \\
-V_0 &= + \frac{\partial \vartheta}{\partial t} - V \\
V &= V_0 + \frac{\partial \vartheta}{\partial t}
\end{aligned} \tag{3-4}$$

Les deux paires de potentiels donnent le même champ  $E$ . Pour déterminer les autres conditions imposées à  $A$  et à  $V$ , il est nécessaire de connaître les relations entre  $D$  et  $E$ , et entre  $B$  et  $H$ . Puisque notre milieu est homogène et isotrope, on a:

$$D = \varepsilon E \quad \text{et} \quad B = \mu H \tag{3-5}$$

où  $\varepsilon$  est la permittivité du milieu (électrique) et  $\mu$  est la perméabilité du milieu (magnétique). On peut maintenant se servir de 3-5 dans 3-III et 3-IV donc:

$$\begin{aligned}
\nabla H - \frac{\partial D}{\partial t} &= 0 \\
\frac{1}{\mu} (\nabla \times B) - \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} &= 0 \\
(\nabla \times \nabla \times A) + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \mu \varepsilon \frac{\partial \nabla V}{\partial t} &= 0 \\
\nabla \times \nabla \times A + \mu \varepsilon \nabla \frac{\partial V}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} &= 0
\end{aligned} \tag{3-6}$$

$$\nabla D = 0$$

$$\nabla \cdot \varepsilon E = 0$$

$$\nabla \cdot \frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot (\nabla V) = 0$$

$$\nabla^2 V + \nabla \cdot \frac{\partial A}{\partial t} = 0 \tag{3-7}$$

Il est évident que le même développement peut être fait pour  $A_0$  et  $V_0$ . On doit se restreindre donc à certaines valeurs de  $A$  et  $V$ . Si dans l'équation 3-6 on utilise l'équivalence suivante:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (3-8)$$

on obtient:

$$-\nabla^2 \mathbf{A} + \mu\epsilon \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \left( \nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right) = 0 \quad (3-9)$$

Le choix de  $\mathbf{A}$  et  $V$  est en grande partie arbitraire. On peut se limiter à:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (3-10)$$

En remplaçant 3-3 et 3-4 dans 3-10, on a:

$$\nabla^2 \vartheta - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} = \nabla \cdot \mathbf{A}_0 + \mu\epsilon \frac{\partial V_0}{\partial t} \quad (3-11)$$

Le côté gauche de cette équation doit être égal à zéro car dans 3-10 on doit être capable d'utiliser  $\mathbf{A}_0$  et  $V_0$  et obtenir le même champ. Encore ici  $\vartheta$  est arbitraire et doit seulement rencontrer la condition:

$$\nabla^2 \vartheta - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} = 0 \quad (3-12)$$

car n'importe quelle solution de 3-12 peut être ajoutée à  $\vartheta$  sans changer la validité de la représentation.

En insérant 3-10 dans 3-9 on obtient l'équation différentielle que doit satisfaire  $\mathbf{A}$ :

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (3-13)$$

Le résultat de la combinaison de 3-10 et 3-7 est l'équation différentielle que  $V$  doit satisfaire, soit:

$$\nabla^2 V - \mu\epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0 \quad (3-14)$$

La forme des équations 3-13 et 3-14 est celle d'un mouvement harmonique.

On peut procéder de la même façon et développer des potentiels en partant de l'équation 3-III au lieu de 3-I. Le développement est pareil à celui qui précède. Par contre, la solution de cette approche est par définition contenue dans celle ci-haut énoncée à cause des équations de 3-5.

Nous allons maintenant choisir  $\vartheta$  de façon à ce que le champ électromagnétique soit défini quand deux fonctions scalaires sont connues. Supposons que  $\vartheta$  se restreint à être une solution de:

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} = -\frac{\partial A_{0x}}{\partial x} - \frac{\partial A_{0y}}{\partial y} \quad (3-15)$$

$\vartheta$  doit aussi être une solution de 3-12. On peut récrire 3-12 de cette façon:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} &= 0 \\ \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} &= -\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vartheta &= -\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vartheta \end{aligned} \quad (3-16)$$

donc, dans notre cas, l'opérateur de gauche égal l'opérateur de droite.

Alors en appliquant 3-16 à 3-15:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left( \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} \right) = \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \left( \frac{\partial A_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial A_{0y}}{\partial y} \right)$$

puisque les deux termes en  $\mathbf{A}_0$  sont une solution de 3-12 car  $A_0$  est une solution de 3-13. Ceci mène, par commutation de l'opérateur du côté gauche de l'égalité et en intégrant selon  $z$  et  $t$ , à:

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} = \frac{\partial A_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial A_{0y}}{\partial y} + F \quad (3-17)$$

où  $F$  est une solution de:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = 0$$

car en appliquant les opérateurs de 3-16 à 3-17 on doit retrouver 3-15.

Soit  $\vartheta_A$ , une solution particulière (de la forme de la solution de d'Alembert de l'équation d'onde) de 3-15. Alors avec 3-17 on obtient:

$$\frac{\partial^2 \vartheta_A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta_A}{\partial y^2} = \frac{\partial A_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial A_{0y}}{\partial y} + B(x,y) f(t - z\sqrt{\mu\epsilon}) + C(x,y) g(t + z\sqrt{\mu\epsilon})$$

où,  $B, C, f, g$  sont des fonctions déterminées par  $A_0$  et peuvent être considérées comme connues. Donc:

$$\vartheta = \vartheta_A + B_1(x,y) f_1(t - z\sqrt{\mu\epsilon}) + C_1(x,y) g_1(t + z\sqrt{\mu\epsilon})$$

ou  $B_1, C_1, f_1$  et  $g_1$  sont arbitraires. Alors:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} = & \frac{\partial^2 A_{0x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{0y}}{\partial y^2} + B(x,y) f(t - z\sqrt{\mu\epsilon}) + C(x,y) g(t + z\sqrt{\mu\epsilon}) \\ & + \left( \frac{\partial^2 B_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_1}{\partial y^2} \right) f_1(t - z\sqrt{\mu\epsilon}) + \left( \frac{\partial^2 C_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_1}{\partial y^2} \right) g_1(t + z\sqrt{\mu\epsilon}) \end{aligned}$$

Nous allons maintenant choisir les fonctions arbitraires de la solution générale égales aux fonctions arbitraires de la solution particulière  $f_1 = f, g_1 = g$ . Ceci implique que  $B$  et  $C$  sont des solutions de:

$$\frac{\partial^2 B_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_1}{\partial y^2} = -B$$

$$\frac{\partial^2 C_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_1}{\partial y^2} = -C$$

En substituant ces deux dernières équations et les nouvelles fonctions  $f$  et  $g$  dans la solution générale on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} = & \\ & \frac{\partial^2 A_{0x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{0y}}{\partial y^2} + B(x, y) f_1(t - z\sqrt{\mu\epsilon}) + C(x, y) g_1(t + z\sqrt{\mu\epsilon}) \\ & + (-B(x, y)) f_1(t - z\sqrt{\mu\epsilon}) + (-C(x, y)) g_1(t + z\sqrt{\mu\epsilon}) \end{aligned}$$

ce qui donne:

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 A_{0x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{0y}}{\partial y^2} \quad (3-18)$$

Donc il y a un  $\vartheta$  particulier pour lequel 3-15 et 3-18 sont satisfaits. En additionnant 3-15 et 3-18, on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A_{0x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{0y}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 A_{0x}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 A_{0y}}{\partial y^2} \\ \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} = 0 \end{aligned}$$

ce qui équivaut à 3-12.

Le choix spécial de  $\vartheta$  implique de nouvelles contraintes sur les potentiels  $A$  et  $V$ . En fait, en prenant la divergence de chaque côté de 3-3:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot A = \nabla \cdot A_0 - \nabla^2 \vartheta \\ \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} = \frac{\partial A_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial A_{0y}}{\partial y} + \frac{\partial A_{0z}}{\partial z} - \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \end{aligned}$$

en utilisant 3-18 pour éliminer les composantes  $x$  et  $y$  de  $A_0$ , on a:

$$\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} = \frac{\partial A_{0z}}{\partial z} - \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \quad (3-19)$$

Puisque la droite de l'équation 3-19 n'a pas de composantes en  $x$  et  $y$ , on peut dire:

$$\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} = 0 \quad (3-20)$$

On utilise le reste de l'équation 3-19 en utilisant 3-15 pour chasser la dérivée seconde selon  $z$  de la fonction scalaire  $\vartheta$ . Précisément:

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} = \frac{\partial A_{0z}}{\partial z} - \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2}$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} = \frac{\partial A_{0z}}{\partial z} - \left( + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} - \frac{\partial A_{0x}}{\partial x} - \frac{\partial A_{0y}}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} = \frac{\partial A_{0z}}{\partial z} + \frac{\partial A_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial A_{0y}}{\partial y} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2}$$

en prenant la dérivée partielle selon  $t$  de chaque côté de l'équation 3-4 et en multipliant par  $\mu\epsilon$ , on peut éliminer la dépendance de  $\vartheta$ . Donc:

$$V = V_0 - \frac{\partial \vartheta}{\partial t}$$

$$- \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial V_0}{\partial t} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} = \frac{\partial A_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial A_{0y}}{\partial y} + \frac{\partial A_{0z}}{\partial z} + \mu\epsilon \frac{\partial V_0}{\partial t} - \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t}$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} + \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{A}_0 + \mu\epsilon \frac{\partial V_0}{\partial t}$$

Par 3-10 on a que:

$$\nabla \cdot \mathbf{A}_0 + \mu\epsilon \frac{\partial V_0}{\partial t} = 0$$

ce qui donne finalement:

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} + \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad 3-21$$

Donc un choix particulier de  $\vartheta$  donne les potentiels tel que 3-21 et 3-20 sont vérifiés. Nous allons maintenant choisir  $A_z$ . Si :

$$A_z = \mu\epsilon \frac{\partial \Pi_1}{\partial t} \quad 3-22$$

alors  $V$  diffère de  $-\frac{\partial \Pi_1}{\partial z}$  par une fonction qui est indépendante de  $z$ . Puisqu'une telle fonction peut être additionnée à  $\Pi$  sans changer  $A_z$  nous pouvons choisir  $\Pi_1$  de façon que:

$$V_z = -\frac{\partial \Pi_1}{\partial z} \quad 3-23$$

En insérant ces nouveaux potentiels dans 3-13 et 3-14 on obtient:

$$\nabla^2 \Pi_1 - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \Pi_1}{\partial t^2} = h(x, y)$$

Puisqu'une fonction de  $x$  et  $y$  peut être additionnée à  $h$  sans changer  $A_z$  et  $V$ , nous ajustons  $\Pi_1$  jusqu'à  $h=0$ , soit:

$$\nabla^2 \Pi_1 - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \Pi_1}{\partial t^2} = 0 \quad 3-24$$

En faisant de même pour l'équation 3-19 nous obtenons une fonction  $\Pi_2$  telle que:

$$A_x = \frac{\partial \Pi_2}{\partial y} \quad A_y = -\frac{\partial \Pi_2}{\partial x} \quad 3-25$$

où

$$\nabla^2 \Pi_2 - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \Pi_2}{\partial t^2} = 0 \quad 3-26$$

Nous avons maintenant représenté le champ électromagnétique en

fonction de deux scalaires  $\Pi_1$  et  $\Pi_2$ . Si nous définissons deux vecteurs par:

$$\Pi_1 = \Pi_1 \mathbf{k} \quad \Pi_2 = \Pi_2 \mathbf{k}$$

où  $\mathbf{k}$  est un vecteur unitaire de direction  $z$ . Puisqu'il n'y a aucune restriction sur la direction de  $\mathbf{k}$  on peut représenter un champ électromagnétique, dans un milieu homogène isotrope sans charge ni courant, par deux vecteurs. Ils sont nommés vecteur électrique de Hertz ( $\Pi_1$ ) et vecteur magnétique de Hertz ( $\Pi_2$ )

Les choix des équations 3-22 et 3-25 impliquent que:

$$\mathbf{A} = \nabla \times \Pi_2 + \mu\epsilon \frac{\partial \Pi_1}{\partial t}$$

$$V = -\nabla \cdot \Pi_1$$

De plus, à cause de ces choix, nous n'avons qu'une équation différentielle à résoudre (3-24 étant semblable à 3-26). La transformation en coordonnées sphériques de ces potentiels est algébriquement ardue et ne sera pas répétée ici. Pour un développement complet voir Born et Wolf (1980) ou Debye (1909). Il suffit d'exprimer leurs résultats soit:

$$E_r = E_{1,r} + E_{2,r} = \frac{\partial^2_r \Pi_1}{\partial r^2} + k^2_r \Pi_1 + 0$$

$$E_\theta = E_{1,\theta} + E_{2,\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2_r \Pi_1}{\partial r \partial \theta} + \kappa_2 \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial r \Pi_2}{\partial \phi}$$

$$E_\phi = E_{1,\phi} + E_{2,\phi} = \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial^2_r \Pi_1}{\partial r \partial \phi} - \kappa_2 \frac{1}{r} \frac{\partial r \Pi_2}{\partial \theta}$$

$$H_r = H_{1,r} + H_{2,r} = 0 + \frac{\partial^2_r \Pi_2}{\partial r^2} + k^2_r \Pi_2$$

$$H_\theta = H_{1,\theta} + H_{2,\theta} = -\kappa_1 \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial r \Pi_1}{\partial \phi} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2_r \Pi_2}{\partial r \partial \theta}$$



$$H_{\phi} = H_{1,\phi} + H_{2,\phi} = \kappa_1 \frac{1}{r} \frac{\partial r \Pi_1}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial^2 r \Pi_2}{\partial r \partial \phi}$$

où  $k$  la constante de propagation est liée aux propriétés électromagnétiques de la matière par:

$$k^2 = -\kappa_1 \kappa_2$$

$$\kappa_1 = i\omega\epsilon + \sigma$$

$$\kappa_2 = i\omega$$

puisque nous considérons que toutes les matières dans lesquelles se propage l'onde sont non-magnétiques, le  $\mu$  se simplifie (il égale 1).

### 3.2. SOLUTION DE L'ÉQUATION D'ONDE

Nous avons maintenant une expression du champ électromagnétique sous forme d'équation différentielle. Elle décrit comment la lumière interagit avec la sphère. Pour résoudre cette équation, nous allons procéder par la méthode de séparation des variables. En premier lieu supposons que:

$$\Pi(t, r, \theta, \phi) = T(t) f(r, \theta, \phi) \quad 3-27$$

alors 3-24 s'écrit:

$$\nabla^2 [T(t) f(r, \theta, \phi)] - \mu\epsilon \frac{\partial^2 [T(t) f(r, \theta, \phi)]}{\partial t^2} = 0$$

$$T(t) \nabla^2 [f(r, \theta, \phi)] = \mu\epsilon f(r, \theta, \phi) \frac{\partial^2 [T(t)]}{\partial t^2}$$

$$\frac{1}{f(r, \theta, \phi)} \nabla^2 [f(r, \theta, \phi)] = \mu\epsilon \frac{1}{T(t)} \frac{\partial^2 [T(t)]}{\partial t^2}$$

puisque dans la dernière équation le membre de gauche ne dépend que de  $r$ ,  $\theta$  et  $\phi$  et celui de droite ne dépend que du temps, on peut dire que cette

équation est égale à une constante.

$$\frac{1}{f(r, \theta, \phi)} \nabla^2 [f(r, \theta, \phi)] = \mu \varepsilon \frac{1}{T(t)} \frac{\partial^2 [T(t)]}{\partial t^2} = -\mu \varepsilon \omega^2 \quad 3-28$$

La solution de l'équation du temps est simple et :

$$\mu \varepsilon \frac{1}{T(t)} \frac{\partial^2 [T(t)]}{\partial t^2} = -\mu \varepsilon \omega^2$$

$$\frac{\partial^2 [T(t)]}{\partial t^2} = -\omega^2 T(t)$$

$$\frac{\partial^2 [T(t)]}{\partial t^2} + \omega^2 T(t) = 0$$

$$T(t) = e^{i\omega t} \quad 3-29$$

Il reste de 3-28

$$\frac{1}{f(r, \theta, \phi)} \nabla^2 [f(r, \theta, \phi)] = -\mu \varepsilon \omega^2$$

ou en coordonnées sphériques:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r f)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 (\sin \theta)^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} + (\omega^2 \mu \varepsilon) f = 0$$

Séparons maintenant la fonction  $f$  de cette façon:

$$f(r, \theta, \phi) = R(r) g(\theta, \phi)$$

et la différentielle devient:

$$\frac{1}{r} g \frac{\partial^2 (r R)}{\partial r^2} + \frac{R}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial g}{\partial \theta} \right) + \frac{R}{r^2 (\sin \theta)^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \phi^2} + (\omega^2 \mu \varepsilon) R g = 0$$

$$\frac{1}{r R} \frac{\partial^2 (r R)}{\partial r^2} + \frac{1}{g r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial g}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{g r^2 (\sin \theta)^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \phi^2} + (\omega^2 \mu \varepsilon) = 0$$

$$\frac{r}{R} \frac{\partial^2 (rR)}{\partial r^2} + \frac{1}{g \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial g}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{g (\sin \theta)^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \phi^2} + (\omega^2 \mu \epsilon) r^2 = 0$$

$$\frac{1}{g \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial g}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{g (\sin \theta)^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \phi^2} = -(\omega^2 \mu \epsilon) r^2 - \frac{r}{R} \frac{\partial^2 (rR)}{\partial r^2}$$

ou avec:

$$v^2 = \omega^2 \mu \epsilon$$

$$\frac{1}{g \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial g}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{g (\sin \theta)^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \phi^2} = -v^2 r^2 - \frac{r}{R} \frac{\partial^2 (rR)}{\partial r^2} \quad 3-30$$

comme pour  $t$  la partie de droite ne dépend que d'une variable soit  $r$  et la dernière équation doit être égale à une constante. Donc:

$$-v^2 r^2 - \frac{r}{R} \frac{\partial^2 (rR)}{\partial r^2} = -n(n+1)$$

$$\frac{r}{R} \frac{\partial^2 (rR)}{\partial r^2} + [v^2 r^2 - n(n+1)] = 0$$

$$r^2 \frac{\partial^2 (rR)}{\partial r^2} + [v^2 r^2 - n(n+1)] rR = 0$$

en faisant le changement de variable:

$$\begin{aligned} z &= vr \\ W &= rR \end{aligned}$$

on a:

$$z^2 \frac{\partial^2 (W)}{\partial z^2} + [z^2 - n(n+1)] W = 0$$

Cette équation est celle de Riccati-Bessel et la solution m'est donnée par Abramowitz (1972). Il existe deux paires de solution linéairement indépendantes soient:

$$W(z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \psi_n(z) + d_n \chi_n(z)$$

ou

$$W(z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \xi_n^{(1)}(z) + d_n \xi_n^{(2)}(z)$$

et en insérant les variables initiales:

$$r R(r) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \psi_n(vr) + d_n \chi_n(vr)$$

ou

$$r R(r) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \xi_n^{(1)}(vr) + d_n \xi_n^{(2)}(vr) \quad 3-31$$

Les fonctions  $\psi$ ,  $\chi$  et  $\xi$  sont définies par des fonctions de Bessel d'ordre fractionnel soit:

$$\psi_n(kr) = \sqrt{\frac{\pi kr}{2}} J_{n+1/2}(kr)$$

$$\chi_n(kr) = -\sqrt{\frac{\pi kr}{2}} N_{n+1/2}(kr)$$

$$\xi_n^{(1)}(kr) = \psi_n(kr) - i \chi_n(kr)$$

$$\xi_n^{(2)}(kr) = \psi_n(kr) + i \chi_n(kr)$$

il reste de 3-29:

$$\frac{1}{g \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial g}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{g (\sin \theta)^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \phi^2} = -n(n+1)$$

La dernière opération se fait sur  $g$  pour séparer  $\theta$  de  $\phi$ . Nous définissons  $g$  comme:

$$g(\theta, \phi) = \Phi(\phi) \Theta(\theta)$$

on obtient:

$$\frac{\Phi}{\Theta \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + \frac{\Theta}{\Phi \Theta (\sin \theta)^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} = -n(n+1)$$

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + \frac{\sin \theta}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + n(n+1)(\sin \theta)^2 = 0$$

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + n(n+1)(\sin \theta)^2 = - \left[ \frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} \right] \quad 3-32$$

et pour la dernière fois le côté gauche est indépendant du côté droit et doit être égal à une constante. Alors:

$$- \left[ \frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} \right] = m^2$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + m^2 \Phi = 0 \quad 3-33$$

dont la solution générale est:

$$\Phi(\phi) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m \sin(m\phi) + b_m \cos(m\phi) \quad 3-34$$

et finalement du reste de 3-30:

$$\frac{\sin \theta}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + n(n+1)(\sin \theta)^2 = m^2$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + \left[ n(n+1) - \frac{m^2}{(\sin \theta)^2} \right] \Theta = 0$$

En utilisant le fait que

$$1 - (\cos \theta)^2 = (\sin \theta)^2$$

et en faisant les changements de variables

$$\eta = \cos \theta$$

$$P_n^m(\eta) = Q(\theta)$$

on obtient:

$$(1 - \eta) \frac{\partial^2 P_n^m(\eta)}{\partial \eta^2} - 2\eta \frac{\partial P_n^m(\eta)}{\partial \eta} + \left[ n(n+1) - \frac{m^2}{1 - \eta^2} \right] P_n^m(\eta) \quad 3-35$$

Cette dernière est l'équation de Legendre associée. Sa solution est donnée par Kerker (1969):

$$P_n^m(\eta) = \frac{1}{2^n n!} (1 - \eta)^{m/2} \frac{d^{(n+m)} (\eta^2 - 1)^n}{d\eta^{(n+m)}} \quad 3-36$$

La solution générale s'obtient en réinsérant les solutions particulières pour chaque variable (3-36, 3-34, 3-31, 3-29 dans l'équation 3-27):

$$\Pi = \frac{e^{i\omega t}}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \{c_n \psi_n(kr) + d_n \chi_n(kr)\} \{P_n^m(\cos \theta)\} \{a_m \sin(m\phi) + b_m \cos(m\phi)\}$$

La dépendance sinusoïdale du potentiel sur le temps sera omise pour simplifier les équations suivantes. Par contre, on doit se rappeler qu'elle existe.

### 3.3. APPLICATION AU PHÉNOMÈNE DE DIFFUSION

La section précédente a permis de représenter en tout point de l'espace les potentiels électriques et magnétiques. Par contre, il nous reste à évaluer les constantes  $a, b, c, d$ . Elles seront déterminées grâce aux conditions aux limites de la sphère. Pour ce faire, nous aurons besoin des propriétés électromagnétiques de la sphère et de son environnement. Après cette brève discussion, les constantes seront évaluées grâce à la continuité aux limites de la sphère.

Nous considérons le gaz qui entoure la sphère comme isotropique, homogène et diélectrique ayant une constante de propagation  $k_2$  (seulement une partie réelle). Par contre, la sphère, elle aussi homogène et isotropique, sera caractérisée par une constante de propagation  $k_1$  qui peut ou ne peut être un nombre complexe. Ceci implique que la sphère n'absorbera pas si  $k_1$

est réelle et absorbera si  $k_1$  a une partie imaginaire. Le rapport de ces deux quantités définit l'indice de réfraction, soit:

$$m = \frac{k_1}{k_2} = \frac{m_1 k_0}{m_2 k_0} = \frac{m_1}{m_2}$$

où l'indice 0 représente les propriétés dans le vide.

Comme conditions de départ choisissons arbitrairement une onde plane polarisée se propageant selon l'axe des  $z$ , et ayant son vecteur électrique de grandeur unitaire vibrant parallèle à l'axe des  $x$  (voir fig.3.1). Ou, de façon mathématique:

$$|E_x| = |e^{-i k_2 z}| = 1$$

En insérant toutes ces conditions initiales dans la solution générale on obtient pour l'onde incidente:

$$r \Pi_{A,1} = \frac{1}{k_2} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(k_2 r) P_n^1(\cos \theta) \cos(\phi)$$

$$r \Pi_{A,2} = \frac{1}{k_2} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(k_2 r) P_n^1(\cos \theta) \sin(\phi)$$

Seul le polynôme de Legendre du premier ordre est requis car l'onde se propage selon l'axe des  $z$ . Puisque les fonctions de Bessel sphériques  $\chi_n(k_2 r)$  deviennent infinies à l'origine (par où l'onde doit passer), leurs coefficients doivent devenir zéros et n'apparaissent pas dans l'équation de l'onde incidente. Les équations ci-dessus décrivent une onde sans perturbation.

Les potentiels, diffusé et interne à la particule, seront exprimés de façon similaire mais avec des constantes arbitraires, soit pour le potentiel diffusé:

$$r \Pi_{S,1} = -\frac{1}{k_2} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \zeta_n^{(2)}(k_2 r) P_n^1(\cos \theta) \cos(\phi)$$

$$r \Pi_{S,2} = -\frac{1}{k_2^2} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} b_n \zeta_n^{(2)}(k_2 r) P_n^1(\cos \theta) \sin(\phi)$$

et pour l'interne:

$$r \Pi_{I,1} = \frac{1}{k_1^2} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} c_n \psi_n(k_1 r) P_n^1(\cos \theta) \cos(\phi)$$

$$r \Pi_{I,2} = \frac{1}{k_1^2} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} d_n \psi_n(k_1 r) P_n^1(\cos \theta) \sin(\phi)$$

Ce sont les conditions aux limites de la sphère qui nous donnerons les valeurs des constantes arbitraires. La fonction de Bessel sphérique  $\zeta_n^{(2)}(k_2 r)$  (aussi appelée fonction de Hankel) a été utilisée dans l'équation de diffusion car cette onde doit disparaître à l'infini. Seule cette fonction de Bessel a cette propriété.

À la limite de la sphère les composantes tangentielles de **E** et **H**, mais non pas les composantes radiales, doivent être continues. Donc la dépendance selon  $r$  des composantes  $E_\theta$ ,  $E_\phi$ ,  $H_\theta$ , et  $H_\phi$  doit être continue. D'après les équations pour ces composantes données par Debye (1909) seules les potentiels et les dérivées premières des ces potentiels apparaissent. Ceci implique:

$$\frac{\partial}{\partial r} [r (\Pi_{A,1} + \Pi_{S,1})] = \frac{\partial}{\partial r} [r \Pi_{I,1}]$$

$$\frac{\partial}{\partial r} [r (\Pi_{A,2} + \Pi_{S,2})] = \frac{\partial}{\partial r} [r \Pi_{I,2}]$$

$$\kappa_{2,1} r (\Pi_{A,1} + \Pi_{S,1}) = \kappa_{1,1} r \Pi_{I,1}$$

$$\kappa_{2,2} r (\Pi_{A,2} + \Pi_{S,2}) = \kappa_{1,2} r \Pi_{I,2}$$

Il reste à introduire les fonctions que nous avons dérivées pour les potentiels. L'algèbre pour la première équation de continuité sera faite au long. Les autres, découlant directement des mêmes transformations, ne seront que citées. En insérant les potentiels, on a:



$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left[ \begin{aligned} & \frac{1}{k_2} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(k_2 r) P_n^1(\cos \theta) \cos(\phi) \\ & - \frac{1}{k_2} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \xi_n^{(2)}(k_2 r) P_n^1(\cos \theta) \cos(\phi) \end{aligned} \right] \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{k_1} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} c_n \psi_n(k_1 r) P_n^1(\cos \theta) \cos(\phi) \right] \end{aligned}$$

Puisque les termes des séries sont indépendants les uns des autres nous pouvons écrire:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left[ \begin{aligned} & \frac{1}{k_2} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(k_2 r) P_n^1(\cos \theta) \cos(\phi) \\ & - \frac{1}{k_2} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \xi_n^{(2)}(k_2 r) P_n^1(\cos \theta) \cos(\phi) \end{aligned} \right] \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{k_1} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} c_n \psi_n(k_1 r) P_n^1(\cos \theta) \cos(\phi) \right] \end{aligned}$$

et en simplifiant:

$$\frac{1}{k_2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \psi_n(k_2 r) - a_n \xi_n^{(2)}(k_2 r) \right] = \frac{1}{k_1} \frac{\partial}{\partial r} \left[ c_n \psi_n(k_1 r) \right]$$

en se rappelant la définition de  $m$  et en réarrangeant les termes des dérivées on a:

$$m \left[ \frac{\partial(\psi_n(k_2 r))}{\partial k_2 r} - a_n \frac{\partial(\xi_n^{(2)}(k_2 r))}{\partial k_2 r} \right] = c_n \frac{\partial(\psi_n(k_1 r))}{\partial k_1 r}$$

La continuité doit être vraie seulement à  $r = a$ ; où  $a$  est le rayon de la particule. On obtient donc:

$$m \left[ \frac{\partial(\psi_n(k_2 a))}{\partial k_2 a} - a_n \frac{\partial(\xi_n^{(2)}(k_2 a))}{\partial k_2 a} \right] = c_n \frac{\partial(\psi_n(k_1 a))}{\partial k_1 a}$$

et de la même manière on obtient:

$$m \left[ \frac{\partial(\psi_n(k_2 a))}{\partial k_2 a} - b_n \frac{\partial(\xi_n^{(2)}(k_2 a))}{\partial k_2 a} \right] = d_n \frac{\partial(\psi_n(k_1 a))}{\partial k_1 a}$$

$$\psi_n(k_2 a) - a_n \xi_n^{(2)}(k_2 a) = c_n \psi_n(k_1 a)$$

$$m^2 [\psi_n(k_2 a) - b_n \xi_n^{(2)}(k_2 a)] = d_n \psi_n(k_1 a)$$

Pour fin de simplification de la notation les dérivées selon la variable de la fonction seront notées par un prime, c.-à-d.:

$$\frac{\partial(\psi_n(k_1 a))}{\partial(k_1 a)} = \psi'_n(k_1 a)$$

Nous avons quatre équations et quatre inconnues, il ne reste donc qu'à isoler les coefficients arbitraires. Puisque seulement les coefficients qui apparaissent dans les potentiels de diffusion nous intéressent, eux seuls seront cités. Donc en isolant  $a_n$  et  $b_n$  on a:

$$a_n = \frac{\psi_n(\alpha) \psi'_n(m\alpha) - m [\psi_n(m\alpha) \psi'_n(\alpha)]}{\xi_n(\alpha) \psi'_n(m\alpha) - m [\psi_n(m\alpha) \xi'_n(\alpha)]}$$

3-37

$$b_n = \frac{m [\psi_n(\alpha) \psi'_n(m\alpha)] - \psi_n(m\alpha) \psi'_n(\alpha)}{m [\xi_n(\alpha) \psi'_n(m\alpha)] - \psi_n(m\alpha) \xi'_n(\alpha)}$$

où :

$$\alpha = k_2 a$$

Avec les coefficients déterminés, la solution est complète. Par contre, il existe des cas particuliers où des simplifications importantes peuvent être apportées.

### 3.3.1. Simplification loin du centre diffusant

Cette section se concentrera sur l'étude des potentiels électromagnétiques loin de la sphère. Le fait que l'observateur ( dans le cas qui nous intéresse, la paroi de la chambre à combustion) soit très éloigné du

site d'interaction comparé à la longueur d'onde permet de faire des simplifications importantes. L'idée de l'intensité de l'énergie transportée par l'onde sera aussi abordée en introduisant le vecteur de Poynting.

À de grandes distances de la particule, les expressions décrivant le champ diffusé se simplifient car les fonctions de Hankel peuvent s'exprimer par une exponentielle (Mie (1908)). Soit:

$$\begin{aligned}\zeta_n^{(2)}(k_2 r) &= i^{n+1} e^{-i k_2 r} \\ \zeta_n^{\prime(2)}(k_2 r) &= i^n e^{-i k_2 r}\end{aligned}$$

Une autre simplification loin de la particule diffusante est que les ondes deviennent transversales dues à la diminution rapide de leur composante longitudinale. En fait les composantes  $E_\theta$ ,  $E_\phi$ ,  $H_\theta$ , et  $H_\phi$  décroissent avec  $\frac{\lambda}{r}$  par opposition aux composantes  $E_r$ ,  $H_r$  qui dépendent de  $\left(\frac{\lambda}{r}\right)^2$ . Donc ces deux dernières composantes peuvent être négligées. Les expressions pour le champ électromagnétique deviennent:

$$\begin{aligned}E_\theta &= \frac{H_\phi}{m_2} = E_{1,\theta} + E_{2,\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 r \Pi_1}{\partial r \partial \theta} + \kappa_2 \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial r \Pi_2}{\partial \phi} \\ &= \frac{i e^{-i k_2 r}}{k_2 r} \sin(\phi) \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \frac{P_n^{(1)}(\cos(\theta))}{\sin(\theta)} + b_n \frac{\partial [P_n^{(1)}(\cos(\theta))]}{\partial \theta} \right\}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}E_\phi &= -\frac{H_\theta}{m_2} = E_{1,\phi} + E_{2,\phi} = \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial^2 r \Pi_1}{\partial r \partial \phi} - \kappa_2 \frac{1}{r} \frac{\partial r \Pi_2}{\partial \theta} \\ &= \frac{i e^{-i k_2 r}}{k_2 r} \cos(\phi) \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \frac{\partial [P_n^{(1)}(\cos(\theta))]}{\partial \theta} + b_n \frac{P_n^{(1)}(\cos(\theta))}{\sin(\theta)} \right\}\end{aligned}$$

Dans la plupart des cas pratiques, c'est une intensité lumineuse relative qui sera mesurée. Elle peut être évaluée pour le champ diffusé par l'utilisation du théorème de Poynting soit, pour une onde transversale en coordonnées sphériques:

$$S = \frac{1}{2} (E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^*)$$

où l'astérisque indique le complexe conjugué. Les composantes de l'intensité lumineuse sont alors:

$$I_{\phi} = \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 [\sin(\phi)]^2 \left| \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \frac{P_n^{(1)}(\cos(\theta))}{\sin(\theta)} + b_n \frac{\partial [P_n^{(1)}(\cos(\theta))]}{\partial \theta} \right\} \right|^2$$

3-38

$$I_{\theta} = \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 [\cos(\phi)]^2 \left| \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \frac{\partial [P_n^{(1)}(\cos(\theta))]}{\partial \theta} + b_n \frac{P_n^{(1)}(\cos(\theta))}{\sin(\theta)} \right\} \right|^2$$

3-39

Si la source de lumière incidente n'est pas polarisée, souvent appelée lumière naturelle, nous devons alors faire la moyenne sur toutes les polarisations possibles. Notons les valeurs moyennes par des barres, et puisque:

$$\overline{[\sin(\phi)]^2} = \overline{[\cos(\phi)]^2} = \frac{1}{2}$$

nous avons:

$$\overline{I}_{\phi} = \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 \frac{1}{2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \frac{P_n^{(1)}(\cos(\theta))}{\sin(\theta)} + b_n \frac{\partial [P_n^{(1)}(\cos(\theta))]}{\partial \theta} \right\} \right|^2$$

3-40

$$\overline{I}_{\theta} = \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 \frac{1}{2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \frac{\partial [P_n^{(1)}(\cos(\theta))]}{\partial \theta} + b_n \frac{P_n^{(1)}(\cos(\theta))}{\sin(\theta)} \right\} \right|^2$$

3-41

### 3.3.2. Développement en séries des fonctions de Bessel et de Hankel

Nous devons maintenant essayer d'évaluer les fonctions d'intensités pour une grandeur de la sphère. Ceci implique le calcul des fonctions de Bessel et Hankel. Ceux-ci deviennent comme nous le verrons des fonctions simples pour des rapports périmètre longueur d'onde soit très grand ou très petit.

Ces approximations sont plus ou moins précises. Leurs précisions dépendent du nombre de termes utilisés. Il est à préciser qu'ils sont tous originaire de la même théorie. Leurs domaines d'applicabilité les différencient. Les polynômes de Penndorf, la fonction de Rayleigh<sup>1</sup> (1871) ou même l'optique classique pour une sphère peuvent tous être dérivés à partir de Mie. Ces approximations seront utilisées pour déterminer une fonction de l'émissivité des particules de suie.

Cette approche fut initialement développée par Mie (1908) et reprise par d'autres auteurs. Parce que l'algèbre est assez complexe, il est compréhensible que des erreurs se soient glissées dans les développements de certains auteurs. Penndorf (1960) en corrige plusieurs. Selamet et Arpaci(1989) corrigent celles de Penndorf. Stratton (1941) reprend le développement en séries des fonctions de Hankel mais fait plusieurs fautes d'algèbre. Le développement complet sera repris ici en utilisant un logiciel de mathématique symbolique. Ceci évitera les fautes humaines qui se glisse lors de calculs algébriques si complexes.

La première étape consiste à développer en séries les fonctions de Bessel sphériques. D'après Gumprecht et Sliepcevich (1951), ceci donne:

---

<sup>1</sup> Rayleigh, par contre, dériva sa fonction en utilisant une argumentation originale. Il fit des suppositions similaires mais se basa sur seulement une des lois de Maxwell pour en arriver à sa fonction, ceci 20 ans avant Mie. Ce qui est intéressant dans la théorie de Mie c'est qu'elle englobe la proposition de Rayleigh.

$$\begin{aligned} \psi_n(z) = & \left( \sum_{k=0}^{\lfloor \frac{n}{2} \rfloor} \left\{ (-1)^k \frac{(n+2k)!}{(2k)!(n-2k)!} (2z)^{-2k} \right\} \right) \sin\left(z - \frac{np}{2}\right) \\ & + \left( \sum_{k=0}^{\lfloor \frac{n-1}{2} \rfloor} \left\{ (-1)^k \frac{(n+2k+1)!}{(2k+1)!(n-2k-1)!} (2z)^{-2k-1} \right\} \right) \cos\left(z - \frac{np}{2}\right) \end{aligned} \quad 3-42$$

$$\begin{aligned} \chi_n(z) = & (-1)^n \left[ \sum_{k=0}^{\lfloor \frac{n}{2} \rfloor} \left\{ [-1]^k \frac{[n+2k]!}{[2k]![n-2k]!} (2z)^{-2k} \right\} \right] \cos\left[z + \frac{np}{2}\right] \\ & + (-1)^{n+1} \left[ \sum_{k=0}^{\lfloor \frac{n-1}{2} \rfloor} \left\{ [-1]^k \frac{[n+2k+1]!}{[2k+1]![n-2k-1]!} (2z)^{-2k-1} \right\} \right] \sin\left[z + \frac{np}{2}\right] \end{aligned} \quad 3-43$$

Il y a un grand avantage à écrire les fonctions de Bessel sphériques de cette manière: celui de réduire le temps de calcul. Pour n'importe quel ordre de la fonction on remarque qu'elle se développe en un polynôme qui multiplie une fonction trigonométrique. Cette dernière n'a besoin d'être évaluée qu'une seule fois pour tous les ordres des fonctions de Bessel. Lors de la programmation ceci peut être utilisé pour grandement diminuer le temps de calcul. L'approche classique développe les fonctions de Bessel en polynômes infinis qui doivent être recalculés chaque fois.

Nous allons maintenant écrire les trois premiers coefficients ( $a_1$ ,  $b_1$  et  $a_2$ ) comme des séries de puissance en  $z$ . Pour ce, nous avons besoin des fonctions de Bessel sphériques suivantes:

$$\psi_0(z) = \sin(z) \quad 3-44$$

$$\psi_1(z) = \frac{\sin(z)}{z} - \cos(z) \quad 3-45$$

$$\psi_2(z) = \left[ \frac{3}{z^2} - 1 \right] \sin(z) - \frac{3}{z} \cos(z) \quad 3-46$$

$$\chi_0(z) = \cos(z) \quad 3-47$$

$$\chi_1(z) = \frac{\cos(z)}{z} + \sin(z) \quad 3-48$$

$$\chi_2(z) = \left[ \frac{3}{z^2} - 1 \right] \cos(z) + \frac{3}{z} \sin(z) \quad 3-49$$

Pour les dérivées nous allons utiliser une loi de récursivité des fonctions de Bessel sphériques:

$$\psi'_n(z) = \psi_{n-1}(z) - \frac{n}{z} \psi_n(z) \quad 3-50$$

$$\chi'_n(z) = \chi_{n-1}(z) - \frac{n}{z} \chi_n(z) \quad 3-51$$

Il faut maintenant insérer ces fonctions dans l'expression de  $a_1$   
Rappelons que:

$$a_1 = \frac{\psi_1(\alpha) \psi'_1(m\alpha) - m [\psi_1(m\alpha) \psi'_1(\alpha)]}{\zeta_1(\alpha) \psi'_1(m\alpha) - m [\psi_1(m\alpha) \zeta'_1(\alpha)]} \quad 3-37$$

$$a_1 = \frac{\left[ \left( \frac{\cos[m\alpha]}{m\alpha} - \frac{\sin[m\alpha]}{m\alpha^2} + \sin[m\alpha] \right) \left( \frac{\sin[\alpha]}{\alpha} - \cos[\alpha] \right) - \left( \frac{\cos[\alpha]}{\alpha} - \frac{\sin[\alpha]}{\alpha^2} + \sin[\alpha] \right) \left( \frac{\sin[m\alpha]}{m\alpha} - \cos[m\alpha] \right) \right] m}{\left[ \left( \frac{\cos[m\alpha]}{m\alpha} - \frac{\sin[m\alpha]}{m\alpha^2} + \sin[m\alpha] \right) \left( \frac{\sin[\alpha]}{\alpha} + \frac{i \cos[\alpha]}{\alpha} - \cos[\alpha] + i \sin[\alpha] \right) - \left( \frac{\cos[\alpha]}{\alpha} - \frac{\sin[\alpha]}{\alpha^2} - \frac{i \cos[\alpha]}{\alpha^2} - \frac{i \sin[\alpha]}{\alpha} + i \cos[\alpha] + \sin[\alpha] \right) \left( \frac{\sin[m\alpha]}{m\alpha} - \cos[m\alpha] \right) \right] m} \quad 3-37a$$

En utilisant les termes plus petits que la puissance six des développements en séries du sinus et du cosinus, nous obtiendrons une approximation valable pour des petites valeurs de  $\alpha$ . Les séries correspondant au sinus et au cosinus sont:

$$\sin(z) = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{(n+1)} \frac{z^{(2n-1)}}{(2n-1)!} \quad 3-52$$

$$\sin(z) = z - \frac{z^3}{3!} + \frac{z^5}{5!} \quad 3-52a$$

$$\cos(z) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{z^{(2n)}}{(2n)!} \quad 3-53$$

$$\cos(z) = 1 - \frac{z^2}{2!} + \frac{z^4}{4!} \quad 3-53a$$

et en remplaçant, on a:

$$a_1 = \left[ \left( \left( \frac{[m\alpha]^4 - [m\alpha]^2}{24} + 1 - \frac{[m\alpha]^5 - [m\alpha]^3}{120} + m\alpha + \left[ \frac{\{m\alpha\}^5 - \{m\alpha\}^3}{120} + m\alpha \right] \right) \right) \right. \\ \left. \times \left( \frac{\alpha^5 - \alpha^3}{120} + \alpha - \left[ \frac{\alpha^4 - \alpha^2}{24} + 1 \right] \right) \right] \\ - \left[ \left( \frac{\alpha^4 - \alpha^2}{24} + 1 - \frac{\alpha^5 - \alpha^3}{120} + \alpha + \left[ \frac{\alpha^5 - \alpha^3}{120} + \alpha \right] \right) \right. \\ \left. \times \left( \frac{[m\alpha]^5 - [m\alpha]^3}{120} + m\alpha - \left[ \frac{\{m\alpha\}^4 - \{m\alpha\}^2}{24} + 1 \right] \right) m \right]$$

$$= \left[ \left( \frac{[m\alpha]^4 - [m\alpha]^2}{24} + 1 - \frac{[m\alpha]^5 - [m\alpha]^3}{120} + m\alpha + \frac{\{m\alpha\}^5 - \{m\alpha\}^3}{120} + m\alpha \right) \right. \\ \left. \times \left( \frac{\alpha^5 - \alpha^3}{120} + \alpha + i \left[ \frac{\alpha^4 - \alpha^2}{24} + 1 \right] - \frac{\alpha^4}{24} + \frac{\alpha^2}{2} - 1 + i \left[ \frac{\alpha^5 - \alpha^3}{120} + \alpha \right] \right) \right] \\ - \left[ \left( \frac{\alpha^4 - \alpha^2}{24} + 1 - \frac{\alpha^5 - \alpha^3}{120} + \alpha - i \left[ \frac{\alpha^4 - \alpha^2}{24} + 1 \right] \right) \right. \\ \left. \times \left( \frac{[m\alpha]^5 - [m\alpha]^3}{120} + m\alpha - \frac{\{m\alpha\}^4}{24} + \frac{\{m\alpha\}^2}{2} - 1 \right) m \right]$$

3-37b

Ensuite, on multiplie et simplifie:



$$a_1 = 8 \frac{(-400m^2 + [-3m^4 + 3m^2]\alpha^4 + [40m^4 - 40]\alpha^2 + 400)\alpha^3}{\left[ \begin{aligned} &(i\alpha^{10} + i\alpha^8 - 24\alpha^7 - 120i\alpha^6 + 320\alpha^5 + 360i\alpha^4 - 480i\alpha^2)m^4 \\ &+ (-16i\alpha^8 + 24\alpha^7 + 80i\alpha^6 + 840i\alpha^4 - 3200\alpha^3 - 4320i\alpha^2 + 4800i)m^2 \\ &+ 80i\alpha^6 - 320\alpha^5 - 1200i\alpha^4 + 3200\alpha^3 + 4800i\alpha^2 + 9600i \end{aligned} \right]}$$

3-37c

Dans le numérateur de l'expression précédente, on peut dire que les termes en  $\alpha^2$  et  $\alpha^4$  sont beaucoup plus petits que 400 si  $\alpha \ll 1$ . On fait de même au dénominateur, donnant:

$$a_1 = 8 \frac{(-400m^2 + 400)\alpha^3}{4800im^2 + 9600i} \quad 3-37d$$

$$a_1 = \frac{2i}{3} \frac{(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)} \alpha^3 \quad 3-37e$$

Les expressions pour  $b_1$  et  $a_2$  se dérivent de la même manière avec le même genre de simplification. Seuls les résultats seront donnés ici, formellement:

$$b_1 = \frac{i}{45} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \alpha^5 \quad 3-37f$$

$$a_2 = \frac{i}{15} \frac{m^2 - 1}{2m^2 + 3} \alpha^5 \quad 3-37g$$

Rappelons que Stratton (1941) fait une erreur dans ce développement et met un signe négatif au coefficient  $b_1$ . Cette faute est reprise par Kerker (1969) qui cite Stratton. Par contre dans le texte original de Mie (1908) son développement en séries donne les expressions citées ci-haut.

### 3.3.3. Représentation graphique polaire

Cette section traite de la mesure des grandeurs de particules des milieux troubles en utilisant le phénomène de diffusion. Elle est surtout employée dans l'étude de la formation de suie dans les flammes et en milieux industriels pour mesurer des concentrations de particules. L'étude de cette

technique est pertinente car elle est en quelque sorte l'inverse de ce que l'auteur veut réaliser. La façon que la lumière est diffusée par un milieu trouble permet de déterminer non seulement la concentration mais aussi la grandeur des particules. À l'inverse, nous nous basons sur la grandeur des particules et leurs concentrations pour déterminer le pouvoir émissif d'une flamme.

Une lumière monochromatique non polarisée est utilisée pour éclairer les particules et l'intensité de la lumière diffusée est mesurée pour plusieurs angles dans un même plan. Les équations 3-38 et 3-39 s'appliquent alors. Ceci permet, en sachant l'indice de réfraction complexe, de mesurer la grandeur des particules car elle est incluse dans le paramètre  $\alpha$ . Une fois les mesures prises on compare les valeurs mesurées avec des prédictions évaluées grâce à 3-38 et 3-39.

Une approche numérique de solution est très difficile, due à la grande non linéarité du phénomène. Une méthode graphique est plus rapide mais requiert l'interaction humaine. Pour réaliser ceci on trace un diagramme, souvent polaire, des mesures donnant l'intensité mesurée à un certain angle. Puisqu'il est très difficile de mesurer des intensités absolues, les valeurs sont divisées par l'intensité totale mesurée à  $90^\circ$  de l'onde incidente. Il faut faire grandement attention en lisant ces graphiques car chaque auteur a tendance à représenter les valeurs sous des formes différentes.

Le lecteur se référera aux figures 4.2 et 4.3. Ces figures ne contiennent pas d'échelle reliée aux axes car, comme nous le verrons ci-après, ce sont de valeurs relatives. Le plus commun est une courbe pour la lumière totale (courbe externe) et une pour la fraction de lumière non-polarisée (courbe interne). Mathématiquement ces courbes différentes sont données par les équations suivantes qui sont des combinaisons de 3-38 et 3-39, soit:

$$I_{total} = \frac{\bar{I}_\theta + \bar{I}_\phi}{(\bar{I}_\theta + \bar{I}_\phi)_{\theta=90^\circ}} \quad 3-54$$

$$I_{non-polarisé} = \frac{\overline{I}_\theta + \overline{I}_\phi - |\overline{I}_\theta - \overline{I}_\phi|}{(\overline{I}_\theta + \overline{I}_\phi)_{\theta=90^\circ}} \quad 3-55$$

D'autres auteurs traceront directement, les fractions polarisées parallèles  $\overline{I}_\theta$  et perpendiculaires  $\overline{I}_\phi$ , encore une fois adimensionnalisées grâce à la division par la valeur à  $90^\circ$ . Ces deux formes donnent des graphes qui se ressemblent énormément mais ils ne sont pas interchangeables.

Une dernière forme qu'on retrouve citée est une version cartésienne de ces diagrammes polaires. En ordonnée on retrouvera le logarithme de l'intensité et en abscisse l'angle exprimé en degré. Le présent auteur préfère les diagrammes polaires donnant l'intensité totale et non-polarisée. La forme polaire facilite la méthode de résolution graphique pour la mesure de diamètre de particule.

### 3.3.3.1. Rendement, section efficace et émissivité

Cette section décrit comment la particule absorbe l'énergie incidente et du fait même comment elle émet de l'énergie. Pour réaliser ceci nous allons considérer une sphère concentrique à la particule qui a un rayon très grand comparé à celui de la particule. Donc la solution loin du centre diffusant s'applique. L'énergie traversant cette sphère est calculée de façon classique en utilisant le théorème de Poynting. Born & Wolf (1980) donnent une intégrale évaluée dans le temps pour calculer la valeur moyenne de la grandeur du vecteur de Poynting comme

$$|S| = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dt \quad 3-56$$

$$|S| = \frac{c}{8\pi} \text{Re} (\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^*) \quad 3-57$$

Mais cette fois le champ est composé de la somme du champ incident et du champ diffusé, soit:

$$\mathbf{S} = (\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s) \times (\mathbf{H}_i + \mathbf{H}_s) \quad 3-58$$

et sa grandeur est:

$$|S| = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left( (E_{0,i} + E_{0,s}) \times (H_{0,i} + H_{0,s})^* \right) \quad 3-59$$

$$|S| = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left( (E_{0,i,\theta} + E_{0,s,\theta}, E_{0,i,\phi} + E_{0,s,\phi}) \times (H_{0,i,\theta} + H_{0,s,\theta}, H_{0,i,\phi} + H_{0,s,\phi})^* \right) \quad 3-60$$

$$|S| = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left( (E_{0,i,\theta} + E_{0,s,\theta})(H_{0,i,\phi} + H_{0,s,\phi})^* - (E_{0,i,\phi} + E_{0,s,\phi})(H_{0,i,\theta} + H_{0,s,\theta})^* \right) \quad 3-61$$

si nous effectuons les multiplications et regroupons les termes judicieusement on obtient:

$$|S| = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left( \begin{array}{l} E_{0,i,\theta} H_{0,i,\phi}^* - E_{0,i,\phi} H_{0,i,\theta}^* \\ + E_{0,s,\theta} H_{0,s,\phi}^* - E_{0,s,\phi} H_{0,s,\theta}^* \\ + E_{0,s,\theta} H_{0,i,\phi}^* + E_{0,i,\theta} H_{0,s,\phi}^* - E_{0,i,\phi} H_{0,s,\theta}^* - E_{0,s,\phi} H_{0,i,\theta}^* \end{array} \right) \quad 3-62$$

Le débit total d'énergie à travers la sphère doit être égal à l'énergie absorbée par la particule (avec un signe moins pour indiquer que l'énergie est absorbée). On peut remarquer que la première ligne de l'expression précédente est une mesure de l'énergie incidente et la seconde est une mesure de l'énergie diffusée. La dernière doit alors être une mesure (à un signe près) de l'atténuation de l'onde incidente si l'on veut qu'il y ait conservation de l'énergie. Il sera utile de récrire cette équation comme:

$$|S| = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} (S_1 + S_2 + S_3) \quad 3-63$$

où

$$S_1 = E_{0,i,\theta} H_{0,i,\phi}^* - E_{0,i,\phi} H_{0,i,\theta}^* \quad 3-64$$

$$S_2 = E_{0,s,\theta} H_{0,s,\phi}^* - E_{0,s,\phi} H_{0,s,\theta}^* \quad 3-65$$

$$S_3 = E_{0,s,\theta} H_{0,i,\phi}^* + E_{0,i,\theta} H_{0,s,\phi}^* - E_{0,i,\phi} H_{0,s,\theta}^* - E_{0,s,\phi} H_{0,i,\theta}^* \quad 3-66$$

Puisque c'est l'énergie totale traversant la surface de la sphère qui nous intéresse nous devons intégrer la composante radiale de ce vecteur sur toute la surface de la sphère. Puisque le champ est symétrique, le calcul ne se fera que sur la surface d'une hémisphère, donnant:

$$S_{total} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} |S| \frac{r^2}{2} \sin(\theta) d\theta d\Phi \quad 3-67$$

$$S_{total} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left( \int_0^\pi \int_0^{2\pi} (S_1 + S_2 + S_3) \frac{r^2}{2} \sin(\theta) d\theta d\Phi \right) \quad 3-68$$

En gardant le regroupement fait pour l'expression explicite de la grandeur du vecteur de Poynting, on peut intégrer en trois parties. Une définition permettra de simplifier les expressions, celle de la section efficace dénotée  $C$ . Elle est égale à la quantité d'énergie soit atténuée, absorbée ou diffusée divisée par l'énergie incidente à la particule par unité de surface de la particule. Mie effectua ces intégrales et elles ne seront pas répétées ici. Seuls les résultats sont donnés. La première intégrale (énergie de l'onde incidente) donne zéro si le milieu est un diélectrique ( $\sigma=0$ ). L'intégrale impliquant l'onde diffusée donne une section efficace de:

$$C_{diffusé} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \{ |a_j|^2 + |b_j|^2 \} \quad 3-69$$

L'intégrale de la troisième partie donne comme section efficace:

$$C_{éteint} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \{ \operatorname{Re}(a_j + b_j) \} \quad 3-70$$

Pour qu'il y ait conservation de l'énergie, il faut:

$$C_{éteint} = C_{diffusé} + C_{absorbé} \quad 3-71$$

ou

$$C_{absorbé} = C_{éteint} - C_{diffusé} \quad 3-72$$

Si la section efficace est divisée par la section réelle, nous avons un rendement ( $Q$ ) de la particule. On peut aussi écrire:

$$Q_{\text{absorbé}} = Q_{\text{éteint}} - Q_{\text{diffusé}} \quad 3-73$$

où

$$Q = \frac{C}{\pi a^2} \quad 3-74$$

Stull & Plass (1960) dérivèrent l'émissivité spectrale pour un nuage de particules donnant:

$$\epsilon_{\lambda} = \left( \frac{Q_{\text{absorbé}}}{Q_{\text{éteint}}} \right) \left\{ 1 - \exp \left( -s N \pi a^2 Q_{\text{éteint}} \right) \right\} \quad 3-75$$

où  $N$  est le nombre de particules par unité de volume de gaz. Si le rendement de diffusion est beaucoup plus petit que le rendement d'absorption on peut écrire:

$$\epsilon_{\lambda} = \left\{ 1 - \exp \left( -s N \pi a^2 Q_{\text{absorbé}} \right) \right\} \quad 3-76$$

Ceci implique qu'il n'y a pas de dispersion multiple, c. à d. que le photon interagit qu'avec un seul site de dispersion et, de là, sort du volume de contrôle sans aucune autre interaction. Nous avons donc une façon de calculer l'émissivité des flammes.

### 3.3.3.2. Approximation de l'émissivité pour de très petites particules.

Dans cette section nous dérivons l'expression de l'émissivité des particules de suie la plus souvent cité. Elle est basée sur les deux dernières sections soit les approximations pour les fonctions de Bessel et Hankel et sur l'émissivité d'un nuage de particules.

Si les particules sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde on peut estimer les rendements en n'utilisant que la première constante  $a_1$ . Les autres termes, ayant des dépendances plus élevées que  $\alpha^3$ , peuvent être négligés. Pour la diffusion ceci mène directement vers l'expression développée par Rayleigh. Pour l'absorption ceci donne une expression simple de l'émissivité. Le lecteur se référera à la section des approximations des fonctions de Bessel pour la preuve. Le rendement d'extinction devient:

$$Q_{\text{éteint}} = \frac{C_{\text{éteint}}}{\pi a^2} = \frac{\lambda^2}{2\pi^2 a^2} 3 \operatorname{Re} \left( \frac{2i}{3} \frac{m^2 + 1}{m^2 + 2} \alpha^3 \right) \quad 3-77$$

en remplaçant l'indice de réfraction complexe par sa définition et en multipliant le numérateur et le dénominateur par le conjugué complexe de ce dernier on obtient:

$$Q_{\text{éteint}} = 4 \alpha \operatorname{Re} \left( i \frac{[-ni\kappa + n]^2 + 1}{[-ni\kappa + n]^2 + 2} \right) \quad 3-78$$

$$Q_{\text{éteint}} = 24 \alpha \frac{n^2 \kappa}{(n^2(1 - \kappa^2) + 2)^2 + (2n^2\kappa)^2} \quad 3-79$$

En remplaçant le rendement d'extinction (3-79) dans l'expression de l'émissivité qui suppose que la diffusion est négligeable par rapport à l'extinction (3-76), on obtient:

$$\varepsilon_\lambda = \left\{ 1 - \exp \left( -s N \frac{48\pi a^3}{\lambda} \frac{n^2 \kappa}{(n^2(1 - \kappa^2) + 2)^2 + (2n^2\kappa)^2} \right) \right\} \quad 3-80$$

Cette simplification découle directement de la supposition de petite grandeur de particules qui nous permet d'utiliser un seul terme pour les fonctions de Bessel. Si la particule est très petite, la dispersion sera négligeable comparée à l'absorption et le rendement d'extinction sera égal au rendement d'absorption. C'est cette dernière équation qui est la plus souvent citée comme approximation de la théorie de Mie. Le présent auteur ne recommande pas son utilisation car elle n'est valide que dans le loin infrarouge. Sa validité sera discutée plus tard.

Notons que l'on peut dériver l'équation 3-80 en faisant les mêmes suppositions que Rayleigh (1871) pour la diffusion mais pour une particule conductrice. Ceci mène plus directement à l'équation 3-80 mais avec la même restriction sur la grandeur des particules. Ce raccourci est souvent attribué à Pohl (1958), mais le présent auteur doute que cette dérivation soit si tardive. Par contre, aucune référence plus récente n'a pu être trouvée.

### 3.4. CONCLUSION

Le choix de l'expression mathématique donnant une valeur pour l'émissivité spectrale dépend des conditions existant dans les milieux participants. Nous avons développé une expression générale et une approximative donnant une prédiction de l'émissivité d'un nuage de particules sphériques ayant un indice de réfraction complexe.

Rappelons ici les conditions pour la validité de l'approximation 3-80. Les particules sont sphériques, de tailles uniformes, petites comparées à la longueur d'onde, faites de matériaux conducteurs mais non magnétiques et que les sites d'interaction sont assez éloignés que la sphère peu être considérée comme entourée de vide. De plus, les photons émis n'interagiront pas avec les autres sphères avant de quitter le milieu étudié. Nous pouvons éliminer le critère de taille des particules en combinant les équations qui ne contiennent pas les approximations des séries, soit: 3-75, 3-74, 3-73, 3-70, 3-69, 3-37. Ceci donne l'équation 2-32 citée comme la solution de Mie au chapitre 2.

Le prochain chapitre discutera de la validité de la théorie présentée ici. Elle révisera les suppositions présentées et déterminera l'applicabilité de la théorie de Mie aux flammes.



## Références

- Abramowitz M. & Stegun I. A., **Handbook of Mathematical functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables**, Dover Publications Inc., 1972.
- Born M. & Wolf E., **Principles of Optics, Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light**, Sixth Edition, Pergamon Press, New York, 1980.
- Debye P., *Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigen Material*, **Annalen der Physik**, **4. Folge** Band 30, 57-79, 1909.
- Gumprecht R. O. & Slipevich C. M., *Tables of Light Scattering Functions for Spherical Particles*, University of Michigan, Engineering Research Institute, Special Publication: Tables; Ann Arbor, Michigan, 1951.
- Jones D., **The Theory of Electromagnetism**, Pergamon Press, New York, 1964.
- Kerker M., **The Scattering of Light and other Electromagnetic Radiation**, Academic Press, New York, London, 1969.
- Mie G., *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*, **Annalen der Physik**, **4. Folge** Band 25, 377-445, 1908.
- Penndorf R. B., *Scattering and Extinction Coefficients for Small Absorbing and Nonabsorbing Aerosols*, **Journal of the Optical Society of America**, **52** number 8, 896-904, Aug 1962.
- Pohl R. W., **Optik und Atomphysik**, Springer-Verlag, Berlin, Deutschland, 1958.
- Lord Rayleigh J. W. S., *On the Scattering of Light by Small Particles*, **Phil. Mag.**, 41, 447-454, 1871.
- Stratton J. A., **Electromagnetic Theory**, 1st edition, Mc Graw-Hill, New York, 1941.

Stull V. R. & Plass G. N., *Emissivity of Dispersed Carbon Particles*, **Journal of the Optical Society of America**, 50 number 2, 121-129, Feb 1960.

# 4

## Validation expérimentale de la Théorie de Mie appliquée aux flammes

*It is better to solve a problem with a crude approximation and to know the truth, plus or minus 10 per cent, than to demand an exact solution and not know the truth at all.*

Thumb first postulate.

La théorie de dispersion et d'absorption de la lumière par des particules sphériques présentée dans le chapitre précédent a été dérivée pour des conditions très spécifiques. Le présent auteur l'a présentée car elle reflète ce qui est considérée comme valide par la plupart des chercheurs dans le domaine. Ce chapitre réexaminera ces suppositions et leurs applicabilités à une flamme dans une chambre de combustion. Rappelons que le but de tout ceci est d'avoir une meilleure compréhension du transfert de chaleur. Plusieurs des suppositions initiales seront étudiées pour en déterminer leurs validités.

#### 4.1. L'APPROXIMATION DE LA FORMULE EXACTE

Puisque la formulation exacte nous donne des séries infinies, c'est à nous de déterminer où tronquer pour obtenir la précision désirée. La plupart des auteurs utilisent une approximation valide seulement à la condition de Rayleigh ( $\alpha \ll 1$ ) soit:

$$\varepsilon_{\lambda} = \left\{ 1 - \exp \left( -N \frac{48\pi a^3}{\lambda} \frac{n^2 \kappa}{(n^2(1-\kappa^2)+2)^2 + (2n^2\kappa)^2} \right) \right\} \quad 3-80$$

Alors que la formulation exacte (éqn.2-32) implique tous ces calculs:

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{Q_{abs}}{Q_{éteint}} \{1 - \exp(-s k_{sue, \lambda})\}$$

$$k_{sue, \lambda} = \pi r^2 N Q_{éteint}$$

$$Q_{abs} = Q_{éteint} - Q_{diff}$$

$$Q_{éteint} = 2 \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \operatorname{Re}(a_j + b_j)$$

$$Q_{diff} = 2 \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) (|a_j|^2 + |b_j|^2)$$

$$a_j = \frac{\psi_j(\alpha) \psi_j'(m\alpha) - m [\psi_j(m\alpha) \psi_j'(\alpha)]}{\xi_j(\alpha) \psi_j'(m\alpha) - m [\psi_j(m\alpha) \xi_j'(\alpha)]}$$

$$b_j = \frac{m [\psi_j(\alpha) \psi'_j(m\alpha)] - \psi_j(m\alpha) \psi'_j(\alpha)}{m [\xi_j(\alpha) \psi'_j(m\alpha)] - \psi_j(m\alpha) \xi'_j(\alpha)} \quad 2-32$$

où

$$\alpha = \frac{2\pi a}{\lambda}$$

$$m = n - i n \kappa$$

Il est loin d'être certain que dans une chambre de combustion de turbine à gaz la condition de Rayleigh soit satisfaite. De plus, la condition de Rayleigh exige que la diffusion soit négligeable comparée à l'absorption. Cette supposition permet de dire que le rendement d'extinction et le rendement d'absorption sont égaux et que leur rapport est de 1. Que la diffusion soit négligeable est probablement vraie dans toutes les flammes, mais la validité de la condition de Rayleigh est discutable dans le lointain infrarouge et ne l'est certes pas dans le visible. Quand Hottel & Broughton (1932) recueillirent leurs données pour déterminer l'exposant pour la dépendance avec la longueur d'onde, ils trouvèrent 0.95 dans l'infrarouge avec des flammes de laboratoire en utilisant la formulation:

$$\begin{aligned} \varepsilon_\lambda &= 1 - \exp(-s k_{\text{suie}, \lambda}) \\ k_{\text{suie}, \lambda} &= \frac{\gamma}{\lambda^\nu} \end{aligned} \quad 4.2$$

Notons qu'ils ont estimé une valeur approchée d'un polynôme infini avec une simple fonction exponentielle. Selon la théorie de Mie pour des indices de réfraction constants, l'exposant  $\nu$  ne peut être plus faible que 1 et ce minimum se réalise quand les particules sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde, soit à la condition de Rayleigh. C'est une claire indication qu'il y a un défaut dans l'utilisation de la théorie. Roßler & Behrens (1950) trouvèrent, à l'instar de Hottel & Broughton, des exposants plus faibles que 1 quand ils étudièrent la suie formée par différents carburants. Le tableau 4.1 contient toutes les mesures de l'exposant  $\nu$  que j'ai pu retrouver. Certaines de ces valeurs ont été calculées grâce à des mesures d'absorption et ne sont pas nécessairement citées explicitement dans ces textes. Ces données et ces graphiques apparaissent en Annexe D.

Référence	carburant	$\nu$	région
Rößler & Behrens (1950)	acétone	1.43	visible
Rößler & Behrens (1950)	amyleacétate	1.39	visible
Rößler & Behrens (1950)	town gas	1.29	visible
Rößler & Behrens (1950)	benzène-air	1.23	visible
Rößler & Behrens (1950)	paraffine	1.2	visible
Rößler & Behrens (1950)	Nitrocellulose	1.14	visible
Rößler & Behrens (1950)	benzène-NO	1.05	visible
Rößler & Behrens (1950)	benzène-NO	1.02	visible
Rößler & Behrens (1950)	acétylène-air $\varnothing=2.8$	0.75	visible
Rößler & Behrens (1950)	acétylène-air $\varnothing=4.0$	0.69	visible
Rößler & Behrens (1950)	acétylène-air $\varnothing=4.0$	0.66	visible
Rößler & Behrens (1950)	C(NO <sub>4</sub> ) C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> CHO	0.65	visible
Ångström (1889)	sule	0.66	visible & infrarouge.
Becker (1909)	amylacétate	1.49	visible
Stark (1897)	sule	0.68	visible
Siddall & McGrath (1963)	amyleacétate	0.89	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	amyleacétate	1.04	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	Avtur kérosène	0.77	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	benzène	0.94	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	benzène	0.95	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	chandelle	0.93	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	fournaise	0.96	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	fournaise	1.14	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	fournaise	1.25	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	petrotherm	1.06	infrarouge
Siddall & McGrath (1963)	propane	1.00	infrarouge
Hottel & Broughton (1932)	amyleacétate	1.30	visible
Hottel & Broughton (1932)	acétylène	1.23	visible
Hottel & Broughton (1932)	town gas	1.75	visible

Tableau 4.1 Mesure empirique de l'exposant de la formulation de Hottel.

L'erreur dans l'utilisation peut s'expliquer en notant que la dépendance de l'indice de réfraction complexe avec la longueur d'onde (voir éqn. 2-30) n'est pas apparente dans la formulation de l'équation 4-1. Il faut se rappeler aussi que l'indice de réfraction pourrait aussi dépendre de la composition du carburant car elle est influencée par le schéma cinétique de formation de la suie. Il serait naïf de penser que la suie formée de la combustion de n'importe quel carburant avait une seule composition.

Selemat & Arpacı (1989) suggérèrent une autre validation de l'applicabilité de Mie en comparant la théorie à l'équation empirique de Hottel & Broughton. En isolant le coefficient d'extinction prédit par Mie et la fonction exponentielle de Hottel & Broughton pour le visible, ils trouvèrent une excellente concordance pour les propriétés optiques citées dans la littérature. Bien que la conclusion soit vraie, leur logique contient une faille. Ils comparent des fonctions ayant des unités de mesure différentes. La fonction de Hottel & Broughton doit comporter des unités bizarres car la longueur d'onde a un exposant non entier. Donc la constante de proportionnalité  $c$  doit avoir des unités aussi spéciales.

Dans la formulation de Mie, la dépendance avec la longueur d'onde est décrite par un nombre adimensionnel: le rapport du périmètre à la longueur d'onde ( $\alpha$ ). Ceci implique que la fonction de rendement de dispersion est aussi sans unité. La comparaison des deux fonctions d'émissivité doit se faire avec un peu plus de rigueur mathématique que celle présentée par Selamet & Arpacı. Si nous supposons qu'elles sont équivalentes et que la diffusion est négligeable, on devrait avoir:

$$\varepsilon_{\lambda} = \left\{ 1 - \exp\left(-s \pi a^2 N Q_{\text{éteint}}\right) \right\}$$

$$Q_{\text{éteint}} = 2 \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \operatorname{Re}(a_j + b_j)$$

équivalent à:

$$\varepsilon_{\lambda} = 1 - \exp\left(-s \frac{\gamma}{\lambda v}\right)$$

L'algèbre qui suit permettra de comparer les parties essentielles de ces deux équations. Supposons en premier qu'elles sont égales:

$$1 - \exp\left(-s \frac{\gamma}{\lambda^\nu}\right) = \left\{ 1 - \exp\left(-s \pi a^2 N 2 \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \operatorname{Re}(a_j + b_j)\right)\right\}$$

$$s \frac{\gamma}{\lambda^\nu} = \pi a^2 N 2 \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \operatorname{Re}(a_j + b_j)$$

puisque la longueur optique ( $s$ ) doit être pareille dans les deux cas on a :

$$\frac{\gamma}{\lambda^\nu} = \pi a^2 N 2 \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \operatorname{Re}(a_j + b_j)$$

Il nous reste deux fonctions de la longueur d'onde et une constante de proportionnalité dont nous ne connaissons pas la valeur. Si on se rappelle bien, la méthode de mesure de température de Hottel & Broughton exigeait deux mesures car il y avait deux inconnues: la température et la constante  $\gamma$ . Nous ne pouvons évaluer le côté gauche de l'équation car nous n'avons pas la valeur de la constante  $\gamma$ . Nous ne pouvons pas évaluer le côté droit de l'équation car nous n'avons ni le nombre de particules par unité de volume  $N$ , ni la grandeur des particules, ni l'indice de réfraction complexe. Par microscopie électronique, on a mesuré des particules de suie de 2 à 200 nm de diamètre. En choisissant 100 nm comme valeur typique, en supposant un indice de réfraction de  $m=1.5 - 0.5i$  et en utilisant comme exposant  $\nu$  la valeur de 1.39 proposée par Hottel & Broughton, on peut évaluer pour une longueur d'onde quelle serait la valeur de la partie qui est indépendante de la longueur d'onde en récrivant:

$$\frac{\gamma}{2\pi N} = \lambda^\nu a^2 \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \operatorname{Re}(a_j + b_j)$$

Ceci donne à 600 nm:

$$\frac{\gamma}{2\pi N} = 1.7108 \times 10^{-24}$$

En récrivant notre équation, on obtient:

$$\frac{1.7108 \times 10^{-24}}{\lambda^\nu} = a^2 \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \operatorname{Re}(a_j + b_j)$$

Ceci nous permettra de comparer la formulation empirique avec la théorie de Mie en comparant des graphiques de la fonction de gauche et celle



de droite. Le lecteur se référera à la figure 4.1. Par contre, cet auteur n'a pu faire de même avec la valeur de l'infrarouge, ne trouvant pas de valeur de grandeur de particules donnant environ la même courbe que celle de Hottel & Broughton avec un  $\nu$  de 0.85 .

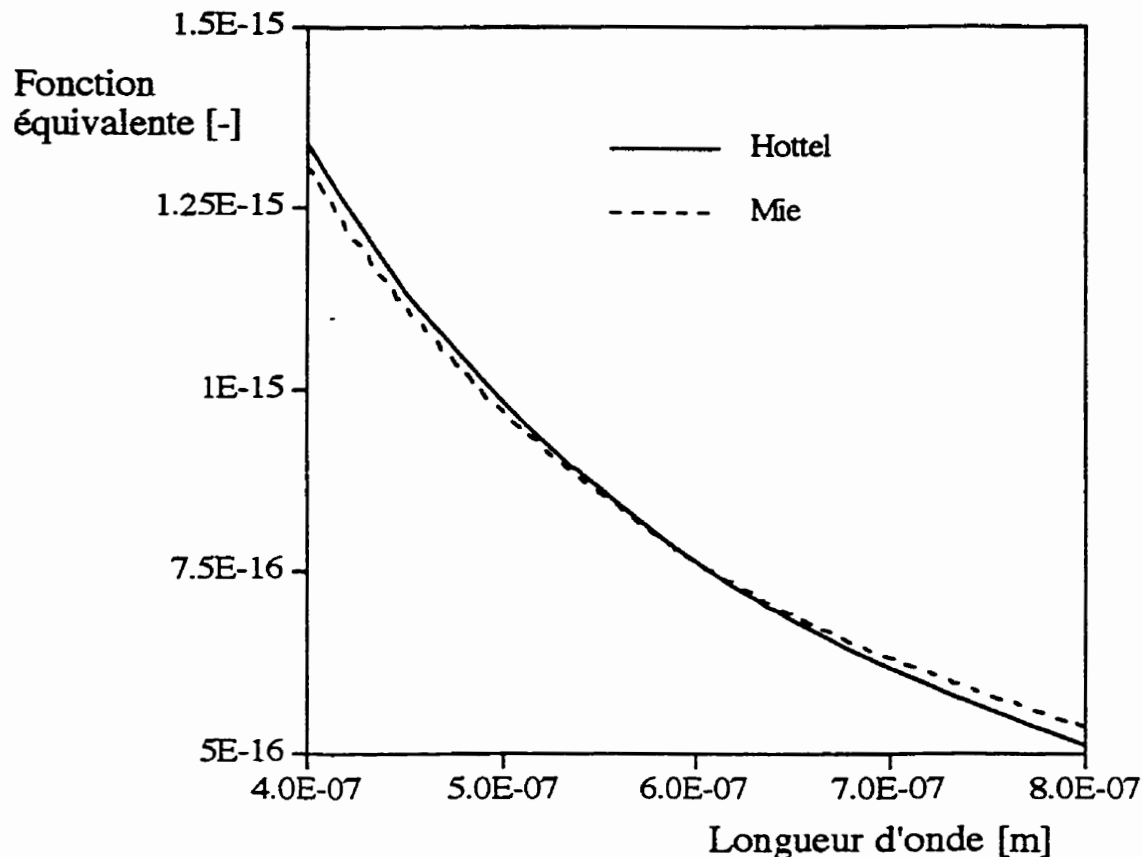


Figure 4.1 Comparaison des formulations de coefficient d'absorption.

De plus, cette formulation suppose qu'il n'y a qu'une grandeur de particule contrairement à une distribution de grandeur. Ceci est le sujet de la prochaine rubrique.

#### 4.2. LA FORME ET L'UNIFORMITÉ DES PARTICULES

La théorie de Mie a été développée pour des particules sphériques de grandeur uniforme (poudre d'or dans un milieu de verre). Ceci n'est pas nécessairement vrai pour les particules de suie. Leurs grandeurs dépendent de l'historique de chaque particule. Dans une flamme de laboratoire où les conditions sont bien contrôlées chaque particule subit environ la même

évolution. C'est le cas de la flamme qu'utilisèrent Senfleben & Benedict (1917) et la plupart des autres chercheurs qui suivirent. Ceci peut être démontré en regardant leurs mesures de dispersion.

Leur montage, décrit simplement, consistait en un faisceau monochromatique polarisé qui éclairait la suie produite par une flamme de diffusion. L'intensité de la lumière dispersée était mesurée à plusieurs angles pour les deux polarisations possibles. Les mesures ont été prises dans une cheminée de quartz au-dessus de la chambre. Les calculs de la théorie de Mie se firent avec la formulation originale de Mie donnant une précision de quatre décimales (n'oubliez pas que les calculs furent faits à la main). On aurait fait une grande erreur si les approximations mentionnées à la section précédente avaient été utilisées. Les séries pour estimer les coefficients  $a_j$  et  $b_j$  furent tronquées au troisième terme donnant ainsi la précision requise. Ces calculs furent repris par l'auteur avec les moyens modernes pour en vérifier l'exactitude. Ceci donna le même résultat que dans la publication originale.

Pour prédire la dispersion, on doit non seulement évaluer les fonctions de Bessel mais aussi les polynômes de Legendre car on ne veut pas seulement savoir comment l'énergie est absorbée mais aussi comment elle est dispersée. Alors on doit utiliser les équations 3-54 et 3-55 pour calculer la dépendance de l'intensité versus l'angle de dispersion. Le lecteur se référera à la section 3.3.3 pour une description des graphiques. Le fait qu'il n'y ait pas de définition est intentionnel et suit la pratique courante dans le domaine.

Senfleben et Benedict (1919) furent les premiers à comparer des mesures avec la théorie de Mie. La figure 4.2 démontre une bonne concordance entre leurs valeurs mesurées (symbole) et leurs prédictions (courbe). La prédiction reposait seulement sur la grandeur des particules et l'indice de réfraction complexe. Ce dernier fut mesuré avant utilisant une technique de lumière réfléchissante, voir Senfleben et Benedict (1917). Ce type de mesures a été repris plus tard par Erickson et al. (1964) et Dalzell et al. (1970). Leurs données démontrent une aussi bonne corrélation. La figure 4.3 représente la meilleure concordance que le présent auteur a pu réaliser avec les données de Senfleben et Benedict. Seule l'indice de réfraction complexe a été modifié. La valeur choisie fut purement arbitraire et ne reflète

aucunement des indices mesurés. Par contre, elle prouve qu'on peut aisément faire correspondre la théorie à la réalité.

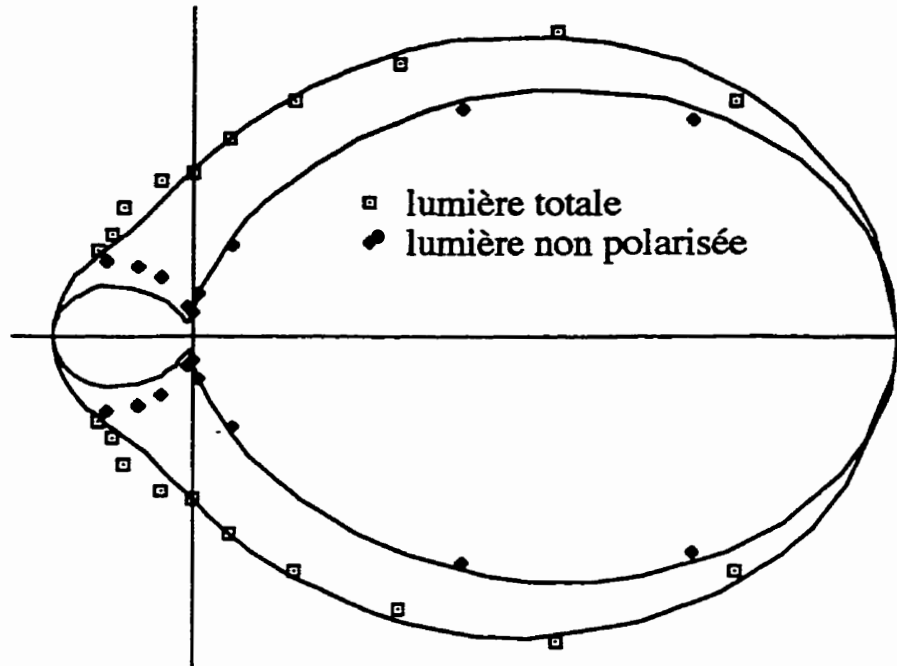


Figure 4.2 Dispersion de la lumière selon Senffleben et Benedict

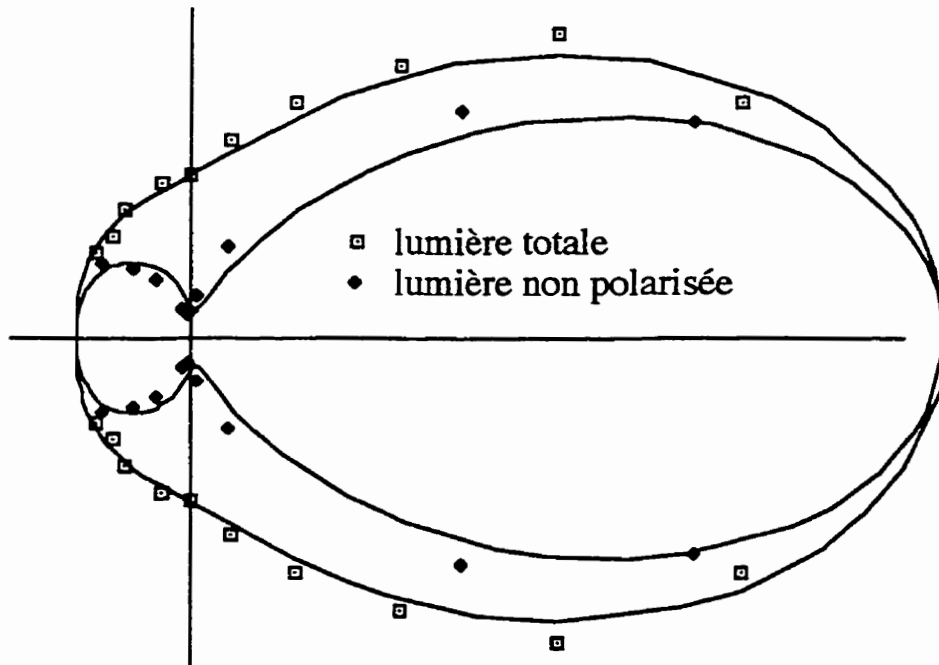


Figure 4.3 Dispersion de la lumière selon le présent auteur

Ceci démontre bien que la théorie de Mie est applicable aux petites flammes de diffusion de laboratoire produisant des particules sensiblement de la même grandeur. Par contre, l'erreur est quand même visible. Peut-être qu'une distribution de grandeur de particules aurait résolu le problème. Cette supposition ne fut pas essayée dû au grand temps de calculs et de programmation qui aurait été requis pour la réaliser. Elle vaudrait certes d'être essayée dans le futur. La variation dans la grandeur des particules est peut être négligeable car la supposition d'uniformité donne de bons résultats.

Mais l'uniformité des particules n'est pas assurée dans une chambre de combustion où il existe un brassage turbulent. Alors on s'attend d'avoir une distribution de grandeur de particules allant du très petit au très grand. Dalzell & Sarofim (1969) citent des grandeurs allant de  $0.2 \mu\text{m}$  à  $200 \mu\text{m}$ . On peut tenir compte de cette différence en intégrant les formules de Mie en fonction des périmètres variables. Mais on peut seulement le faire si on connaît la distribution statistique des grandeurs de particules.

Les chimistes utilisent la dispersion d'un laser comme contrôle de qualité pour mesurer une valeur moyenne de grandeur de particules dans des solutions de pigments de peinture. Par contre, pour eux la variance de la distribution est petite et l'approximation est acceptable. Mais pour nous, la question de distribution reste irrésolue car même si nous la mesurons, la distribution à des conditions spécifiques, rien ne garanti qu'elle sera pareille aux autres conditions, très variables, existant dans une chambre, sans parler d'une autre chambre de combustion.

L'autre volet de cette supposition est la forme des particules. Bien que des photos au microscope électronique ont confirmé l'ordre de grandeur des particules, elles ont aussi démontré que les particules s'étaient formées en agglomérats ressemblant des colliers de perles. On n'a pas encore déterminé si l'agglomération se faisait lors de l'échantillonnage ou s'il se réalise à l'intérieur de la flamme. Si c'est le dernier cas, on devra en tenir compte et changer la forme initiale de sphérique à cylindrique. La solution d'une onde interceptant une forme cylindrique infinie a aussi été évaluée. C'est le cas de presque toutes les antennes de radio de forme simple. Certains chercheurs croient que ce problème ne sera résolu qu'avec l'emploi de mathématique fractale car la forme collier de perle est mi-chemin entre la sphère et le

cylindre. Peu importe, c'est une lacune qu'on ne sait pas encore comment combler.

Au sujet de ces deux questions, la plupart des chercheurs restent silencieux et utilisent la formulation de Mie avec la supposition qu'il existe une particule sphérique ayant un diamètre moyen estimant ce que leurs mesures donnent. La véracité de cet emploi reste encore à déterminer.

### **4.3. L'INDICE DE RÉFRACTION COMPLEXE**

La plupart des auteurs traitent l'indice de réfraction comme une constante. Mais ce n'est pas le cas. Il dépend fortement de la longueur d'onde. On retrouve cette dépendance de l'indice de réfraction en photographie, comme source des aberrations chromatiques. Une bonne lentille coûte chère quand elle compense presque entièrement la variation de l'indice de réfraction avec la couleur. Cela dit, on doit noter que la variation de l'indice pour la suie dans le visible est faible pour un échantillon donné. Par contre, une multitude d'auteurs ont mesuré des indices de réfraction avec de larges variations. Smyth et Shaddix (1996) donne une liste exhaustive.

Comme mentionné au chapitre deux, il faudrait une description quantique complète de la molécule qui compose la suie pour pouvoir déterminer la formulation exacte de l'indice de réfraction. Puisque la composition dépend d'une cinétique chimique complexe, il est certes impossible de l'évaluer pour une condition et encore moins pour toutes les richesses de mélange possible. C'est un peu comme décrire la pression dans un ballon, sans faire de statistique, en connaissant à chaque instant la vitesse de toutes les particules qui y sont contenues. La quantité d'information est astronomique et certainement hors de portée de la technologie de calcul des ordinateurs d'aujourd'hui.

Nous nous tournons alors vers le modèle de Drude (1890) de l'atome qui suppose que les électrons de l'atome se comportent comme des systèmes masses-ressorts amorties. Cette supposition n'est valable que si tous les états quantiques sont occupés et que le corps est à son entropie maximum à cette température. Ceci implique que l'énergie interne du corps est distribuée

également entre tous les états quantiques possibles. La validité de cette dernière affirmation est difficile à évaluer dans une flamme. Il y a une transformation continue, en chaleur, de l'énergie stockée chimiquement dans la molécule. Ce processus est contré par une transmission extrêmement rapide de l'énergie disponible à l'intérieur de l'atome. Sans modèle quantique nous ne pouvons dire ce qui se passe exactement.

Drude supposa que les électrons subissant une onde électromagnétique harmonique suivent l'équation différentielle 2-30. Nous reconnaissons ici un mouvement harmonique amorti. Le nombre d'oscillateurs présents dans un atome est égal au nombre de liaisons différentes d'électrons. Dans le cas du carbone, il y a des électrons libres et des électrons intimement liés au noyau donnant deux types. La solution d'équations similaires peut se trouver dans n'importe quel livre de physique traitant de l'optique des métaux. On se référera à Born & Wolf (1980), Lee & Tien (1981), Dalzell & Sarofim (1969) ou Senftleben & Benedict (1917) pour une démonstration pour la suie. La formulation de Lee & Tien sera utilisée ici car elle est la plus complète et la plus récente (voir équation 2-31). Elle tient compte des interactions inter-électrons et représente mieux les différences entre les électrons libres et ceux liés à l'atome. Ce qu'il reste à trouver ce sont les fréquences de résonance et les coefficients d'amortissement de chacun des oscillateurs. Ceci peut se faire en mesurant l'énergie requise pour ioniser un atome ou en étudiant la lumière transmise ou réfléchi du corps. L'équation 2-31 est l'expression de la dépendance de l'indice de réfraction versus les propriétés oscillatoires de l'atome de carbone. Notez qu'il a une dépendance complexe avec la longueur d'onde (représentée ici en fréquence).

La grande variation des indices de réfractons mesurées peut facilement être compensée par des petites variations dans les inconnues (les fréquences de résonance et les coefficients d'amortissement). Alors que faire, il se peut fortement que toutes les mesures d'indice soient exactes pour chaque échantillon différent. Ceci implique qu'on ne peut qu'estimer les propriétés optiques si on n'a pas d'échantillon disponible pour en faire la mesure.

#### **4.4. CONCLUSION**

Ceci nous laisse sans solution exacte. Nous avons la théorie de Mie qui est valide pour des conditions bien précises, mais ces conditions sont-elles remplies pour des flammes de chambre à combustion de turbine à gaz? Nous devons alors nous tourner vers l'empirisme pour en vérifier la validité et l'applicabilité. Rappelons que toutes ces mathématiques ont été développées pour estimer l'émissivité de la flamme. Rien ne nous empêche de la mesurer.

## Références

- Born M. & Wolf E., **Principles of Optics, Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light**, Sixth Edition, Pergamon Press, New York, 1980.
- Dalzell W. H. & Sarofim A. F., *Optical Constants of Soot and Their Application to Heat-Flux Calculation*, **Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Heat Transfer**, paper N° 68-HT-13, **91**, No. 1, 100-104, Feb 1969.
- Dalzell W., Williams G. C. & Hottel H. C., *A Light-Scattering Method for Soot Concentration Measurements*, **Combustion and Flame**, **14**, 161-170, 1970.
- Drude P., **Annalen der Physik**, **39**, 504, 1890.
- Erickson W., Williams G. C. & Hottel H. C., *Light-Scattering Measurements on Soot in a Benzene-Air Flame*, **Combustion and Flame**, **8**, 127-132, 1964.
- Hottel H. C. & Broughton F. P., *Determination of True Temperature and Total Radiation from Luminous Gas Flames*, **Industrial Engineering Chemistry, Analytical Edition**, **4**, 166-175, 1932.
- Lee S. C. & Tien C. L., *Optical Constants of Soot in Hydrocarbon Flames*, Eighteenth Symposium International on Combustion, The Combustion Institute, 1159-1166, 1981.
- Röbber F. & Behrens H., *Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Rußteilchen verschiedener Flammen*, **Optik**, **6** Heft 3, 145-151, 1950.
- Selamet A. & Arpacı V., *The Planck Mean and Rosseland Mean Absorption Coefficients For Particle Laden Media*, Heat Transfer Phenomena In Radiation, Combustion, Fires: Presented at the National Heat Transfer Conference, Philadelphia, Pennsylvania, HTD-Vol. 106, 106, 127-137, 06/09 Aug 1989.



- Senftleben H. & Benedict E., *Über die optischen Konstanten und die Strahlungsgesetze der Kohle*, **Annalen der Physik**, **4. Folge** Band 54, 65-78, 1917.
- Senftleben H. & Benedict E., *Über die Beugung des Lichtes an den Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen*, **Annalen der Physik**, **4. Folge** Band 60, pp 297-323, 1919.
- Smyth K. C. & Shaddix C. R., *The Elusive History of  $m=1.57 - 0.56t$  for the Refractive Index of Soot*, **Combustion and Flame**, **107**, 314-320, 1996.

# 5

## Instrumentation

*If anything can go wrong, it will.*

Murphy's law

À cause des bris et du temps requis pour les réparer, l'auteur a pu apporter des améliorations au montage qui n'étaient pas originalement prévues. Ceci explique pourquoi maintes appareils ont été fabriqués par l'auteur<sup>1</sup>. Cette description contient plusieurs modifications au montage déjà existant qui ont été faites lors des périodes d'attente.

Le lecteur voulant utiliser des méthodes d'analyse chimique est averti de se référer à un bon livre sur le sujet, surtout quand la chimie n'est pas son domaine premier<sup>2</sup>. Comme livres de chevet sont recommandés Ewing (1975) et Willard et al. (1965). Une bonne source d'information sur l'instrumentation en générale est Holman (1978).

La première section de ce chapitre décrira la chambre à combustion et tous les appareils requis pour assurer son contrôle et bon fonctionnement. Suivra la description des instruments de mesure. Deux méthodes de mesure de la température sont employées dans cet ouvrage requierant deux systèmes de mesure séparés. Les appareils servants à une méthode de mesure ont été regroupés ensemble.

## **5.1. LA CHAMBRE DE COMBUSTION ET AUTRES APPAREILS**

Le banc d'essai fut assemblé de pièces pour la plupart déjà existantes. La chambre à combustion de type Ghost fabriquée par Lucas est au centre du montage. Pour l'accès optique la partie amont du boîtier fut refaite partiellement en Plexiglas partiellement en aluminium. Il fut reproduit exactement à partir de la pièce originale. Seul un épaulement pour joindre le

---

<sup>1</sup>L'attente de pièces ou de travail à faire par le service d'entretien de l'université était plus souvent qu'autrement long. Ce qui me permit de réévaluer l'approche de telle ou telle mesure ou système de mesure. Je dois avouer que c'est lors de ces petits détours que j'ai appris le plus sur l'instrumentation et la prise de mesure.

<sup>2</sup>La première loi de la nature que tout étudiant faisant des recherches expérimentales doit étudier à fond est celle présentée en citation comme sous-titre de ce chapitre. J'avais toujours pris ce conseil avec un peu de dérision mais j'ai appris à le respecter et à me plier à cette loi de la nature. Tous ceux qui ont fait une étude expérimentale m'avaient averti. C'est maintenant après l'avoir subi maintes fois que j'accepte cette loi comme aussi fondamentale que les lois de Newton ou Maxwell.

Plexiglas au reste du boîtier fut ajouté. Le système d'allumage était aussi disponible et fut utilisé tel quel.

Un schéma du montage est reproduit dans la figure 5.1. Le plus gros du travail consistait à assembler la tuyauterie et la relier au compresseur qui avait été fourni par le Conseil National de Recherche à Ottawa. Puisque cette chambre avait déjà été utilisée dans le laboratoire il restait à trouver les morceaux de tuyauterie originaux et à les assembler dans le nouvel emplacement. Les pièces manquantes furent commandées chez un fournisseur local. On obtint ainsi comme montage, un ventilateur radial acheminant l'air vers une jonction dont une branche sert de ligne d'évitement et l'autre mène à la chambre de combustion. Cette dernière branche contient un orifice servant de débitmètre. Deux vannes, une sur chaque branche, servent à régulariser le débit d'air à travers la chambre. Un thermocouple sert à la mesure de la température de l'air à l'entrée. Puis vient la chambre à combustion suivie d'une courte section refroidie à l'eau. Cette section assure que le Plexiglas ne fonde dû à la haute température du tuyau d'échappement. Le tuyau d'échappement contient des gicleurs servant à diminuer la température des gaz à la sortie.

Le circuit de carburant fut construit presque entièrement de pièces neuves. Le carburant était soit pris de petits réservoirs muraux faisant partie de l'immeuble ou de barils de carburant de 200 litres. Un tube de 1 pouce (25.4mm) servit d'approvisionnement à la pompe à carburant de haute pression servant à l'injection. Un premier conduit d'évitement, ayant un robinet, permet de contrôler le débit fourni par la pompe, puis vient le débitmètre de masse (et non volumétrique) de carburant. Un peu inusité, il est fait d'un tube en u vibrant. Lorsque le carburant y circule la force de Coriolis tord le tuyau. Cette torsion est directement proportionnelle au débit massique. Ceci permet au débitmètre de résister aux fortes pressions sans causer de restriction dans la ligne. Un deuxième circuit d'évitement contenant un injecteur similaire à celle de la chambre de combustion sert à garder la bonne pression jusqu'à que l'on soit prêt à allumer. Il reçoit tout le carburant destiné à la chambre. Une valve à trois voies sert de contrôle pour sélectionner la chambre ou le circuit d'évitement.

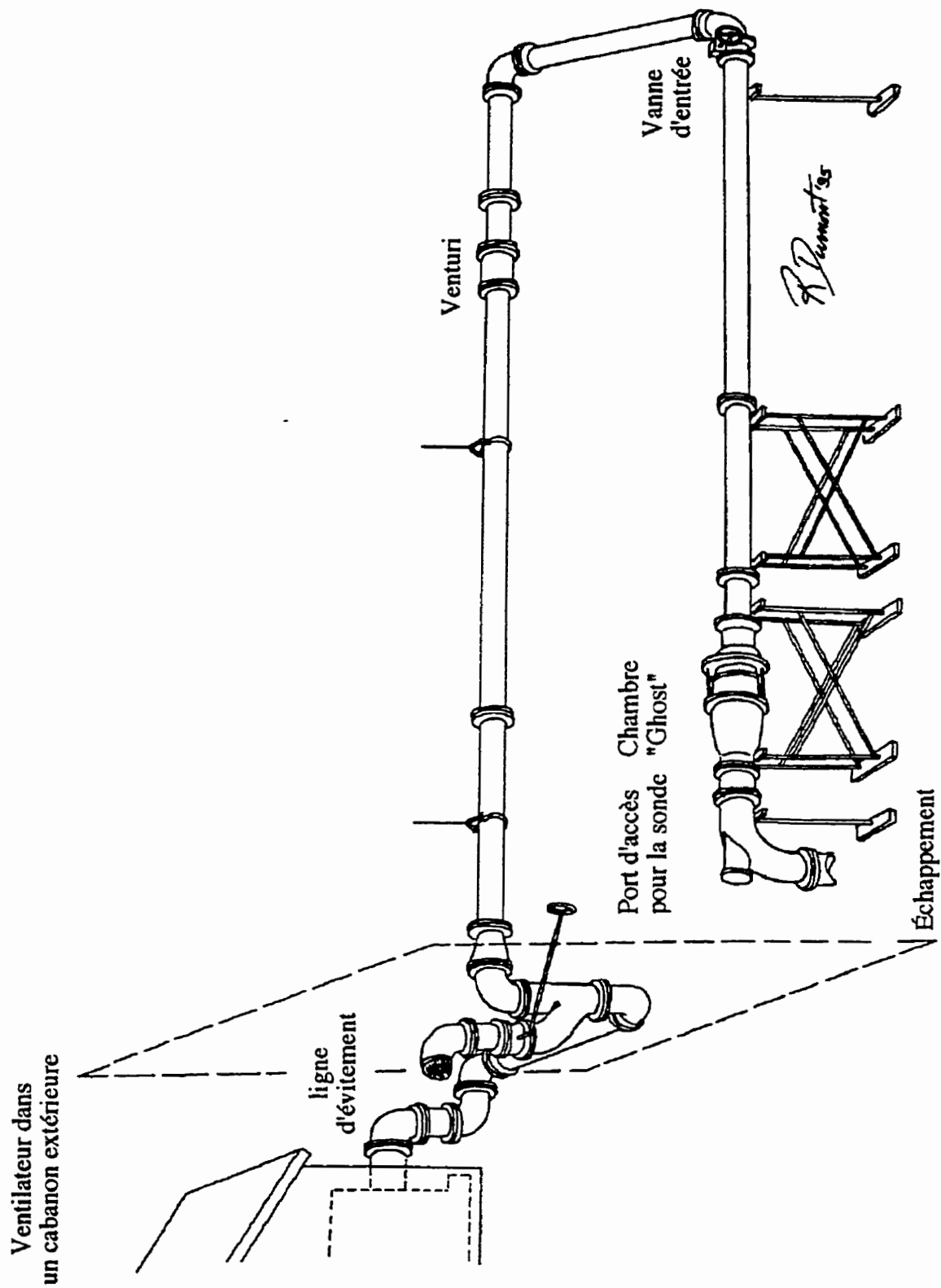


Figure 5.1 Schéma du montage de la chambre de combustion

Des jauges à pression électroniques furent conçues et assemblées par l'auteur pour automatiser les prises de pression de carburant et d'air nécessaires. Leur circuit est reproduit en Annexe G. De plus une carte de conversion fréquence-voltage fut fabriquée pour le débitmètre à carburant. Puisque le circuit était disponible dans le manuel d'utilisation du débitmètre, il fut monté sur un circuit imprimé et inséré dans l'appareil.

Des thermocouples furent soudés à la paroi de la chambre à combustion dans une rainure spéciale faite pour insérer le thermocouple dans la paroi. Ces thermocouples ne servirent pas nécessairement pour mon étude mais ont été placés pour des fins ultérieures. Par contre, on réalisa le filage jusqu'au système d'acquisition de données et les mesures de température de parois furent prises. Un diagramme de l'emplacement des thermocouples sur la paroi est inclus dans l'annexe G.

Le ventilateur tel que fourni par Ottawa avait un moteur sous dimensionné. À l'origine, il servait de compresseur de faible débit. À faible débit, grande pression, le ventilateur consomme moins d'énergie qu'à grand débit, faible pression. Il s'avéra que la consommation électrique dépassait la capacité de notre entrée de 220V 150A, puisque nous voulions l'utiliser comme ventilateur à fort débit. Le moteur, aussi de 150A, fut remplacé avec l'entrée électrique. Un nouveau raccord mécanique fut aussi acheté pour accoupler le moteur au ventilateur. Le ventilateur avait des roulements lubrifiés par huile vaporisée dans de l'air comprimé. Ceci nous força à installer une conduite d'air comprimé dans le cabanon où est placé le ventilateur.

## **5.2. L'ANALYSEUR DES GAZ**

Puisque en fonction continue depuis le début des années quatre-vingt, la majeure partie du montage d'analyse de gaz à été décrit par plusieurs autres auteurs et même plusieurs fois<sup>3</sup>. Le lecteur se réfèrera à

---

<sup>3</sup>Cette référence aux descriptions ultérieures permettra d'alléger grandement un texte déjà beaucoup trop long. Le lecteur sera peut être surpris par le style employé. Puisque c'est une liste des modifications apportées à un montage déjà existant, la description paraît plus historique que scientifique. Cet effet est voulu, l'auteur, sachant comment lire une liste

Vachon(1990) ou Laganière(1991) pour une description exhaustive du fonctionnement du système d'analyse des gaz. Les modifications apportées par l'auteur sont du domaine de l'asservissement et de l'automatisation. Une brève description du fonctionnement suivi des modifications et réparations seront données ici.

Pour pouvoir mesurer les températures adiabatiques locales, nous avons besoin d'un système d'analyse des gaz de combustion. Ce sont ces mesures qui permettront de faire le bilan énergétique décrit au chapitre 2. Il est donc important d'acheminer l'échantillon pris dans la chambre de combustion vers ces appareils sans perte ou transformation qui fausserait les valeurs mesurées. Le système d'analyse du laboratoire de combustion de l'université Laval est l'un des meilleurs au Canada. Ceci s'est fait grâce à un entretien et une amélioration continue de tous les aspects de la prise de mesure. Le système est composé de trois consoles: celle de filtrage, celle dite froide et celle dite chaude. Les qualificatifs froide et chaude font référence à la température de l'échantillon qui y circule. Pour qu'il n'y ait aucune condensation lors du transport vers les analyseurs, les gaz sont gardés à 150°C. Par contre, comme on le verra plus tard certains appareils requièrent l'assèchement de l'échantillon, et ceci est réalisé grâce à un système de refroidissement qui fait condenser l'eau.

### **5.2.1. La sonde d'échantillonnage des gaz**

Les dessins techniques de la sonde d'échantillonnage se retrouvent en annexe G. La figure 5.2 aidera à comprendre les parcours possible de la sonde. Elle fut placée parallèle au tuyau d'échappement mais décentrée de 55.8 mm. Son support cylindrique, qui lui était concentrique au tuyau, pouvait pivoter de 360°. La forme en chicane (désaxée de 55.8 mm) de la sonde et sa possibilité elle aussi de pivoter de 360° nous permet d'échantillonner l'ensemble de la chambre. Simplement nous avons un bras qui peut décrire un cercle de 55.8 mm de rayon attaché à un bras qui peut

---

d'épicerie peut être un style plat. On notera, par contre, que toute l'information y est. Cette façon peu orthodoxe de faire rend le texte beaucoup plus lisible et facilite la compréhension de toutes les modifications qui ont été apportées.

lui aussi décrire un cercle de 55.8 mm de rayon. La sonde pouvait aussi se déplacer de façon longitudinale pour échantillonner jusqu'à la zone de dilution.

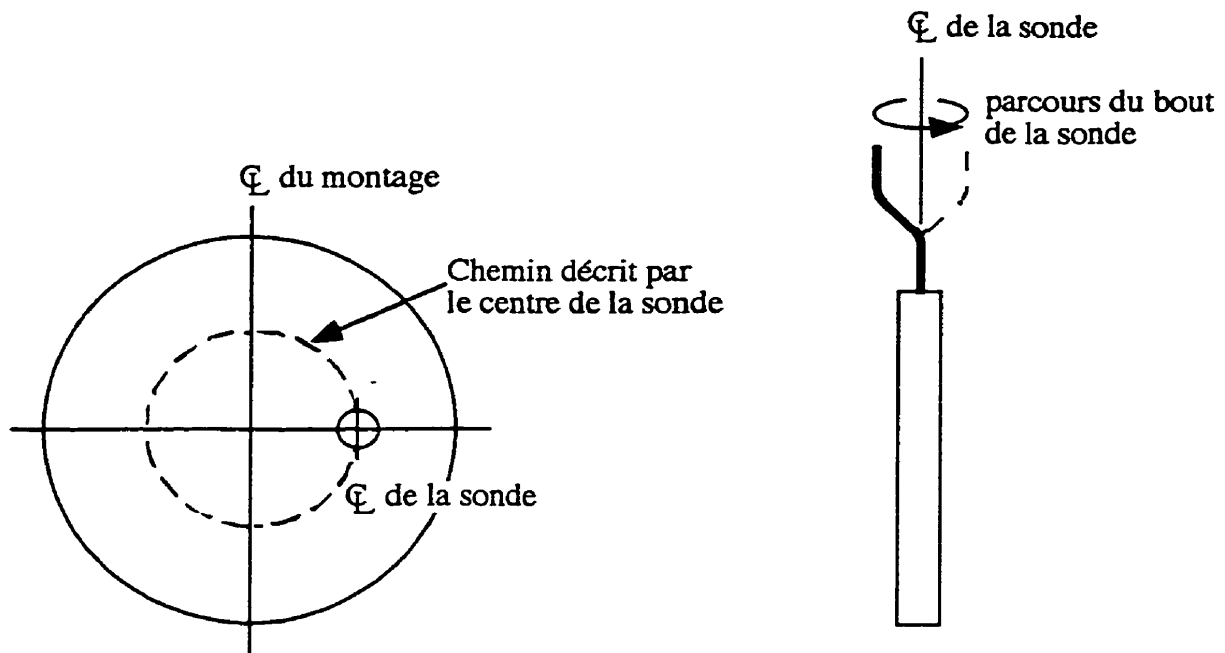


Figure 5.2 Schéma des parcours circulaires de la sonde

L'intérieur de la sonde est assez complexe et se divise en deux parties. Une première avec une section plus grosse sert de support rigide à la partie en chicane. Cette première partie est composée de trois tubes concentriques et un désaxé. Les deux tubes à l'extérieur servent d'apport et de retour de l'eau de refroidissement pour cette section. Le tube le plus à l'intérieur sert à acheminer les gaz échantillonnés. Le quatrième tube est placé entre le tube extérieur et le tube médian et sert d'alimentation en eau pour la partie ayant la chicane. Ceci permet d'alimenter les deux sections avec des débits différents et d'assurer une circulation dans la partie la plus chaude, celle de la chicane. Une pompe à eau assure la surpression dans la partie chicane. Son contrôleur fut construit par M. Yves Jean du département de génie mécanique.

La technique utilisée pour former la chicane de la sonde fut inhabituelle. Ayant besoin de trois tuyaux concentriques pour assurer le refroidissement, nous devions trouver un moyen de les plier sans perdre leur géométrie respective. Ceci fut accompli en remplissant les interstices entre



les tubes de fils d'étain et d'acier inoxydable. L'acier restera en permanence dans la sonde pour garantir le positionnement relatif des tuyaux. Le tube intérieur était "filaté" avec six brins d'étain et un d'acier. Ce pas permit un espacement régulier et assez grand du fil d'acier pour ne pas bloquer l'écoulement d'eau. Puis le tube médian fut glissé par-dessus l'assemblage étain-acier-tube intérieur. On répéta ces opérations pour placer le tube extérieur. Une cintruse à tuyaux fut employée pour réaliser la chicane. Puis l'assemblage plié était placé au four pour faire fondre l'étain. Une fois vidée de la plupart de l'étain elle fut réchauffée avec une torche puis soufflée avec de l'air comprimé pour assurer une vidange de tout l'étain. Une éprouvette fut réalisée pour tester la méthode de fabrication. Une fois cintrée, on la fraisa jusqu'à mi-tuyau pour examiner l'intérieure de l'assemblage. Ceci démontra qu'aucun des tuyaux n'avait développé de plis.

Il est très important lors de l'opération de siphonnage des gaz que la sonde ne perturbe pas l'écoulement dans la chambre de combustion. Donc elle doit être la plus petite possible. La première sonde qui fut construite n'avait qu'un diamètre intérieur que de 0.98 mm. Lors d'essai à froid elle fournissait amplement de gaz pour remplir les besoins (0.197 L/s) du système d'analyse des gaz. Mais lorsque la chambre fut allumée ce débit diminuait dramatiquement. On réalisa rapidement<sup>4</sup> que notre sonde tombait en régime sonique, ce qui fixait le débit. Si l'on écrit le nombre de Mach pour notre tube, on a:

$$Ma = \frac{V}{c} = \frac{\dot{m}}{P A} \sqrt{\frac{R T}{\kappa}} \quad 5-1$$

On réalise que lorsque la température des gaz passe de 300 K à 2200 K qu'il pourrait y avoir blocage. Tous les paramètres de la sonde ( $R$   $T$   $P$   $\kappa$  et  $\dot{m}$ ) sauf son diamètre nous sont imposés par les conditions d'opérations de la chambre. Le débit mesuré lors de l'opération avec les gaz chauds était de 0.020408 L/s. En comparant ce débit avec le débit requis par le système d'analyse des gaz, nous pouvons calculer une nouvelle aire d'entrée de la

---

<sup>4</sup>Mea culpa. J'aurais dû faire le calcul au préalable. Cet erreur permit au technicien fabriquant la sonde de corriger quelque défaillances d'assemblages de la première sonde.

sonde. Une deuxième sonde fut construite et celle-ci compléta sa tâche avec un grand succès.

Il ne restait donc qu'à déterminer la quantité d'eau requise pour le refroidissement. Ceci fut approximé grossièrement en surestimant l'échange thermique dû à la convection. Suivant une méthode proposée par McAdams (1942). Nous avons évalué l'échange thermique dû à la convection. Le calcul se retrouve dans Thomas (1995). Ceci donna finalement un débit massique de l'eau de 15 g/s.

### **5.2.2. Les entrées et les filtres**

La console de filtrage contient cinq lignes que l'on peut sélectionner une à une. Ces entrées servent de collecteur d'admission pour tous les différents montages présents dans le laboratoire. Chaque entrée est protégée par un filtre 10  $\mu\text{m}$ . Puis le gaz, ayant passé dans une valve solénoïde qui assure la sélection de l'entrée et le collecteur, est filtré pour enlever les particules plus grandes que 1  $\mu\text{m}$ . Les entrées consistent en des conduites de gaz de 1/4 de pouce (25.4 mm) de diamètre chauffées ayant des tubulures internes de Téflon. On fit aussi l'acquisition d'une pompe pour garantir une surpression dans toutes les lignes. Ceci assure que, si une ligne fuit, il y aura perte d'échantillon et non pas, si la pression du circuit était plus faible qu'atmosphérique, une dilution de l'échantillon avec de l'air ambiant. Donc, l'immuabilité de l'échantillon est garantie même en cas de fuite. La pompe est un peu spéciale. Les deux pistons et cylindres sont chauffés et sont faits de Téflon et d'acier inoxydable. Il y en avait déjà une semblable dans la console chaude.

Puisque c'était la première fois que l'on siphonnait directement de la zone primaire d'une chambre à combustion avec cet appareillage, lors du premier essai on remarqua rapidement que la quantité de suie présente dans la zone primaire bouchait rapidement ces filtres. Un autre filtre externe composé de fibre de verre fut conçu pour assurer le bon fonctionnement et le changement rapide des filtres usés. Naturellement un élément chauffant et un contrôleur de température furent ajoutés à ce nouveau montage. De plus l'extérieur fut isolé pour diminuer les pertes de chaleur.

Le circuit original de sélection des entrées de cette console était mal conçu. Il n'y avait qu'un contrôleur de température pour toutes les entrées. Le contrôleur de température prenait son contrôle sur la ligne numéro trois peu importe quelle ligne était sélectionnée et chauffait toute les lignes avec la même puissance. Ceci impliquait qu'il devait toujours avoir une ligne chauffante de branchée dans l'entrée numéro trois et que l'on ne contrôlait pas exactement la température de la ligne en utilisation. Il y avait assez de contact sur les relais de contrôle des solénoïdes pour réaliser une modification qui assurait que la ligne choisie fut aussi la ligne de contrôle de la température. Le nouveau circuit électrique est présenté dans l'Annexe G.

### **5.2.3. La console chaude**

Certains instruments requièrent, pour leur bon fonctionnement, que l'échantillon soit gardé à haute température pour éviter la condensation qui fausserait les valeurs. L'analyseur d'hydrocarbure et l'analyseur d'oxyde d'azote sont placés dans une console dont la température de la tuyauterie est maintenue à 150°C. Ceci implique de nouveau des lignes chauffantes, une pompe à piston fait de Téflon et d'acier inoxydable dont la tête est chauffée et, en plus, un système de distribution maintenu à cette température. Le système de distribution sert à choisir quel gaz, d'échantillon ou de calibration, circule dans les différents appareils.

Les deux circuits électro-pneumatiques, l'ancien et le reviser, de cette console sont aussi présentés en annexe G. La section de la console chaude a été modifiée car les solénoïdes qui assuraient le contrôle ne résistaient pas à plus d'un mois d'utilisation. Puis, il fallait remplacer leurs entrailles. Puisqu'ils sont difficilement accessibles, dans une enceinte chauffée, fermée et isolée, la tâche prenait une journée entière. Des valves à boulet d'acier inoxydable commandées par des actionneurs pneumatiques furent choisies pour remplacer les solénoïdes chauffés. Leurs constructions permirent de placer les valves dans l'enceinte fermée et les actionneurs à l'extérieur. Ceci régla définitivement le problème.

L'élément chauffant de l'enceinte fermée brûla lors d'un bris de contrôleur. Un élément de sècheuse fut choisi comme remplacement. La pompe chauffée a aussi requis de la maintenance. La membrane de Téflon

ainsi que le thermostat qui s'étaient brisés furent remplacés. Les contrôleurs de température de très hautes précisions qui étaient initialement installés dans cette console furent tour à tour remplacés par des petits contrôleurs de la compagnie OMEGA. Ces derniers sont fantastiques et non jamais eu besoin de service. De plus, ils sont très abordables.

### 5.2.3.1. L'analyseur d'hydrocarbure

La technique employée pour mesurer les hydrocarbures non-brûlés (HC) est similaire à celle des chromatographes. Seule la partie flamme d'ionisation demeure. Ceci permet une mesure de la totalité des HC. Nous ne pouvons pas distinguer les espèces. En fait, la flamme d'ionisation mesure le nombre de carbones liés à un atome d'hydrogène, présent dans l'échantillon. Le schéma de principe de l'analyseur est représenté à la figure 5.3. Pour une description complète de la méthode de mesure voir Beckman (1981) (hydrocarbure).

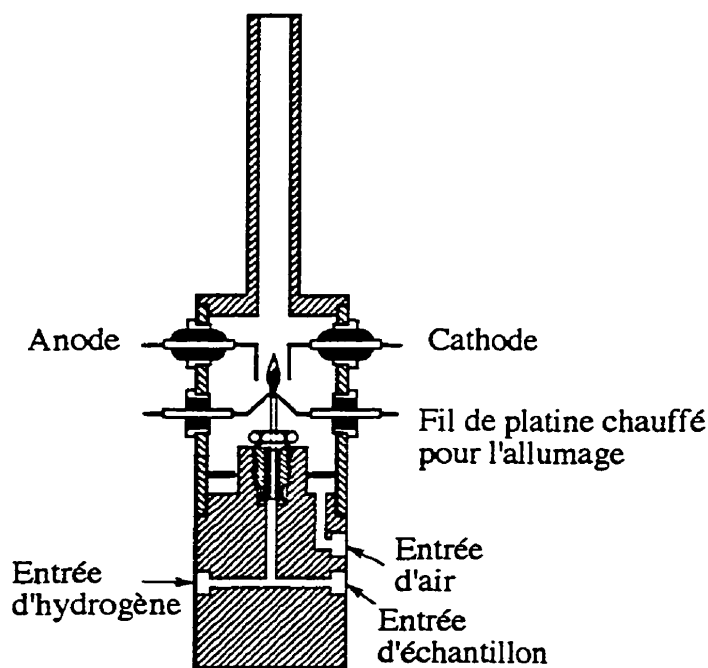


Figure 5.3 Schéma de la chambre de réaction de l'analyseur d'hydrocarbure

Une petite pompe chauffée sert à assurer des pressions constantes dans le capillaire de l'appareil. Son moteur eut besoin de service car les

roulements étaient usés. De plus, l'élément chauffant à l'intérieur de l'appareil fut remplacé dû à un bris électrique. Les électrodes plongées dans la flamme furent aussi changées car l'appareil ne donnait plus une réponse linéaire.

#### 5.2.3.2. L'analyseur d'oxyde d'azote

La chimiluminescence est la méthode employée pour mesurer les monoxydes d'azote (NO). On l'obtient en faisant réagir du NO avec de l'ozone (O<sub>3</sub>). Ceci est la réaction inverse de ce qui se passe dans les villes qui sont assujetties au smog du type de Los Angeles. Là, les bioxydes d'azote (NO<sub>2</sub>) absorbent les photons pour produire de l'ozone. L'appareil peut aussi mesurer le NO<sub>2</sub>. Ceci se fait grâce à un catalyseur qui transforme le NO<sub>2</sub> en NO. Ce nouvel échantillon est alors acheminé vers la cellule de réaction pour y mesurer la totalité des oxydes d'azote présents. La totalité, car s'il y avait du NO présent dans l'échantillon avant le catalyseur, il serait aussi mesuré. Le résultat de cette mesure est souvent appelé NO<sub>x</sub> car on ne peut différencier le NO du NO<sub>2</sub>. On peut évaluer la quantité de NO<sub>2</sub> en soustrayant la quantité de NO présente dans l'échantillon. Alors deux mesures sont requises, une en passant par le catalyseur pour les NO<sub>x</sub> et l'autre sans prétraitement pour les NO.

Une vitre de quartz et un filtre monochromatique dirigent la lumière produite vers un photomultiplicateur. C'est de là que provient le signal électrique proportionnel à la quantité de NO. Cette vitre fut remplacée car elle avait été rendue diffuse dû à l'action de l'ozone. Le solénoïde Téflon contrôlant la mise en circuit du catalyseur fut aussi remplacé dû à son usure.

#### **5.2.4. La console froide**

La première chose que voit l'échantillon en entrant dans la console froide est un système d'assèchement. Ceci est requis car les appareils de mesure du CO, CO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub> fonctionnent tous à l'infrarouge et la vapeur d'eau présente dans l'échantillon fausserait les valeurs. C'est après ce séchoir que la prise de mesure de la quantité d'eau dans la console froide est faite. On suppose que le gaz à la sortie du séchoir est saturé d'eau, car il fonctionne en

baissant la température de l'échantillon pour en faire condenser la vapeur. Ceci fait aussi condenser les HC et les oxydes d'azote qui se font dissoudre dans l'eau. Sachant la température de l'échantillon à la sortie du séchoir on peut évaluer la pression partielle de l'eau. Sachant la pression totale nous avons une mesure de la concentration d'eau. La jauge à pression et le thermocouple servant à mesurer ceci furent ajoutés par l'auteur.

Le système de détendeur fut aussi modifié grandement car il n'accomplissait pas sa tâche. On rajouta trois détendeurs à l'entrée de chacun des appareils suivant, CO, CO<sub>2</sub> et le O<sub>2</sub>, pour garantir le débit et la pression de l'échantillon dans l'appareil. Puisque tous nos appareils ne mesurent qu'en réalité un nombre de moles par unité de volume, on doit contrôler la pression pour pouvoir connaître le nombre de moles totales dans le volume de contrôle. Le diagramme du nouveau circuit électro-pneumatique apparaît en annexe G.

#### 5.2.4.1. L'analyseur de monoxyde de carbone

Le schéma du principe de cet analyseur se trouve en fig. 5.4. Il consiste à mesurer l'absorption d'une lumière monochromatique choisie dans l'infrarouge. Deux faisceaux intermittents traversent deux cellules, une de référence et une d'échantillon. La cellule de référence est remplie d'un gaz non absorbant. Le faisceau traversant la cellule remplie d'échantillon sera atténué s'il y a du CO présent. Les deux faisceaux illuminent alors un détecteur différentiel qui contient du CO. Les deux chambres du détecteur sont séparées par une membrane métallique flexible qui forme un condensateur avec une électrode fixe. C'est le même type de détecteur qu'un microphone électrostatique.

Cet analyseur nous a donné beaucoup de fils à retordre. En effet, il donnait des réponses erratiques dont la cause, un problème intermittent, prit un long temps à déceler. On détermina que c'était le détecteur lui même qui faisait défaut. C'est ce détecteur que l'on a dû remplacer. Le faisceau est interrompu pour donner un signal dynamique au détecteur. Ceci permet une mesure en courant alternatif, beaucoup mieux adaptée au type de détecteur.

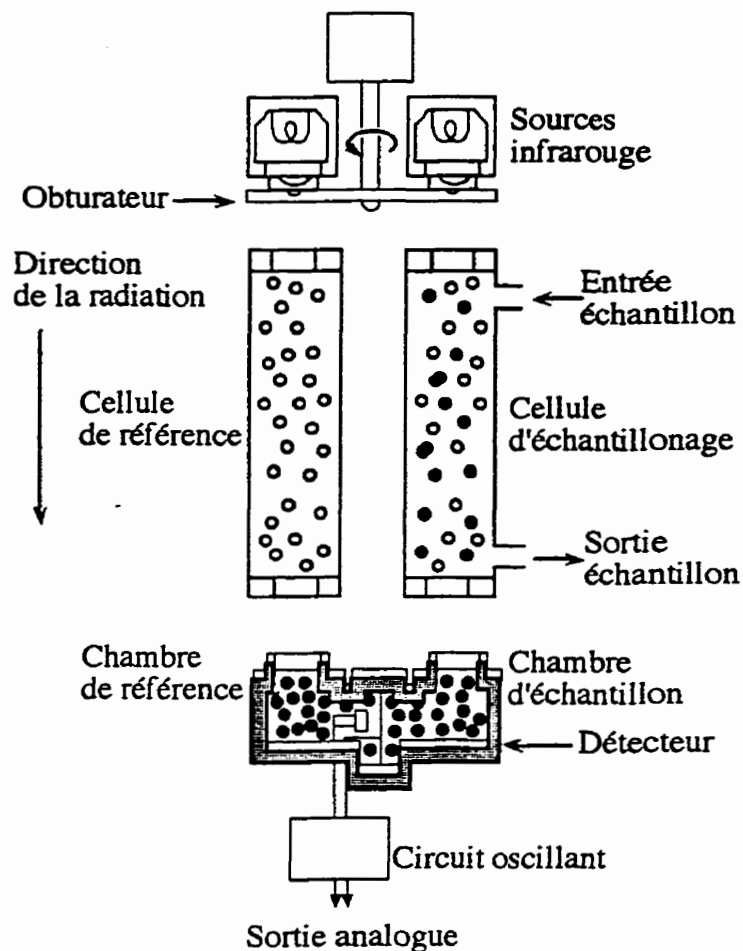


Figure 5.4 Schéma de l'analyseur de monoxyde de carbone

Une fois le détecteur remplacé, l'appareil fut recalibré. La réponse de ces détecteurs n'étant jamais linéaire, le fabricant fournit un circuit électronique de compensation. Il est composé de plusieurs amplificateurs opérationnels ajustant la réponse sur des petites plages. Les deux premières échelles, soit de 0 à 1% et de 0 à 5%, furent corrigées de cette façon. La troisième échelle, de 0 à 10%, fut utilisée mais la linéarisation fut faite en post traitement grâce à l'ordinateur du système d'acquisition des données. Un rapport interne sur ce travail fut déposé et servira de référence voir Thomas (1995).

#### 5.2.4.2. L'analyseur de bioxyde de carbone

Il fonctionne exactement comme l'appareil précédent. La seule différence est dans la cellule de référence où il y a du CO<sub>2</sub> au lieu du CO. Aucune opération extraordinaire ne fut accomplie sur cet appareil.

#### 5.2.4.3. L'analyseur d'oxygène

La polarographie est employée comme méthode de mesure de la concentration d'oxygène. C'est une méthode d'analyse en solution saline qui repose sur l'observation de la courbe de polarisation d'une électrode. La seule maintenance requise fut de remplacer le détecteur qui en fait est une pile électrochimique. Elle doit être remplacée régulièrement. Pour une description complète du fonctionnement de cet appareil voir Beckman (1980).

### **5.2.5. L'acquisition des données et le contrôle à distance**

L'acquisition des données et le contrôle à distance des appareils furent accomplis par un ordinateur Hewlett-Packard Integral PC. Il fut choisi parce qu'il avait une grande flexibilité et son interface commune avec le système d'acquisition des données grâce à son port HP-IB. Le port HP-IB est en fait le précurseur et entièrement compatible avec le port IEEE-488 utilisé dans presque tous les appareils de mesure programmables. Le langage HP Technical BASIC fut utilisé pour programmer l'ordinateur et l'acquisition des données. Un nouveau système d'acquisition fut acheté. On se tourna vers Hewlett-Packard pour nous fournir un système multitâches d'acquisition des données facile à programmer.

L'ensemble du programme ainsi que des notes descriptives sont inclus dans l'annexe A<sup>5</sup>. La philosophie derrière le programme était d'enlever les tâches de surveillance des appareils à l'opérateur pour qu'il puisse se concentrer sur les mesures prises et assurer leurs cohérences. On donna alors la tâche de calibration matinale des échelles à l'ordinateur. Il y a encore

---

<sup>5</sup> Deux personnes, Simon Leonard et Marc Lambert, y ont travaillé sous ma supervision et collaboration. La méthode de mesure fut inspirée d'un court programme qu'avait écrit le professeur D. Kretschmer. De son code original, il ne reste que des fragments ici et là.



des manipulations à faire mais beaucoup plus faciles. De plus, l'ordinateur devra assurer que les appareils changent d'échelle au moment opportun ainsi diminuant les erreurs humaines qui existaient dans le passé. Ceci implique que l'ordinateur doit contrôler les échelles de mesure, la sélection des gaz de calibration, l'acquisition des données et le posttraitement.

Certaines modifications au système de contrôle des consoles durent être apportées. Les nouveaux circuits électriques se trouvent dans l'annexe G. Le plus gros du travail consistait à permettre le double contrôle des solénoïdes soit par l'ordinateur soit par l'opérateur. Pour accomplir ceci 24 relais furent achetés. La logique de fonctionnement peut facilement être déduite du circuit et n'est pas discutée ici, sauf pour mentionner que l'ordinateur a priorité sur les interrupteurs d'origine. Deux actionneurs Hewlett Packard ayant des ports HP-IB furent achetés pour interfacier les relais avec l'ordinateur. Ces actionneurs serviront aussi au contrôle des échelles des appareils.

Les appareils d'analyse des gaz avaient tous une possibilité de contrôle à distance de l'échelle de mesure sauf l'analyseur de HC. Un contrôle électronique étant impossible dû au circuit interne de l'analyseur, un contrôle mécanique fut construit par l'auteur. Un moteur de 12V et une série d'engrenages servirent à tourner le sélecteur d'échelle et un circuit de contrôle de servomécanisme fut utilisé pour l'activer. La boucle de retour de positionnement était assurée par un potentiomètre servant de détecteur angulaire. Le circuit complet est en annexe G.

Puisque les actionneurs n'avaient que 12 relais au total, on a dû trouver un moyen de contrôler les 27 différentes échelles des appareils plus les trois circuits de gaz (gaz d'échantillons, gaz de calibration et gaz zéro). Ceci fut accompli en multiplexant six des relais. Trois servirent à contrôler le choix de l'échelle et les trois autres le choix de l'appareil. Ceci permit de contrôler jusqu'à huit échelles sur huit appareils. Un autre relais servit d'activateur déterminant le moment précis où l'échelle était changée. Trois relais servirent à contrôler les trois circuits de gaz. Le circuit de multiplexage est aussi présenté en annexe G.

### 5.2.5.1. Une méthode de solution matricielle

Le lecteur se rappellera que la solution d'un système d'équations linéaires composé de onze équations et de dix inconnues est requise pour la mesure de température de gaz utilisant la sonde d'échantillonnage. Le lecteur se référera à la section 2.2.5. On n'avait pas alors énoncé le choix d'une méthode de solution de la multitude qui existe. Les critères de sélection sont plus du domaine de l'instrumentation, car c'est la vitesse du système d'acquisition qui est, en fait, la limite. C'est pourquoi la description de la méthode de solution est présentée ici. Rapellons, la matrice à résoudre:

$$Ax = b$$

$$A = \begin{bmatrix} 1 - \frac{1}{x_{CO_2}} & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 - \frac{1}{x_{CO}} & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{O_2}} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{H_2O_{sec}}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{NO}} & 1 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{NO_2}} & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{CHO}} & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & X & -X & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & Y & -Y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 2 & 1 & 2 & 0 & 1 & 1 & 2 & Z & -Z & 0 \end{bmatrix}$$

$$x = \begin{bmatrix} a \\ b \\ d \\ w \\ c \\ e \\ f \\ p \\ \Phi \\ g \end{bmatrix} \quad b = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -3.76 \beta \\ 0 \end{bmatrix}$$

On pourrait utiliser une méthode matricielle de moindres carrés pour obtenir notre réponse. Strang (1988) propose la décomposition en valeurs singulières et la pseudo-inverse pour minimiser le carré de l'erreur. Mais nous allons procéder un peu différemment. Comme introduction, une brève description de la routine de la prise de mesure de l'échantillon de gaz aidera à justifier la méthode de solution. Le temps de réponse du système complet d'analyse des gaz est d'environ 1 min. 30 s. Puis six mesures de chaque instrument (y compris les thermocouples, jauge de pression et débitmètre) sont prises à intervalle de 45 s. Les conditions d'opération sont changées et nous avons de nouveau 1 min 30 s d'attente. Le traitement des données se fait alors en attendant que le système d'analyse des gaz atteigne son régime permanent. Il consiste à évaluer; une moyenne des six valeurs de chaque instrument, la solution de l'équation matricielle et finalement du calcul de la température de flamme selon la composition.

Nous avons donc employé la programmation linéaire pour optimiser la vitesse de solution de notre système d'équations. Cette branche de l'algèbre linéaire, surtout employée en économie, adapte le système de résolution d'équations linéaires pour diminuer le nombre d'opérations mathématiques requis pour obtenir la solution<sup>6</sup>. Par contre, une méthode itérative qui

---

<sup>6</sup>Le temps de calcul n'est pas la seule raison qui a motivé l'auteur à développer cette méthode. Une anecdote dans Acton (1990) décrit bien la situation. L'auteur parle d'une matrice soumise par une compagnie d'aviation qu'il a eu à inverser sur un grand ordinateur centrale en 1949. Après plusieurs jours de programmation et deux jours de calcul, ils avaient obtenu leurs inverse. Voulant la vérifier en la multipliant par la matrice départ, ils remarquèrent rapidement que leur matrice inverse étaient la transposée de la matrice initiale. Un calcul fait à la main de dix minutes réussit à prouver que la matrice était, en fait, orthogonale et qu'il suffisait de la transposer pour en obtenir l'inverse. Bien qu'un excellent test de leurs routines de programmation, ils avaient gaspillé deux jours de temps de calcul. L'auteur continue et je cite:

"Your author.... still opposes this kind of uncritical, shoot from the hip computation. It is an outward and visible sign of an inward and intellectual deficiency. It epitomizes the "Why think? Let the computer do it" reaction that, unchecked, quickly undermines any critical review of either the direction or the value of an investigation. The computer is a precision tool. It should not be used as a bludgeon or a substitute for thought. ...

But this sort of realism is currently unfashionable - arithmetic labor being deemed suitable only for machines"

converge rapidement a été développée pour réduire le nombre d'opérations et donc le temps de calcul. Elle permet aussi de déterminer en un coup d'oeil si tous les analyseurs de gaz fonctionnent bien.

La matrice sera divisée en deux parties, avec l'équation du bilan d'azote comme lien. Notez tous les zéros dans les quatre premières rangées de la matrice. Alors toutes les mesures de concentrations où la plupart de l'eau a été enlevée sont groupées et cette matrice est évaluée:

$$\begin{bmatrix} 1 - \frac{1}{x_{CO_2}} & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 - \frac{1}{x_{CO}} & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{O_2}} & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{H_2O_{sec}}} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a \\ b \\ d \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -g \\ -g \\ -g \\ -g \end{bmatrix} \quad 5-3$$

Avec comme approximation du bilan molaire d'azote (éqn. 2-14):

$$g = 3,76\beta \quad 2-14a$$

Ceci n'apportera pas une grande erreur car le nombre de moles d'oxyde d'azote est de quatre ou cinq ordres de grandeur plus petits que le nombre de moles d'azote dans l'air. Une fois ceci calculé, on utilise les valeurs de  $a$ ,  $b$ ,  $d$ , les trois autres équations de concentration et les bilans molaires de carbone et d'hydrogène pour évaluer les cinq variables manquantes. Ceci donne en forme matricielle:

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{CHO}} & 0 \\ 1 & 1 - \frac{1}{x_{NO}} & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 - \frac{1}{x_{NO_2}} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & X & -X \\ 2 & 0 & 0 & Y & -Y \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} c \\ e \\ f \\ p \\ \Phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(a+b+d+g) \\ -(a+b+d+g) \\ -(a+b+d+g) \\ -(a+b) \\ 0 \end{bmatrix}$$

5-4

On utilise maintenant les valeurs de  $e$  et  $f$  pour évaluer précisément la valeur de  $g$  en utilisant le bilan molaire d'azote exact, soit l'équation 2-14. Avec cette valeur plus précise de  $g$ , on résout de nouveau les deux matrices. Ces opérations sont répétées jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de variation de  $g$ . Ceci se fait très rapidement encore à cause de la différence de plusieurs ordres de grandeur entre le nombre de moles d'azote et le nombre d'oxyde d'azote. Comme vérification finale, la onzième équation, celle du bilan d'oxygène, est utilisée. Si le bilan d'oxygène ne concorde pas, l'opérateur sait immédiatement qu'il y a une erreur de mesure. Il doit alors procéder à la vérification de la bonne calibration des analyseurs et si la faute n'est pas là, à assurer leur linéarité.

### **5.3. LE SPECTROGRAPHE ET SA CAMÉRA CCD**

Le spectrographe fut acheté dans les années soixante et puis mis directement au rancart, n'ayant pas servi. C'est un modèle SG 34 de la compagnie Carl Zeiss, l'un des meilleurs que la compagnie ait fabriqué. Le modèle ayant une résolution spectrale trop grande, ne se vend plus, car il était très dispendieux. Le principe de design de ce spectrographe est donné dans Hansen (1948). L'avantage de ce spectrographe, c'est que l'on peut ajuster les longueurs d'onde apparaissant sur la caméra à l'aide d'un tambour gradué. La figure 5.5 nous donne un schéma du spectrographe.

Tout le système optique fut nettoyé par un technicien du département de physique. Originellement, l'appareil était utilisé avec des plaques photographiques de 5" x 3" ( 127 mm x 76,2 mm) sur lequel on exposait les spectres. Les films étaient alors développés puis on utilisait un microphotomètre pour en mesurer les intensités spectrales. On devait aussi exposer sur le film un spectre connu pour calibrer l'intensité et la longueur d'onde. Cette méthode fut abandonnée au profit d'une caméra CCD qui permet de voir en dedans de 10 minutes un spectre et de l'avoir sauvegardé dans un fichier informatique. On n'a pu trouver une caméra aussi longue que les pellicules photographiques mais un compromis intéressant fut obtenu avec une caméra linéaire de 40 mm.

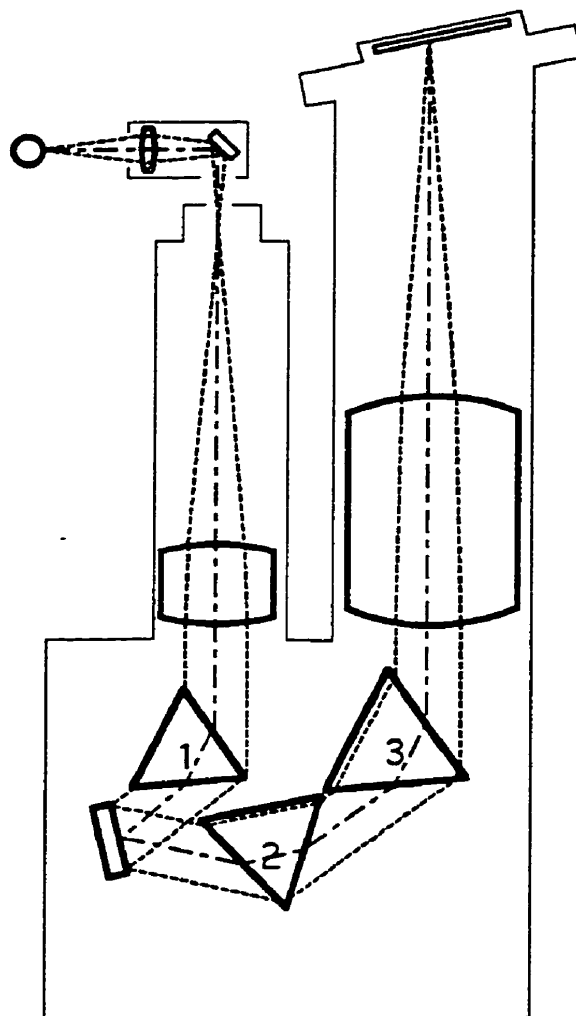


Figure 5.5 Parcours optique du Spectrographe SG 34

L'électronique de contrôle et d'acquisition fut développée par l'auteur avec l'aide de M. Yves Jean. Il consiste en une caméra "Charge coupled device" (CCD) de Texas Instruments, un convertisseur analogue numérique (A/D) et une carte d'interface IEEE-488. La technologie CCD est celle que l'on retrouve dans les petites caméras vidéos et les digitaliseurs d'images (scanner) informatiques. La caméra était fournie avec l'électronique requis pour la faire fonctionner en mode continue. Elle fut modifiée pour permettre des temps d'exposition de plus de 18 secondes. Le convertisseur A/D requis était très rapide, plus de 2 millions d'échantillons à la seconde, car c'est à ce débit que les données sont fournies par le CCD. Elles sont envoyées sous la forme d'un train d'ondes carrées dont l'amplitude de chaque onde reflète l'intensité reçue par chaque pixel. Le grand taux de transfert est requis

lorsque l'on réalise qu'il y a 3456 pixels et que le temps d'exposition peut descendre à 50 millisecondes. Une interface IEEE-488 à 40 lignes d'entrée-sortie de standard "TTL" (Transistor-Transistor Logic) fut achetée pour relier la caméra à l'ordinateur. Puisque cette interface ne pouvait acheminer les données à de grand taux de transfert, une mémoire "first in first out" fut ajoutée servant de tampon. Le circuit de contrôle de la caméra incluant la mémoire se trouve en annexe G.

Un fréquencemètre de marque HP datant des années soixante fut utilisé pour mesurer le temps d'exposition. À cause de son âge, sa calibration fut vérifiée et heureusement il s'avéra en parfaite condition. Il avait un port de sortie des données codé en BCD (binary coded decimal). En utilisant la même interface IEEE-488 nous avons pu, grâce à un circuit d'interface maison, lire directement le temps d'exposition de la caméra. Le circuit d'interface est reproduit en annexe G et a été conçu par l'auteur.

Un programme en HP Technical Basic fut écrit pour acquisitionner les données, ceci sur un autre HP Integral, le même modèle que pour l'analyseur des gaz. Pour éliminer, le problème de bruit thermique dans le CCD, une exposition avec l'obturateur fermé fut prise avant chaque spectre. Elle fut ensuite soustraite du spectre. Bien qu'elle diminue la réponse maximale cette opération élimine une erreur systématique.

### **5.3.1. Calibration du spectrographe et de la caméra**

Le spectrographe fonctionne en étalant l'image d'une fente mince en fonction de la longueur d'onde sur la caméra. Notez qu'il y a un facteur de grossissement unitaire dans l'optique du spectrographe. Ceci est pour garder l'intensité spectrale inchangée lorsque la lumière passe à travers l'instrument de mesure. On obtient alors plusieurs images de la fente côte à côte quelque peu superposées nous donnant l'effet arc-en-ciel si bien connu. Nous devons, si nous voulons mesurer l'intensité spectrale, connaître la fonction de dispersion et le chevauchement des images. Ces deux facteurs dépendent de la position de la caméra et la géométrie des prismes. La compagnie Zeiss fournissait avec le spectrographe des courbes de dispersion typique. Celles-ci sont reproduites dans la figure 5.6. La zone grise représente l'emplacement qui fut choisi pour la caméra. Ceci nous permettra de mesurer de 540 nm

jusqu'à 890 nm en gardant une position fixe du tambour. Des lampes contenant différents gaz furent achetées pour pouvoir calibrer avec exactitude la dispersion du spectrographe.

Suivant les courbes typiques de longueur d'onde vs position sur la pellicule fournie par Zeiss (fig. 5.6) nous avons placé le détecteur CCD à 10 mm du bord. Il couvre la région de 10 à 50 mm dans le graphique. Ceci nous permet de couvrir presque toute la région du visible et un peu du très proche infrarouge.

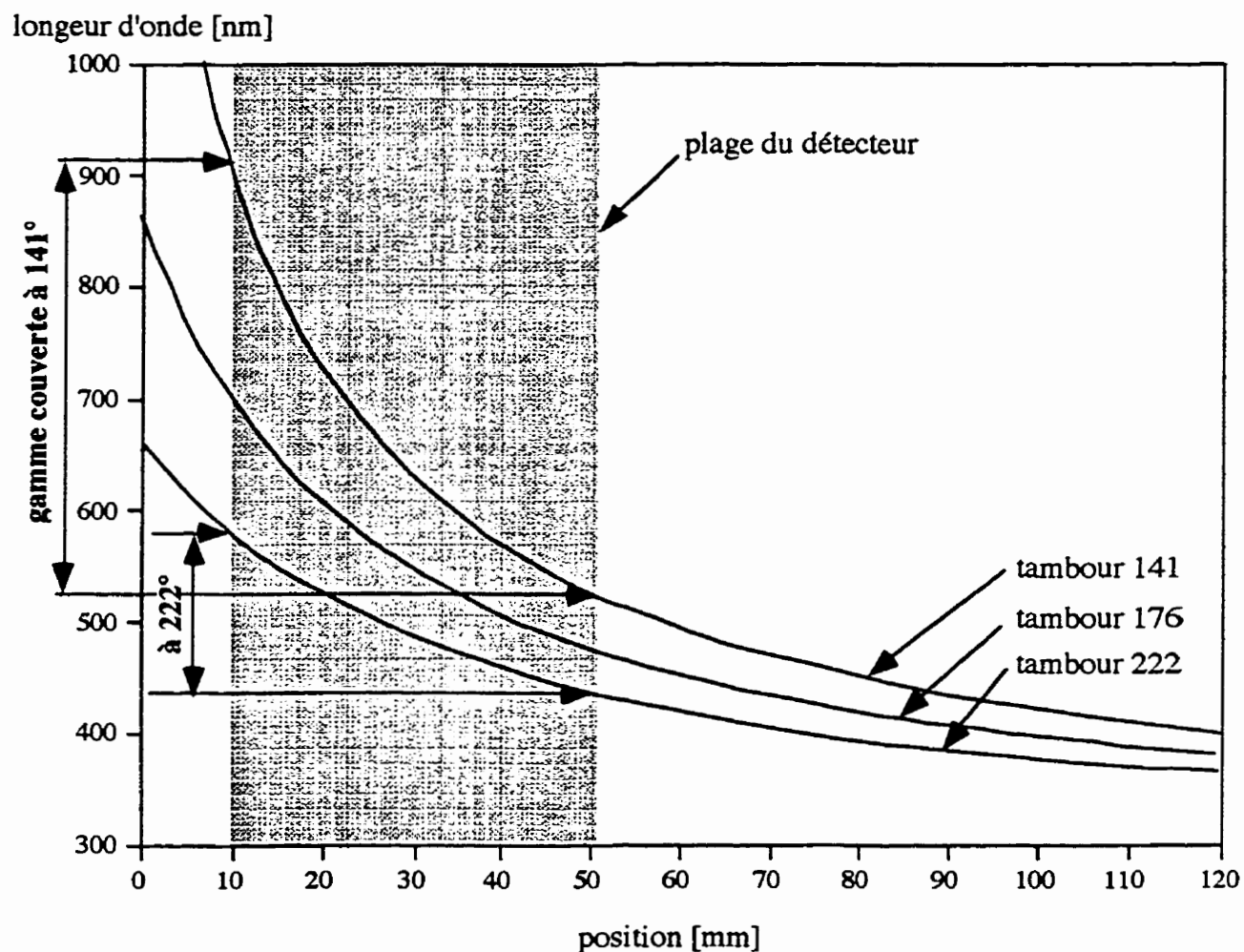


Figure. 5.6 Étalonnage typique du spectrographe par Zeiss



### 5.3.2. Étalonnage de la longueur d'onde versus la position.

La dispersion des spectrographes à prisme, contrairement à ceux à réseaux de diffraction, ne peut pas se calculer facilement. Ceci requiert une connaissance exacte de la dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde de la matière qui compose les prisme. De plus, ils sont assujettis à des variations de la dispersion causées par les changements de température.

Nous devons établir une méthode simple et rapide de déterminer la fonction de dispersion du spectrographe. Une formule semi-empirique publiée par Hartmann (1898) établit le lien entre la dispersion et la longueur d'onde pour un prisme, soit:

$$(x - x_0)(\lambda - \lambda_0) = \delta \quad 5-5$$

où  $x$  position sur la pellicule ou la caméra  
 $\lambda$  longueur d'onde  
 $\delta$  constante ayant des unités de longueur d'onde fois des unités de longueur ( $m^2$ )  
 indice 0 une position de référence arbitraire

En utilisant les courbes d'étalonnage fournies par Zeiss nous avons déterminé pour différentes positions du tambour la valeur des constantes  $x_0$ ,  $\lambda_0$  et  $\delta$  donnant le tableau 5.1.

tambour	141°	176°	222°
$\lambda_0$ (nm)	280	271	263
$\delta$	15821	15739	15486
$x_0$ (mm)	-15,26	-26,65	-39,01

Tableau 5.1 Données calculées à partir de la formule de Hartmann

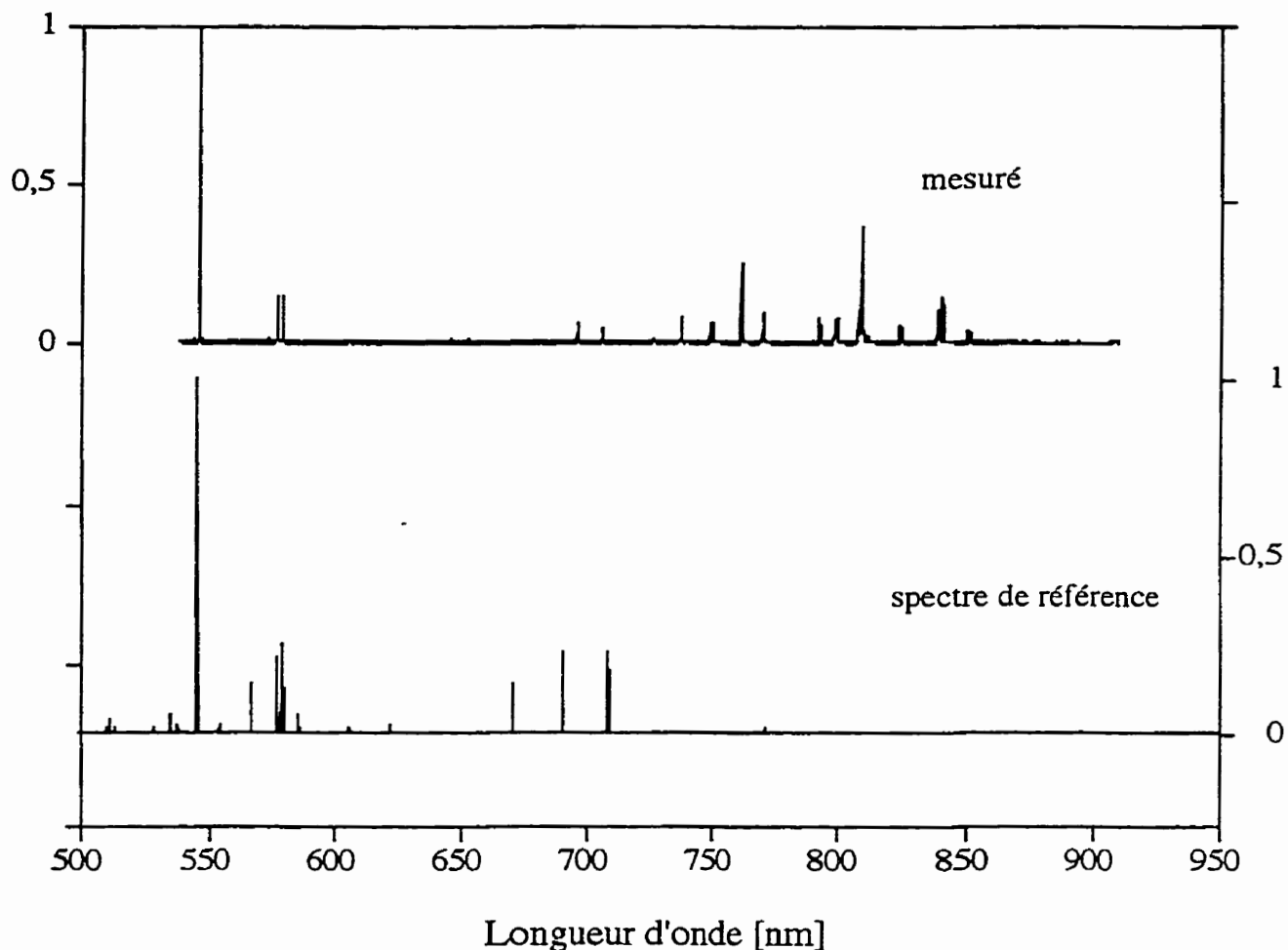


Figure 5.7 Spectre comparé de mercure

Ces courbes furent utilisées comme première approximation de la fonction. Nous avons alors pris le spectre d'une lampe au mercure. En le comparant avec celui donné par la référence CRC Press (1988) nous obtenons le graphique de la figure 5.7.

Ce graphique montre des aspects curieux. Il y a des longueurs d'onde qui sont dans la courbe mesurée et pas dans la courbe de la référence. De plus, l'inverse est aussi vrai. Par contre on peut bien remarquer que les lignes aux longueurs d'onde suivantes; 546,074 nm, 576,960 nm et 579,066 nm sont visibles et correspondent bien aux lignes de la courbe de référence. Mais nous n'avons pu identifier toutes ces lignes dans le proche infrarouge.

Nous avons donc eu besoin d'utiliser d'autres lampes pour mieux identifier quelle longueur d'onde éclairait quel pixel du CCD.

Le spectre des lampes de néon, argon, hydrogène, oxygène, brome furent mesurés et nous avons pu identifier avec certitude plus de 40 longueurs d'onde. Nous avons rencontré le même problème que pour le mercure soit que les raies n'étaient pas toutes identifiables. Le graphique de la figure 5.8 représente la courbe d'étalonnage de la longueur d'onde en fonction du pixel pour la position du tambour 141. Ici on a utilisé le numéro du pixel au lieu de la distance  $x$ . Ceci revient au même car les pixels sont tous équidistants de  $10.7 \mu\text{m}$ . Les cercles représentent les points qui ont été utilisés pour calculer la corrélation. Cette corrélation a les propriétés statistiques suivantes: somme des carrés des erreurs égale à 3.68337 et  $R^2$  égale à 0.99997. La forme finale de la fonction apparaît dans l'équation 5-5a.

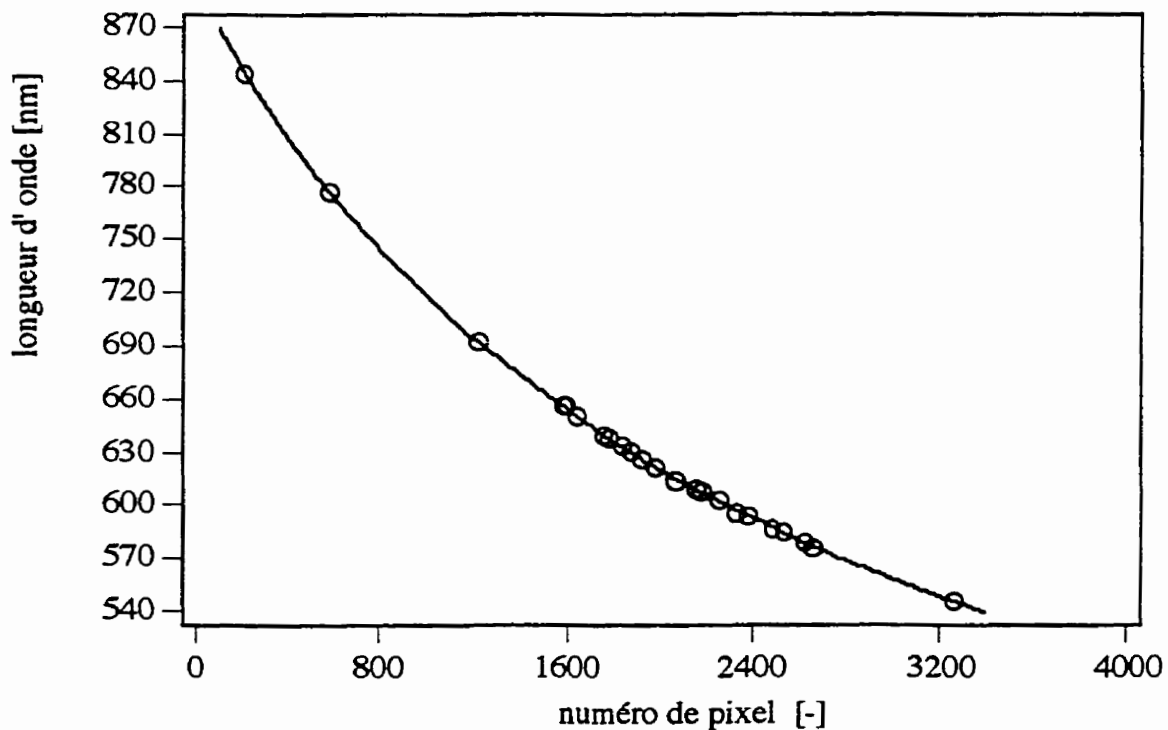


Figure. 5.8 Calibration de la longueur d'onde en fonction du numéro de pixel pour la position de tambour 141.

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{\delta}{x - x_0} = 275.092 + \frac{16880.3}{x + 27.4059} \quad 5-5a$$

### 5.3.3. Étalonnage de réponse spectrale

Pour ce qui est de la calibration de l'intensité en fonction de la longueur d'onde, nous avons utilisé une lampe électrique au filament de tungstène comme source calibrée. L'émissivité spectrale du tungstène nous est donnée par DeVos (1954) à des températures différentes. Aussi notre lampe fournie par General Electric (GE) fut calibrée pour la température en fonction de son courant. Ceci nous permet de savoir pour un courant donné quelle est l'intensité lumineuse spectrale atteignant les pixels de la caméra.

Il faut réaliser que les pixels ne voient pas seulement une image de la fente à une longueur d'onde mais une série continue d'images ou de fraction d'image. Il faut se rappeler que l'angle de dispersion dû aux prismes dépend de la longueur d'onde. Ceci est représenté dans la figure 5.9 où l'on voit la superposition d'une image de la fente et d'un pixel. Dans la figure 5.9a, le pixel (le petit carré) est partiellement couvert par l'image de la fente (grand rectangle) à une certaine longueur d'onde. Au fur et à mesure que la longueur d'onde s'aggrandit l'image se déplace vers la droite. La partie b de cette figure représente une image qui couvre entièrement le pixel et, la partie c, une image qui éclipe partiellement, mais de l'autre côté, le pixel.

Pour connaître l'intensité reçue par le pixel on doit intégrer l'intensité de toutes ces images. Nous allons créer une fonction de transfert pour tenir compte de la gamme spectrale que voit chacun des pixels. L'intensité lumineuse reçue par un pixel sera de:

$$I(\lambda) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda) \alpha(\lambda) \epsilon(\lambda) M(\lambda) d\lambda \quad 5-6$$

où

- $\alpha$  l'absorptivité du pixel
- $\epsilon$  l'émissivité de la source
- $M$  émittance spectrale de la source
- $\lambda_1$  la longueur d'onde la plus petite qui éclaire le pixel
- $\lambda_2$  la longueur d'onde la plus grande qui éclaire le pixel
- $F$  facteur de forme entre la fente et le pixel.

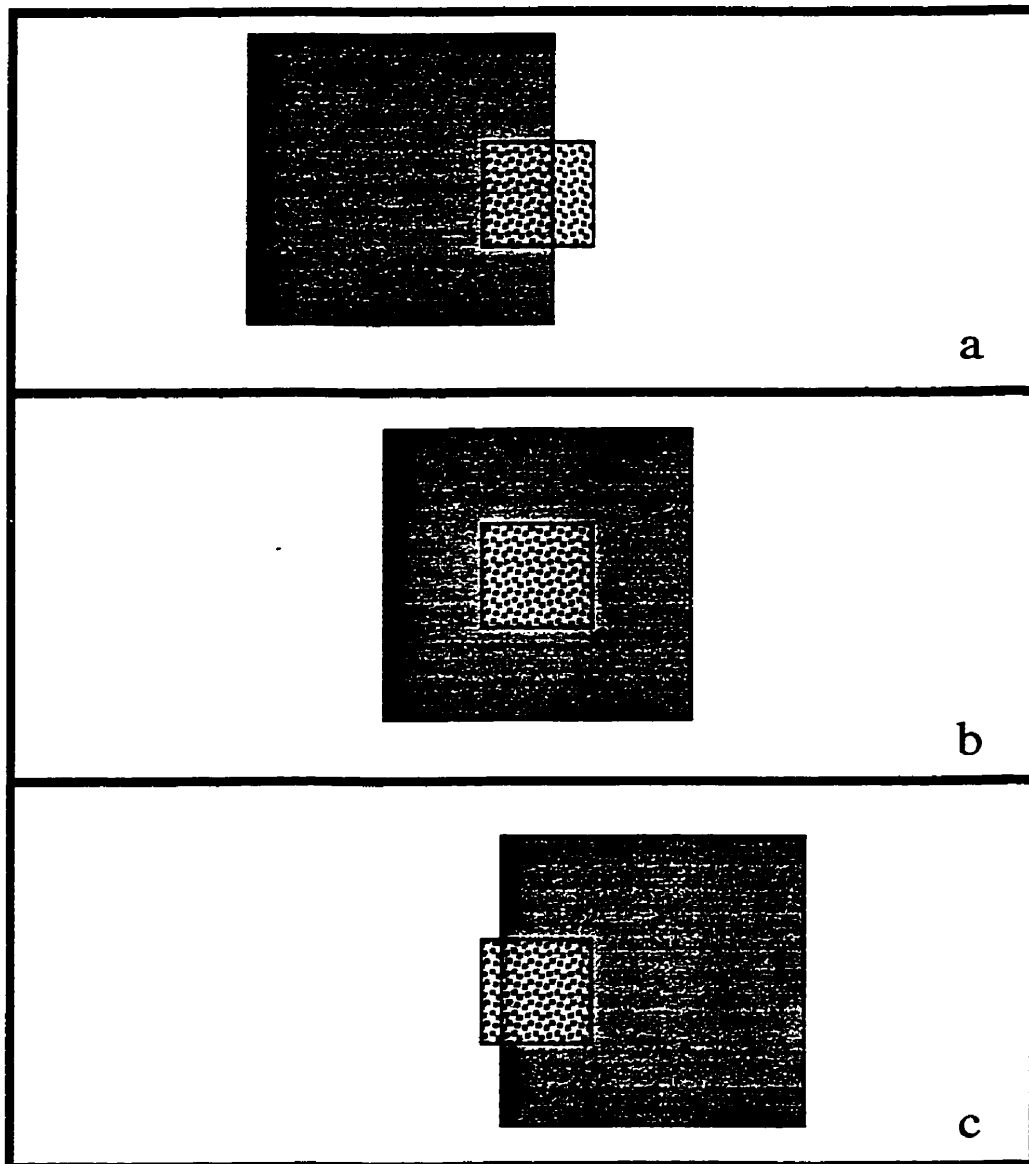


Figure. 5.9 Superposition d'un pixel et de différentes images de la fente

Cette dernière fonction contient la géométrie de superposition et est définie par la fonction suivante

$$F(x) = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & x < -\frac{b+a}{2} \\ \frac{b+a}{2} + x & -\frac{b+a}{2} \leq x < -\frac{b-a}{2} \\ a & -\frac{b-a}{2} \leq x < \frac{b-a}{2} \\ \frac{b+a}{2} - x & \frac{b-a}{2} \leq x < \frac{b+a}{2} \\ 0 & \frac{b+a}{2} \leq x \end{array} \right\} \quad 5-7$$

où

$a$  est la largeur d'un pixel

$b$  est la largeur de la fente

$x$  est la longueur mesurée du centre du pixel

Notez que cette géométrie suppose que la fente est toujours plus grande que la hauteur des pixels. Aussi l'ouverture de la fente doit toujours être plus large que le pixel. La largeur de la fente fut fixée à  $30\mu\text{m}$  pour assurer qu'il n'y ait pas de frange d'interférence apparaissant sur les pixels. Le changement de variable requis pour évaluer l'intégrale 5-6 peut être accomplie grâce à la formule de Hartmann. Ne voulant pas calculer l'intégrale pour 3456 pixels, on regarda l'équation 5-6 pour voir si des simplifications étaient possibles. Puisque la variation de longueur d'onde ( $\Delta\lambda$ ) reçue par un pixel ne dépasse pas 520 pm, la plupart des fonctions de l'intégrale resteront quasi constantes. Le  $\Delta\lambda$  représente 0.0292% de la valeur moyenne. Il est fort probable que les fonctions d'absorptivité, d'émissivité, d'émittance spectrale restent constantes pour un pixel. Nous faisons ici une discrétisation. L'intégrale fut calculée pour le premier et dernier pixel avec une température fictive de 1600 K. Puis on l'a comparé avec un calcul où toutes les fonctions sauf le facteur de forme ( $F(\lambda)$ ) étaient constantes et évaluées à la valeur moyenne de la longueur d'onde éclairant le pixel. Dans ce dernier cas l'intégrale de  $F(\lambda) d\lambda$  fut approximée par juste  $\Delta\lambda$ . L'erreur entre les deux calculs donne pour le premier pixel (888 nm) une erreur relative de 0.0048% et pour le dernier pixel 0.0059%. La simplification fut utilisée pour les calculs subséquents. Alors on a:

$$\begin{aligned} I(\lambda) &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda) \alpha(\lambda) \varepsilon(\lambda) M(\lambda) d\lambda \\ &= \alpha(\lambda) \varepsilon(\lambda) M(\lambda) \Delta\lambda \end{aligned} \quad 5-8$$

Il ne reste plus qu'à évaluer la réponse du pixel. Texas Instruments fournit une courbe typique du rendement des pixels. Mais comme nous avons une source précise, la lampe au tungstène, nous allons mesurer la dépendance avec la longueur d'onde de la réponse de la caméra. Nous allons réécrire l'équation 5-8 pour avoir:

$$\alpha(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{\varepsilon(\lambda) M(\lambda) \Delta\lambda} \quad 5-9$$

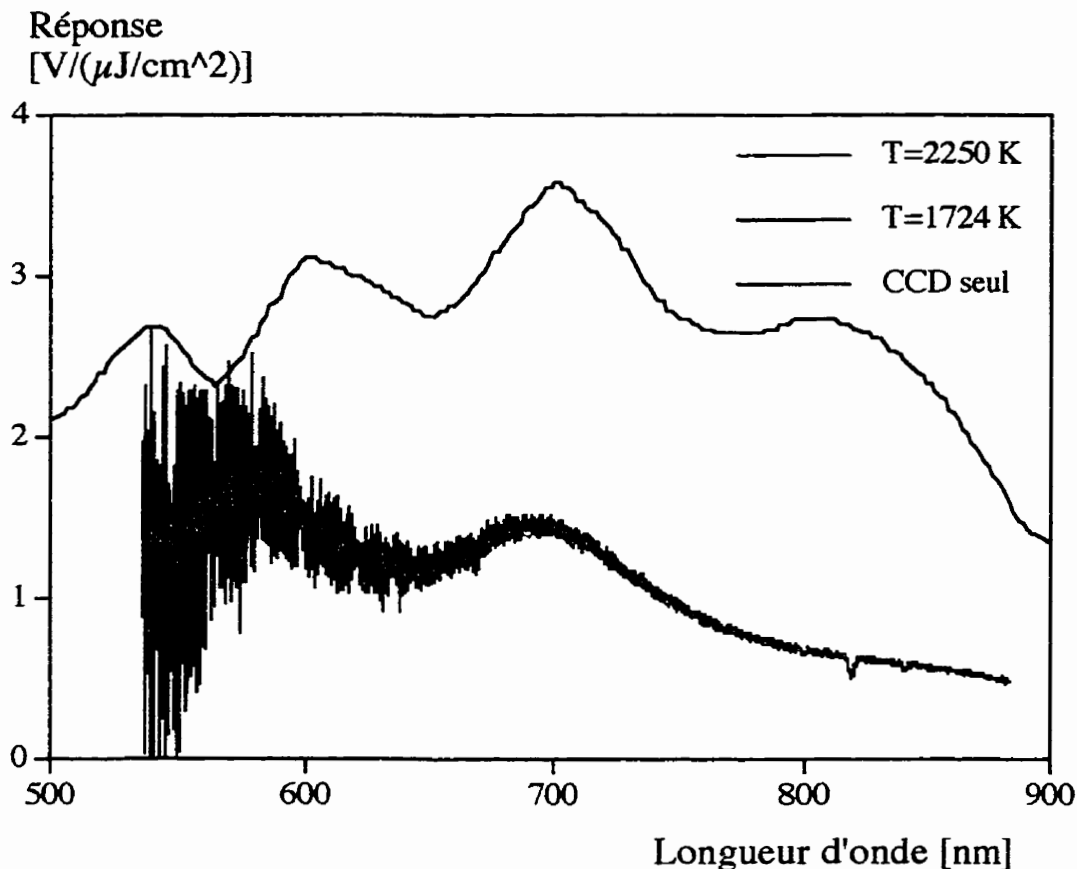


Figure 5.10 Réponse du spectrographe

Puisque notre caméra mesure l'énergie totale reçue lors d'une exposition il faut diviser par le temps d'exposition pour permettre une mesure du flux d'énergie. Un compteur-chronomètre datant des années soixante mais en parfait état de marche fut utilisé pour mesurer l'exposition. Une interface électronique conçue par l'auteur fut utilisée pour acquérir directement à l'ordinateur les données. Pour calibrer la réponse nous avons fait plusieurs tests jouant sur le temps d'exposition, la température du

filament de tungstène et la largeur de la fente. La figure 5.10 représente la réponse pour deux temps d'exposition différents à des températures différentes. Ce sont les extrêmes mesurables avec le montage. Notez qu'il y a plus de bruits lors de l'exposition de longue durée car nous sommes à de faibles intensités et même avec un temps d'exposition de 1.7 secondes on n'atteignit pas plus que 20% de la saturation de la caméra. Par contre, la valeur moyenne des deux courbes est identique. Ce qui implique que les facteurs qui influencent la source et le temps d'exposition sont parfaitement compensés. La courbe nommée CCD seul est basée sur les données du fabricant. Notre calibration a une réponse plus faible due aux pertes à travers l'optique du spectrographe. Si nous soustrayons les deux courbes de réponse, celle à  $T = 2250$  K et celle à  $T = 1724$  K, nous avons une courbe dont la moyenne est zéro qui ne démontre aucune dépendance avec la longueur d'onde, voir fig. 5.11.

Différence  
des réponses mesurées  
[V/( $\mu$ J/cm<sup>2</sup>)]

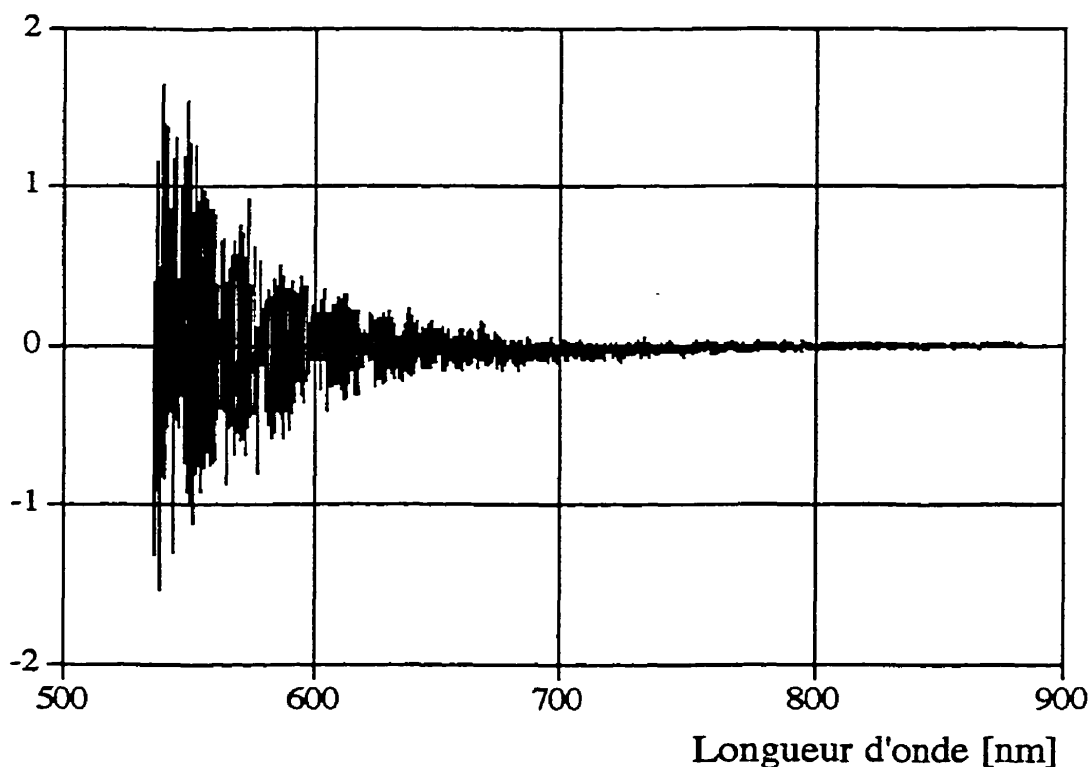


Figure 5.11 Différence des deux réponses mesurées



Notez que bien que cette calibration donne une intensité absolue ce n'est vrai que pour un objet placé à la même distance de l'optique du spectrographe. Dans notre cas, il est impossible de respecter ce critère car la flamme de la chambre de combustion mesure plus de 20 cm d'épais. Par contre comme il a été mentionné avant, l'intensité absolue ne nous importe peu. Les seuls facteurs qui peuvent faire varier l'intensité sont maintenant des facteurs géométriques provenant de l'optique qui achemine la lumière à la fente du spectrographe. Ces facteurs sont indépendants de la longueur d'onde. Ceci implique que si nous utilisons la calibration nous obtenons la bonne intensité relative mais une fausse intensité absolue. Le même genre d'exercice fut refait avec la largeur de la fente donnant environ le même résultat. Ils ne seront pas présentés ici car la largeur de la fente ne fut pas variée lors des mesures des flammes.

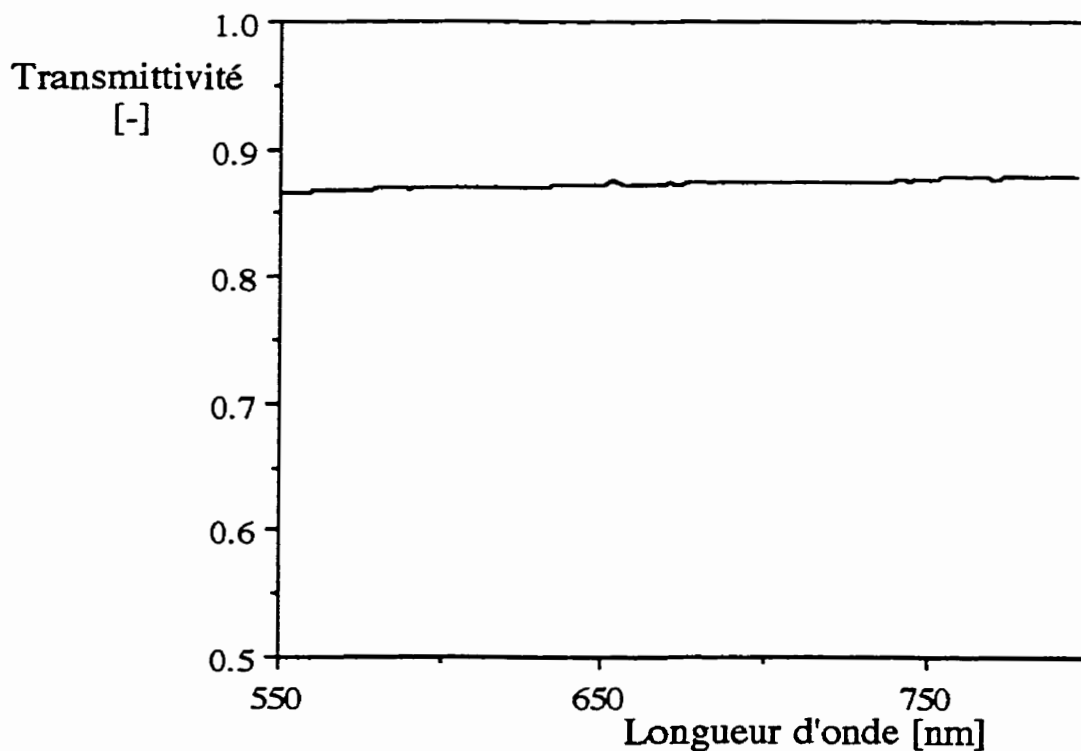


Figure 5.12 Transmittivité du Plexiglas

Un dernier point, une fenêtre de Plexiglas sépare la flamme du spectromètre. Pour savoir si cette composante influençait nos tests nous avons mesuré la transmittivité<sup>7</sup> spectrale d'un morceau de Plexiglas. Il s'avéra que sa transmittivité ne varie que de 2% sur la gamme de longueur d'onde choisie. Donc l'effet sera considéré comme négligeable. La courbe de transmittivité est reproduite en figure 5.12.

## **CONCLUSION**

Maintenant que nous avons décrit toute la technologie pour réaliser nos mesures, il faut l'appliquer à une chambre de combustion. Les deux techniques de mesure de température de flamme ont été utilisées et les résultats sont présentés dans le prochain chapitre.

---

<sup>7</sup>Voir note 5 du chapitre 2 pour l'emploi de transmissivité et transmittivité.

## Références

- Acton F., **Numerical Methods that usually Work**, The Mathematical Association of America, Washinton, D.C., U.S.A., 1990.
- Beckman, **Model 865 Infrared Analysers**, Beckman Instruments Inc., Fullerton Ca. U. S. A., 1975.
- Beckman, **Model 955 NO/NOx analyser**, Beckman Instruments Inc., Fullerton Ca. U. S. A., 1977.
- Beckman, **Model OM-11 EA Oxygen analyser**, Beckman Instruments Inc., Fullerton Ca. U. S. A., 1980.
- Beckman, **Model 402 Hydrocarbon Analyser**, Beckman Instruments Inc., Fullerton Ca. U. S. A., 1981.
- CRC Press, **Handbook of Chemistry and Physics, 1st Student Edition**, CRC Press, Boca Raton, Florida U. S. A., 1988.
- De Vos J. C., *A new determination of the emittsivity of tungsten ribbon*, **Physica**, 20, 690-714, 1954.
- Ewing G. W., **Instrumental Methods of Chemical Analysis**, McGraw-Hill, New York, 1975.
- Hansen G., *Multi-Prism Spectrographs with Glass Optics by Carl Zeiss, Jena*, **Journal of the Optical Society of America**, 38, #9, 759-766, 1948.
- Hartmann J., *A Simple Interpolation Formula for the Prismatic Spectrum*, **The Astrophysical Journal, An International Review of Spectroscopy and Astronomical Physics**, VIII, 218-222, 1898.
- Holman J. P., **Experimental Methods for Engineers**, McGraw-Hill, New York, 1978.
- Laganière, E. **Influence des Propriétés des Carburant sur les Températures de Parois d'une Chambre de Combustion d'une Turbine à Gaz**, mémoire de maîtrise, Université Laval, 1991.

McAdams, **Heat Transmission**, McGraw Hill, New York, 1942.

Strang G., **Linear Algebra and its Applications**, 3rd edition, Harcourt Brace Jovanovich College Publishers, fort Worth, U.S.A., 1988.

Thomas O., *La combustion dans les turbines à gaz: Mesure de la température dans une chambre de combustion*, Rapport interne, Laboratoire de combustion, Université Laval, Juin 1995.

Vachon, M., **Effet de l'Échelle et du Débit d'Air dans 2 Chambres de Combustion**, mémoire de maîtrise, Université Laval, 1990.

Willard H. H., Merrit L. L. J. & Dean J. A., **Instrumental Methods of Analysis**, Van Nostrand Reinhold Co. , New York, 1965.

# 6

## Mesures et résultats

*Under the most rigorously controlled conditions of pressure, temperature, volume, humidity and other variables, the organism will do as it damn well pleases.*

Harvard's law

Nous abordons maintenant la partie la plus intéressante, celle qui vérifie si notre théorie reflète la réalité. Nous allons d'abord prouver que la méthode de mesure spectrale fonctionne pour des petites flammes dont les mesures ont été trouvées dans la littérature. Pour valider l'instrumentation nous avons procédé à quelques mesures sur des flammes simples. Une chandelle de paraffine et une lampe à l'huile furent choisies. Ces deux flammes de diffusion devraient permettre de régler les problèmes de mesures spectroscopiques avant de s'attaquer à la chambre de combustion qui a un coût d'opération élevé. La troisième partie de ce chapitre traite des mesures prises sur la chambre ghost et le montage décrit auparavant.

### **6.1. UNE FLAMME D'ACÉTYLÈNE ET UNE D'AMYLACÉTATE**

En 1906, Rudolf Ladenburg publia ses recherches sur la température des particules de suie dans les flammes lumineuses. Pour accomplir ceci, il mesura l'absorptivité spectrale et l'intensité du spectre de deux flammes, une d'acétylène et l'autre de la lampe de Hefner. Le carburant de ce dernier est l'amylacétate. Une traduction partielle de la publication se retrouve en annexe E. Il mesura l'absorptivité avec la méthode de Schmidt (en réalité la transmissivité) ainsi qu'un spectre de la flamme. En divisant le spectre de la flamme par son absorptivité, il obtint une courbe dont la forme était équivalente à celle d'un corps noir à la température de la flamme.

Ceci lui permit d'évaluer à quelle longueur d'onde l'intensité de la flamme était à son maximum et, en utilisant la loi de Wien, d'évaluer la température de la flamme. La loi de Wien est obtenue en trouvant le maximum de la fonction de Planck. Donc si nous dérivons, par rapport à la longueur d'onde, l'équation 2-20 avec une émissivité de 1 et la rendant égale à zéro nous obtenons:

$$\lambda T = 2897.6 \mu m K$$

Ceci permit à Ladenburg de mesurer la température de la flamme en trouvant le maximum de la courbe qu'aurait un corps noir à la température de la flamme.

C'est un traitement valable qui a quand même quelques inconvénients. Pour établir ses courbes de corps noirs, il a dû estimer les régions où il y avait une atténuation du spectre due aux bandes d'absorption des gaz présents dans l'air (surtout  $H_2O$ ). Ceci n'est pas nécessaire dans la méthode proposée dans cette thèse car cette atténuation peut être considérée comme une erreur de la mesure de l'émissivité et, comme nous le verrons plus loin, cette erreur est négligeable quand on ne veut que mesurer la température de la flamme. De plus, c'est une méthode graphique qui se prête mal à être informatisée. Une source d'erreur est la localisation du maximum de la courbe, puisque cette région est presque plate.

Nous allons maintenant vérifier si les fonctions d'émissivité proposées dans les chapitres précédents peuvent représenter l'émissivité des flammes de Ladenburg. Les courbes de résultats de Landenburg furent digitalisées pour en extraire les mesures. Les figures 6.1 et 6.2 représentent les courbes d'absorption mesurées et lissées par Ladenburg. Naturellement la fonction proposée par Hottel (équations 2-22 et 2-35) fut essayée et elle faillit à la tâche, ne pouvant que représenter des sous régions du spectre. Ces figures donnent la courbe mesurée et deux fonctions de Hottel une pour le visible et l'autre pour l'infrarouge. Notez que Hottel & Broughton avaient remarqué cette lacune lors de la première proposition de cette fonction en 1932.

Par contre, si l'on suit la proposition de Pendorff et que l'on exprime la fonction d'émissivité comme une série de puissance du nombre d'onde (équations 2-22 et 2-34) on peut facilement établir une fonction valide pour toute la gamme mesurée. Rappelons que la proposition de Pendorff est une approximation de la théorie de Mie pour des particules dont le périmètre est plus petit que la longueur d'onde.

Une légère modification de la loi proposée par Pendorff (éqn. 2-34) a été requise. Ne connaissant pas la grandeur des particules émettantes, celles-ci furent considérées comme constantes de même que les propriétés optiques. Ceci permet de combiner le périmètre et la constante en une constante pour chaque terme du polynôme. Un polynôme du troisième degré fut choisi comme étant le plus petit qui puisse représenter toute la gamme de longueurs d'onde. La loi émissive a été réécrite comme:

$$\varepsilon_{\lambda} = 1 - \exp(-s k_{\text{suie}, \lambda})$$

$$k_{\text{suie}, \lambda} = \sum_{j=0}^3 \frac{\gamma_j}{\lambda^j} \quad 2-34a$$

Alors pour représenter la courbe d'émissivité mesurée nous avons une équation à quatre inconnues, les constantes gamma. Si nous avons une connaissance de la grandeur des particules de suie dans la flamme de Ladenburg et de leurs propriétés optiques nous aurions pu prédire la valeur de ces constantes. À défaut de cela nous pouvons utiliser un lissage des moindres carrés. Le tableau 6.1 contient les valeurs des constantes  $\gamma_j$  calculées ainsi que les exposants  $\nu$  de la formule de Hottel & Broughton.

Flamme	$\gamma_0$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$	$\nu$ visible	$\nu$ infrarouge
Acétylène	-0.0278	0.00841	-0.0189	-0.00249	1.24	0.46
Amylacétate	-0.0210	-0.0103	-0.0769	0.0258	0.96	0.83

Tableau 6.1 Les constantes requises pour les équations d'émissivité

Les figures 6.1 et 6.2 contiennent aussi les courbes obtenues avec l'équation 2-34a et elles sont libellées Pendorff. Il faut noter que la fonction de Pendorff peut représenter la gamme complète de longueurs d'onde. Ceci est une validation de la théorie de Mie pour les flammes.

Une fois la fonction d'émissivité établie nous passons maintenant à l'évaluation de la température. Un graphe de la fonction spectrale proposée dans l'équation 2-46 versus le nombre d'onde pour chacun des spectres est reproduit dans les figures 6.3 et 6.4. Notez que dans cette représentation, les bandes d'absorption facilement visibles dans les graphes originaux de Ladenburg sont presque disparues.



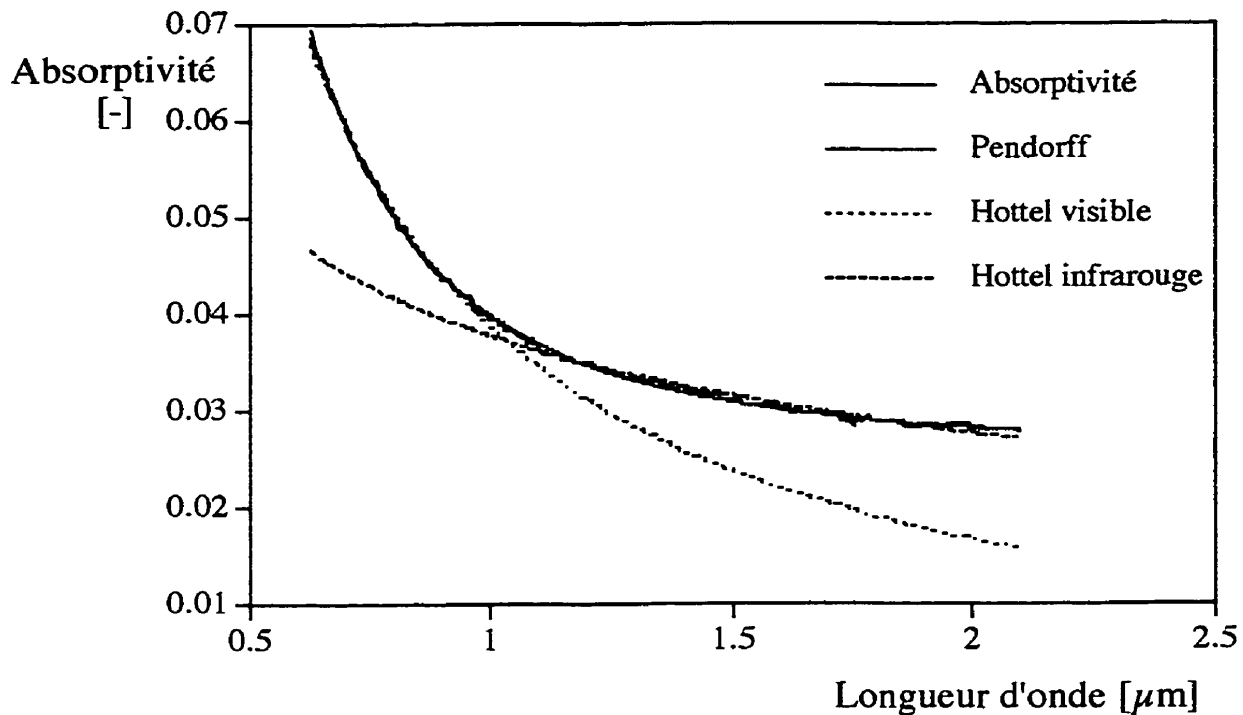


Figure 6.1 Comparaison des corrélations d'absorptivité pour la flamme d'acétylène

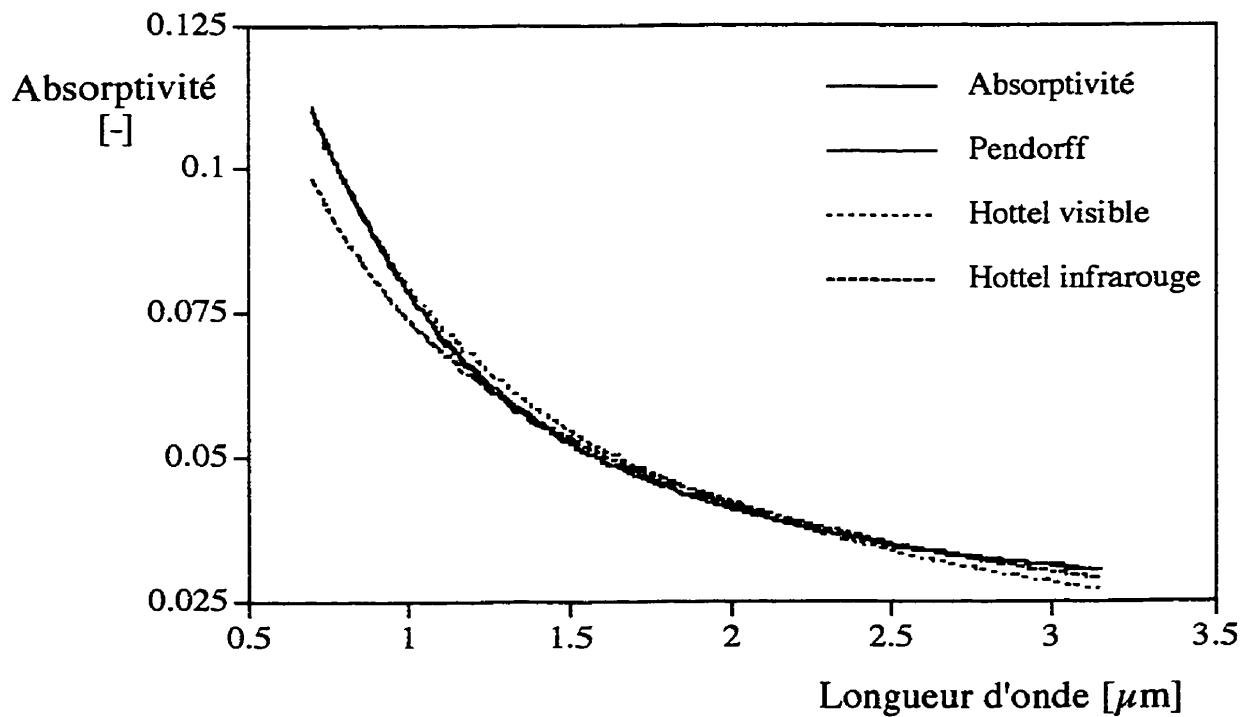


Figure 6.2 Comparaison des corrélations d'absorptivité pour la flamme d'amylacétate

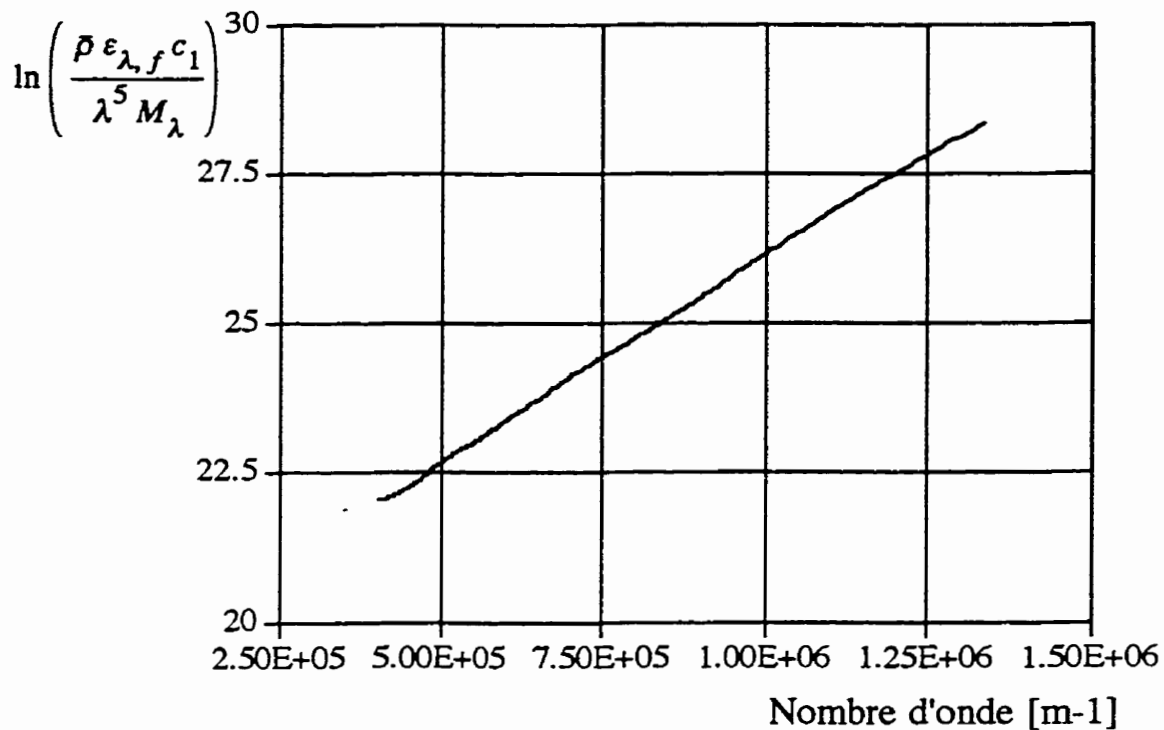


Figure 6.3 Spectre de l'acétylène présenté selon l'équation 2-46

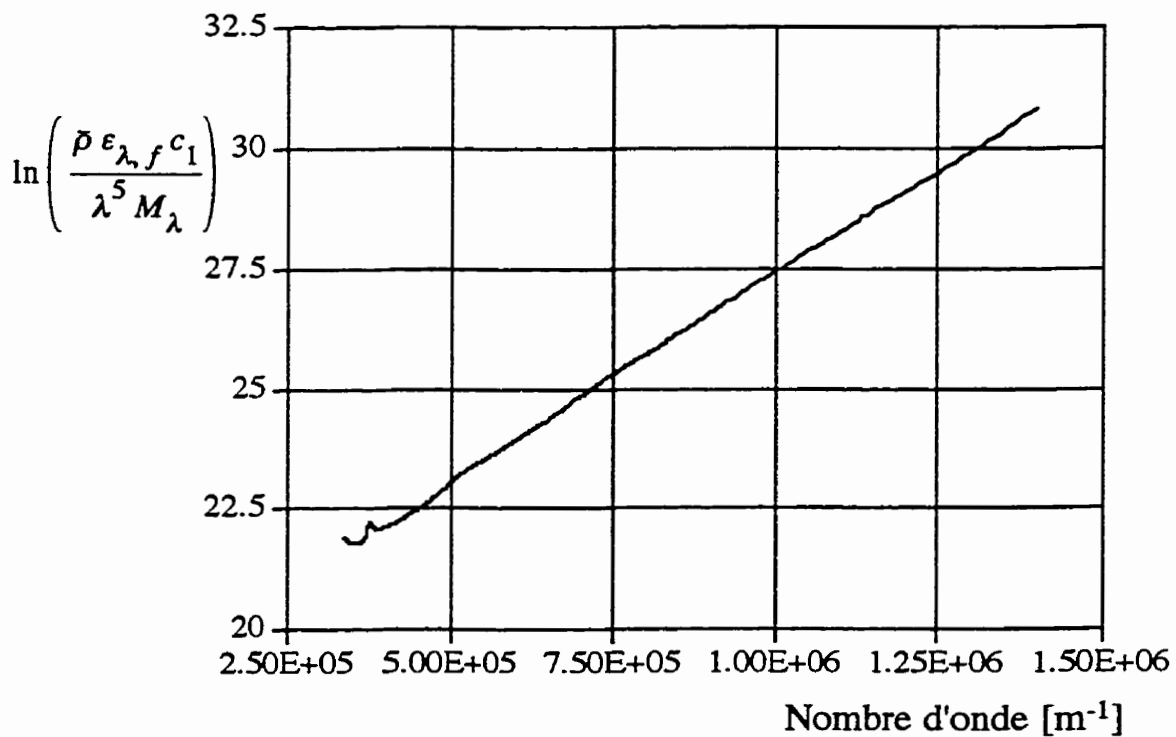


Figure 6.4 Spectre de l'amylacétate présenté selon l'équation 2-46

En évaluant la pente de ces graphes (fig. 6.3 et 6.4) et grâce à l'équation 2-46, nous pouvons évaluer la température. Ceci donne 2071 K pour l'acétylène et 1664 K pour l'amylacétate (Lampe de Hefner). Ladenburg obtint 2115 K et 1680 K, respectivement. Nous avons démontré que la méthode proposée peut fonctionner pour des petites flammes. Noter qu'il importe peu, pour la mesure de température, que nous soyons capables de représenter l'émissivité par une fonction connue. L'important c'est de la connaître et Ladenburg l'a mesurée indépendamment de sa mesure de température. La prochaine section tentera de valider l'instrumentation spectrographique utilisé dans le laboratoire.

## **6.2. CHANDELLE ET LAMPE À L'HUILE**

Le premier test de notre système de mesure spectroscopique fut d'essayer de mesurer la température d'une flamme de diffusion d'une chandelle. Celle-ci fut placée sur un support directement sur le bras optique du spectrographe. La lampe calibrée de tungstène de GE fut utilisée comme source de référence. Une fois l'optique alignée, les trois mesures requises pour la détermination de la température et de l'émissivité furent prises (voir section 2.2.2.3.4). Leurs spectres sont reproduits en annexe F dans les figures F.1 à F.4.

La figure 6.5 représente l'émissivité de la chandelle en fonction de la longueur d'onde. On note dans le vert-bleu (500-550  $\mu\text{m}$ ) que l'erreur de mesure est grande. C'est en regardant les spectres que l'on découvre pourquoi. Le calcul de l'émissivité se fait en soustrayant deux valeurs (voir éqn. 2.41). Puisque l'intensité est faible dans cette région l'erreur relative de l'intensité est grande. Par contre, c'est la même erreur absolue qu'on soit dans le proche infrarouge ou dans le bleu. Alors les mesures d'émissivité aux courtes longueurs d'onde ont des erreurs parfois de l'ordre de 300 %. Mais aussitôt que l'intensité augmente ces erreurs diminuent jusqu'en bas de 3% dans l'infrarouge. De plus, la diminution de l'erreur n'est pas linéaire. Elle décroît rapidement dans le bleu puis se stabilise vers le jaune. Cet effet peut être remarqué dans la figure 6.5, où on voit des gradients d'émissivité énormes s'affaissant rapidement lorsque la longueur d'onde augmente.

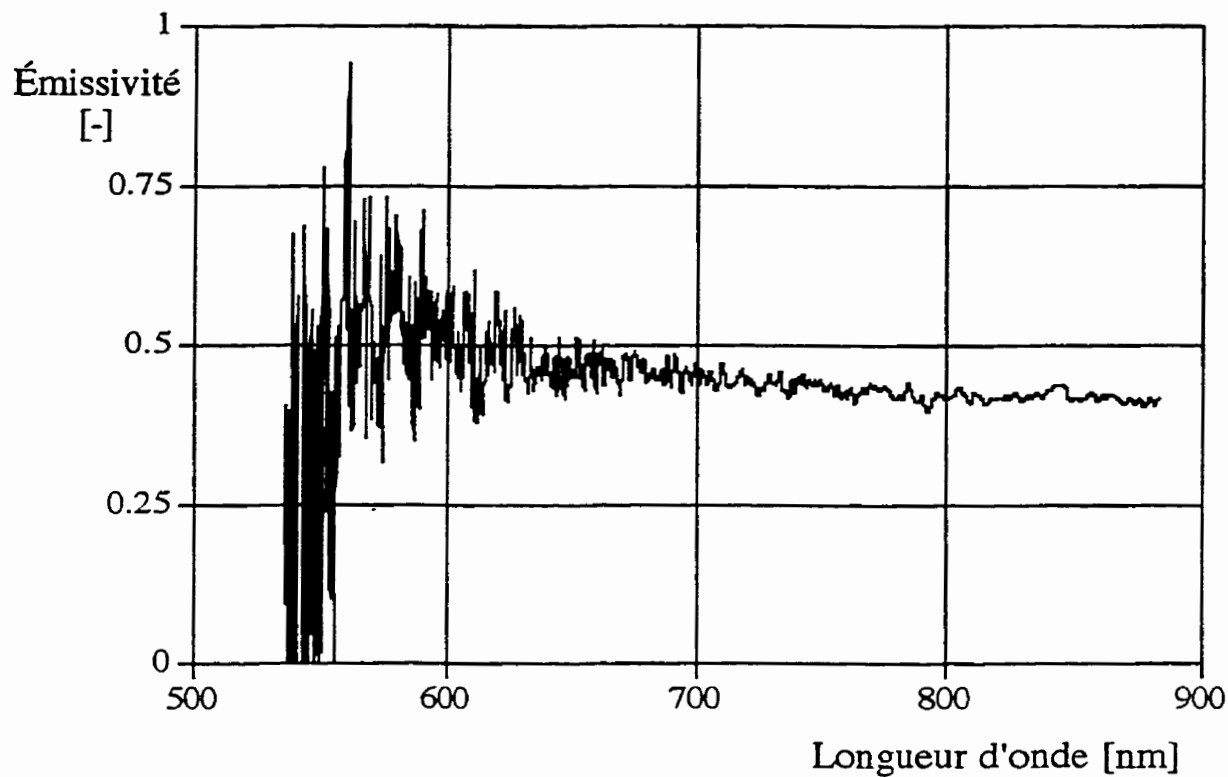


Figure 6.5 Émissivité d'une flamme de chandelle de paraffine

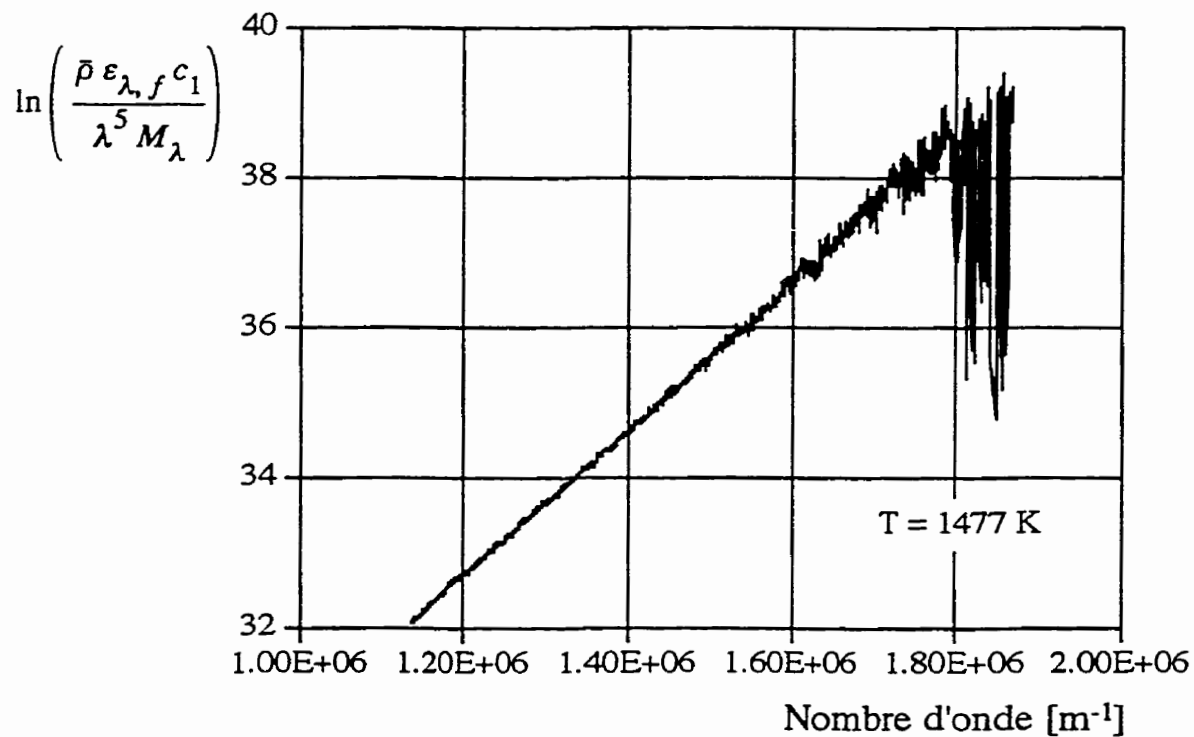


Figure 6.6 Spectre de paraffine présenté selon l'équation 2-46

La tendance générale de la moyenne de la courbe indique une émissivité plus forte aux longueurs d'onde plus courtes. C'est ce que la théorie de Mie prédit (voir éqn. 3.39). Le calcul de la température s'est fait selon l'équation 2-46. Un graphe de la fonction logarithmique versus l'inverse de la longueur d'onde (nombre d'onde par unité de longueur) est reproduite à la figure 6.6. On y voit bien que la courbe est une droite, sauf là où l'erreur de mesure de l'émissivité devient trop grande. Notez qu'à cause du changement de l'abscisse cette erreur se trouve maintenant à droite du graphe.

Le même exercice fut repris cette fois avec une lampe à l'huile. La mèche de la lampe étant plate, ceci nous permit de mesurer deux épaisseurs de flamme. La flamme mesurait environ 40 mm par 8 mm. Toutes les mesures ou calculs pertinents aux spectres pris en traversant la longueur de 40 mm seront référés ci-après comme épais, les autres comme minces. Le graphe de l'émissivité de la flamme épaisse vs la longueur d'onde est reproduit dans la figure 6.7. Notez que l'émissivité semble croître avec la longueur d'onde. Ceci est en contradiction avec la théorie de Mie. L'expérience fut reprise maintes fois donnant la même émissivité. Je n'ai pu trouver d'erreur de mesure qui pourrait tenir compte de cet effet. Par contre, rappelons-nous que la théorie de Mie est basée sur plusieurs suppositions non vérifiées. Une possibilité c'est qu'il y a de la dispersion multiple dans ce type de flamme.

La lampe à l'huile fut créée comme moyen d'éclairage. Pour réaliser une flamme brillante elle doit contenir beaucoup de suie et avoir une grande surface. Le choix d'une flamme de diffusion laminaire répond à ces critères car elle offre des grandes régions où le mélange est très riche et à haute température. Ces régions favorisent la production de suie. Ceci me laisse croire qu'en regardant la flamme à travers le côté épais on n'a pas nécessairement la condition d'une unique interaction entre un photon et la suie.

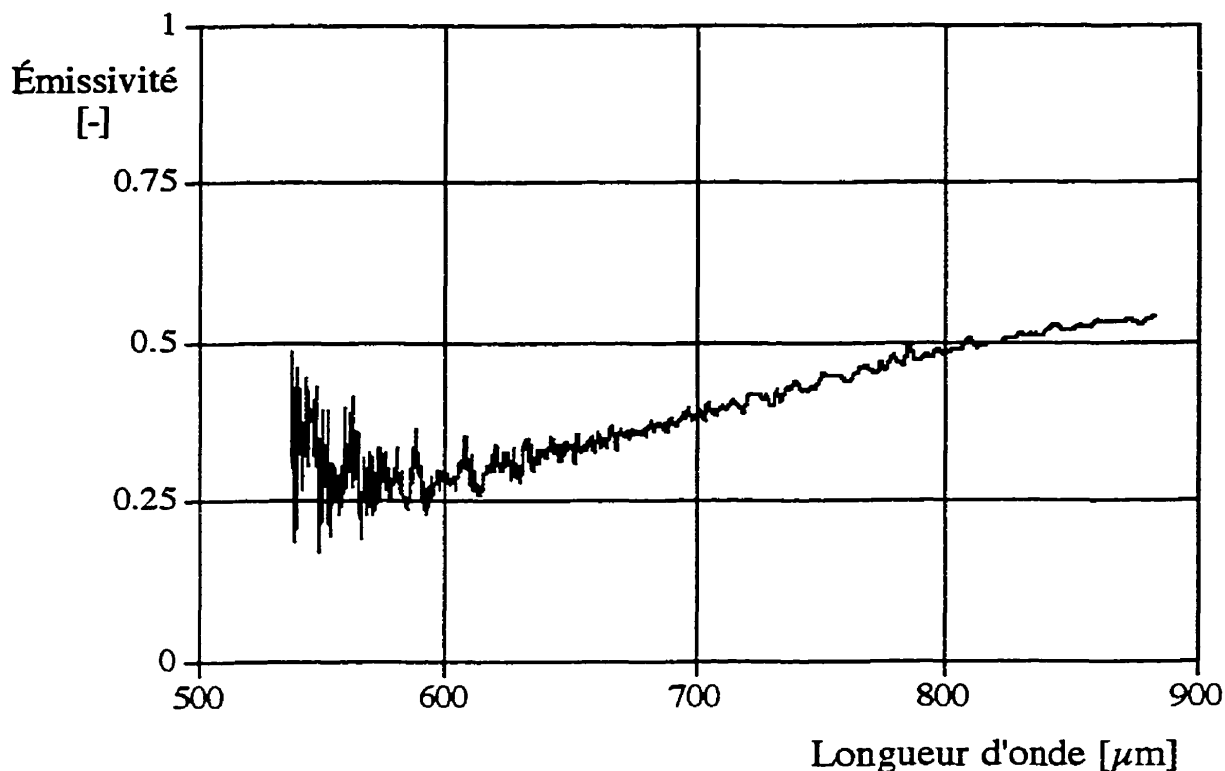


Figure 6.7 Émissivité d'une flamme d'une lampe à l'huile à mèche plate vue à travers le côté le plus épais (40 mm).

Ce type de flamme est aussi reconnu pour produire de la suie extrêmement fine utilisée comme colorant pour les encres. Puisque les sphères sont très petites, pour une même production de suie totale par masse de carburant que la chandelle, il doit y en avoir beaucoup plus, augmentant le nombre de lieux d'interaction. Il faut introduire ici un concept emprunté à la théorie cinétique des gaz, celle du parcours libre moyen<sup>1</sup>. Ce parcours est la distance moyenne qu'une particule voyage avant d'entrer en collision avec une autre. C'est de même avec notre photon qui essaye de

---

<sup>1</sup>Les idées de dispersion multiple et d'interaction non-indépendante sont souvent confondues dans ce domaine. La dispersion multiple implique que le photon interagit avec un ou plusieurs particules avant de sortir du volume de contrôle. Une interaction non-indépendante signifie que les particules sont assez rapprochées pour que le champ électromagnétique d'une particule affecte l'autre. Le parcours libre moyen entre les particules de suie d'une flamme est assez grand pour que l'interaction soit indépendante. Mais il n'est pas nécessairement assez grand pour qu'il n'y ait qu'une interaction entre le photon et les particules avant de quitter le volume.

s'échapper du volume qui contient la suie. Plus le parcours libre moyen est court plus notre photon aura de chance d'interagir avec nos particules de suie. Alors en augmentant le nombre de lieux où une interaction peut se produire nous diminuons le parcours libre moyen. De plus, ceci peut se faire sans changer la masse de suie totale produite en ayant des sphères plus petites. Une autre possibilité plus probable sera présentée plus loin. Elle se base sur le fait qu'il y a une distribution spatiale de la température dans une flamme de diffusion. Cette hypothèse requiert aussi d'autres mesures afin de la confirmer.

On doit admettre que cette discussion est spéculative, mais les ressources requises pour vérifier cette argumentation n'étaient pas disponibles. Cette étude pourrait faire l'objet d'une maîtrise future ayant déjà la majeure partie du montage complétée.

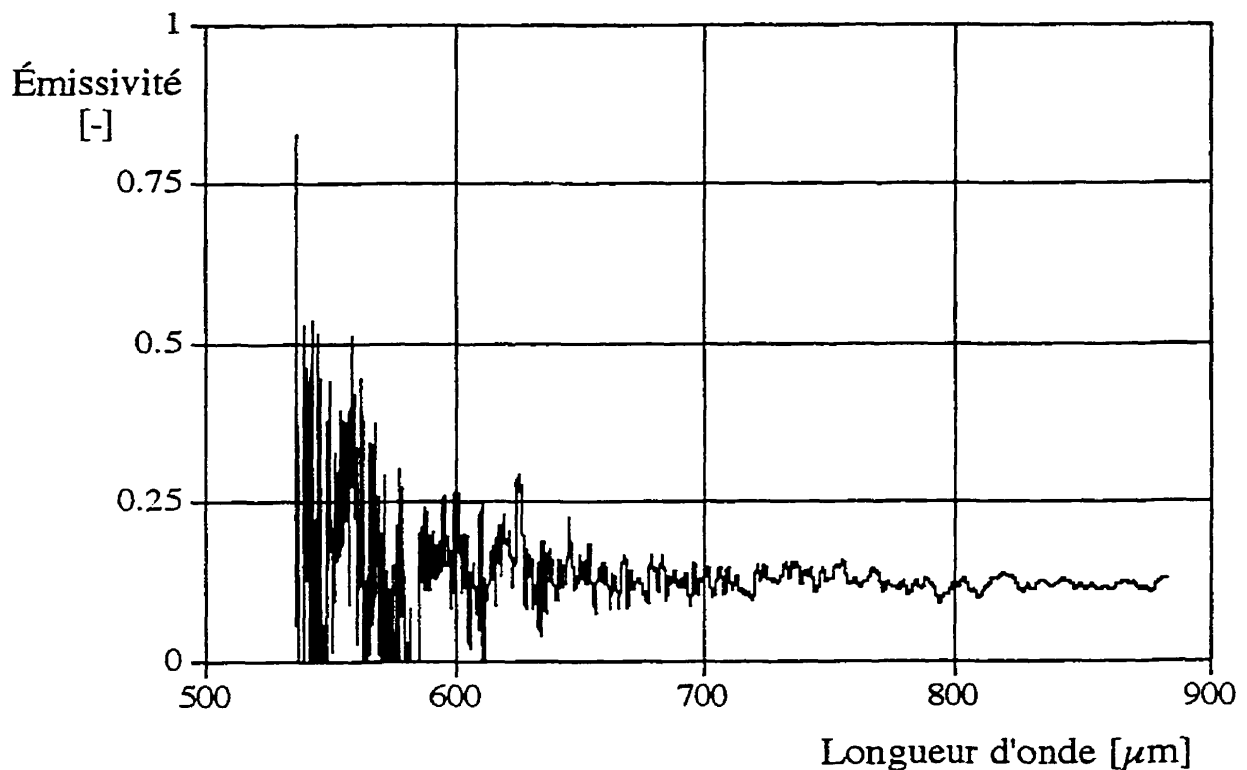


Figure 6.8 Émissivité d'une flamme d'une lampe à l'huile à mèche plate vue à travers le côté le plus mince (8 mm).

La courbe d'émissivité pour la flamme mince ne démontre presque pas de dépendance avec la longueur d'onde. Elle est donnée en figure 6.8. Ceci a

tendance à démontrer qu'il y a un problème avec l'application de la théorie de Mie aux flammes ayant des dimensions plus grandes qu'une simple chandelle. On ne voit pas l'effet sur des flammes minces mais elle apparaît lorsque la flamme devient plus épaisse.

### 6.3. ERREUR DE MESURE DANS LA LOI DE PLANCK

Il est important de noter que même s'il y a une grande erreur dans la mesure de l'émissivité (ce qui n'est pas notre cas sauf aux faibles longueurs d'onde), ceci n'influence presque pas la mesure de la température. Ceci peut être prouvé en transformant la loi de Planck (éqn. 2-20):

$$M = \varepsilon \frac{c_1}{\lambda^5 \left( \exp \left( \frac{c_2}{\lambda T} \right) - 1 \right)} \quad 6-1$$

Si nous voulons savoir l'influence d'une erreur relative d'une variable sur les autres nous pouvons faire une dérivée implicite, soit:

$$\frac{dM}{M} = \frac{\frac{d}{d} \frac{c_1 \varepsilon}{\lambda^5 \left( \exp \left( \frac{c_2}{\lambda T} \right) - 1 \right)}}{\frac{c_1 \varepsilon}{\lambda^5 \left( \exp \left( \frac{c_2}{\lambda T} \right) - 1 \right)}} \quad 6-2$$

À gauche nous avons une expression qui définit l'erreur relative de l'intensité. Il nous reste à déterminer la dérivée de droite et à l'exprimer elle aussi en erreur relative des variables  $\varepsilon$  et  $T$ . Ce qui suit sont les transformations algébriques qui mènent au résultat voulu.

$$\frac{dM}{M} = \frac{c_2 c_1 \frac{\exp \left( \frac{c_2}{\lambda T} \right) \varepsilon}{\lambda^6 \left( \exp \left( \frac{c_2}{\lambda T} \right) - 1 \right)^2 T^2} dT + \frac{c_1}{\lambda^5 \left( \exp \left( \frac{c_2}{\lambda T} \right) - 1 \right)} d\varepsilon}{\frac{c_1 \varepsilon}{\lambda^5 \left( \exp \left( \frac{c_2}{\lambda T} \right) - 1 \right)}}$$



$$\frac{dM}{M} = \frac{c_2 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)}{\lambda \left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1\right) T} \frac{dT}{T} + \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \quad 6-4$$

Si nous appliquons maintenant l'approximation de Wien (voir section 2.2.7) nous pourrions simplifier l'expression de la température.

$$\frac{dM}{M} = \frac{c_2}{\lambda T} \frac{dT}{T} + \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \quad 6-5$$

Dans le visible (500 nm) et à une température de 1600 K le facteur devant l'expression de l'erreur relative en température est d'environ 18. Ceci implique que si nous utilisons une émissivité fautive et l'émittance mesurée étant exacte, l'erreur sur la mesure de température sera de 18 fois plus petite. À 900 nm le facteur donne 10, ce qui nous permet d'avoir une plus grande erreur de l'émissivité dans le bleu que dans le rouge. C'est précisément ce que nous avons.

Maintenant qu'on a établi la faisabilité de la mesure avec le spectrographe, passons maintenant aux tests plus pratiques, ceux sur la chambre de combustion

#### **6.4. MESURE DE LA TEMPÉRATURE DE FLAMME D'UNE CHAMBRE À COMBUSTION**

Cette partie se divise en trois: les mesures avec l'analyseur de gaz, les mesures avec le spectrographe et la comparaison des deux. Quatre différents types de carburant furent essayés: le JP-4 carburant militaire d'aviation (#1), l'iso-octane (#35), le benzène(#23) et un mélange de 80% iso-octane et 20% benzène (#75). Les numéros entre parenthèse sont les numéros de référence interne du laboratoire pour le carburant. Le premier carburant sert d'étalon et les trois suivants: de carburant propre (peu de suie), carburant sale (beaucoup trop de suie) et un intermédiaire. Le benzène fut essayé mais rejeté car on ne put prendre de mesure parce que le pré-filtre de l'analyseur se bloquait trop rapidement, en moins de 8 minutes.

### **6.4.1. Mesures avec l'analyseur des gaz**

Les feuilles de données rapportant les mesures de l'analyseur de gaz sont toutes reproduites dans l'annexe B. Chaque feuille contient: un en-tête d'identification, les concentrations et températures de parois mesurées, le bilan molaire provenant du calcul stoechiométrique et la température adiabatique provenant du bilan énergétique. Typiquement onze mesures équidistantes furent prises sur la ligne de visée du spectrographe. Ceci permet d'établir un profil de température des gaz émettants vers le spectrographe. Seulement pour le carburant mélangé (#75), une mesure, l'avant dernière, n'a pu être prise dû à une erreur de programmation du système d'acquisition des données.

Les trois profils mesurés sont reproduits dans la figure 6.9. Notez qu'ils sont tous à peu près pareils. Ceci confirme la supposition que les différences de rayonnement entre différents types de carburant sont strictement dues à une variation d'émissivité. Cette variation doit être causée par les différents taux de production de suie car, pour tous les carburants au même point de mesure, les autres composantes ( CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, etc.) ont des concentrations similaires.

Des tests avec un thermocouple plongeant (Kretschmer (1975) ) fait sur cette chambre donnent des résultats semblables. On n'a pas à se surprendre que les carburants différents donnent ces résultats. Puisque les carburants ont tous environ le même pouvoir calorifique, le même point d'ébullition, il n'est pas hors du commun de trouver des températures adiabatiques de flamme similaires. Ces flammes diffèrent dans leurs radiations thermiques.

### **6.4.2. Mesures spectrales des flammes**

Les mesures spectrales brutes faites sur la chambre ghost apparaissent aussi dans l'annexe F. Les figures 6.10, 6.11 et 6.12 donnent l'émissivité des flammes en fonction de la longueur d'onde. Le JP-4 et le mélange benzène iso-octane démontrent bien la forme de dépendance prédite par la théorie de Mie. Par contre l'iso-octane pur donne un résultat

surprenant; la tendance est à l'inverse de la théorie. Nous pourrions faire ici le même genre de spéculation déjà faite pour la lampe à l'huile.

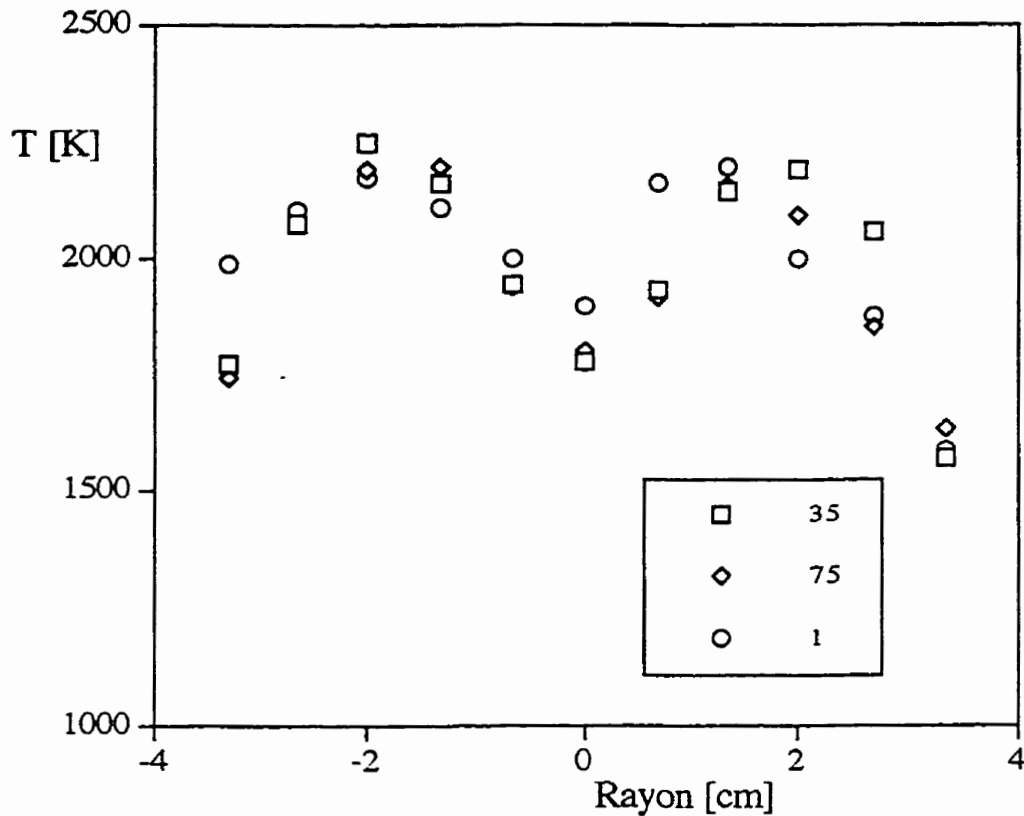


Figure 6.9 Distribution de la température selon le rayon

Ce phénomène a déjà été rencontré dans le laboratoire. Nous allons présenter des mesures de pyromètre à deux couleurs prises lors de tests sur des chambres ghost mais d'échelle géométrique plus petite. Le laboratoire a des petites versions de cette chambre à l'échelle 1/2 et 1/3. Durant les années quatre-vingts des tests de carburants alternatifs ont été faitss pour essayer de comprendre quelles modifications aux chambres de combustion seraient requises pour pouvoir brûler ces carburants convenablement. Lors de ce programme d'étude, la température de la flamme dans la zone de recirculation fut mesurée avec un pyromètre à deux couleurs selon la méthode de Hottel et Broughton. Pour les carburants contenant beaucoup de carbone les résultats furent satisfaisants. Mais pour les carburants produisant peu de suie, on calcula des températures faramineuses. Ces

résultats sont présentés en figure 6.13 avec comme abscisse le rapport massique de carbone hydrogène du carburant.

Le calcul de la température de flamme selon la méthode de Hottel et Broughton suppose que la dépendance de l'émissivité de flamme décroît avec la longueur d'onde. Comme nous le voyons pour l'iso-octane ceci est faux. Si l'émissivité était plus forte dans le rouge que dans le bleu pour les flammes à faible teneur en carbone le calcul de la température de flamme surestimerait (et de beaucoup) la température réelle. C'est ce que nos mesures sur des carburants alternatifs démontrent.

La raison de la contradiction de la théorie de Mie ne peut être entièrement élucidée avec ces résultats. Par contre, ils suggèrent une façon de procéder. Si le phénomène est dû à de la dispersion multiple, on pourrait mesurer l'émissivité, avec la méthode de Schmidt, d'une flamme de diffusion d'un carburant contenant peu de carbone (donc aura tendance à former moins de suie) et de température uniforme, en faisant augmenter l'épaisseur de la flamme sur la ligne de visée. S'il y a une inversion de la dépendance de l'émissivité avec la longueur d'onde quand on épaissit la flamme la seule explication est la dispersion multiple car les autres variables sont contrôlées.

Un autre facteur qui tend à supporter cette explication est la mesure des diamètres des particules de suie provenant de notre flamme. La suie déposée sur le filtre de fibre de verre qu'on a ajouté au montage fut étudiée au microscope électronique. Les photos de ces suies sont en figures 6.14. Elles sont des clichés de plus en plus rapprochés d'un même amas de suie. Elles démontrent bien que les particules sont beaucoup plus petites que ce que le 2000 nm prévu. Ces suies proviennent de la flamme d'iso-octane. La grandeur des sphères qui composent l'agrégat a été estimée à plus petit que 50 nm. Nous sommes à la limite du microscope qui a été utilisé et c'est pour cela que la photo ayant le plus grand grossissement est floue.

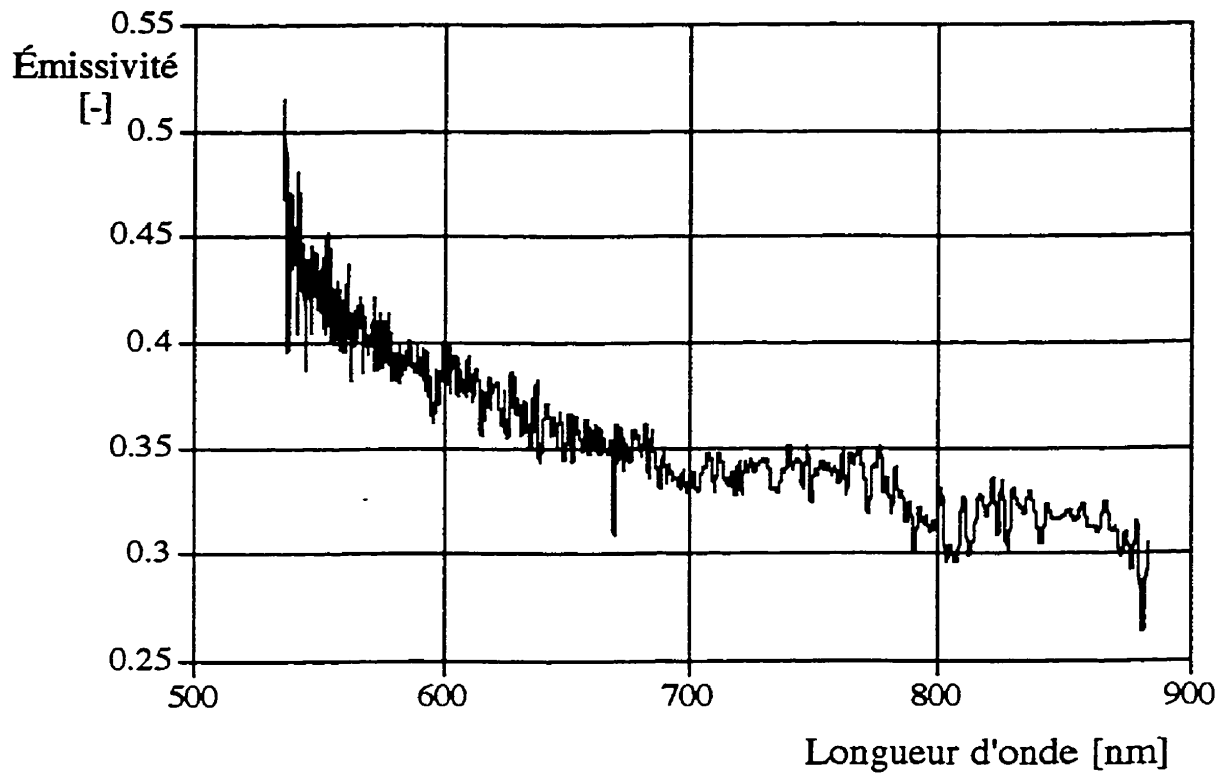


Figure 6.10 Émissivité de la flamme de JP-4

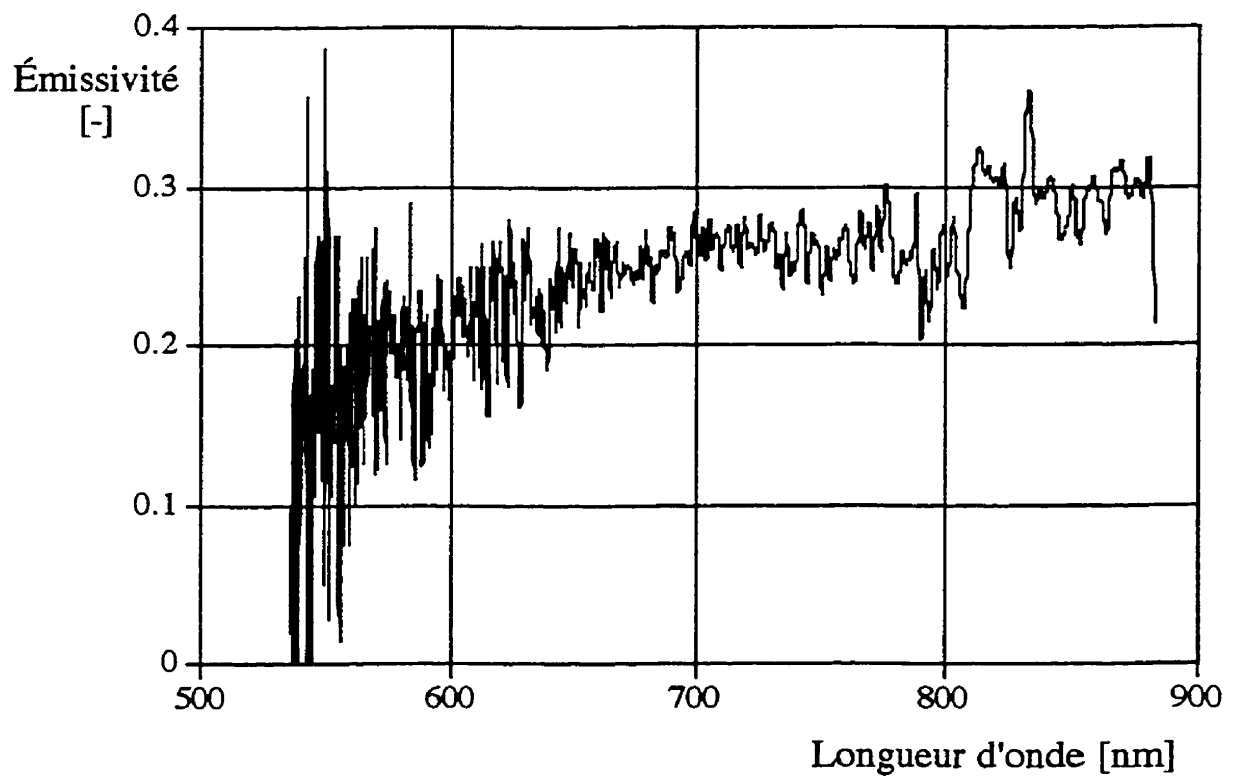


Figure 6.11 Émissivité de la flamme d'iso-octane

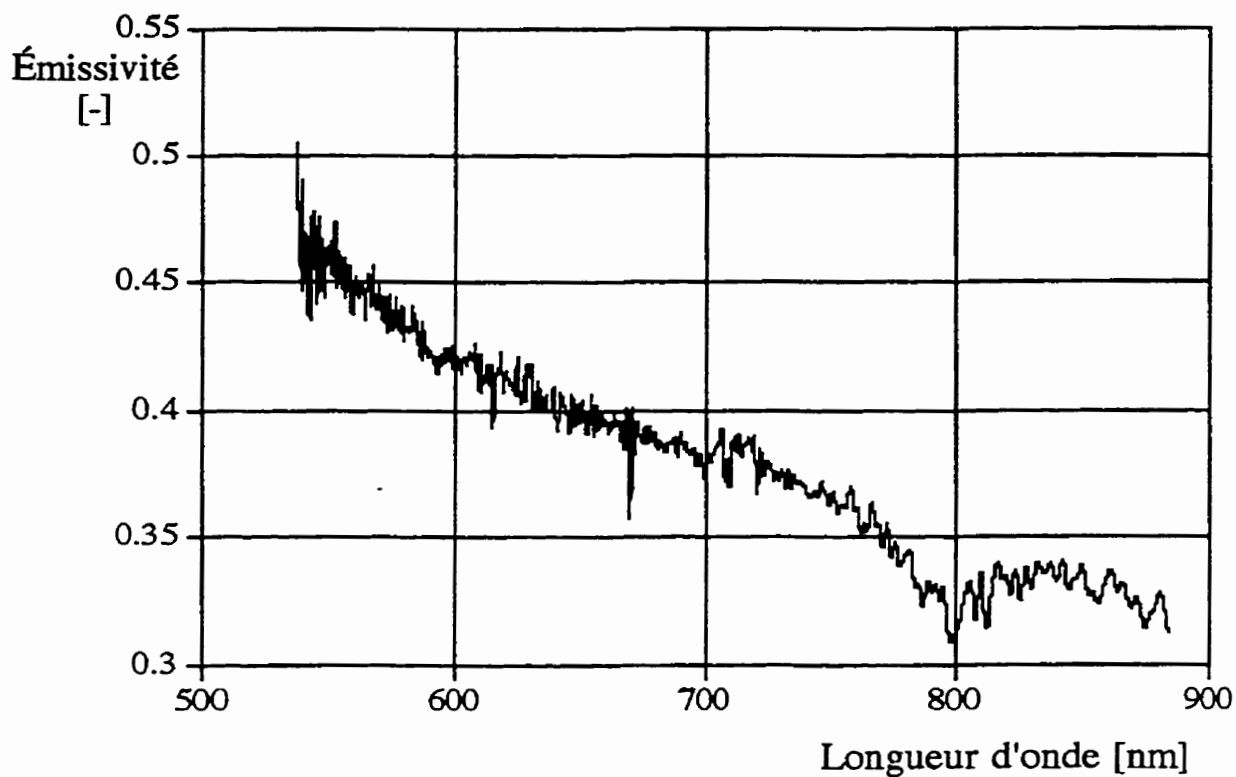


Figure 6.12 Émissivité de la flamme de 80% iso-octane 20% benzène

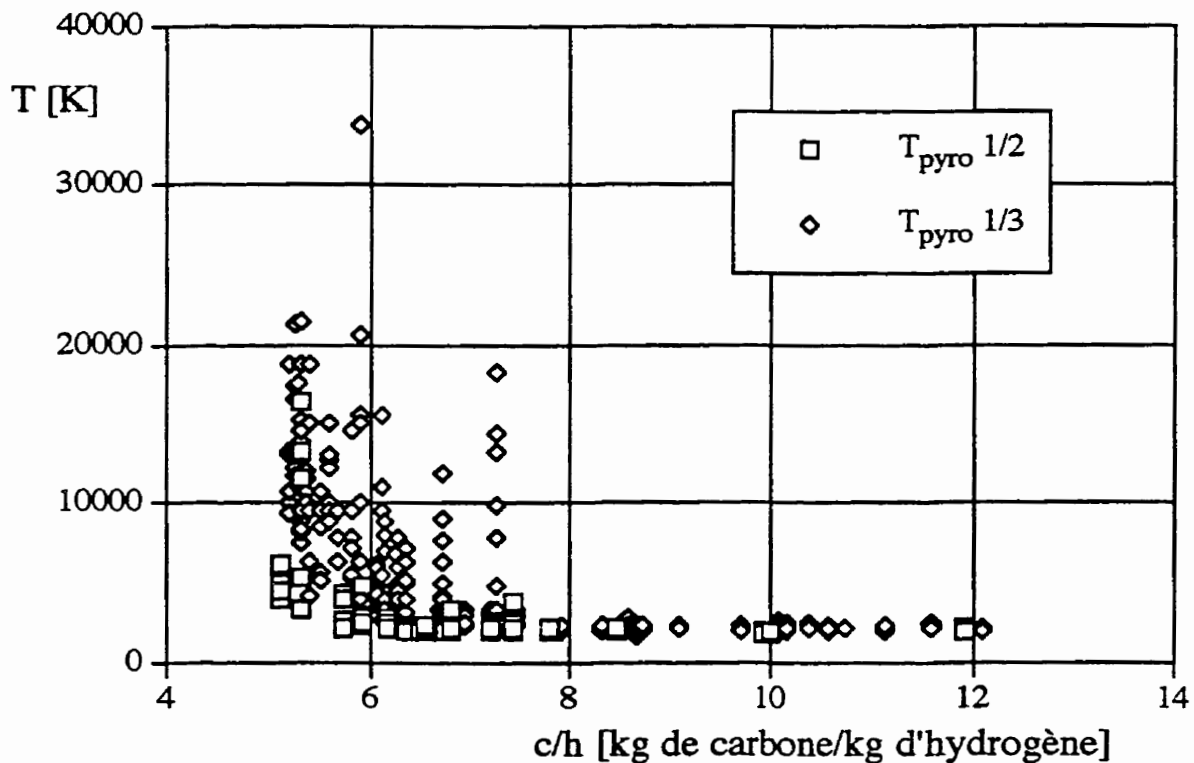


Figure 6.13 Température de flamme mesurée avec un pyromètre à deux couleurs.

Un autre facteur qui tend à supporter cette explication est la mesure des diamètres des particules de suie provenant de notre flamme. La suie déposée sur le filtre de fibre de verre qu'on a ajouté au montage fut étudiée au microscope électronique. Les photos de ces suies sont à la figures 6.14. Elles sont des clichés de plus en plus rapprochés d'un même amas de suie. Elles démontrent bien que les particules sont beaucoup plus petites que ce que le 2000 nm prévu. Ces suies proviennent de la flamme d'iso-octane. La grandeur des sphères qui composent l'agrégat a été estimée à plus petit que 50 nm. Nous sommes à la limite du microscope qui a été utilisé et c'est pour cela que la photo ayant le plus grand grossissement est floue.

Un fait important à se rappeler est que, peu importe la dépendance du coefficient d'absorption avec la longueur d'onde, on peut atteindre de très grandes émissivités en augmentant la concentration et l'épaisseur de la flamme. Ceci implique que même des flammes avec des très petites particules, même quand la limite de Rayleigh s'applique, peuvent paraître brillantes.

Les figures 6.15, 6.16 et 6.17 représentent les spectres de flammes prises dans la chambre ghost présentés selon la formulation de l'équation 2-46. Notez qu'ils sont tous des droites et que les températures obtenues donnent des résultats acceptables même si l'émissivité peut paraître contraire à la théorie de Mie.

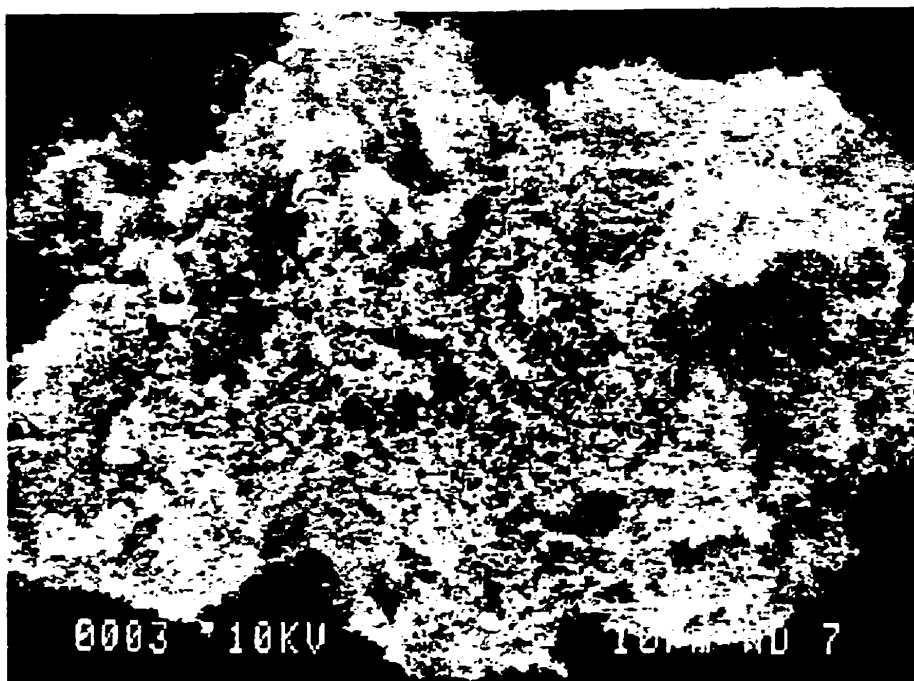


Figure 6.14a Micrographies d'un agrégat de suie.

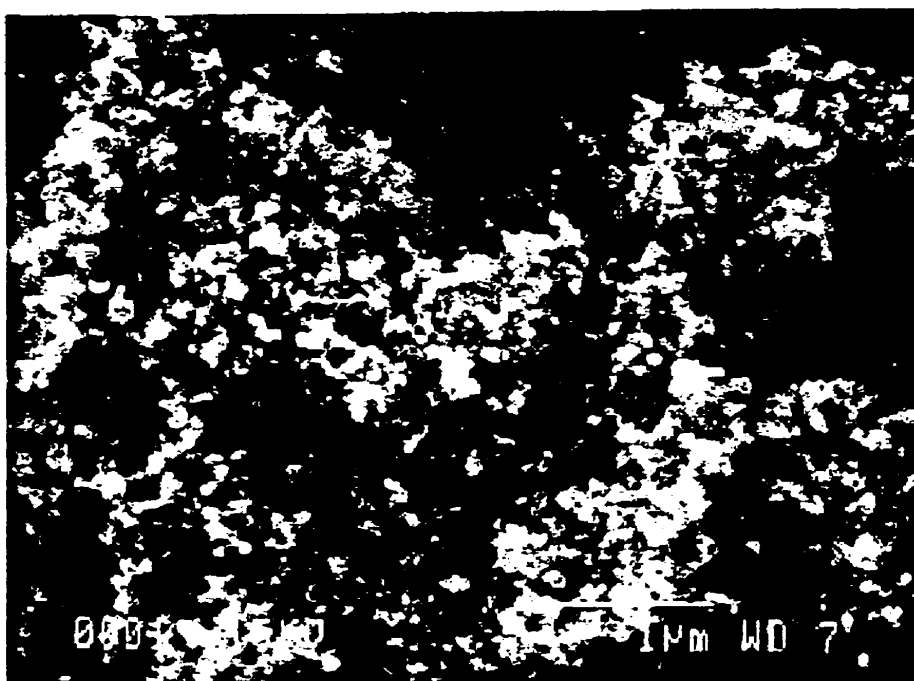


Figure 6.14b Micrographies d'un agrégat de suie.



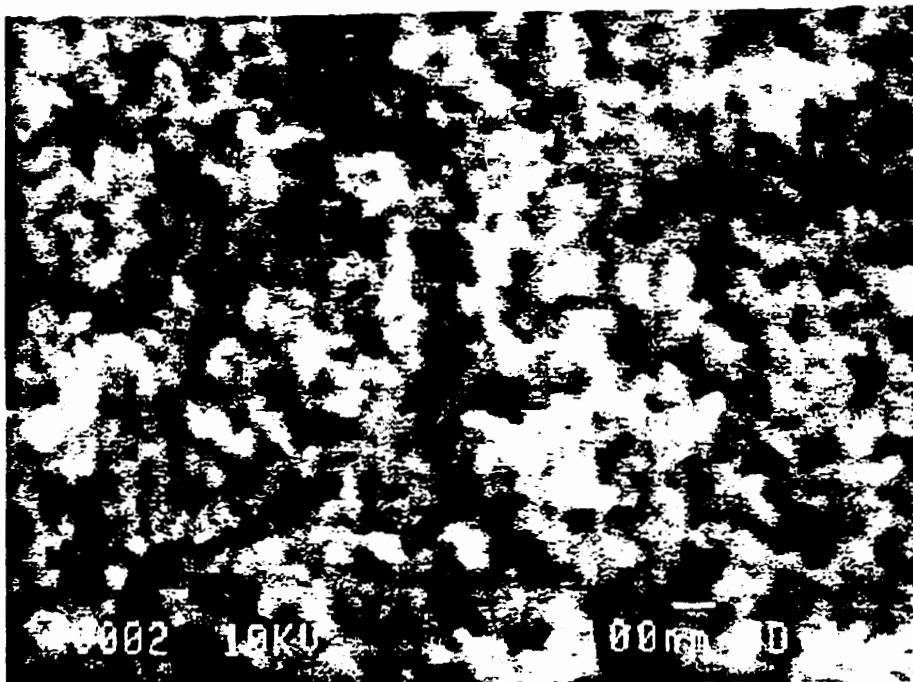


Figure 6.14c Micrographies d'un agrégat de suie.

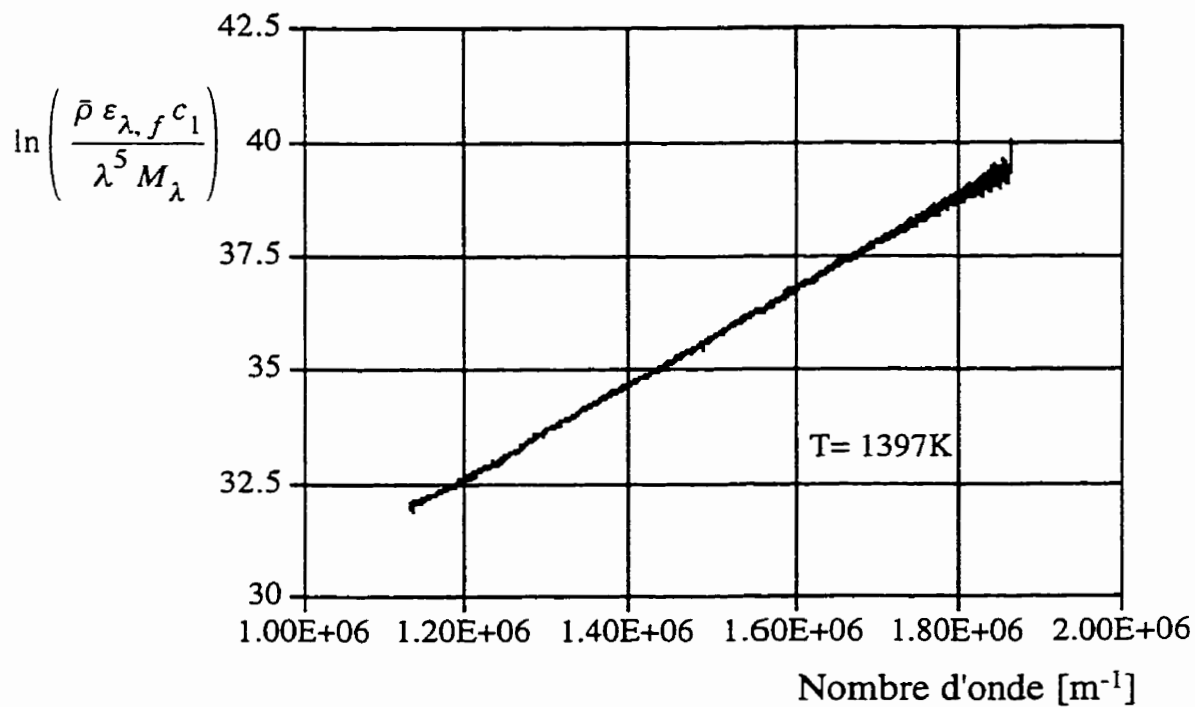


Figure 6.15 Spectre de JP-4 présenté selon l'équation 2-46

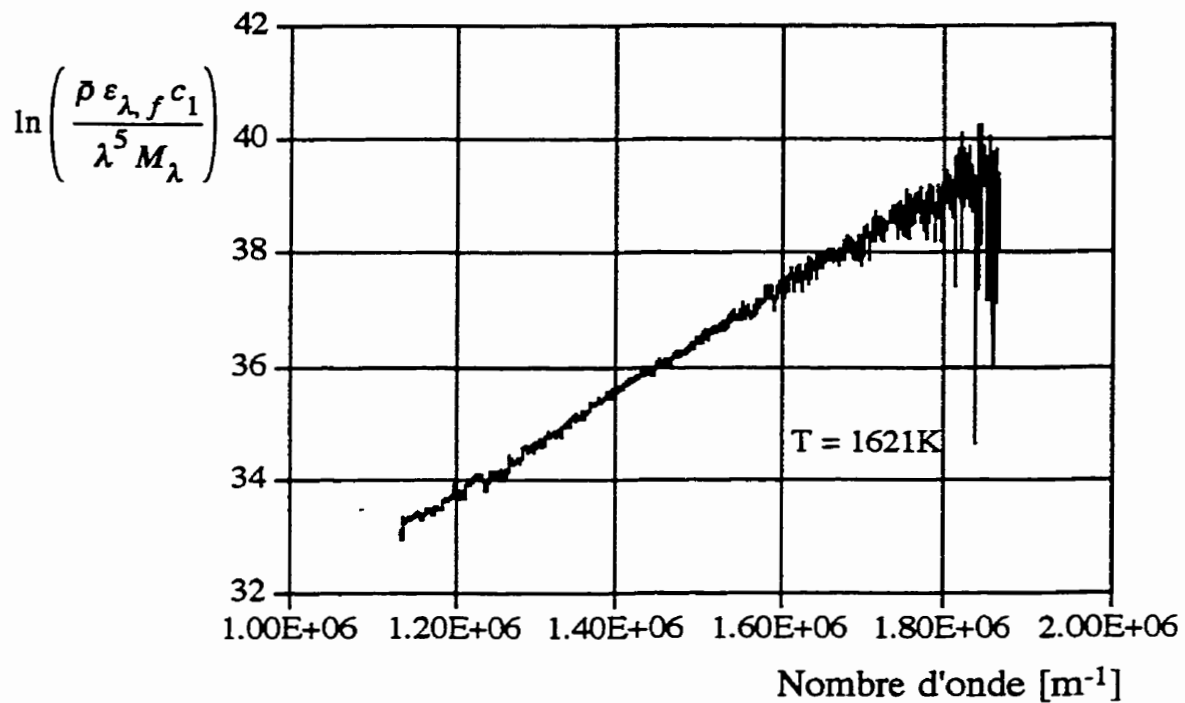


Figure 6.16 Spectre d'iso-octane présenté selon l'équation 2-46

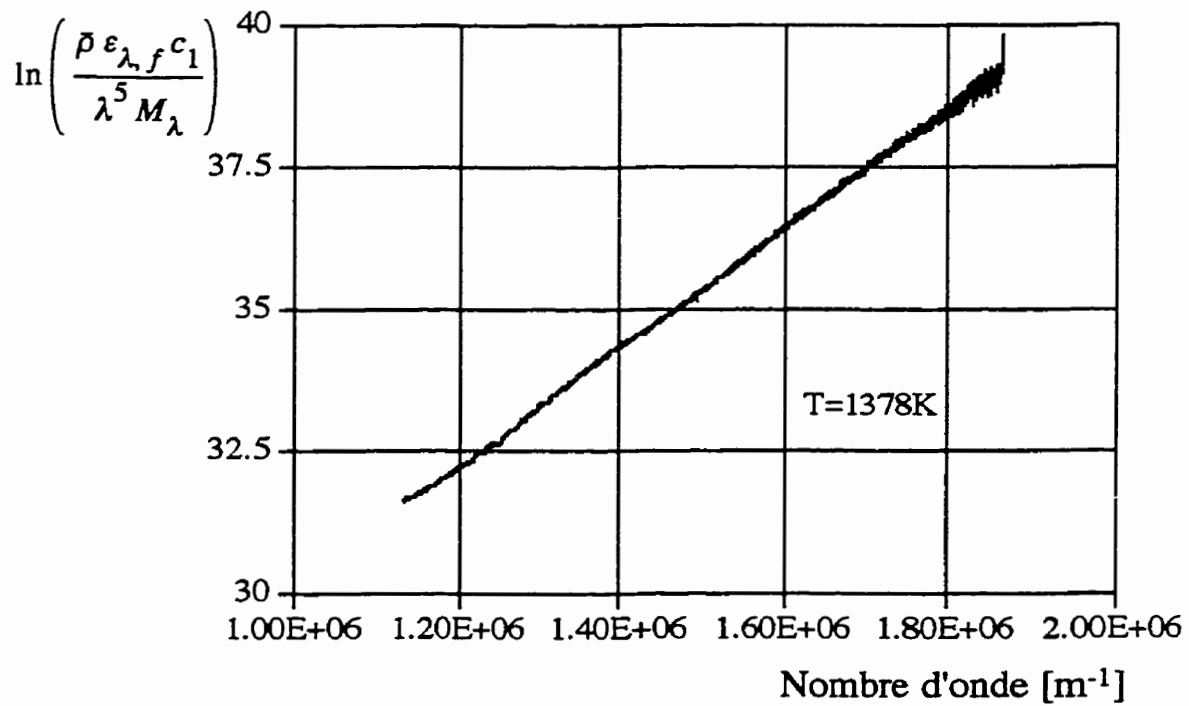


Figure 6.17 Spectre de 80% iso-octane 20% benzène présenté selon l'équation 2-46

### 6.4.3. Le pyromètre à deux couleurs

Durant les quatre séries de tests (comprenant ici le benzène # 23) le pyromètre à deux couleurs fut utilisé pour mesurer la température de la flamme. Sachant que celui-ci donne des valeurs erronées pour des flammes de carburant ayant de faible teneur de carbone, nous allons commenter les différences des mesures prises avec le spectroscope.

Les valeurs calculées d'émissivité et de température selon la méthode proposée par Hottel & Broughton avec  $\nu = 1.39$  sont présentées dans le tableau 6.2. La méthode qui a pour objet d'éliminer les deux inconnues, consiste à prendre deux mesures: la température qu'aurait un corps noir dont l'émittance spectrale serait égale à celle de la flamme mais ceci à deux longueurs d'onde différentes. Les filtres optiques du pyromètre donnent des mesures à 547 nm (vert) et 645 nm (rouge). Les deux prochaines colonnes sont les résultats du calcul utilisant les équations 2-20, 2-22 et 2-35. L'algèbre requise est présentée en annexe C. Les deux dernières colonnes sont les valeurs d'émissivité spectrale calculées à partir de la concentration ( $\gamma$ ) et du parcours optique ( $s$ ). Notez qu'on peut traiter ces deux inconnues comme une seule car elles apparaissent toujours comme un produit.

Il est à remarquer que seule la mesure du benzène donne des émissivités comparables à celle mesurées par le spectrographe. Les autres sont beaucoup trop petites. Les températures sont très grandes pour tous les carburants sauf le benzène. Ceci est dû à la sous-estimation de l'émissivité.

Carburant	$T_R$	$T_V$	$T_{\text{calculé}}$	$\gamma s$	émissivité rouge	émissivité vert
iso-octane	1272	1362	1991	0.00097	0.00179	0.00328
benzène	1633	1664	1736	0.31861	0.44351	0.55774
mélange	1473	1574	2226	0.00324	0.00594	0.01087
JP-4	1498	1577	1981	0.01459	0.02648	0.04754

Tableau 6.2 Mesures du pyromètre à deux couleurs

Nous pouvons conclure que la méthode de pyrométrie à deux couleurs proposée par Hottel & Broughton ne s'applique pas à nos flammes. La fonction d'émissivité proposée par ces auteurs est à l'origine de cette erreur. Si une bonne approximation de Mie est invalide, lequel des autres devrions-nous choisir? Est-ce que la théorie de Mie est valide pour nos conditions? Plusieurs suggestions ont déjà été faites dans cette thèse qui pourrait expliquer ce manque. La prochaine section tentera d'élucider le problème en utilisant les mesures de températures adiabatiques.

## 6.5. LE COEFFICIENT D'ABSORPTION ET LES TEMPÉRATURES ADIABATIQUES DE FLAMME.

Lors de la formulation de l'équation 2-22, il a été supposé que le coefficient d'absorption demeure constant dans le gaz. Ceci n'est vrai que lorsque la concentration de particules de suie est homogène. Dans notre cas ceci est loin d'être vrai. Une équation plus générale sera développée ici pour les milieux non-homogènes. Il s'avéra qu'elle est peu pratique mais elle aidera à diriger les recherches futures.

Considérez un volume cylindrique  $dV$  de longueur  $dx$  qui, à un bout, reçoit un rayon lumineux d'intensité  $I$ . Si nous définissons  $k_{\lambda}(x)$  comme le coefficient d'extinction qui dépend de la position sur la ligne de visée. La variation de l'intensité du rayon sera:

$$dI_{\lambda} = -k_{\lambda}(x) I_{\lambda} dx \quad 6-6$$

On peut isoler tous les facteurs de l'intensité et en intégrant sur le parcours optique de longueur  $l$ , on a:

$$\frac{dI_{\lambda}}{I_{\lambda}} = -k_{\lambda}(x) dx \quad 6-7$$

$$\int_{I_{\lambda}(0)}^{I_{\lambda}(l)} \frac{dI_{\lambda}}{I_{\lambda}} = - \int_0^l k_{\lambda}(x) dx \quad 6-8$$

La partie de gauche s'intègre facilement donnant:

$$\ln \left\{ \frac{I_\lambda(l)}{I_\lambda(0)} \right\} = - \int_0^l k_\lambda(x) dx \quad 6-9$$

Un peu d'algèbre donne:

$$I_\lambda(l) = I_\lambda(0) \exp \left\{ - \int_0^l k_\lambda(x) dx \right\} \quad 6-10$$

Lorsque le coefficient d'absorption est égal au coefficient d'extinction (la dispersion étant négligeable) et que le gaz est homogène cette dernière équation se réduit à l'équation 2-22. Notez que l'exponentielle marque la transmissivité et non pas l'émissivité.

Si nous voulons appliquer ceci à notre flamme nous allons devoir intégrer sur le parcours optique non seulement pour tenir compte de la variation de la concentration mais aussi de la variation de la température qui détermine l'intensité de la radiation provenant du volume de contrôle. Ceci devient une équation intégral-différentielle complexe dû aux différentes sources d'énergie distribuées à travers le volume (voir le chapitre 14 Siegel & Howell (1992)). Cette formulation requiert presque toujours une discrétisation pour obtenir une solution. Nous allons prendre une approche équivalente mais plus simple. En discrétisant notre parcours optique et en supposant qu'à l'intérieur de chaque petit volume le gaz est homogène et à une seule température nous pouvons avoir une bonne approximation de l'émission radiative du volume complet.

En reprenant le même genre d'argument que ci-dessus, mais avec un gaz émettant, on peut récrire l'équation 6-6 comme:

$$dI_\lambda = \left\{ -k_\lambda(x) I_\lambda + k_\lambda(x) L_{\lambda,T} \right\} dx \quad 6-11$$

Un peu d'algèbre donne:

$$dI_\lambda = -k_\lambda(x) \left\{ I_\lambda - L_{\lambda,T} \right\} dx$$

$$\frac{dI_\lambda}{I_\lambda - L_{\lambda,T}} = -k_\lambda(x) dx \quad 6-12$$

et en intégrant:

$$\int_{I_0}^{I_l} \frac{dI_\lambda}{I_\lambda - L_{\lambda,T}} = - \int_0^l k_\lambda(x) dx \quad 6-13$$

Maintenant, si  $L$  et  $k$  sont indépendants de la position dans le gaz, c.-à-d. un gaz homogène et isotherme on a:

$$\ln \left( \frac{I_\lambda(l) - L_{\lambda,T}}{I_\lambda(0) - L_{\lambda,T}} \right) = -k_\lambda l \quad 6-14$$

Ce qui donne finalement:

$$\begin{aligned} I_\lambda(l) &= L_{\lambda,T} + \left\{ I_\lambda(0) - L_{\lambda,T} \right\} e^{-k_\lambda l} \\ I_\lambda(l) &= I_\lambda(0) e^{-k_\lambda l} + L_{\lambda,T} \left\{ 1 - e^{-k_\lambda l} \right\} \end{aligned} \quad 6-15$$

et en changeant un peu les indices:

$$I_{\lambda,1} = I_{\lambda,0} e^{-k_\lambda l} + L_{\lambda,T,1} \left\{ 1 - e^{-k_\lambda l} \right\} \quad 6-16$$

Nous allons maintenant tenir compte de la distribution spatiale de la température. Imaginez la même géométrie qu'avant mais composée de deux volumes de gaz d'épaisseur  $\Delta x$  qui se touchent. Chaque volume contient un mélange homogène et isotherme mais pas nécessairement les mêmes entre eux. À la sortie du premier volume notre rayon incident serait transformé selon l'équation 6-16. À la fin du deuxième volume on aura, si on applique une deuxième fois l'équation 6-16:

$$I_{\lambda,2} = I_{\lambda,1} e^{-k_\lambda \Delta x} + L_{\lambda,T,2} \left\{ 1 - e^{-k_\lambda \Delta x} \right\} \quad 6-17$$

En substituant l'intensité sortant du premier volume:

$$I_{\lambda,2} = \left[ I_{\lambda,0} e^{-k_\lambda \Delta x} + L_{\lambda,T,1} \left\{ 1 - e^{-k_\lambda \Delta x} \right\} \right] e^{-k_\lambda \Delta x} + L_{\lambda,T,2} \left\{ 1 - e^{-k_\lambda \Delta x} \right\}$$

$$I_{\lambda,2} = I_{\lambda,0} e^{-2k_{\lambda}\Delta x} + L_{\lambda,T,1} \{e^{-k_{\lambda}\Delta x} - e^{-2k_{\lambda}\Delta x}\} + L_{\lambda,T,2} \{1 - e^{-k_{\lambda}\Delta x}\} \quad 6-18$$

Pour  $n$  volumes d'épaisseur  $\Delta x$ , on aura:

$$I_{\lambda,n} = I_{\lambda,0} e^{-nk_{\lambda}\Delta x} + \sum_{i=1}^n L_{\lambda,T,i} \{e^{-(n-i)k_{\lambda}\Delta x} - e^{-(n-[i-1])k_{\lambda}\Delta x}\} \quad 6-19$$

que l'on peut récrire:

$$I_{\lambda,n} = I_{\lambda,0} e^{-nk_{\lambda}\Delta x} + \sum_{i=1}^n L_{\lambda,T,i} e^{-(n-i)k_{\lambda}\Delta x} \{1 - e^{-k_{\lambda}\Delta x}\} \quad 6-20$$

et en utilisant l'approximation de Wien pour la luminance d'un corps noir soit:

$$L_{\lambda,T,i} = \frac{\frac{c_1}{\pi}}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_i}\right)} \quad 6-21$$

on a:

$$I_{\lambda,n} = I_{\lambda,0} \exp(-nk_{\lambda}\Delta x) + \sum_{i=1}^n \frac{\frac{c_1}{\pi}}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_i}\right)} \exp(-(n-i)k_{\lambda}\Delta x) \{1 - \exp(-k_{\lambda}\Delta x)\} \quad 6-22$$

et en simplifiant:

$$I_{\lambda,n} = I_{\lambda,0} \exp(-nk_{\lambda}\Delta x) + \sum_{i=1}^n \frac{\frac{c_1}{\pi}}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_i} + (n-i)k_{\lambda}\Delta x\right)} \{1 - \exp(-k_{\lambda}\Delta x)\} \quad 6-23$$

S'il n'y a pas de rayon incident au volume on peut simplifier, donnant:

$$I_{\lambda,n} = \sum_{i=1}^n \frac{\frac{c_1}{\pi}}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_i} + (n-i)k_\lambda \Delta x\right)} \{1 - \exp(-k_\lambda \Delta x)\} \quad 6-24$$

Ceci est une façon indirecte de discrétiser le volume complet. Si on considère le volume total comme étant un corps rayonnant on peut écrire:

$$I_{f,\lambda} = \bar{\epsilon}_{f,\lambda} \frac{\frac{c_1}{\pi}}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)} \quad 6-25$$

où les barres indiquent des propriétés apparentes. Par apparente, on définit les valeurs des propriétés du gaz que l'observateur à l'extérieur du gaz doit supposer pour avoir le même rayonnement que la flamme. C'est ce que l'on cherche à déterminer pour évaluer le transfert de chaleur vers la paroi de la chambre à combustion. En égalisant cette intensité à l'équation 6-24 on a:

$$\bar{\epsilon}_{f,\lambda} \frac{\frac{c_1}{\pi}}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)} = \sum_{i=1}^n \frac{\frac{c_1}{\pi}}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_i} + (n-i)k_\lambda \Delta x\right)} \{1 - \exp(-k_\lambda \Delta x)\} \quad 6-26$$

et en simplifiant:

$$\frac{\bar{\epsilon}_{f,\lambda}}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)} = \sum_{i=1}^n \frac{\{1 - \exp(-k_\lambda \Delta x)\}}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_i} + (n-i)k_\lambda \Delta x\right)} \quad 6-27$$

En isolant la température apparente:

$$\frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)} = \frac{\{1 - \exp(-k_\lambda \Delta x)\}}{\bar{\epsilon}_{f,\lambda}} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_i} + (n-i)k_\lambda \Delta x\right)} \quad 6-28$$



$$\frac{c_2}{\lambda T} = -\ln \left\{ \frac{\{1 - \exp(-k_\lambda \Delta x)\}}{\bar{\epsilon}_{f,\lambda}} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_i} + (n-i)k_\lambda \Delta x\right)} \right\} \quad 6-29$$

$$T = \frac{-c_2}{\lambda \ln \left\{ \frac{\{1 - \exp(-k_\lambda \Delta x)\}}{\bar{\epsilon}_{f,\lambda}} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_i} + (n-i)k_\lambda \Delta x\right)} \right\}} \quad 6-30$$

Remarquez que la température apparente est égale à la température de la flamme si la concentration des particules est une constante et la distribution de température uniforme. L'équation 6-30 se réduirait alors à l'équation classique de pyrométrie. Par contre, notez la somme au dénominateur. Elle contient deux facteurs indépendants qui sont fonction de la longueur d'onde: le produit  $\lambda T$  et le coefficient d'absorption. Ces fonctions spectrales sont indissociables.

Cette réalisation nous force à admettre que lors de la prise de mesures de l'émissivité selon la méthode de Schmidt nous ne pouvons différencier entre un effet spectral dû aux phénomènes électromagnétiques (à la théorie de Mie) et celui dû à une distribution de température. Ceci ne met pas en question la validité de la mesure d'émissivité mais empêche une application de la théorie de Mie. On ne peut prévoir la dépendance spectrale de l'émissivité sans connaître la distribution de température de la flamme.

Nous avons maintenant une façon de comparer les températures mesurées avec le spectrographe et celles de l'analyse des gaz. Pour donner une discrétisation raisonnable, on interpola entre les onze mesures adiabatiques, données en figure 6.9, pour nous donner 40 petits volumes d'épaisseur égale. Comme premier essai on supposa que le gaz était homogène mais avec la distribution de température mesurée. Nous allons seulement comparer le JP-4, les autres carburants donnant essentiellement les mêmes résultats. Puisque nous avons une équation spectrale, sept longueurs d'onde différentes furent choisies pour comparer les valeurs. Les émissivités ont été lues sur la courbe de la figure 6.10. Le coefficient

d'absorption fut calculé d'après 2-22. Les résultats du calcul de la température apparente sont donnés dans le tableau 6.3.

$\lambda$	$\bar{\epsilon}_{f,\lambda}$	$T$
850	0.3224	1982
800	0.3324	1988
750	0.3629	1996
700	0.3787	2004
650	0.3955	2012
600	0.4193	2021
550	0.4642	2030

Tableau 6.3 Propriétés apparentes en fonction de la longueur d'onde

Notez qu'il y a une dépendance de la température calculée avec la longueur d'onde. Ceci est un fait important qui est trop souvent négligé. La distribution de température le long de la ligne de visée donne une variation de la température apparente avec la longueur d'onde. L'émissivité apparente doit alors compenser pour cet effet. Par contre, la température et l'émissivité apparentes mesurées avec la méthode de Schmidt (1909) sont cohérentes car l'émissivité apparente mesurée compense déjà pour l'effet de la distribution de la température sur la ligne de visée. Si elle ne le faisait pas les courbes des figures 6.15, 6.16 et 6.17 ne seraient pas des droites.

On ne peut aveuglement appliquer la formulation de Hottel et Broughton car pour un pyromètre on suppose qu'une température sur la ligne de visée et que l'émissivité suit la formulation de Mie. Remarquez que l'effet est négligeable pour une flamme mince ou une série de petites flammes à la même température car on peut alors supposer une température uniforme sur la ligne de visée. On doit aussi noter que lorsque Hottel et Broughton développèrent leur formulation donnant la dépendance avec l'épaisseur de flamme, ils utilisèrent six brûleurs identiques. Un brûleur était ajouté ou enlevé de la ligne de visé dépendant l'épaisseur requise.

Pour pouvoir prédire une température apparente il faut connaître la distribution de la température et la distribution de la concentration des particules émettantes. Tout ceci sans compter le fait qu'il pourrait y avoir de la diffusion qui compliquerait encore plus le schéma. De plus, l'équation 6-30 a été dérivée en supposant une distribution uniforme des particules de suie. Nous devons passer à la forme intégral-différentielle déjà mentionnée, si nous avons une distribution des concentrations de suie. Mais sous cette forme les distributions de températures et de concentrations sont encore plus interliées. C'est probablement la raison pourquoi la méthode de Hottel & Broughton ne fonctionne pas pour certaines flammes. Puisqu'il n'y a aucune façon de déterminer la forme de la courbe d'émissivité apparente, on ne peut supposer que celle prédite par Mie est valable. Donc l'émissivité estimée est erronée et ceci fausse la température de flamme calculée.

L'équation 6-30 suggèrent aussi pourquoi la formulation de Hottel et Broughton est valide pour certaines flammes. Si la dépendance spectrale due au coefficient d'absorption est beaucoup plus grande que celle due à la température, il se peut que la fonction spectrale de Hottel et Broughton soit capable de bien prédire l'émissivité. On retrouve ces conditions dans les flammes qui contiennent des fortes concentrations de suie.

Les températures calculées dans le tableau 6.3 sont beaucoup trop grandes comparées aux mesures du pyromètre (tableau 6.2) où celles du spectrographe (figures 6.15, 6.16 et 6.17). Ceci nous laisse deux options soit que les mesures de température avec la sonde d'échantillonnage sont beaucoup trop grandes ou que nous avons supposé la mauvaise distribution de concentration de particules. Il n'y a aucune raison de supposer que le brassage est assez intense pour uniformiser la concentration de suie. Donc il aurait été très surprenant que l'équation 6-30 suppose la bonne distribution de concentration de particules. Nous n'avons aucun moyen de mesurer la distribution des concentrations de suie qui soit techniquement réalisable.

## **6.6. CONCLUSION**

Le lecteur restera peut être avec une impression qu'aucune des valeurs de température mesurées n'est valable. En se rappelant que l'objet de la recherche n'était pas de mesurer la température en tout point du volume

de la chambre mais de mesurer la quantité d'énergie émise de la flamme vers la paroi de la chambre, on peut réaliser que la mesure spectroscopique reflète bien ceci. Elle nous donne les propriétés d'une source équivalente qui émettrait comme la flamme. Nous avons démontré que la méthode de mesure proposée fonctionne et peut être appliquée à des flammes et à des chambres à combustion réelles. En mesurant indépendamment la température et l'émissivité apparente, elle permet d'évaluer l'énergie provenant de la radiation de la flamme avec beaucoup plus d'assurance qu'auparavant. Nous avons aussi démontré qu'on ne peut prédire les propriétés spectrales des flammes des chambre à combustion sans connaître la distribution de température.

## Références

- Kretschmer D., *Measurement of Flame Temperatures and Combustion Modelling*, Doctoral Thesis in Mechanical Engineering, Université Laval, Québec, Canada, 1975.
- Ladenburg R., *Über die Temperatur des glühenden Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen*, **Physikalische Zeitschrift**, **7. Jahrgang** N° 20, pp 697-700, 1906.
- Schmidt H., *Prüfung der Strahlungsgesetze der Bunsenflamme*, **Annalen der Physik**, vierte folge, 29 no. 5, 971-1028, 1909.
- Siegel R. & Howell J. R., **Thermal Radiation Heat Transfer**, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1992.

# 7

## Conclusion

*No experiment is a complete failure  
-it can always serve as a negative example*

**The Futility Factor.**

Cette thèse a tenté d'élucider les problèmes de transfert de chaleur radiatif au sein de chambre à combustion de turbine à gaz. Suite à une description exhaustive des connaissances actuelles sur le sujet l'auteur a tenté de les appliquer à une mesure expérimentale. Le succès de cette tâche ne fut certes pas entier.

Une des lacunes que le lecteur aura pu remarquer est un soi-disant manque de références pertinentes ou récentes. Le domaine en est un multidisciplinaire. Pour bien comprendre le phénomène, on doit avoir des connaissances profondes en mécanique quantique, mécanique classique, optique, électronique, cinétique chimique, thermodynamique et transfert de chaleur. C'est pourquoi on ne retrouve que peu de documentation décrivant exactement le sujet. Une preuve de ceci est le nombre de différents journaux desquelles le présent auteur a tiré sa bibliographie. Des papiers jugés pertinents, beaucoup ont été écartés car ils n'étaient que des mauvaises applications de la théorie de Mie.

Ce problème ne se restreint pas à la mesure de température de flamme. Toutes les mesures optiques dans les chambres à combustion requièrent toutes ces connaissances que ce soit la spectroscopie Raman et la mesure des grandeurs des gouttelettes de carburant par dispersion. Trop souvent, ces méthodes sont appliquées aux flammes sans connaître les implications de la mesure. La transformation que subit un rayon incident à la flamme est, comme nous l'avons vue, très complexe. La dispersion, due au gouttelettes de carburant ou aux particules de suie, est négligée sans raison valable. Il en va de même avec l'émission de la flamme.

L'auteur a pu décrire l'état des connaissances des milieux participants. L'application de ce savoir aux flammes par la plupart des auteurs est souvent erronée. Un point qui vaut encore la peine de répéter est le mauvais emploi de l'équation 3-80 pour déterminer l'émissivité. Cette fonction est souvent citée lors de la détermination de la concentration de suie par dispersion laser et n'est valable que pour le loin infrarouge. Elle n'est pas valide pour les longueurs d'onde du visible et les grandeurs de particules de suie qu'on retrouve dans une flamme.

Notons que personne n'a pu, avec satisfaction, démontrer que la théorie de Mie était entièrement applicable aux flammes de diffusion d'une chambre de combustion. Ceci n'est pas dû à une défaillance de la théorie mais à un manque de connaissance à propos de ce qui se passe dans la flamme. Des grandeurs de particules peuvent être mesurées avec la théorie, mais pour des conditions très spécifiques. La composition, l'uniformité et les propriétés optiques des particules sont requises pour employer Mie. De plus, des modifications importantes à la formulation de la loi de Bouguer doivent être faites pour des distributions de températures non-uniformes. Un manquement à ces conditions ne rend pas nécessairement l'application invalide mais apporte des doutes au sujet de la validité des mesures.

Le lecteur aura sans doute compris que toutes les fonctions proposées pour l'émissivité des flammes découlent directement de la théorie de Mie ou, sinon, en sont une plus ou moins bonne approximation. Par contre, les critères de validité de ces fonctions varient grandement. Il est évident que l'approximation de Mie proposée par Hottel et Broughton n'est pas appropriée pour les flammes ayant de forts gradients de température. Les mesures d'émissivité prises par le pyromètre le démontrent bien. Mais cette lacune ne vient pas de Mie. Elle provient de notre application de la loi de Bouguer.

La modification de la loi de Bouguer proposée au chapitre six suggère que pour une prédiction de la transmission de chaleur par radiation de la flamme nous devons connaître la distribution de température et la distribution des particules dans la chambre à combustion. Ceci implique, si nous voulons une prédiction à partir des conditions d'opération de la chambre, que nous devons connaître la cinétique chimique, le taux d'évaporation des gouttelettes, la diffusion des espèces, la turbulence à chaque point de l'espace contenue dans la chambre. De plus, le transfert de chaleur entre chaque point de l'espace devient important surtout pour déterminer le taux d'évaporation. Dans l'état actuel de nos connaissances, ce genre de calcul est impensable.

Le chapitre six propose, par contre, un moyen économique de mesurer le transfert radiatif. La méthode pyrométrique spectrale présentée, celle de Schmidt combinée avec celle originale du présent auteur, pourrait être étendue à une gamme plus large de longueurs d'onde qui engloberait le



maximum de la loi de Planck. Une fois la température et l'émissivité connues, une intégration selon la longueur d'onde permettrait de connaître l'intensité totale reçue par les parois de la chambre. On doit remarquer qu'il y a une limite à cette méthode, celle de la longueur d'onde la plus grande admissible. Elle provient de l'approximation de Wien (éqn. 2-20 et 2-21). Par contre, puisque la température apparente des flammes est beaucoup plus basse que celle adiabatique, nous pourrions étendre le domaine de longueurs d'onde jusqu'à  $2 \mu\text{m}$  pour une température de 1500 K et quand même garder la précision de l'approximation de Wien à 1%.

L'autre avantage de cette méthode est qu'une base de données couvrant une grande gamme de carburant et de conditions d'opérations pourrait être recueillie à peu de frais. Les valeurs de température apparente et d'émissivité apparente pourraient permettre le développement d'une fonction empirique pour décrire le transfert radiatif qui ne dépendrait que des conditions d'opérations. Ayant déjà trois chambres équivalentes mais de dimension variantes, le laboratoire pourrait même étudier l'effet d'une variation d'épaisseur de flamme. Cette fonction empirique permettrait aussi de récupérer près de mille mesures pyrométriques faites dans le laboratoire sur plus d'une centaine de carburant.

Pour réaliser ceci, le système de mesure devra être amélioré. Le système dans son état présent est très encombrant et un instrument portable pourrait facilement être construit. En remplaçant le spectrographe à prismes par un réseau de diffraction, le système optique serait beaucoup moins volumineux. De plus, la résolution spectrale employée ici est beaucoup trop grande, on aurait pu faire la même chose avec dix fois moins de résolution. D'autres applications possibles seraient la mesure dans les fonderies ou les fournaies industrielles. L'électronique pourrait facilement être adaptée à un ordinateur portatif. Il pourrait aussi être utilisé dans le cas où l'objet dont on veut mesurer la température n'est pas translucide.

# Annexe **A**

## Sous-programme "AVERAGE"

## variables

C()	Six valeurs de CO.
C1()	Conditions initiales.
F()	Propriété du carburant.
C2()	Contient un ensemble de valeurs mesurées.
G2()	Six valeurs de CO <sub>2</sub> .
H()	Six valeurs de HC.
N()	Six valeurs de NO.
N2()	Six valeurs de NO <sub>x</sub> .
O()	Six valeurs de O <sub>2</sub> .
P()	Vecteur de pressions.
P2()	Six pressions de la vapeur d'eau dans la console froide.
P5()	Six pression main air $\Delta p$ .
P6()	Six pression main air p.
P7()	Six pression du carburant.
Q()	Six valeurs de débit.
S1()	Chiffre représentant l'échelle de l'appareil.
T()	Ensemble des températures mesurées.
T2()	Vecteur de température pour calculer T <sub>max</sub> .
W1	Température moyenne de l'eau dans la console froide du BECKMAN.
W1()	Températures de l'eau dans la console froide du BECKMAN.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
30	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
40-70	Calculs de la moyenne pour différentes pressions.
80-130	Fait la moyenne pour le NO et le NO <sub>x</sub> et retranche les conditions initiales.
140-180	Fait la moyenne et retranche les conditions initiales.
190	Calcule la température moyenne de l'eau dans la console froide.
200	Calcul les moyennes de toutes les températures.
210-230	Met les 26 moyennes de températures dans le vecteur C2().
300	Fin du sous-programme.
420	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
430	Appelle le sous-programme REQUEST.
440	Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.
450	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB et retour à l'instruction GOSUB.

```

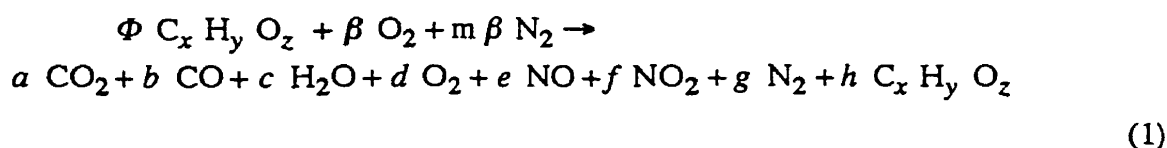
10 SUB "average" (G2(),C(),O(),R(),T(),Q(),W1(),T2(),C2(),C1(),N(),N2(),W1,S1(),P2(),P5(),P6(),P7(),P(),P())
20 GOSUB 440
30 OPTION BASE 1
40 P(2)=SUM(P2)/6
50 P(5)=SUM(P5)/6
60 P(6)=SUM(P6)/6
70 P(7)=SUM(P7)/6
80 N=0 @ N2=0
90 FOR I=2 TO 6
100 N=N(I)+N @ N2=N2(I)+N2
110 NEXT I
120 C2(1)=N2/5-C1(1)
130 C2(2)=N/5-C1(2)
140 C2(3)=SUM(G2)/6-C1(3)
150 C2(4)=SUM(C)/6-C1(4)
160 C2(5)=SUM(O)/6*20.9/C1(5)
170 C2(6)=(SUM(H)/6-C1(6))*3/P(1)
180 C2(7)=SUM(Q)/6-C1(7)
190 W1=SUM(W1)/6
200 MAT T2=CSUM(T) @ MAT T2=(1/6)*T2
210 FOR I=1 TO 26
220 C2(7+I)=T2(I)
230 NEXT I
300 SUBEND
390 !
400 ! ***** MULTITASKING *****
410 !
420 OFF INTR 7
430 CALL "/tmp/request" (S1())
440 ON INTR 7 GOSUB 400
450 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN

```

Sous-programme "BALANCS"

### Bilan molaire

On écrira d'abord l'équation générale de combustion d'un hydrocarbure



où

$$\beta = x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2} \quad (2)$$

et  $m = 3,76$  qui est le rapport molaire de l'azote sur l'oxygène dans l'air.

On considérera que les hydrocarbures imbrûlés sont de la même forme que les hydrocarbures de départ.

La somme totale du nombre de moles dans la console froide ou console sèche, qui provient du fait que l'on ait fait condenser la majeure partie de la vapeur d'eau dans le gaz d'échantillon, peut se calculer ainsi:

$$\Sigma n_{sec} = a + b + d + w + g \quad (3)$$

w étant la concentration de H<sub>2</sub>O dans la console froide.

Notez que les hydrocarbures imbrûlés et les oxydes d'azote ne sont pas présent dans l'équation.

On peut exprimer les concentrations des gaz mesurées par la console froide par:

$$\chi_{CO_2} = \frac{a}{\Sigma n_{sec}} \quad (4)$$

$$\chi_{CO} = \frac{b}{\Sigma n_{sec}} \quad (5)$$

$$\chi_{O_2} = \frac{d}{\Sigma n_{sec}} \quad (6)$$

En sachant que grâce au refroidissement, le taux d'humidité relative est à 100%, on peut alors calculer le pourcentage d'eau dans la console froide.

$$\chi_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{p_v}{p_t} = \frac{w}{\sum n_{\text{sec}}} \quad (7)$$

Avec :

$p_v$  : pression partielle de  $\text{H}_2\text{O}$  [Pa]

$p_t$  : pression totale [Pa]

Pour la vapeur d'eau:

$$p_v = e(6,4456 + 6,4865 \times 10^{-2}\theta) \quad (8)$$

Cette équation empirique est valable pour la plage de température existant dans la console froide c'est à dire 0 à 10 °C. Elle représente la pression de saturation de l'eau en fonction de la température, et est tirée du graphique psychrométrique de l'air humide où  $\theta$  représente la température des gaz en °C.

Donc :

$$\frac{w}{\sum n_{\text{sec}}} = \frac{e(6,4456 + 6,4865 \times 10^{-2}\theta)}{p_t} \quad (9)$$

Toutes ces équations nous permettent de former le système matricielle suivant:

$$\begin{bmatrix} \frac{\chi_{\text{CO}_2}^{-1}}{\chi_{\text{CO}_2}} & 1 & 1 & 1 \\ 1 & \frac{\chi_{\text{CO}}^{-1}}{\chi_{\text{CO}}} & 1 & 1 \\ 1 & 1 & \frac{\chi_{\text{O}_2}^{-1}}{\chi_{\text{O}_2}} & 1 \\ 1 & 1 & 1 & \frac{\chi_{\text{H}_2\text{O}}^{-1}}{\chi_{\text{H}_2\text{O}}} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a \\ b \\ d \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -g \\ -g \\ -g \\ -g \end{bmatrix}$$

En approximant  $g$  par  $m\beta$ , lors de la première approximation.

Dans la console chaude, on retrouve toutes les molécules et la somme de ces dernières peut se calculer ainsi:

$$\sum n_{\text{hum}} = a + b + c + d + e + f + g + h \quad (10)$$

On peut exprimer les concentrations des gaz mesurés par la console chaude par:

$$X_{\text{NO}} = \frac{e}{\sum n_{\text{hum}}} \quad (11)$$

$$X_{\text{NO}_2} = \frac{f}{\sum n_{\text{hum}}} \quad (12)$$

$$X_{\text{CHO}} = \frac{h}{\sum n_{\text{hum}}} \quad (13)$$

Ensuite à partir des équations des bilans atomiques :

- pour le carbone:

$$a + b = (\Phi - h) x \quad (14)$$

notez que l'on néglige le carbone qui est filtré.

- pour l'hydrogène:

$$c = \frac{(\Phi - h) y}{2} \quad (15)$$

- pour l'azote:

$$g = m \beta - \frac{e}{2} - \frac{f}{2} \quad (16)$$

Toutes ces équations nous permettent de former le système matricielle suivant:

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & \frac{\chi_{\text{CHO}} - 1}{\chi_{\text{CHO}}} & 0 \\ 1 & \frac{\chi_{\text{NO}} - 1}{\chi_{\text{NO}}} & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & \frac{\chi_{\text{NO}_2} - 1}{\chi_{\text{NO}_2}} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -X & X \\ -2 & 0 & 0 & -Y & Y \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} c \\ e \\ f \\ h \\ \Phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(a+b+g) \\ -(a+b+g) \\ -(a+b+g) \\ (a+b) \\ 0 \end{bmatrix}$$

On peut avoir une idée de la précision des résultats en utilisant le bilan molaire de l'oxygène grâce à l'équation suivante (c'est une onzième équation) :

$$z \Phi + 2\beta = 2a + b + c + 2d + e + 2f + z h \quad (17)$$

Si les deux nombres de moles de part et d'autre de l'équation (17) s'équilibrent, les mesures sont validées.



## variables

C2	Concentration de CO <sub>2</sub> .
C1	Concentration de CO.
F1	Concentration d'hydrocarbures.
O	Concentration de O <sub>2</sub> .
N1	Concentration de NO.
N2	Concentration de NOX.
W	Concentration de H <sub>2</sub> O (dans la console froide uniquement).
F()	Propriété du carburant.
F(9)	Nombre de d'atomes de carbone par molécule de carburant.
F(2)	Nombre de d'atomes d'hydrogène par molécule de carburant.
F(3)	Nombre de d'atomes d'oxygène par molécule de carburant.
F(8)	$\beta$
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
V2(9)	Contient le nombre de moles (résultats de la balance molaire).
M1(4,4)	Matrice des coefficients du premier système d'équations.
V(4)	Vecteur résultat du premier système d'équations.
V1(4)	Vecteur contenant les inconnus du premier système.
M4(5)	Vecteur tampon.
A(5,5)	Matrice des coefficients du deuxième système d'équations.
B(5)	Vecteur contenant les inconnus du deuxième système.
R(5)	Vecteur résultat du deuxième système d'équations.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
40	Dimensionne les matrices.
50-90	Calcul et rempli la matrice M1.
100-220	Calcul et rempli la matrice A.
230	Approxime la valeur de g (N <sub>2</sub> ).
240	Début de la boucle itérative pour résoudre le système linéaire de la console froide et de la console chaude.
250-260	Calcul et rempli la matrice V.
290	Résous le système linéaire de la console froide.
300-340	Calcul et rempli la matrice B.
350	Résous le système linéaire de la console chaude.
360	Calcul la valeur de g.
370	Fin de la boucle itérative.
380-460	Calcul et rempli la matrice V2.
470	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
480	Fin du sous-programme.
520	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
530	Appelle le sous-programme REQUEST.
540	Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.
550	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
560	Retour à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "balance" (C2,C1,F1,O,N1,N2,W,V2(),F(),S1())
20 OPTION BASE 1
30 GOSUB 540
40 DIM M1(4,4),V(4),V1(4),A(5,5),B(5),R(5),M4(5)
50 MAT M1=CON
60 M1(1,1)=(C2-1)/C2
70 M1(2,2)=(C1-1)/C1
80 M1(3,3)=(O-1)/O
90 M1(4,4)=(W-1)/W
100 MAT A=CON
110 MAT M4=ZER
120 MAT A(,5)=M4
130 MAT A(4,)=M4
140 MAT A(5,)=M4
150 A(4,4)=-F(1)
160 A(4,5)=F(1)
170 A(5,4)=-F(2)
180 A(5,5)=F(2)
190 A(5,1)=-2
200 A(1,4)=(F1-1)/F1
210 A(2,2)=(N1-1)/N1
220 A(3,3)=(N2-1)/N2
230 G=3.76*F(8)
240 FOR z=1 TO 2
250 MAT V=CON
260 MAT V=(-G)*V
290 MAT V1=SYS(M1,V)
300 B(1)=-{V1(1)+V1(2)+V1(3)+G}
310 B(2)=-{V1(1)+V1(2)+V1(3)+G}
320 B(3)=-{V1(1)+V1(2)+V1(3)+G}
330 B(4)=V1(1)+V1(2)
340 B(5)=0
350 MAT R=SYS(A,B)
360 G=3.76*F(8)-R(2)/2-R(3)/2
370 NEXT z
380 V2(1)=V1(2)
390 V2(2)=V1(1)
400 V2(3)=R(1)
410 V2(4)=R(4)
420 V2(5)=R(2)
430 V2(6)=R(3)
440 V2(7)=V1(3)
450 V2(8)=R(5)
460 V2(9)=G
470 OFF INTR 7
480 SUBEND
490 !
500 ! ***** SQR *****
510 !
520 OFF INTR 7
530 CALL "/tmp/request" (S1())
540 ON INTR 7 GOSUB 500
550 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN

```

## Sous-programme "CALC"

## variables

A	Indice d'émission du CO.
A2	Rapport air/carburant.
B	Indice d'émission du NO.
C	Indice d'émission du NO <sub>x</sub> .
C1	Concentration du CO
C2	Concentration du CO <sub>2</sub>
C2()	Résultats.
D	Rendement.
E	Valeur tamon.
F(9)	Vecteur des propriétés des carburants.
F1	Concentration du carburant.
F8	Débit d'air.
M	Masse moléculaire du carburant.
M1	Nombre de mach.
N1	Concentration du NO.
N2	Concentration du NO <sub>2</sub> .
O	Concentration du O <sub>2</sub> .
P(7)	Vecteur pression.
S9	SMD (Grosseur des gouttelettes).
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
TGA	Température d'analyse de gaz.
V2(9)	Contient le nombre de moles résultant de la balance molaire.
W	Concentration du H <sub>2</sub> O.
W1	Température de saturation.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
30	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
40	Calcul de la densité du carburant.
50-60	Calcul du débit d'air.
70	Calcul du nombre de mach.
80	Flow number
90	Calcul de la grosseur des gouttelettes.
100-170	Préparation des valeurs pour le sous-programme balanc
180	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
190	Appelle le sous-programme BALANCS.
200	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
210	Calcul du rapport air/carburant.
220	Calcul de la masse molaire du carburant.
230	Calcul des g de CO par kg de carburant.
240	Calcul des g de NO par kg de carburant.
250	Calcul des g de NO <sub>x</sub> par kg de carburant.
260	Calcul du rendement.
270	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
271	Appelle le sous-programme TGA.
272	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
273	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.

280 Fin du sous-programme.  
320 Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.  
330 Appelle le sous-programme REQUEST.  
340 Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.  
350 Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB et retour à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "calc" (C2(),P8,P(),M1,S9,W,W1,V2(),A2,A,B,C,D,F(),TGA,S1())
20 GOSUB 340
30 OPTION BASE 1
40 F(9)=(0.000197*F(4)-0.9962)*C2(9)+0.9432*F(4)+286.9066 ! DENSITE
50 E=1-0.6823*(P(6)/(P(5)+P(1)))-0.09811*(P(6)/(P(5)+P(1))^2)
60 P8=E*0.09826*760/101.325*((P(5)+P(1))/C2(8))^(1/2)*P(6)^(1/2) ! MAIN AIR Kg/s
70 M1=P8*(287*C2(8)/1.4)^0.5/(P(5)+P(1))*1000*0.06416)
80 P0=0.33*1.521e-008
90 S9=10.54*(F(7)*0.001)^0.6*(F(5)*1e-006)^0.2*C2(7)^0.2/((P(7)-P(5))*1000)^0.43 ! SMD
100 C2=C2(3)/100
110 C1=C2(4)/100
120 F1=C2(6)/1000000
130 O=C2(5)/100
140 N1=C2(2)/1000000
150 N2=C2(1)/1000000-N1
160 IF N2<0 THEN N2=0 & C2(1)=C2(2)
170 W=EXP(6.4456+0.064865*(W1-273.15))/(P(2)+P(1)*1000) ! W1 [C] P(2) [Pa]
180 OFF INTR 7
190 CALL "/tmp/balancs" (C2,C1,F1,O,N1,N2,W,V2(),F(),S1())
200 GOSUB 340
210 A2=F(8)*(32+3.76*28.013)/(V2(8)*(F(1)*12.011+F(2)*1.00794+F(3)*15.9994))
220 M=F(1)*12.011+F(2)*1.008+F(3)*16
230 A=V2(1)*28.006*1000/(V2(8)*M)
240 B=V2(5)*46.007*1000/(V2(8)*M)
250 C=(V2(6)+V2(5))*46.007*1000/(V2(8)*M)
260 D=1-(V2(4)/V2(8)+10.103*V2(1)*28.006/(F(6)*V2(8)*M))
270 OFF INTR 7
271 CALL "/tmp/tga" (F(),C2(25),V2(),TGA,S1())
272 GOSUB 340
273 OFF INTR 7
280 SUBEND
290 !
300 ! ***** SQR *****
310 !
320 OFF INTR 7
330 CALL "/tmp/request" (S1())
340 ON INTR 7 GOSUB 320
350 ENABLE INTR 7 ; 8 & RETURN

```

## Sous-programme "CALIB"

## variables

B	Ordonnées à l'origine
C1()	Valeurs des conditions initiales (sous-programme CONDINT).
I	Compteur.
K6	Appareil.
K7	Échelle.
K8	Valeur tampon.
K9	Valeur tampon.
M	Pentes.
N\$	Contient le message d'erreur.
P()	Vecteur pression.
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
S\$	Touches du clavier.
V2(9)	Contient le nombre de moles résultant de la balance molaire.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Dimensionne les matrices.
45	Pause le sous-programme numéro 0 dans le 3852.
50	Met le pointeur de la variable B à 1 et écrit dans la variable B les ordonnées à l'origine.
70	Met le pointeur de la variable M à 1 et écrit dans la variable M les pentes.
90	Met la variable TI égale à 0,1.
100	Spécifie la disposition voulu pour l'affichage à l'écran.
110	Met dans la variable S\$ toutes les touches du clavier que l'on aura besoin durant le sous-programme.
220	Défini la fonction de la touche de fonction #8 "CONTINUE".
230	Défini la fonction de la touche de fonction #7 "MAINMENU".
240	Défini la fonction de la touche de fonction #1 "NO <sub>x</sub> ".
250	Défini la fonction de la touche de fonction #2 "NO".
270	Efface l'écran et affiche les touches de fonction.
290	Active les touches définies par S\$ et met la valeur ASCII dans la variable K8 quand une des touche est touchée.
300	Allume le relais #6 du 711 pour le mettre en NO <sub>x</sub> . Met la valeur 0 à la variable N.
320	Affiche à l'écran des explications.
410	Efface les valeurs du tampon de sortie et appelle le sous-programme RDCOND dans le 3852.
415	Ecrit la valeur de COND dans le tampon du 3852.
420	Attribut les valeurs du tampon du 3852 dans les variable Z et V2().
430	Efface les valeurs du tampon de sortie et appelle le sous-programme RDCOND dans le 3852.
435	Efface le curseur.
440	Si N est 1, affiche à l'écran le pourcentage de NO.
450	Si N n'est pas 1, affiche à l'écran le pourcentage de NO <sub>x</sub> .
460	Affiche à l'écran le pourcentage (%) de CO <sub>2</sub> .
470	Affiche à l'écran le pourcentage (%) de CO.
480	Affiche à l'écran le pourcentage (%) de O <sub>2</sub> .

490 Affiche à l'écran le nombre de partie par million (ppm) de HC.  
500 Retourne lire les conditions.  
510 Efface les touches de fonction #1, #2, # 7 et #8.  
512 Enlève les touches de fonction.  
520 Appelle le sous-programme ZERO.  
530 Efface le sous-programme ZERO.  
540 Met le drapeau 1 à 0.  
544 Efface les valeurs du tampon de sortie.  
545 Attribut la valeur 1 à la variable BUGME.  
546 redémarre le sous-programme numéro 0 dans le 3852  
547 Met la variable TI égale à 0,1.  
550 Fin du sous-programme.  
600 Allume le relais #6 du 711 pour le mettre en NO<sub>x</sub> . Met la valeur 0 à la variable N.  
650 Etteind le relais #6 du 711 pour le mettre en NO . Met la valeur 1 à la variable N.  
700 Désactive le clavier.  
702 Met en mémoire les positions X et Y du curseur.  
703 Active le clavier (S\$) et met la valeur ASCI dans la variable K9.  
705 Affiche qu'il attend pour les échelles.  
710 Boucle infinie.  
715 Désactive le clavier.  
720-730 Vérifie l'appareil (K6).  
735-745 Vérifie l'échelle (K7).  
750 Attribut la valeur K7 à la variable S1(K6).  
755 Appelle le sous-programme SWITCH.  
760 Appelle le sous-programme SENDFACT.  
775 Efface une partie de l'écran.  
777 Replace le curseur où il était.  
780 Active les touches définies par S\$ et met la valeur ASCI dans la variable K8 quand une des touche est touchée.  
785 Retour à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "calib" (S1(),C1(),P())
20 OPTION BASE 1
30 DIM V2(6),A(6),S$(25)
40 ! FACTEUR DE CALIB. INITIAL
45 OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
50 OUTPUT 709 ; "INDEX B 1; VWRITE B,0,0,0,0,0,0"
70 OUTPUT 709 ; "INDEX M 1; VWRITE M,1,1,1,1,1,1"
90 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI,0.1"
100 IMAGE 5X,8A,X,4DER4D,4A
110 S$="MDNOHmdnoh12345678"
190 ! AFFICHAGE DU MENU
200 !OFF KEY#
220 ON KEY# 8,"CONTINUE" GOTO 510 ! WHILE LOOP EXIT
230 ON KEY# 7,"MAINMENU" GOTO 540 ! WHILE LOOP EXIT
240 ON KEY# 1,"NOx" GOSUB 600
250 ON KEY# 2,"NO" GOSUB 650
270 ALPHA 1 @ CLEAR @ OFF CURSOR @ KEY LABEL
290 ON KYBD K8,S$ GOSUB 700
300 OUTPUT 711 ; "A6" @ N=0
305 ! SCAN RAPIDE DES CONCENTRATION
320 ALPHA 4,5 @ OFF CURSOR @ DISP "[key] gas value units" @ OFF CURSOR
410 OUTPUT 709 ; "CLROUT ; CALL RDCOND"
415 OUTPUT 709 ; "VREAD COND"
420 ENTER 709 ; Z,V2(1),V2(2),V2(3),V2(4),V2(5),V2(6)
430 OUTPUT 709 ; "CLROUT ; CALL RDCOND"
435 ALPHA 5,1 @ OFF CURSOR
440 IF N THEN DISP USING 100 ; "[N] NO",V2(2)," ppm" @ OFF CURSOR
450 IF NOT N THEN DISP USING 100 ; "[N] NOx",V2(2)," ppm" @ OFF CURSOR
460 DISP USING 100 ; "[D] CO2",V2(3)," %" @ OFF CURSOR
470 DISP USING 100 ; "[M] CO",V2(4)," %" @ OFF CURSOR
480 DISP USING 100 ; "[O] O2",V2(5)," %" @ OFF CURSOR
490 DISP USING 100 ; "[H] HC",V2(6)," ppm" @ OFF CURSOR
500 GOTO 415 !WHILE LOOP
510 OFF KEY# 1 @ OFF KEY# 2 @ OFF KEY# 7 @ OFF KEY# 8
512 KEY LABEL
520 CALL "/tmp/zero" (S1(),C1(),P())
530 SCRATCHSUB "zero"
540 CFLAG 1 @ ! SI ON RECALIBRE IL FAUT ETRE CAPABLE DE LIRE LES CONDITIONS INITIALES
544 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
545 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
546 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI,0.1"
547 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
550 SUBEND @ ! ON RETOURNE AU MAIN MENU
600 OUTPUT 711 ; "A6" @ N=0 @ RETURN
650 OUTPUT 711 ; "B6" @ N=1 @ RETURN
700 OFF KYBD
702 posx=CURSROW @ posy=CURSCOL
703 ON KYBD K9,S$ GOTO 715
705 ALPHA 11,5 @ DISP "WAITING FOR SCALE" @ OFF CURSOR
710 GOTO 710 ! WHILE LOOP
715 OFF KYBD
720 K6=(K8=68)*3+(K8=72)*6+(K8=77)*4+(K8=78)*2+(K8=79)*5
725 K6=K6+(K8=100)*3+(K8=104)*6+(K8=109)*4+(K8=110)*2+(K8=111)*5
730 IF K6=0 THEN GOSUB 775 @ RETURN
735 K7=((K8=68)+(K8=77)+(K8=79))*(K9<52)+(K8=78)*(K9<56)+(K8=72)*(K9<57))*(K9>48)*(K9-48)
740 K7=K7+((K8=100)+(K8=109)+(K8=111))*(K9<52)+(K8=110)*(K9<56)+(K8=104)*(K9<57))*(K9>48)*(K9-48)
745 IF K7=0 THEN GOSUB 775 @ RETURN
750 S1(K6)=K7
755 CALL "/tmp/switch" (K6,S1(K6)) @ CALL "/tmp/sendfact" (S1()) @ OFF CURSOR
775 OFF CURSOR @ ALPHA 11,5 @ DISP " "
777 ALPHA posx,posy @ OFF CURSOR
780 ON KYBD K8,S$ GOSUB 700
785 RETURN

```



## Sous-programme "CHECK"

## variables

#ligne	Description
10	Début du sous-programme.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Appelle le sous-programme CHECK.
40	Force le 3852 à effectuer sa tâche au complet avant de continuer autre chose.
50	Met le pointeur de la variable TAM à 0.
55	Mettre la variable LMTFLAG égale à 0.
56	Rempli la matrice INSTRU de 0 .
57	Met le pointeur de la variable INSTRU à 0.
60	Détermine les limites minimum et le maximum.
70	Met le pointeur de la variable TAM2 à 0.
75	Active la vérification des limites.
80	Configure le 3852 pour lire un voltage DC.
90	Détermine le temps d'intégration .
100	Mesure le voltage DC des 5 appareil et met la valeur dans le vecteur TAM2.
110	Désactive la vérification des limites.
120	Lit l'endroit où est le pointeur dans TAM et l'attribut à la variable LMTFLAG.
130	Début de la boucle pour changer les échelles.
135	Écrit dans la variable BUFFER les numéros des instruments de mesure hors limites.
140	Écrit dans la variable INSTRU les numéros des instruments de mesure hors limites.
150-190	Vérifie s'il faut monter ou descendre l'échelle.
200	Fin de la boucle pour changer les échelles.
310	Fin du sous-programme du 3852.
320	Fin de ce sous-programme.

```
10 SUB "check"
20 OPTION BASE 1
30 OUTPUT 709 ; "SUB CHECK"
40 OUTPUT 709 ; "DISABLE EOL SWAP"
50 OUTPUT 709 ; "INDEX TAM 0"
55 OUTPUT 709 ; "VWRITE LMTFLAG 0"
56 OUTPUT 709 ; "MAT INSTRU = (0)"
57 OUTPUT 709 ; "INDEX INSTRU 0"
60 OUTPUT 709 ; "LMT LOWER,UPPER,TAM"
70 OUTPUT 709 ; "INDEX TAM2 0"
75 OUTPUT 709 ; "ENABLE LMT"
80 OUTPUT 709 ; "CONF DCV"
90 OUTPUT 709 ; "NPLC TI"
100 OUTPUT 709 ; "MEAS DCV 112-116 INTO TAM2"
110 OUTPUT 709 ; "DISABLE LMT"
120 OUTPUT 709 ; "INDEX? TAM INTO LMTFLAG"
130 OUTPUT 709 ; "FOR I=0 TO (LMTFLAG-1)"
135 OUTPUT 709 ; "VWRITE BUFFER, (TAM(I)+2)"
140 OUTPUT 709 ; "VWRITE INSTRU BUFFER"
150 OUTPUT 709 ; "IF TAM2(TAM(I))>UPPER(TAM(I)) THEN"
160 OUTPUT 709 ; "VWRITE INSTRU 1"
170 OUTPUT 709 ; "ELSE"
180 OUTPUT 709 ; "VWRITE INSTRU -1"
190 OUTPUT 709 ; "END IF"
200 OUTPUT 709 ; "NEXT I"
310 OUTPUT 709 ; "SUBEND"
320 SUBEND
```

## Sous-programme "CONDDISP"

## variables

I Variable de numéro de ligne.  
 V() Contient le nombre de moles résultant de la balance molaire.  
 WHICH Permet de choisir la représentation à l'écran.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
60	Spécifie la disposition voulue pour l'affichage à l'écran.
80	Envoie aux sous-routines 150, 170 ou 180 dépendant de la valeur de la variable WHICH.
90	Affiche le pourcentage de CO <sub>2</sub> .
100	Affiche le pourcentage de CO.
110	Affiche le pourcentage de O <sub>2</sub> .
120	Affiche le nombre de ppm de HC.
130	Enlève le curseur.
140	Fin du sous-programme.
150	Met la variable I égale à 4 et envoie à la sous-routine 180.
160	Met la variable I égale à 5 et envoie à la sous-routine 200.
170	Met la variable I égale à 5 et envoie à la sous-routine 180.
180	Affiche le nombre de ppm de NO.
190	Retour à l'instruction GOSUB.
200	Affiche le nombre de ppm de NO <sub>x</sub> .
210	Retour à l'instruction GOSUB.

```
10 SUB "conddisp" (which,v())
20 OPTION BASE 1
30 Iwhich=1 disp NO & NOx
40 Iwhich=2 disp NO
50 Iwhich=3 disp NOx
60 IMAGE 5X,8A,X,4DER4D,4A
80 ON which GOSUB 150,170,160
90 DISP USING 60 ; "      CO2",v(3)," % " @ OFF CURSOR
100 DISP USING 60 ; "      CO",v(4)," % " @ OFF CURSOR
110 DISP USING 60 ; "      O2",v(5)," % " @ OFF CURSOR
120 DISP USING 60 ; "      HC",v(6)," ppm" @ OFF CURSOR
130 ALPHA 1,1 @ OFF CURSOR
140 SUBEND
150 I=4 @ GOSUB 180
160 I=5 @ GOSUB 200 @ RETURN
170 I=5 @ GOSUB 180 @ RETURN
180 ALPHA I,1 @ OFF CURSOR @ DISP USING 60 ; "      NO",v(1)," ppm" @ OFF CURSOR
190 RETURN
200 ALPHA I,1 @ OFF CURSOR @ DISP USING 60 ; "      NOx",v(2)," ppm" @ OFF CURSOR
210 RETURN
```

## Sous-programme "CONDINT"

## variables

A0	Valeur tampon.
C0	Pourcentage de CO.
C10	Valeurs des conditions initiales.
G20	Pourcentage de CO <sub>2</sub> .
H0	Nombre de ppm de HC.
K	Valeur tampon.
K2	Valeur tampon.
N0	Nombre de ppm de NO.
N20	Nombre de ppm de NO <sub>x</sub> .
NO	Valeur tampon pour indiquer s'il est en mode NO ou NO <sub>x</sub> .
O0	Pourcentage de O <sub>2</sub> .
P0	Pression.
Q0	Débit du carburant.
S10	Echelles des différents appareils de mesure.
TI	Temps d'intégration.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Envoie à la sous routine 1850.
30	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
40-80	Spécifie les dispositions voulues pour l'affichage à l'écran.
90	Dimensionne les matrices.
100	Specifie les valeurs initiales des drapeaux de controle.
140	Efface l'écran.
150	Demande à l'utilisateur la pression atmosphérique.
160	Met la valeur de C1(8) dans la variable P(1).
170	Demande à l'utilisateur la température extérieure.
180	Demande à l'utilisateur l'humidité relative.
190	Efface l'écran.
200	Affiche à l'écran qu'il purge le BECKMAN.
210	Allume le relais #6 du 711 et attend 15 secondes.
220	Ferme le relais #6 du 711, attend 15 secondes , initialize la variable NO
225	Suspend le sousprogramme numéro 0 du 3852.
230	Efface l'écran.
240	Avertit l'usagé qu'il prend les condition initiales du Beckman.
250	Met la variable TI à 16.
260	Boucle de prise de mesure
270	Appelle la sous-routine de mesure ligne 1000
280	Fin de la boucle de prise de mesure
290	Appelle la sous-routine du menu
300	Avertissement sonore
310	Verifie si le menu est affiché.
320	Boucle d'attente de clé
330	Efface les menus et les désactive.
340	Met la variable TI à 0.01.
345	Vide le tampon de sortie du 3852.
346	Redemarre le sous-programme numéro 0 du 3852.
350	Fin du sous-programme.

600-640	Sous-routine de menu.
700	Sous-routine de contrôle de prise de surmesure.
730	Efface les menus et les désactive.
740	Appelle la sous routine de prise de mesure.
750	Incrémente le compteur de mesure.
760	Leve le drapeau de menu.
770	Avertissement sonore.
1000	Sous-routine de prise d'une mesure.
1200	Sous-routine de prise de mesure de NOx.
1300	Sous-routine de prise de mesure de NO.
1400	Sous-routine de calcul des moyennes et créations des fichiers.
1800	Sous-routine de requête de service.
1900	Sous-routine de saisie d'erreur de nom de fichier.

```

10 SUB "condint" (C1(),S1(),P())
20 GOSUB 1850
30 OPTION BASE 1
40 IMAGE #,3A,X,4D.D,X,4A,D,A,26X,3A,X,4D.D,X,4A,D,A
50 IMAGE 26X,3A,X,4D.D,X,4A,D,A
60 IMAGE 3A,X,4DZ,X,3A,X,4DZ,X,3A,X,4DZ
70 IMAGE 3A,X,DD.DDD,X,2A,D,A,28X,3A,X,2D.3D,X,2A,D,A,28X,3A,X,2D.3D,X,A
80 IMAGE 3A,X,DZ.DD,X,3A,X,DZ.DD,X,3A,X,DZ.DD
90 DIM N2(6),G2(6),C(6),O(6),H(6),N(6),A(2),FILENAME$(10)
100 CFLAG 10 @ CFLAG 11
110 !
120 ! ***** MESURE DES CONDITIONS INITIALES *****
130 !
140 ALPHA 1 @ CLEAR
150 DISP "Atmospheric Pres. [kPa]"; @ INPUT C1(8)
160 P(1)=C1(8)
170 DISP "Outside temperature [Celcius]"; @ INPUT C1(9)
180 DISP "Outside relative Humidity [%]"; @ INPUT C1(10)
190 ALPHA 1 @ CLEAR
200 ALPHA 2,3 @ DISP "PURGING BECKMAN"
210 OUTPUT 711 ; "B6" @ WAIT 15000
220 OUTPUT 711 ; "A6" @ WAIT 15000 @ NO=0
225 OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
230 ALPHA 1 @ CLEAR @ ALPHA 5,3 @ OFF CURSOR
240 DISP "TAKING INITIAL CONDITIONS " @ OFF CURSOR
250 OUTPUT 709 ; "TI=16"
260 FOR K3=1 TO 6
270 GOSUB 1000
280 NEXT K3
290 GOSUB 600
300 BEEP
310 IF FLAG(11) THEN GOSUB 600
320 IF NOT FLAG(10) THEN GOTO 310
330 OFF KEY# @ KEY LABEL
340 OUTPUT 709 ; "TI=0.1"
345 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
346 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
350 SUBEND
600 !
610 ! ***** Menu *****
620 !
630 ON KEY# 1,"SAVE" GOSUB 1400
640 ON KEY# 4,"RESUME" GOSUB 700
650 KEY LABEL @ CFLAG 11
660 RETURN
700 !
710 ! ***** +1 scan *****
720 !
730 OFF KEY# @ KEY LABEL
740 GOSUB 1000
750 K3=K3+1
760 SFLAG 11
770 BEEP
780 RETURN
1000 !
1010 ! ***** Une Mesure *****
1020 !
1030 K=(K3-1) MOD 6+1 @ K2=(K3+2) MOD 6+1
1040 PRINT DATE$;" ";TIME$;" SCAN#";K
1050 ALPHA 8
1060 DISP " SCAN#";K
1070 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
1080 OUTPUT 709 ; "CALL RDCOND"
1090 OUTPUT 709 ; "VREAD COND"
1100 ENTER 709 ; Z,A(1),A(2),G2(K),C(K),O(K),H(K),Q(K)
1110 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
1130 ON NO+1 GOSUB 1200,1300
1140 IF K=3 THEN OUTPUT 711 ; "B6" @ NO=1
1150 IF K=6 THEN OUTPUT 711 ; "A6" @ NO=0
1160 PRINT USING 70 ; "CO2",G2(K),"%["",S1(3),"]", "CO ",C(K),"%["",S1(4),"]", "O2 ",O(K),"%"
1170 DISP USING 80 ; "CO2",G2(K),"CO ",C(K),"O2 ",O(K) @ OFF CURSOR
1180 RETURN
1200 !
1210 ! ***** NOx *****
1220 !
1230 N2(K)=A(1)
1240 N2(K2)=A(2)
1250 PRINT USING 40 ; "NOx",N2(K),"ppm["",S1(2),"]", "NOx",N2(K2),"ppm["",S1(2),"]"
1260 PRINT USING 50 ; "H/C",H(K),"ppm["",S1(6),"]"
1270 DISP USING 60 ; "NOx",N2(K),"NOx",N2(K2),"H/C",H(K) @ OFF CURSOR
1280 RETURN
1300 !
1310 ! ***** NO *****
1320 !
1330 N(K)=A(1)
1340 N(K2)=A(2)
1350 PRINT USING 40 ; "NO ",N(K),"ppm["",S1(2),"]", "NO ",N(K2),"ppm["",S1(2),"]"
1360 PRINT USING 50 ; "H/C",H(K),"ppm["",S1(6),"]"
1370 DISP USING 60 ; "NO ",N(K),"NO ",N(K2),"H/C",H(K) @ OFF CURSOR
1380 RETURN
1400 !
1410 ! ***** ON CALCULE LES MOYENNES *****

```

```

1420 !
1430 OFF KEY# @ KEY LABEL
1440 N=0 @ N2=0
1450 C1(3)=SUM(G2)/6
1460 C1(4)=SUM(C)/6
1470 C1(5)=SUM(O)/6
1480 C1(6)=SUM(H)/6
1490 C1(7)=0
1500 FOR I=2 TO 6
1510 N=N(I)+N
1520 N2=N2(I)+N2
1530 NEXT I
1540 C1(2)=N/5
1550 C1(1)=N2/5
1560 ON ERROR GOSUB 1900
1570 CREATE "NAMECI",1,10
1580 ASSIGN# 1 TO "NAMECI"
1590 D$=DATE$ @ FILENAME$="CI"&D$(1,2)&"_"&D$(4,5)&"_"&D$(7,8)
1600 PRINT# 1 ; FILENAME$
1610 ASSIGN# 1 TO *
1620 CREATE FILENAME$,22,9
1630 ASSIGN# 1 TO FILENAME$
1640 FOR I=1 TO 22
1650 PRINT# 1,I ; C1(I)
1660 NEXT I
1670 ASSIGN# 1 TO *
1680 SFLAG 1 @ ! UNE FOIS LES CI PRISES ON AURA PAS LA POSSIBILITE DES REPRENDRE DANS LE MAIN
1690 PRINT CHR$(12) @ SFLAG 10
1700 RETURN
1800 !
1810 ! ***** SQR *****
1820 !
1830 OFF INTR 7
1840 CALL "/tmp/request" (S1())
1850 ON INTR 7 GOSUB 1800
1860 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN
1900 !
1910 ! ***** Error trap *****
1920 !
1930 OFF ERROR
1940 IF ERRN=63 THEN RETURN
1950 DISP "ERROR#";ERRN;" ON LINE ";ERRL
1960 STOP
1970 RETURN

```



## Sous-programme "CONSWI"

## variables

I	Compteur.
INSTRU	vecteur des différents appareils.
JUMP(6)	vecteur des sauts d'échelle.
LOOPING	Variable compteur.
N	Limite du compteur.
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
SIGN	Signe pour dire si l'on monte ou l'on descend l'échelle

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Définir les constantes.
40	Dimensionne la matrice JUMP().
50	Remplir la matrice JUMP avec les constantes.
60	Averti qu'il vérifie les échelles.
70	Attribut la valeur de 1 à la variable LOOPING. Faire une pause pour la routine 0 qui est CHECK (voir INIT).
100	Si la variable LOOPING n'égale pas à 1 fin des changement d'échelles. (Boucle tant que).
110	Permet d'aller changer les échelles.
120	Appelle le sous-programme CHECK.
130	Arrête le programme durant 2 secondes.
140	Lit l'état du registre du contrôleur, l'emmagasine dans la variable S et le remet à 0. Lit la valeur des 8 premiers Bit du registre d'état du 3852. Envoie la valeur du registre d'état du 3852 dans le tampon de sortie et remet le registre à 0. Lit la valeur du tampon de sortie et l'emmagasine dans la variable a.
150	Attribut la valeur 0 à la variable LOOPING si la 5 <sup>ème</sup> BIT de S égale 0.
170	Fin de la boucle tant que.
190	Enlève la pause pour la routine 0 qui est CHECK (voir INIT).
200	Réécrit des espaces par dessus la ligne 23.
210	Remplace le curseur au début de l'écran.
220	Fin du sous-programme.
500	Efface la valeur tampon du 3852.
520	Écrit la valeur de LMTFLAG dans le tampon du 3852.
530	Attribut la valeur du tampon du 3852 à la variable N.
540	Écrit la valeur du vecteur INSTRU dans le tampon du 3852.
550	Début de la boucle pour changer les échelles.
560	Attribut les valeurs du tampon du 3852 aux variables INSTRU et SIGN.
600	Indique les échelles pour chaque instruments.
610	Appelle le sous-programme SWITCH.
620	Fin de la boucle pour changer les échelles.
625	Effacer les valeurs tampon de sortie du 3852.
630	Met l'échelle du NOx égale à celle du NO..
640	Appelle le sous-programme SENDFACT.
650	Arrête le programme durant 7 secondes.
660	Fin du sous-programme.

```

10 SUB "conswi" (S1())
20 OPTION BASE 1
30 DATA 0,1,-2,-1,1,1
40 DIM JUMP(6)
50 MAT READ JUMP
60 ALPHA 23,8 @ DISP "CHECKING RANGES" @ OFF CURSOR
70 LOOPING=1 @ OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
80 !
90 !WHILE RANGES NOT OK LOOP
100 IF NOT LOOPING THEN GOTO 190
110 GOSUB 500
120 OUTPUT 709 ; "CALL CHECK"
130 WAIT 2000
140 STATUS 7,2 ; S @ ss=SPOLL(709) @ OUTPUT 709 ; "STA?" @ ENTER 709 ; @
150 IF BIT(S,5)=0 THEN LOOPING=0
160 !
170 GOTO 100 ! END OF WHILE LOOP
190 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
200 ALPHA 23,1 @ DISP " "
210 ALPHA 1,1 @ OFF CURSOR
220 SUBEND
500 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
520 OUTPUT 709 ; "VREAD LMTFLAG"
530 ENTER 709 ; N
540 OUTPUT 709 ; "VREAD INSTRU"
550 FOR I=1 TO N
560 ENTER 709 ; NumInstr,SIGN
600 S1(NumInstr)=S1(NumInstr)+SIGN*JUMP(NumInstr)
610 CALL "/tmp/switch" (NumInstr,S1(NumInstr))
620 NEXT I
625 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
630 S1(1)=S1(2)
640 CALL "/tmp/sendfact" (S1())
650 WAIT 7000
660 RETURN

```

## Sous-programme "DISPLAY"

## variables

C1	Pourcentage de CO.
C1()	Valeurs des conditions initiales (sous-programme CONDINT).
C2	Pourcentage de CO <sub>2</sub> .
E	Valeur tampon.
F()	Propriété du carburant.
F1	Pourcentage d'hydrocarbure.
F8	Débit d'air.
I	Compteur.
N1	Pourcentage de NO.
N2	Pourcentage de NO <sub>x</sub> .
O	Pourcentage d'oxygène.
P()	Pression.
P1	Pression relative.
Q	Débit de carburant.
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
V2()	Résultats de la balance molaire.
V3()	Température des différents thermocouples autour de la chambre.
W	Pourcentage de H <sub>2</sub> O dans la console froide.
W1	Température du sortie du condenseur.
Z	Rapport air sur carburant stoechiométrique.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
15	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
20	Active les interruptions du 3852 via le HP-IB.
40	Dimensionne les matrices V3(), V2() et F().
220	Efface l'écran.
240	Demande à l'utilisateur d'entrer le numéro du carburant dans la variable N9.
250	Transforme la valeur de la variable N9 en une Chaîne de caractère alpha numérique dans la variable N9\$. Si le nombre de caractère est de 2, alors ajouter un 0 pour obtenir 3 caractères.
260	Si le nombre de caractère est de 1, alors ajouter un 00 pour obtenir 3 caractères.
270	Ouvre le fichier FUEL.
280	Lit les propriétés du carburant.
290	Ferme le fichier FUEL.
300	Calcul de $\beta$ .
310	On met la valeur approximative de la densité de carburant F(4) dans F(9).
330	Efface l'écran.
340	Enlève le curseur.
360	Attribut la valeur 0 à la variable bugme.
370	Efface le buffer de sortie.
380	Attribut la valeur 0.1 à la variable TI.
390	Appelle le sous-programme RDCOND dans le 3852.
395	Ecrit la valeur de COND dans le tampon du 3852.
400	Lit les valeur du tampon (Beckman).
410	Efface le buffer de sortie.
420	Attribut la valeur 1 à la variable bugme.

430-480 Change les ppm et les pourcentages en fraction.  
490 Attribut la valeur 0 à la variable bugme.  
500 Efface le buffer de sortie.  
510 Appelle le sous-programme RDTEMP dans le 3852.  
515 Ecrit la valeur de TK dans le tampon du 3852.  
520-540 Lit la température des 26 thermocouples autour de la chambre.  
550 Lit la température à la sortie du condenseur.  
560 Efface le buffer de sortie.  
570 Attribut la valeur 1 à la variable bugme.  
580-590 Calcul du débit d'air.  
600 Calcul de la fraction molaire d'eau dans la console froide.  
610 Désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB et efface les touches de fonction.  
620 Appelle le sous-programme BALANCS.  
630 Active les interruptions du 3852 via le HP-IB.  
640-740 Affichage du débit de carburant, de la température maximale, du phi, du débit d'air et du phi global.  
750 Retour à la ligne 360.  
760 Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852 A via le HP-IB. Fin du sous-programme.  
820 Désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB et efface les touches de fonction.  
830 Appelle le sous-programme REQUEST.  
840 Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ et active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.  
860 Définit la fonction de la touche de fonction 1 "END DISP" et affiche les touches de fonction.  
870 Active le SRQ et retour à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "display" (C1(),S1(),P())
15 OPTION BASE 1
20 GOSUB 840
40 DIM V3(26),V2(9),F(9)
90 !
100 ! ***** SCAN RAPIDE POUR TROUVER LA TEMPERATURE MAX *****
110 !
220 ALPHA 1,1 @ CLEAR
240 DISP "Fuel Number "; @ INPUT N9
250 N9$=VAL$(N9) @ IF LEN(N9$)=2 THEN N9$="0"&N9$
260 IF LEN(N9$)=1 THEN N9$="00"&N9$
270 ASSIGN# 1 TO "/tmp/fuel"
280 READ# 1,N9 ; F(1),F(2),F(3),F(4),F(5),F(6),F(7)
290 ASSIGN# 1 TO *
300 F(8)=F(1)+F(2)/4-F(3)/2
310 F(9)=F(4)
330 ALPHA 1,1 @ CLEAR
340 OFF CURSOR
360 OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
370 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
380 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI .1"
390 OUTPUT 709 ; "CALL RDCOND"
395 OUTPUT 709 ; "VREAD COND"
400 ENTER 709 ; P1,N1,N2,C2,C1,O,F1,Q,P(5),P(6)
410 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
420 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
430 N1=N1/1000000-C1(1)/1000000
440 N2=N1+1e-006
450 C2=C2/100-C1(3)/100
460 C1=C1/100-C1(4)/100
470 O=O/100
480 F1=(P1/1000000-C1(6)/1000000)*3/F(2)
490 OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
500 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
510 OUTPUT 709 ; "CALL RDTEMP"
515 OUTPUT 709 ; "VREAD TK"
520 FOR I=1 TO 26
530 ENTER 709 ; V3(I)
540 NEXT I
550 ENTER 709 ; W1
560 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
570 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
580 E=1-0.6823*(P(6)/(P(5)+P(1)))-0.09811*(P(6)/(P(5)+P(1))^2)
590 P8=E*0.09826*760/101.325*((P(5)+P(1))/V3(1))^(1/2)*P(6)^(1/2) ! MAIN AIR Kg
600 W=EXP(6.4456+0.064865*(W1-273.15))/(P1+101325) ! W1 [C], P1 [Pa]
610 OFF INTR 7 @ OFF KEY#
620 CALL "/tmp/balancs" (C2,C1,F1,O,N1,N2,W,V2(),F(),S1())
630 GOSUB 840
640 ALPHA 7,7
650 DISP USING "7A,2X,4DZ.3D,2X,6A" ; "Qcar :",Q*60,"Kg/min" @ OFF CURSOR
660 ALPHA 8,7
670 DISP USING "7A,2X,7DZ,2X,1A" ; "TMAX :",AMAX(V3),"K" @ OFF CURSOR
680 ALPHA 9,7
690 DISP USING "7A,2X,4DZ.3D" ; "PHI :",V2(8) @ OFF CURSOR
700 ALPHA 10,7
710 DISP USING "7A,2X,4DZ.3D,2X,4A" ; "Mair :",P8,"Kg/s"
720 Z=F(8)*137.33069/(12.011*F(1)+1.00794*F(2)+15.9994*F(3))
730 ALPHA 11,7
740 DISP USING "7A,2X,4DZ.3D" ; "PHIrig:",Z/(P8/Q) @ OFF CURSOR
750 GOTO 360 !while no key depressed loop
760 OFF KEY# @ OFF INTR 7 @ SUBEND
770 !
800 ! ***** interrupt & menu *****
810 !
820 OFF INTR 7 @ OFF KEY#
830 CALL "/tmp/request" (S1())
840 ON INTR 7 GOSUB 800
860 ON KEY# 1,"END DISP" GOTO 760 @ KEY LABEL
870 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN

```

## Sous-programme "GGET"

## variables

A	Indice d'émission du CO.
A2	Rapport air/carburant.
B	Indice d'émission du NO.
C	Indice d'émission du NO <sub>x</sub>
C2(50)	Résultats
D	Rendement.
F(9)	Vecteur des propriétés des carburants.
F8	Débit d'air.
I	Compteur.
I1	Numéro du test.
M1	Nombre de mach.
N9	Numéro du carburant.
P(7)	Vecteur pression.
S9	SMD (Grosueur des gouttelettes)
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
T4	Température maximum.
TGA	Température d'analyse de gaz.
V2(9)	Contient le nombre de moles résultant de la balance molaire.
W	Concentration du H <sub>2</sub> O
W1	Température de saturation.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
11	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
12	Active les interruptions du 3852 via le HP-IB.
13	Dimensionne les matrices.
14	Efface l'écran et enlève le curseur.
120	Demande à l'utilisateur d'entrer le numéro de l'essai.
130	Demande à l'utilisateur d'entrer le numéro du carburant.
150	Transforme la valeur de la variable I1 en une chaîne de caractère alpha numérique dans la variable I1\$. Si le nombre de caractère est plus petit que 2, alors ajouter un 0 pour obtenir 2 caractères.
160-170	Transforme la valeur de la variable N9 en une chaîne de caractère alpha numérique dans la variable N9\$ de 3 caractères. Les nombres de moins de 3 caractères sont préfixé de zéro
220	Ouvre le fichier FUEL.
230	Lit les caractéristique du carburant.
240	Ferme le fichier FUEL.
250	Calcul de $\beta$ .
420	Ouvre le fichier R.
430	Ouvre le fichier T.
435-560	Lecture du fichier R.
570	Ferme le fichier R.
580-600	Lecture du fichier T.
610	Ferme le fichier T.
770	Désactive les SRQ venant du HP-IB.
780	Appelle le sous-programme CALC.

790           Appelle le sous-programme GPRINT.  
800           Efface le sous-programme CALC.  
820           Efface le sous-programme GPRINT.  
880           Fin du sous-programme.  
920           Appelle le sous-programme REQUEST.  
930           Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.  
940           Active l'écoute de SRQ venant du HP-IBet retour à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "gget" (S1())
11 OPTION BASE 1
12 GOSUB 930
13 DIM V2(9),P(7),F(9),C2(33)
14 ALPHA 1,1 @ CLEAR @ OFF CURSOR
60 !
100 ! ***** Nom des fichiers *****
110 !
120 DISP "Number of Run "; @ INPUT I1
130 DISP "fuel number "; @ INPUT N9
150 I1$=VAL$(I1) @ IF LEN(I1$)<2 THEN I1$="0"&I1$
160 N9$=VAL$(N9) @ IF LEN(N9$)=2 THEN N9$="0"&N9$
170 IF LEN(N9$)=1 THEN N9$="00"&N9$
190 !
200 ! ***** lecture du fichier fuel *****
210 !
220 ASSIGN# 1 TO "/tmp/fuel"
230 READ# 1,N9 ; F(1),F(2),F(3),F(4),F(5),F(6),F(7)
240 ASSIGN# 1 TO *
250 F(8)=F(1)+F(2)/4-F(3)/2
290 !
390 !
400 ! ***** Lecture du fichier R & T *****
410 !
420 ASSIGN# 2 TO "R"&N9$&I1$
430 ASSIGN# 3 TO "T"&N9$&I1$
435 READ# 2,30 ; P(1)
440 READ# 2,2 ; C2(7)
450 READ# 2,5 ; P(5) @ P(5)=P(5)/1000-P(1)
460 READ# 2,4 ; P(6) @ P(6)=P(6)/1000
470 READ# 2,3 ; P(7) @ P(7)=P(7)/1000+P(5)
480 READ# 2,15 ; C2(8)
490 FOR I=1 TO 4
500 READ# 2,I+20 ; C2(I+2)
510 NEXT I
520 READ# 2,25 ; C2(2)
530 READ# 2,26 ; C2(1)
540 READ# 2,27 ; W @ W=W/100
550 READ# 2,28 ; W1
560 READ# 2,29 ; P(2)
570 ASSIGN# 2 TO *
580 FOR I=8 TO 33
590 READ# 3,I-7 ; C2(I)
600 NEXT I
610 ASSIGN# 3 TO *
690 !
700 ! ***** Traitement des donnees *****
710 !
770 OFF INTR 7
780 CALL "/tmp/calc" (C2(),F8,P(),M1,S9,W,W1,V2(),A2,A,B,C,D,F(),TGA,S1())
785 !CALL "/tmp/gsave" (I1$,N9$,C2(),F8,M1,S9,V2(),A2,A,B,C,D,W,P(),F(),S1(),W1)
790 CALL "/tmp/gprint" (A,A2,B,C,D,C2(),F8,I1,M1,N9,P(),S9,V2(),W,W1,F(),TGA,S1())
800 SCRATCHSUB "calc"
810 !SCRATCHSUB "gsave"
820 SCRATCHSUB "gprint"
880 SUBEND
890 !
900 ! ***** SRQ *****
910 !
920 CALL "/tmp/request" (S1())
930 ON INTR 7 GOSUB 900
940 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN

```



## Sous-programme "GHOST"

## variables

BUGME	Variable tampon.
C()	Six valeurs de CO.
C1()	Conditions initiales.
F()	Propriété du carburant.
C2()	Contient un ensemble de valeurs mesurées.
G2()	Six valeurs de CO <sub>2</sub> .
H()	Six valeurs de HC.
N()	Six valeurs de NO.
N2()	Six valeurs de NO <sub>x</sub> .
O()	Six valeurs de O <sub>2</sub> .
P()	Vecteur de pressions.
P2()	Six pressions de la vapeur d'eau dans la console froide.
P5()	Six pression main air $\Delta p$ .
P6()	Six pression main air p.
P7()	Six pression du carburant.
Q()	Six valeurs de débit.
S1()	Chiffre représentant l'échelle de l'appareil.
T()	Ensemble des températures mesurées.
T2()	Vecteur de température pour calculer T <sub>max</sub> .
TI	Temps d'intégration.
W1	Température moyenne de l'eau dans la console froide du BECKMAN.
W1()	Températures de l'eau dans la console froide du BECKMAN.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Appelle de traitement des SRQ.
30	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
40-50	Dimensionne les matrices.
60-120	Spécifie la disposition voulue pour l'affichage à l'écran.
130	Efface l'écran.
140	Efface les drapeaux 10 et 11.
150	Appelle la sousroutine d'initialisation d'une nouvelle series de tests.
160	Appelle la sousroutine d'initialisation d'un nouveau test.
170-190	Appel la sousroutine qui prend six mesures des variables contrôllées.
200-230	Affiche le menu de fin de test et averti l'utilisateur qu'il doit décider si on prend une mesure de plus ou traiter, imprimer et sauvegarder les mesures..
240	Efface les drapeaux 10.
250-290	Averti l'utilisateur qu'on a terminer les calculs, l'impression et la sauvegarde et demande si on fait un autre test (menu 2).
300-350	Supprime de la memoire les sousprogramme appelé par ghost.
360	Fin du sousprogramme.
400-500	Sousroutine d'initialisation d'une serie de test avec le même carburant. Il initialise les compteurs de numéro de test et acquiers les propriétés de carburant du fichier "fuel".
600-1010	Acquisition d'une mesure de toutes les variables contrôllées.
1200-1260	Affichage du menu 2 celui du fin de calcul, d'impression et de sauvegarde.
1300-1370	Calculs sur les mesures de NO <sub>x</sub>
1400-1470	Calculs sur les mesures de NO

1500-1550	Sousroutine de traitement d'interruption.
1600-1820	Sousroutine d'initialisation de début de test. Il affiche en continue les mesure des variable controllées en attendant qu'il se stabilise. Puis il attend le go de l'opérateur pour commencer les mesures.
1900-2050	Sousroutine de calcul, d'impression et de sauvegarde des données.
2100-2160	Sousroutine de nouveau test.
2200-2270	sousroutine d'erreur qui assure qu'on créer les fichiers de sauvegarde.
2300-2370	Sousroutine de correction de no de test.
2400-2440	Sousroutine de fin de sousprogramme.
2500-2570	Sousroutine de prise d'une mesure de plus de tous les variables controller.

```

10 SUB "ghost" (C1(),S1(),P())
20 GOSUB 1540
30 OPTION BASE 1
40 DIM G2(6),C(6),O(6),H(6),T(6,26),Q(6),W1(6),P2(6),T2(26),C2(33),N(6),N2(6)
50 DIM A(2),F(9),P5(6),P6(6),P7(6),V2(9),V6(6,2)
60 IMAGE 3(3A,X,5DZ,X,"ppm["",D,""]",26X)
70 IMAGE 3A,X,4DZ,X,3A,X,4DZ,X,3A,X,5DZ
80 IMAGE 3(3A,X,DZ.DD,X,"["",D,""]",28X)
90 IMAGE 2A,X,2DZ.DD,3A,3Z,X,4A,X,3DRD,3A,29X,5A,X,3DRD,3A
100 IMAGE 2A,X,4DZ,3A,27X,3A,4DZ,3A
110 IMAGE 3(3A,X,DZ.DD,X)
120 MAT C1=C1(1:7)
130 ALPHA 1,1 @ CLEAR @ OFF CURSOR
140 CFLAG 10 @ CFLAG 11
150 GOSUB 400 ! New series
160 GOSUB 1600 ! New test
170 FOR K3=1 TO 6
180 GOSUB 600 ! One scan
190 NEXT K3
200 GOSUB 1100 ! MENU1
210 BEEP
220 IF FLAG(11) THEN GOSUB 1100
230 IF NOT FLAG(10) THEN GOTO 220
240 CFLAG 10
250 GOSUB 1200 ! MENU2
260 BEEP
270 IF FLAG(11) THEN GOTO 160
280 IF NOT FLAG(10) THEN GOTO 270
290 CFLAG 10
300 SCRATCHSUB "calc"
310 SCRATCHSUB "average"
320 SCRATCHSUB "gsave"
330 SCRATCHSUB "gprint"
340 SCRATCHSUB "gzero"
350 SCRATCHSUB "rbeck"
360 SUBEND
400 !
410 ! ***** Start of a series *****
420 !
430 DISP "Number of First Run "; @ INPUT I1
440 DISP "Fuel Number "; @ INPUT N9
450 I1$=VAL$(I1) @ IF LEN(I1$)<2 THEN I1$="0"&I1$
460 N9$=VAL$(N9) @ IF LEN(N9$)=2 THEN N9$="0"&N9$
470 IF LEN(N9$)=1 THEN N9$="00"&N9$
480 ON ERROR GOSUB 2200
490 ASSIGN# 1 TO "/tmp/fuel"
500 READ# 1,N9 ; F(1),F(2),F(3),F(4),F(5),F(6),F(7)
510 ASSIGN# 1 TO *
520 F(8)=F(1)+F(2)/4-F(3)/2
530 ALPHA 1 @ CLEAR @ OFF CURSOR
540 RETURN
600 !
610 ! ***** Take one scan *****
620 !
630 ALPHA 1 @ OFF CURSOR @ OFF KEY# @ SFLAG 11
650 K=(K3-1) MOD 6+1 @ K2=(K3+2) MOD 6+1
660 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI 16"
670 OUTPUT 709 ; "CALL RDCOND"
680 OUTPUT 709 ; "CALL RDTEMP"
690 PRINT
700 PRINT DATE$;" ";TIME$;" FUEL #";N9$;" RUN #";I1;" SCAN #";K3
710 ALPHA 2
720 DISP USING "X,6A,D" ; "Scan #";K3
730 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
740 OUTPUT 709 ; "VREAD COND"
750 ENTER 709 ; F2(K),A(1),A(2),G2(K),C(K),O(K),H(K),Q(K),P5(K),P6(K),P7(K)
760 ON NOX+1 GOSUB 1400,1300
770 IF K=3 THEN OUTPUT 711 ; "B6" @ NOX=0 @ WAIT 5000
780 IF K=6 THEN OUTPUT 711 ; "A6" @ NOX=1 @ WAIT 5000
790 PRINT USING 80 ; "CO2",G2(K),S1(3),"CO ",C(K),S1(4),"O2 ",O(K),S1(5)
800 DISP USING 110 ; "CO2",G2(K),"CO ",C(K),"O2 ",O(K) @ OFF CURSOR
810 PRINT USING 90 ; "QP",Q(K)*1000,"g/s","MA P",P5(K),"kPa","MA dP",P6(K),"kPa"
820 PRINT USING 100 ; "FP",P7(K),"kPa","FPW",P2(K)/1000,"kPa"
830 ! ***** transfer des temperatures *****
840 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
850 OUTPUT 709 ; "VREAD TK"
860 FOR I=1 TO 26
870 ENTER 709 ; T(K,I)
880 T2(I)=T(K,I)
890 NEXT I
900 ENTER 709 ; W1(K)
910 ! ***** fin du transfer *****
920 FOR L=0 TO 1
930 FOR I=1 TO 13
940 PRINT USING "#,4D,2X" ; T(K,I+L=13)
950 NEXT I
960 IF NOT L THEN PRINT
970 NEXT L
980 PRINT USING "#,4D,2X" ; W1(K)
990 PRINT
1000 DISP USING "5A,X,4D" ; "TMAX:",AMAX(T2)

```

```

1010 RETURN
1100 !
1110 ! ***** Menu1 *****
1120 !
1130 ON KEY# 1,"SAVE" GOSUB 1900
1140 ON KEY# 4,"RESUME" GOSUB 2500
1150 KEY LABEL @ CFLAG 11
1160 RETURN
1200 !
1210 ! ***** Menu2 *****
1220 !
1230 ON KEY# 1,"NEW TEST" GOSUB 2100
1240 ON KEY# 4,"MAINMENU" GOSUB 2400
1250 KEY LABEL @ CFLAG 11
1260 RETURN
1300 !
1310 ! ***** NOx *****
1320 !
1330 N2(K)=A(1)
1340 N2(K2)=A(2)
1350 PRINT USING 60 ; "NOx",N2(K),S1(2),"NOx",N2(K2),S1(2),"H/C",H(K),S1(6)
1360 DISP USING 70 ; "NOx",N2(K),"NOx",N2(K2),"H/C",H(K) @ OFF CURSOR
1370 RETURN
1400 !
1410 ! ***** NO *****
1420 !
1430 N(K)=A(1)
1440 N(K2)=A(2)
1450 PRINT USING 60 ; "NO ",N(K),S1(2),"NO ",N(K2),S1(2),"H/C",H(K),S1(6)
1460 DISP USING 70 ; "NO ",N(K),"NO ",N(K2),"H/C",H(K) @ OFF CURSOR
1470 RETURN
1500 !
1510 ! ***** SQR *****
1520 OFF INTR 7
1530 CALL "/tmp/request" (S1())
1540 ON INTR 7 GOSUB 1500
1550 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN
1600 !
1610 ! ***** Start of a test *****
1620 !
1630 ALPHA 1 @ CLEAR @ OFF KEY# @ OFF CURSOR
1640 OUTPUT 711 ; "A6" @ NOx=1
1650 ALPHA 2,2 @ DISP "WAIT FOR CONDITIONS TO STABILIZE" @ OFF CURSOR
1660 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI, .1"
1665 OFF INTR 7
1670 CALL "/tmp/gstable" (S1(),NOx,0)
1675 GOSUB 1540
1680 OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
1700 P(3)=0 @ P(4)=0
1710 K3=0
1770 ALPHA 1 @ CLEAR
1780 BEEP @ DISP "READY FOR RUN ";I1;"ON FUEL ";N9
1790 ON KEY# 1,"GO" GOTO 1820 ! while exit
1800 KEY LABEL
1810 GOTO 1810 ! while loop
1820 OFF KEY# @ KEY LABEL @ RETURN
1900 !
1910 ! ***** Calculation & save *****
1920 !
1930 OFF KEY# @ KEY LABEL @ SFLAG 10
1940 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI, .1"
1950 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
1960 ALPHA 7,4 @ DISP " YOU CAN NOW CHANGE CONDITIONS"
1970 ALPHA 1,1 @ ALPHA 8,10 @ DISP "PLEASE WAIT"
1980 CREATE "R"&N9&I1$,29,9 @ CREATE "T"&N9&I1$,43,9
1990 OFF INTR 7
2000 CALL "/tmp/average"
(G2(),C(),O(),H(),T(),Q(),W1(),T2(),C2(),C1(),N(),N2(),W1,S1(),P2(),P5(),P6(),P7(),P(),P())
2010 CALL "/tmp/calc" (C2(),P8,P(),M1,S9,W,W1,V2(),A2,A,B,C,D,F(),TGA,S1())
2020 CALL "/tmp/gsave" (I1$,N9$,C2(),F8,M1,S9,V2(),A2,A,B,C,D,W,P(),F(),TGA,S1(),W1)
2030 CALL "/tmp/gprint" (A,A2,B,C,D,C2(),F8,I1,M1,N9,P(),S9,V2(),W,W1,P(),TGA,S1())
2040 GOSUB 1540
2050 RETURN
2100 !
2110 ! ***** New test *****
2120 !
2130 OFF KEY# @ SFLAG 11
2140 I1=I1+1 ! #NEXT TEST
2150 I1$=VAL$(I1) @ IF LEN(I1$)<2 THEN I1$="0"&I1$
2160 RETURN
2200 !
2210 ! ***** Error trap *****
2220 !
2230 OFF ERROR
2240 IF ERRN=63 THEN GOSUB 2300 @ RETURN
2250 DISP "ERROR#";ERRN;" ON LINE ";ERRL
2260 STOP
2270 RETURN
2300 !
2310 ! ***** Filename error *****
2320 !
2330 DISP "ENTER A NEW RUN NUMBER "; @ INPUT I1

```

```
2340 ON ERROR GOSUB 2200
2350 I1$=VAL$(I1) @ IF LEN(I1$)<2 THEN I1$="0"&I1$
2360 CREATE "R"&N9$&I1$,29,9 @ CREATE "T"&N9$&I1$,43,9
2370 RETURN
2400 !
2410 ! ***** Exit sub *****
2420 !
2430 OFF KEY# @ KEY LABEL @ SFLAG 10 ! exit flag
2440 RETURN
2500 !
2510 ! ***** +1 scan *****
2520 !
2530 OFF KEY# @ KEY LABEL @ SFLAG 11 ! menu flag
2540 GOSUB 600
2550 k3=k3+1
2560 BEEP
2570 RETURN
```

## Sous-programme "GPRINT"

## variables

A	Indice d'émission du CO.
A2	Rapport air/carburant.
B	Indice d'émission du NO.
C	Indice d'émission du NO <sub>x</sub> .
C2()	Résultats.
D	Rendement.
F()	Vecteur des propriétés des carburants.
F8	Débit d'air.
I	Compteur.
I1\$	Numéro du test.
M1	Nombre de mach.
N9\$	Numéro du carburant.
P()	Pression.
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
S9	SMD (Grosueur des gouttelettes).
TGA	Température d'analyse de gaz.
V2()	Contient le nombre de moles résultant de la balance molaire.
W	Pourcentage de H <sub>2</sub> O dans la console froide.
W1	Température du sortie du condenseur.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principal.
20	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
30	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
50-270	Spécifie la disposition voulue pour l'impression.
400	Affiche à l'écran qu'il faut attendre lors de l'impression.
420-950	Calcul et impression du rapport.
960	Saut de page.
965	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
970	Fin du sous-programme.
985	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
990	Appelle le sous-programme REQUEST.
1000	Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.
1010	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB et retour à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "gprint" (A,A2,B,C,D,C2(),P8,I1,M1,N9,P(),S9,V2(),W,W1,F(),TGA,S1())
20 GOSUB 1000
40 OPTION BASE 1
50 IMAGE "Fuel is C ",DERDD,2X,"H ",DERDD,2X,"O ",DERDD
60 IMAGE #,"Fuel Flow ",5DERD," cc/min ",2DER2D," g/s at ",3D," K",11X
70 IMAGE #,"Main Air Mass Flow ",5X,3DERD," g/s"
75 IMAGE 19X,"Main Air Temp",3DERD," K"
80 IMAGE "Assist Air Mass Flow ",5X,DERDD," g/s"
90 IMAGE #,"Mach number:",15X,ERDDDD,20X
100 IMAGE "Fuel Delta-p ",9X,4D," kPa"
110 IMAGE "Main Air Delta-p ",6X,3DRD," kPa across orifice."
120 IMAGE "Assist Air Delta-p ",4X,3DRD," kPa across orifice."
130 IMAGE #,"Main Air Pressure ",7X,3DRD," kPa",19X
140 IMAGE #,"Assist Air Pressure ",4X,3DRD," kPa",19X
150 IMAGE "CO2 : ",DER3D,4X," CO : ",DER3DE," H2O : ",DER3D,4X," O2 : ",DER3D
160 IMAGE "H/C : ",ER3DE," NO : ",ER3DE," NO2 : ",ER3DE," N2 : ",DDERDD
170 IMAGE /," PHI = ",ERDDD," A/F = ",DDERD," f/a = ",ERDDDD," Rig A/F = ",2DERD," Rig PHI = ",ERDDD,/
180 IMAGE "Oxygen balance check:",X,DERDD,X,"mol in reagent"
190 IMAGE 22X,DERDD,X,"mol in products"
200 IMAGE "Efficiency : ",2X,ERDDD,5X,"Oxygen Efficiency : ",2X,ERDDD
210 IMAGE "H2O dry",7X,ER4D,"% T chiller ",3DRDD," K P chiller",4DRDD," kPa g"
220 IMAGE "Main Air ",3DE," K",4X
230 ! IMAGE "Mean ",4D," K",4X,"Main Air ",3DE," K",4X,"Assist Air ",3DE," K"
240 IMAGE 64X,4D
250 IMAGE 39X,4D,44X,4D
260 IMAGE 54X,4D,16X,4D
270 IMAGE 33X,4D,13X,4D,10X,4D,10X,4D,11X,4D
400 CLEAR @ DISP "PLEASE WAIT WHILE PRINTING"
420 PRINT "Test date : "&DATE$
430 PRINT "Time : "&TIME$
440 PRINT
450 PRINT "Fuel Number ";N9
460 PRINT USING 50 ; F(1),F(2),F(3)
470 PRINT @ PRINT "Run ";I1 @ PRINT
480 PRINT USING 60 ; C2(7)/F(9)*60000000,C2(7)*1000,C2(9)
490 PRINT USING 100 ; P(7)-P(5)
500 PRINT USING 130 ; P(5)+P(1)
510 PRINT USING 110 ; P(6)
520 ! PRINT USING 110 ; P(4)
530 ! PRINT USING 90 ; P(3)
540 PRINT USING 70 ; P8*1000
545 PRINT USING 75 ; C2(8)
550 ! PRINT USING 50 ; P5
560 PRINT USING 90 ; M1
570 PRINT USING "4A,3DE,K" ; "SMD ",S9*1000000,"-027&k0S,-027&k2S-008-027&k0Su-027&k2Sm" @ PRINT
580 PRINT "Moles in balance:"
590 PRINT USING 150 ; V2(2),V2(1),V2(3),V2(7) @ PRINT USING 160 ; V2(4),V2(5),V2(6),V2(9)
595 STOIC=2*F(8)*(15.9994+3.76*14.0067)/(F(1)*12.011+F(2)*1.0079+F(3)*15.9994)
600 PRINT USING 170 ; V2(8),A2,1/A2,P8/C2(7),STOIC/(P8/C2(7))
610 PRINT USING 180 ; 2*F(8)+F(3)+V2(8)
620 PRINT USING 190 ; 2*V2(2)+V2(1)+V2(3)+2*V2(7)+V2(5)+2*V2(6)+F(3)+V2(4)
630 PRINT "Emission indices"
640 PRINT USING "10A,3X,DDDERDD,10A" ; "CO",A," g/kg fuel"
650 PRINT USING "10A,3X,DDDERDD,10A" ; "H/C",V2(4)*1000/V2(8)," g/kg fuel"
660 PRINT USING "10A,3X,DDDERDD,17A" ; "NO",B," g/kg fuel as NO2"
670 PRINT USING "10A,3X,DDDERDD,17A" ; "NOx",C," g/kg fuel"
680 PRINT
690 PRINT USING 200 ; D,(V2(2)+0.5*(V2(1)+V2(3)))/(V2(8)*P(8))
700 PRINT
710 PRINT USING "2X,3A,9X,DER3D,2X,A" ; "CO2",C2(3),"%"
720 PRINT USING "2X,2A,10X,DER3D,2X,A" ; "CO",C2(4),"%"
730 PRINT USING "2X,3A,9X,4DE,3X,3A" ; "H/C",C2(6),"ppm"
740 PRINT USING "2X,2A,9X,2DER2D,3X,A" ; "O2",C2(5),"%"
750 PRINT USING "2X,2A,11X,3DE,3X,3A" ; "NO",C2(2),"ppm"
760 PRINT USING "2X,3A,10X,3DE,3X,3A" ; "NO2",C2(1)-C2(2),"ppm"
770 PRINT USING 210 ; W*100,W1,P(2)/1000
780 PRINT @ PRINT USING "39A,X,4DRDD" ; "Gas Analysis Calculated Temperature (K)",TGA
910 PRINT @ PRINT "Wall Temperatures (K)"
920 PRINT USING "15A,6(3DE,4X)" ; "First Primary ",C2(10),C2(14),C2(18),C2(22),C2(26),C2(30)
930 PRINT USING "15A,6(3DE,4X)" ; "Second Primary ",C2(11),C2(15),C2(19),C2(23),C2(27),C2(31)
940 PRINT USING "15A,6(3DE,4X)" ; "Secondary ",C2(12),C2(16),C2(20),C2(24),C2(28),C2(32)
950 PRINT USING "15A,6(3DE,4X)" ; "Dilution ",C2(13),C2(17),C2(21),C2(25),C2(29),C2(33)
960 PRINT CHR$(12)
965 OFF INTR 7
970 SUBEND
980 ! MULTITASKING
985 OFF INTR 7
990 CALL "/tmp/request" (S1())
1000 ON INTR 7 GOSUB 980
1010 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN

```

## Sous-programme "GSAVE"

## variables

A	Indice d'émission du CO.
A2	Rapport air/carburant.
B	Indice d'émission du NO.
C	Indice d'émission du NO <sub>x</sub> .
C20	Résultats.
D	Rendement.
F0	Vecteur des propriétés des carburants.
F8	Débit d'air.
I	Compteur.
I1\$	Numéro du test.
M1	Nombre de mach.
N9\$	Numéro du carburant.
P0	Pression.
S10	Echelles des différents appareils de mesure.
S9	SMD (Grosseur des gouttelettes).
TGA	Température d'analyse de gaz.
V20	Contient le nombre de moles résultant de la balance molaire.
W	Pourcentage de H <sub>2</sub> O dans la console froide.
W1	Température du sortie du condenseur.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
30	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
120-130	Le tampon d'entrée/sortie 2 pour le fichier R et le tampon d'entrée/sortie 3 pour le fichier T
140-415	Enregistre les données dans le fichier R.
420	Ferme le fichier R.
430-460	Enregistre les données dans le fichier T.
470	Ferme le fichier T.
480	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
490	Fin du sous-programme.
620	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
630	Appelle le sous-programme REQUEST.
640	Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.
650	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB et retour à l'instruction GOSUB.



```

10 SUB "gsave" (I1$,N9$,C2(),P8,M1,S9,V2(),A2,A,B,C,D,W,P(),F(),TGA,S1(),W1)
20 GOSUB 640
30 OPTION BASE 1
40 !
100 ! ***** SAUVEGARDE DES RESULTATS *****
110 !
120 ASSIGN# 2 TO "R"&N9$&I1$
130 ASSIGN# 3 TO "T"&N9$&I1$
140 PRINT# 2,1 ; C2(7)/P(9)*60000
150 PRINT# 2,2 ; C2(7)
160 PRINT# 2,3 ; (P(7)-P(5))*1000
170 PRINT# 2,4 ; P(6)*1000
180 PRINT# 2,5 ; (P(5)+P(1))*1000
190 PRINT# 2,6 ; P8
200 PRINT# 2,7 ; S9
210 PRINT# 2,8 ; A
220 PRINT# 2,9 ; V2(4)*1000/V2(8)
230 PRINT# 2,10 ; B
240 PRINT# 2,11 ; C
250 PRINT# 2,12 ; D
260 PRINT# 2,13 ; V2(8)
270 PRINT# 2,14 ; A2
280 PRINT# 2,15 ; C2(8)
290 PRINT# 2,16 ; M1
300 PRINT# 2,17 ; 0
310 PRINT# 2,18 ; 0
320 PRINT# 2,19 ; 0
330 PRINT# 2,20 ; 0
340 FOR I=1 TO 4
350 PRINT# 2,I+20 ; C2(I+2)
360 NEXT I
370 PRINT# 2,25 ; C2(2)
380 PRINT# 2,26 ; C2(1)
390 PRINT# 2,27 ; W*100
400 PRINT# 2,28 ; W1
410 PRINT# 2,29 ; P(2)
415 PRINT# 2,30 ; P(1)
420 ASSIGN# 2 TO *
430 FOR I=8 TO 33
440 PRINT# 3,I-7 ; C2(I)
450 NEXT I
455 PRINT# 3,27 ; TGA
460 PRINT CHR$(12)
470 ASSIGN# 3 TO *
480 OFF INTR 7
490 SUBEND
500 !
600 ! ***** SQR *****
610 !
620 OFF INTR 7
630 CALL "/tmp/request" (S1())
640 ON INTR 7 GOSUB 600
650 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN

```

## Sous-programme "GSTABLE"

## variables

A\$	Valeur tampon pour ouvrir ou fermer le relais #6 du 711 pour choisir entre NOx ou de NO.
NOx	Valeur tampon qui permet de choisir entre NOx ou de NO.
OLDTIME	Temps en seconde entre les mesures de NO et de NO <sub>x</sub> .
POSX	Variable pour indiquer la position en X du curseur .
POSY	Variable pour indiquer la position en Y du curseur .
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
Switch	Valeur tampon.
V6()	Concentration des gaz.
Z	Valeur tampon.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
35	Dimensionne les matrices.
40	Spécifie la disposition voulue pour l'affichage à l'écran.
50	Définit la fonction de la touche de fonction #8 "CONTINUE".
60	Affiche la touche de fonction.
70	Appelle le sous-programme RDCOND dans le 3852.
75	Met la valeur de l'heure actuelle en seconde dans OLDTIME.
80	Écrit la valeur de COND dans le tampon du 3852.
90	Lit les valeurs du tampon. Efface le tampon de sortie.
100	Appelle le sous programme RDCOND dans le 3852.
110	Efface le curseur.
120-130	Affiche le nombre de ppm de NOx ou de NO.
140	Affiche le pourcentage de CO <sub>2</sub> .
150	Affiche le pourcentage de CO.
160	Affiche le pourcentage de O <sub>2</sub> .
170	Affiche le nombre de ppm de HC.
180	Permet de changer de NO à NO <sub>x</sub> Après 5 secondes si SWITCH est 1..
190	Envoie à la ligne 80.
200	Efface la touche de fonction #8. Affiche les touches de fonctions. Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
205	Efface le buffer de sortie.
300	Fin du sous-programme.
2030	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
2035	Memorise la position du curseur.
2040	Appelle le sous-programme REQUEST.
2050	Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.
2055	Replace le curseur.
2060	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB et retour à l'instruction GOSUB.
4000	Met la valeur de TIME dans OLDTIME.
4010-4020	Allume ou ferme le relais #6 du 711.
4030	Retour à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "gstable" (S1(),NOx,switch)
20 OPTION BASE 1
30 GOSUB 2050
35 DIM V6(6)
40 IMAGE 5X,8A,X,4DER4D,4A
50 ON KEY# 8,"CONTINUE" GOTO 200
60 KEY LABEL
70 OUTPUT 709 ; "CALL RDCOND"
75 oldtime=TIME
80 OUTPUT 709 ; "VREAD COND"
90 ENTER 709 ; Z,V6(1),V6(2),V6(3),V6(4),V6(5),V6(6) @ OUTPUT 709 ; "CLROUT"
100 OUTPUT 709 ; "CALL RDCOND"
110 ALPHA 5,1 @ OFF CURSOR
120 IF NOx THEN DISP USING 40 ; " NOx",V6(2)," ppm" @ OFF CURSOR @ GOTO 140
130 DISP USING 40 ; " NO",V6(2)," ppm" @ OFF CURSOR
140 DISP USING 40 ; " CO2",V6(3)," %" @ OFF CURSOR
150 DISP USING 40 ; " CO",V6(4)," %" @ OFF CURSOR
160 DISP USING 40 ; " O2",V6(5)," %" @ OFF CURSOR
170 DISP USING 40 ; " HC",V6(6)," ppm" @ OFF CURSOR
180 IF TIME-oldtime>5 AND switch THEN GOSUB 4000
190 GOTO 80
200 OFF KEY# 8 @ KEY LABEL @ OFF INTR 7
205 OUTPUT 709 ; "CLROUT" @ CFLAG 64
300 SUBEND
2000 !
2010 !SRQ
2020 !
2030 OFF INTR 7
2035 posx=CURSROW @ posy=CURSCOL @ SFLAG 64
2040 CALL "/tmp/request" (S1())
2050 ON INTR 7 GOSUB 2030
2055 IF FLAG(64) THEN ALPHA posx,posy @ OFF CURSOR
2060 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN
4000 oldtime=TIME
4010 IF NOx THEN a$="B6" @ NOx=1 ELSE a$="A6" @ NOx=0
4020 OUTPUT 711 ; a$
4030 RETURN

```

## Sous-programme "GZERO"

## variables

B()	Ordonnées à l'origine des six gaz.
I	Compteur.
M()	Pentes des six gaz.
NO <sub>x</sub>	Variable tampon pour sélectionner le NO ou le NO <sub>x</sub> .
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
TI	Le temps d'intégration.
V6()	Concentration des gaz.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
30	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
40	Dimensionne les matrices.
80	Attribut la valeur 0,1 à la variable TI.
90	Met le pointeur de la variable B à 1.
100	Écrit dans la variable B les ordonnée à l'origine.
120	Écrit la valeur de M dans le tampon du 3852.
130-160	Attribut la valeur du tampon du 3852 à la variable Z et au vecteur M().
180-190	Spécifie la disposition voulu pour l'affichage à l'écran.
210	Allume les relais #2 et #6 du 711 pour le mettre en NO <sub>x</sub> . Met la valeur 1 à la variable NO <sub>x</sub> .
220	Appelle le sous-programme GSTABLE.
330	Allume le relais #6 du 711 pour le mettre en NO <sub>x</sub> . Met la valeur 1 à la variable NO <sub>x</sub> .
340	Attribut la valeur 16 à la variable TI.
380	Affiche à l'écran qu'il lit les zéro.
400	Appelle le sous-programme RBECK.
450	Éteint le relais #6 du 711 pour le mettre en NO. Met la valeur 0 à la variable NO <sub>x</sub> .
470	Appelle le sous-programme RBECK.
490	Efface l'écran.
500-550	Calcul et affiche à l'écran la pente et l'ordonnée à l'origine des appareils.
560	Etteind le relais #2 du 711.
620	Met le pointeur de la variable B à 1.
630	Écrit dans le vecteur B les ordonnées à l'origine des six gaz.
640	Défini la fonction de la touche de fonction #8 "CONTINUE".
650	Affiche la touche de fonction.
660	Envoie à la ligne 660.
670	Efface la touche de fonction #8.
680	Fin du sous-programme.

```

10 SUB "gzero" (S1(),NOx)
30 OPTION BASE 1
40 DIM V6(6,2),M(6)
50 !
60 ! ***** FACTEUR DE CALIB. INITIAL *****
70 !
80 OUTPUT 709 ; "TI=0.1"
90 OUTPUT 709 ; "INDEX B 1"
100 OUTPUT 709 ; "VWRITE B,0,0,0,0,0,0"
120 OUTPUT 709 ; "vread M"
130 ENTER 709 ; z
140 FOR I=1 TO 6
150 ENTER 709 ; M(I)
160 NEXT I
170 !
180 IMAGE 3A,X,4DZER4D
190 IMAGE X,2A,D,3A,4DZER4D
200 !
210 OUTPUT 711 ; "A26" @ NOx=1 ! NOx
220 CALL "/tmp/gstable" (S1(),NOx,1)
330 OUTPUT 711 ; "A6" @ NOx=1 ! NOx
340 OUTPUT 709 ; "TI=16"
350 !
360 ! ***** NOx *****
370 !
380 ALPHA 11,5 @ OFF CURSOR @ DISP "READING ZERO" @ OFF CURSOR
400 CALL "/tmp/rbeck" (V6(,),2-NOx)
420 !
430 ! ***** NO *****
440 !
450 OUTPUT 711 ; "B6" @ NOx=0 ! NO
470 CALL "/tmp/rbeck" (V6(,),2-NOx)
490 ALPHA 1 @ CLEAR
500 FOR I=1 TO 6
510 B(I)={-M(I)}*(V6(I,1)+V6(I,2))/2
520 B(5)=0
530 DISP USING 190 ; "B(",I,")= ",B(I)
540 DISP USING 190 ; "M(",I,")= ",M(I)
550 NEXT I
560 OUTPUT 711 ; "B2"
590 !
600 ! ***** ENVOIE FACTEURS 3852 *****
610 !
620 OUTPUT 709 ; "INDEX B 1"
630 OUTPUT 709 ; "VWRITE B ",B(1)," ",B(2)," ",B(3)," ",B(4)," ",B(5)," ",B(6)
640 ON KEY# 8,"CONTINUE" GOTO 670
650 KEY LABEL
660 GOTO 660
670 OFF KEY# 8
680 SUBEND

```

## Sous-programme "IGNITION"

variables

S1() Echelles des différents appareils de mesure.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Appelle la sous-routine d'initialisation des interruptions.
40	Attribut la valeur 0 à la variable BUGME.
50	Appelle le sous-programme INISWI.
60	Efface le sous-programme INISWI.
70	Efface l'écran.
80	Averti l'utilisateur que l'on peut allumer la chambre de combustion.
90	Fait une boucle infinie en attendant que l'on appuie sur une touche programmable "k8".
110	Attribut la valeur 1 à la variable BUGME.
120	Pause le programme durant 7 secondes.
130	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant HP IB.
140	Fin du sous-programme.
220	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du HP IB.
230	Appelle le sous-programme REQUEST.
240	Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.
250	Active l'écoute des SRQ venant du HP IB.
260	Défini la fonction de la touche de fonction #8 "CONTINUE", permet de sortir du sous-programme et affiche la touche de fonction.
270	Retour à l'instruction GOSUB.Fin du sous-programme.

```
10 SUB "ignition" (S1())
20 OPTION BASE 1
30 GOSUB 240
40 OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
50 CALL "/tmp/iniswi" (1,S1())
60 SCRATCHSUB "iniswi"
70 ALPHA 1,1 @ CLEAR
80 ALPHA 4,2 @ DISP "PLEASE LIGHT UP"
90 GOTO 90
100 ! exit cleanly
110 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
120 WAIT 7000
130 OFF KEY# @ OFF INTR 7
140 SUBEND
200 ! ***** interrupt & menu *****
210 !
220 OFF INTR 7 @ OFF KEY#
230 CALL "/tmp/request" (S1())
240 ON INTR 7 GOSUB 200
250 ON KEY# 8,"CONTINUE" GOTO 100 @ KEY LABEL
270 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN
```

## Sous-programme "INISWI"

## variables

high Valeur 1 (mettre sur l'échelle la plus haute) ou 0 (mettre sur l'échelle la plus basse).  
 I Compteur.  
 S1() Echelles des différents appareils de mesure.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30-35	Définir des données à lire dans READ.
40	Remet l'actuateur 710 à l'état non actif.
50	Remplir la matrice S1 avec les données.
55	Si la variable high n'est pas 1, remplir la matrice S1 avec les autres données.
60	Début de la boucle pour changer les échelles.
70	Appelle le sous-programme SWITCH.
80	Fin de la boucle pour changer les échelles.
90	Appelle le sous-programme SENDFACT.
100	Fin du sous-programme.



```
10 SUB "iniawi" (high,S1())
20 OPTION BASE 1
30 DATA 0,7,1,1,3,8,1
35 DATA 0,1,3,3,3,1,3
40 OUTPUT 710 ; "B123456"
50 MAT READ S1
55 IF NOT high THEN MAT READ S1
60 FOR I=2 TO 7
70 CALL "/tmp/switch" (I,S1(I))
80 NEXT I
90 CALL "/tmp/sendfact" (S1())
100 SUBEND
```

## Sous-programme "INIT"

## variables

C1()	Valeurs des conditions initiales (sous-programme CONDINT).
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
I	Compteur.
N\$	Contient le message d'erreur.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
25	Détermine que 15 secondes est le temps maximal que le système doit attendre pour compléter une poignée de main avec le HP-IB.
30	Appelle le sous-programme VAR3852.
40	Efface le sous-programme VAR3852.
80	Appelle le sous-programme CHECK.
90	Efface le sous-programme CHECK.
100	Permet d'envoyer des SRQ au contrôleur.
110	Permet de faire une interruption du HP-IB s'il y a une valeur hors-limite.
130	Appelle le sous-programme SETFACT.
140	Efface le sous-programme SETFACT.
150	Appelle le sous-programme INISWI.
160	Efface le sous-programme INISWI.
170	Appelle le sous-programme RDCOND.
180	Efface le sous-programme RDCOND.
190	Appelle le sous-programme RDTEMP.
200	Efface le sous-programme RDTEMP.
210	Met le drapeau à la position 1.
220-230	Définit la dimension des caractères de l'imprimante.
240	Appelle le sous-programme SETFACT dans le 3852.
250	Roule la sous-routine CHECK tout les 5 secondes.
270	Pression atmosphérique.
280	Va à 430 s'il y a une erreur de lecture.
290	Ouvre le fichier NAMECI.
300	Vérifie le drapeau 1 pour appeler la sous-routine.
310	Fin du sous-programme.
320	Lit le nom du fichier contenant les dernières conditions initiales.
330	Ouvre le fichier contenant les dernières conditions initiales.
340-360	Lit les C.I., ferme le fichier et revient au GOSUB
370	Ferme le tampon d'entrée/sortie
380-420	Envoie les ordonnées à l'origine et les pentes au 3852.
430	Ne permet plus l'interruption causée par une erreur.
440	Si l'erreur est due à un fichier inexistant, le drapeau 1 est activé.
450	Affiche l'erreur et arrête le programme si l'erreur n'est pas un fichier existant.
460	Arrête le programme.

```

10 SUB "init" (C1(),S1())
20 OPTION BASE 1
25 SET TIMEOUT 7;15000
30 CALL "/tmp/var3852"
40 SCRATCHSUB "var3852"
50 !
60 ! MULTITASKING
70 !
80 CALL "/tmp/check"
90 SCRATCHSUB "check"
100 OUTPUT 709 ; "RQS ON"
110 OUTPUT 709 ; "RQS LMT"
120 !
130 CALL "/tmp/setfact"
140 SCRATCHSUB "setfact"
150 CALL "/tmp/iniswi" (1,S1())
160 SCRATCHSUB "iniswi"
170 CALL "/tmp/rdcond"
180 SCRATCHSUB "rdcond"
190 CALL "/tmp/rdtemp"
200 SCRATCHSUB "rdtemp"
210 SFLAG 1
220 PRINTER IS 2,132
230 PRINT CHR$(27)&"sk2S" @ PRINT CHR$(27)&"&11L"
240 OUTPUT 709 ; "CALL SETFACT"
250 OUTPUT 709 ; "RUN 0 CHECK EVERY 7"
260 !OUTPUT 709 ; "RUN 1 COOL EVERY 1"
270 C1(8)=101.325
280 ON ERROR GOSUB 430
290 ASSIGN# 1 TO "NAMECI"
300 IF FLAG(1) THEN OFF ERROR @ GOSUB 320
310 SUBEND
320 READ# 1 ; N$
330 ASSIGN# 1 TO N$
340 FOR I=1 TO 22
350 READ# 1,I ; C1(I)
360 NEXT I
370 ASSIGN# 1 TO *
380 OUTPUT 709 ; "INDEX B 1"
390 OUTPUT 709 ; "VWRITE B ",C1(11)," ",C1(12)," ",C1(13)," ",C1(14)," ",C1(15)," ",C1(16)
400 OUTPUT 709 ; "INDEX M 1"
410 OUTPUT 709 ; "VWRITE M ",C1(17)," ",C1(18)," ",C1(19)," ",C1(20)," ",C1(21)," ",C1(22)
420 RETURN
430 OFF ERROR
440 IF ERRN=67 THEN CFLAG 1 @ RETURN
450 ERRM @ DISP "ON LINE ";ERRL
460 STOP

```

## Programme "MAIN"

## variables

C1(22) Valeurs des conditions initiales (sous-programme CONDINT).  
 S1(7) Echelles des différents appareils de mesure.  
 P(7) Pression

#ligne	Description
10	Nom du programme.
15	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
20	Assigne 7 au HP-IB pour l'utilisation des périphérique.
30 à 40	Eteint le 711 et le 710
60	Efface l'écran.
70	Demande à l'utilisateur l'endroit de stockage des fichiers.
110	Définit l'unité de disque droite (D700) comme l'unité de disque par défaut.
120	Effectue un "Reset" du 3852A.
130	Dimensionnement de C1(), C1() et P().
140	Permet de redimensionner la variable C1() plus tard.
145	Assigne une valeur à P(1).
150	Le drapeau #1 permet de déterminer si on doit ou non afficher l'option Condition Initiale sur le menu principal.
170	Positionne et affiche le message.
180	Appelle le sous-programme INIT.
190	Efface le sous-programme INIT.
200	Affiche les options possible.
210	Fait une boucle infinie en attendant que l'on appuie sur une des touches programmables "k".
260	Effectue un "Reset" du 3852A.
270	Efface l'écran.
280	Fin du programme.
310	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
320	Appelle le sous-programme CALIB.
330	Efface le sous programme CALIB.
335	Attribue la valeur de 1 à la variable bugme
340	Efface le drapeau #1 pour permettre la prise des conditions initiales.
350	Affiche les options possibles à nouveaux et retourne à la ligne 210.
410	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
420	Appelle le sous-programme CONDINT.
430	Efface le sous programme CONDINT.
440	Active le drapeau #1 pour empêcher que les conditions initiales soient reprises à nouveau.
450	Affiche les options possibles à nouveau et retourne à la ligne 210.
510	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
520	Appelle le sous-programme TMAX.
530	Efface le sous programme TMAX.
540	Affiche les options possibles à nouveau et retourne à la ligne 210.
610	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
620	Appelle le sous-programme TEMPS.
630	Efface le sous programme TEMPS.
640	Affiche les options possibles à nouveau et retourne à la ligne 210.
710	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
720	Appelle le sous-programme GHOST.

730 Efface le sous programme CALC.  
740 Efface le sous programme AVERAGE.  
750 Efface le sous programme GSAVE  
760 Efface le sous programme GPRINT  
770 Efface le sous programme GZERO  
780 Efface le sous programme GHOST  
790 Efface le sous programme RBECK.  
799 Affiche les options possibles à nouveaux et retourne à la ligne 210.  
810 Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.  
820 Appelle le sous-programme GGET.  
830 Efface le sous programme CALC.  
840 Efface le sous programme GPRINT.  
850 Efface le sous programme GGET.  
860 Affiche les options possibles à nouveaux et retourne à la ligne 210.  
910 Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.  
920 Appelle le sous-programme OTTO.  
930 Efface le sous programme OTTO  
940 Affiche les options possibles à nouveaux et retourne à la ligne 210.  
1210 Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.  
1220 Appelle le sous-programme REQUEST.  
1250 Affiche les options possibles à nouveaux et retourne à la ligne 210.  
1310 Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.  
1330 Efface l'écran.  
1340 Efface la touche de fonction #2.  
1350 Défini la fonction de la touche de fonction #1 "CALIB".  
1360 L'option condition initial est activée si le drapeau est à 0.  
1370 Défini la fonction de la touche de fonction #3 "TMAX".  
1380 Défini la fonction de la touche de fonction #4"TEMPS".  
1390 Défini la fonction de la touche de fonction #5"GHOST".  
1400 Défini la fonction de la touche de fonction #6"RTEST".  
1410 Défini la fonction de la touche de fonction #7"OTTO".  
1420 Défini la fonction de la touche de fonction #8"END".  
1430 Positionne le curseur et efface la fenêtre  
1440 Affiche les touches de fonction.  
1450 Afficher "MAIN MENU".  
1460 Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB et retour à l'instruction GOSUB.

```

10 ! ***** MAIN *****
15 OPTION BASE 1
20 ASSIGN 7 TO "hpb"
30 OUTPUT 711 ; "B123456"
40 OUTPUT 710 ; "B123456"
60 ALPHA 1,1 @ CLEAR @ OFF CURSOR
70 DISP "Where do you want to save the files"; @ INPUT a$
110 MASS STORAGE IS a$
120 OUTPUT 709 ; "RST"
130 DIM C1(22),S1(7),P(7)
140 REDIM C1(22)
145 P(1)=101.325
150 SFLAG 1
170 ALPHA 12,11 @ DISP "PLEASE WAIT" @ OFF CURSOR
180 CALL "/tmp/init" (C1(),S1())
190 SCRATCHSUB "init"
200 GOSUB 1300
210 GOTO 210
250 ! *****
260 OUTPUT 709 ; "RST"
270 CLEAR
280 END
300 ! *****
310 OFF KEY# @ OFF INTR 7
320 CALL "/tmp/calib" (S1(),C1(),P())
330 SCRATCHSUB "calib"
335 OUTPUT 709 ; "VWRITE BUGME,1"
340 CFLAG 1
350 GOSUB 1300 @ RETURN
400 ! *****
410 OFF KEY# @ OFF INTR 7
420 CALL "/tmp/condint" (C1(),S1(),P())
430 SCRATCHSUB "condint"
440 SFLAG 1 @ ! UNE FOIS LES CIPRISE ON AURA PAS LA POSSIBILITE DES REPRENDRE DANS MAIN
450 GOSUB 1300 @ RETURN
500 ! *****
510 OFF KEY# @ OFF INTR 7
520 CALL "/tmp/tmax" (C1(),S1(),P())
530 SCRATCHSUB "tmax"
540 GOSUB 1300 @ RETURN
600 ! *****
610 OFF KEY# @ OFF INTR 7
620 CALL "/tmp/temps"
630 SCRATCHSUB "temps"
640 GOSUB 1300 @ RETURN
700 ! *****
710 OFF KEY# @ OFF INTR 7
720 CALL "/tmp/ghost" (C1(),S1(),P())
730 SCRATCHSUB "calc"
740 SCRATCHSUB "average"
750 SCRATCHSUB "gsave"
760 SCRATCHSUB "gprint"
770 SCRATCHSUB "gzero"
780 SCRATCHSUB "ghost"
790 SCRATCHSUB "rbeck"
799 GOSUB 1300 @ RETURN
800 ! *****
810 OFF KEY# @ OFF INTR 7
820 CALL "/tmp/gget" (S1())
830 SCRATCHSUB "calc"
840 SCRATCHSUB "gprint"
850 SCRATCHSUB "gget"
860 GOSUB 1300 @ RETURN
900 ! *****
910 ! OFF KEY# @ OFF INTR 7
920 ! CALL "/tmp/otto"
930 ! SCRATCHSUB "otto"
940 ! GOSUB 1300 @ RETURN
1200 ! *****
1210 OFF KEY# @ OFF INTR 7
1220 CALL "/tmp/request" (S1())
1250 GOSUB 1300 @ RETURN
1300 ! ***** BOUCLE DE RETOUR *****
1310 ON INTR 7 GOSUB 1220
1330 CLEAR
1340 OFF KEY# 2
1350 ON KEY# 1,"CALIB." GOSUB 300
1360 IF NOT FLAG(1) THEN ON KEY# 2,"C.I." GOSUB 400 @ ! S'IL N'Y A PAS DE FICHER CI(ERREUR)
1370 ON KEY# 3,"TMAX" GOSUB 500
1380 ON KEY# 4,"TEMPS" GOSUB 600
1390 ON KEY# 5,"GHOST" GOSUB 700
1400 ON KEY# 6,"RTEST" GOSUB 800
1410 ! ON KEY# 7,"OTTO" GOSUB 900
1420 ON KEY# 8,"END" GOSUB 250
1430 ALPHA 1 @ CLEAR @ OFF CURSOR
1440 KEY LABEL
1450 ALPHA 8,10 @ DISP "MAIN MENU" @ OFF CURSOR
1460 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN

```

## Sous-programme "RBECK"

## variables

N            Nombre de test.  
V60        Concentration des gaz.

## #ligne        Description

10            Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.  
20            Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.  
30            Spécifie la disposition voulue pour l'affichage à l'écran.  
120          Efface le buffer de sortie.  
130          Appelle le sous programme RDCOND dans le 3852.  
135          Écrit la valeur de COND dans le tampon du 3852.  
140          Lit les valeurs du tampon.  
150          Efface le tampon de sortie.  
155-170      Affiche le nombre de ppm du NO<sub>x</sub> ou du NO.  
180          Affiche le pourcentage de CO<sub>2</sub>.  
190          Affiche le pourcentage de CO.  
200          Affiche le pourcentage de O<sub>2</sub>.  
210          Affiche le nombre de ppm de HC.  
220          Efface le curseur.  
230          Fin du sous-programme.

```
10 SUB "rbeck" (V6(,),N)
20 OPTION BASE 1
30 IMAGE 5X,8A,X,4DER4D,4A
90 !
100 ! ***** SCAN DES CONCENTRATIONS *****
110 !
120 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
130 OUTPUT 709 ; "CALL RDCOND"
135 OUTPUT 709 ; "VREAD COND"
140 ENTER 709 ; Z,V6(N,1),V6(N,2),V6(3,N),V6(4,N),V6(5,N),V6(6,N)
150 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
155 ALPHA 5,1 @ OFF CURSOR
160 IF N=1 THEN DISP USING 30 ; "      NOx",V6(N,1)," ppm" @ OFF CURSOR
170 IF N=2 THEN DISP USING 30 ; "      NO",V6(N,2)," ppm" @ OFF CURSOR
180 DISP USING 30 ; "      CO2",V6(3,N)," % " @ OFF CURSOR
190 DISP USING 30 ; "      CO",V6(4,N)," % " @ OFF CURSOR
200 DISP USING 30 ; "      O2",V6(5,N)," % " @ OFF CURSOR
210 DISP USING 30 ; "      HC",V6(6,N)," ppm" @ OFF CURSOR
220 ALPHA 1,1 @ OFF CURSOR
230 SUBEND
```



## Sous-programme "RDCOND"

## variables

#ligne	Description
10	Début du sous-programme.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Écrit le sous-programme RDCOND dans le 3852.
40	Met le pointeur de la variable BUFF à 0.
50	Met le pointeur de la variable COND à 0.
60	Configure le 3852 pour lire un voltage DC.
70	Détermine le temps d'intégration.
80	Mesure les voltages DC et met les valeurs dans le vecteur BUFF.
90-130	Transforme les voltages en concentration dépendant de l'échelle.
134-138	Linéarisation de l'échelle 1 du CO.
140-200	Transforme les voltages en concentration dépendant de l'échelle et en pression.
210	Fin du sous-programme du 3852.
220	Fin du sous-programme.

```

10 SUB "rdcond"
20 OPTION BASE 1
30 OUTPUT 709 ; "SUB RDCOND"
40 OUTPUT 709 ; "INDEX BUFF 0"
50 OUTPUT 709 ; "INDEX COND 0"
60 OUTPUT 709 ; "COMP DCV"
70 OUTPUT 709 ; "NPLC TI"
80 OUTPUT 709 ; "MEAS DCV 216,112,112-117,212-214 INTO BUFF"
90 OUTPUT 709 ; "COND(0)=BUFF(0)*85816-17022"
100 OUTPUT 709 ; "COND(1)=(BUFF(1)/FAC(INDX(1))*50)*M(1)+B(1) "
110 OUTPUT 709 ; "COND(2)=(BUFF(2)/FAC(INDX(2))*50)*M(2)+B(2) "
120 OUTPUT 709 ; "COND(3)=(BUFF(3)/FAC(INDX(3)) *4)*M(3)+B(3) "
130 OUTPUT 709 ; "COND(4)=(BUFF(4)/FAC(INDX(4)))*M(4)+B(4)"
131 !
132 ! linearisation de l'echelle 1 pour le CO
133 !
134 OUTPUT 709 ; "IF INDX(4)=11 THEN"
135 OUTPUT 709 ; "COND(4)=BUFF(4)*(3.07189E-3+BUFF(4)*-4.61805E-5)"
136 OUTPUT 709 ; "COND(4)=BUFF(4)*(2.50236E-2+BUFF(4)*(-2.13510E-2+COND(4)))"
137 OUTPUT 709 ; "COND(4)=EXP(-1.26680+BUFF(4)*(7.68039E-1+COND(4)))"
138 OUTPUT 709 ; "END IF"
139 !
140 OUTPUT 709 ; "COND(5)=(BUFF(5)*FAC(INDX(5)))*M(5)+B(5)"
150 OUTPUT 709 ; "COND(6)=(BUFF(6)/FAC(INDX(6))*1000)*M(6)+B(6)"
160 OUTPUT 709 ; "COND(7)=BUFF(7)*3/4/60"
170 OUTPUT 709 ; "COND(8)=BUFF(8)*6.891156462"
180 OUTPUT 709 ; "COND(9)=BUFF(9)*6.891156462"
190 OUTPUT 709 ; "COND(10)=BUFF(10)*1378.57143"
210 OUTPUT 709 ; "SUBEND"
220 SUBEND

```

## Sous-programme "RDTEMP"

variables

#ligne	Description
10	Début du sous-programme.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Ecrit le sous-programme RDTEMP dans le 3852.
40	Met le pointeur de la variable TC à 0.
50	Met le pointeur de la variable TK à 0.
60	Configure le 3852 pour lire une Température avec un thermocouple K.
70	Détermine le temps d'intégration.
80	Mesure les Températures et met la valeur dans le vecteur TC.
90	Transformer les température °C en Kelvin.
110	Fin du sous-programme du 3852.
120	Fin du sous-programme.

```
10 SUB "rdtemp"  
20 OPTION BASE 1  
30 OUTPUT 709 ; "SUB RDTEMP"  
40 OUTPUT 709 ; "INDEX TC 0"  
50 OUTPUT 709 ; "INDEX TK 0"  
60 OUTPUT 709 ; "CONF TEMPK"  
70 OUTPUT 709 ; "NPLC TI"  
80 OUTPUT 709 ; "MEAS TEMPK 317-319,400-410,500-511,413 INTO TC"  
90 OUTPUT 709 ; "MAT TK=TC+(273.15)"  
110 OUTPUT 709 ; "SUBEND"  
120 SUBEND
```

## Sous-programme "REQUEST"

## variables

A Variable tampon.  
 B Variable tampon.  
 S1() Echelles des différents appareils de mesure.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
15	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
20	Attribut la valeur 0 à la variable bugme.
30	Effacer les valeurs tampon de sortie du 3852.
70	Lit l'état du registre du controlleur et le remet à 0.
80	Lit la valeur des 8 premiers Bit du registre d'état du 3852.
90	Assure que c'est un SRQ de la part du 3852.
100	Envoie la valeur du registre d'état du 3852 dans le tampon de sortie et remet.le registre à 0.
110	Lit la valeur du tampon de sortie et l'emmagasine dans la variable A.
120	Vérifie si c'est une mesure hors limite.
130	Lit la valeur des 8 premiers Bit du registre d'état du 3852.
140	Assure que c'est un SRQ de la part du 3852.
150	Met la valeur dans la variable A.
155	Envoie la valeur du registre d'état du 3852 dans le tampon de sortie et remet.le registre à 0.
160	Fin du sous-programme.
210	Attribut la valeur 1 à la variable bugme.
220	Appelle le sous-programme CONSWI.
250	Fin du sous-programme.

```
10 SUB "request" (S1())
15 OPTION BASE 1
20 OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
30 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
70 STATUS 7,1 ; B
80 S=SPOLL(709)
90 IF S<64 THEN GOTO 130
100 OUTPUT 709 ; "STA?"
110 ENTER 709 ; A
120 IF BIT(A,10)=1 THEN GOSUB 170 ELSE OUTPUT 709 ; "CONT 0"
130 S=SPOLL(709)
140 OUTPUT 709 ; "STA?"
150 ENTER 709 ; A
155 STATUS 7,1 ; B
160 SUBEND
170 ! SRQ DU 3852
180 !
210 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
220 CALL "/tmp/conswi" (S1())
250 RETURN
```

## Sous-programme "RESPONSE"

## variables

N	Nombre de test.
OLDTIME	Temps en seconde entre les mesures de NO et de NO <sub>x</sub> .
POSX	Variable pour indiquer la position en X du curseur .
POSY	Variable pour indiquer la position en Y du curseur .
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
V6()	Concentration des gaz.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Appelle la sous-routine 2050.
35	Indique la tâche à exécuter si il y a une erreur.
40	Spécifie la disposition voulue pour l'affichage à l'écran.
50	Défini la fonction de la touche de fonction #1 "START".
60	Affiche la touche de fonction.
70	Appelle le sous programme RDCOND dans le 3852.
75	Attribut la valeur 1 à la variable BUGME.
76	Met la valeur de TIME dans OLDTIME.
80	Écrit la valeur de COND dans le tampon du 3852.
90	Lit les valeurs du tampon. Efface le tampon de sortie.
100	Appelle le sous programme RDCOND dans le 3852.
110	Efface le curseur.
120	Si (N-1) est 1 alors affiche le nombre de ppm de NO.
130	Si non affiche le nombre de ppm de NO <sub>x</sub> .
140	Affiche le pourcentage de CO <sub>2</sub> .
150	Affiche le pourcentage de CO.
160	Affiche le pourcentage de O <sub>2</sub> .
170	Affiche le nombre de ppm de HC.
180	Permet de changer de NO à NO <sub>x</sub> tout les 5 secondes.
190	Envoie à la ligne 80.
200	Efface la touche de fonction #1. Affiche les touches de fonctions. Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB. Attribut la valeur 0 à la variable BUGME.
205	Efface le buffer de sortie.
210	Allume le relais #6 du 711 et met N égale à 1.
220	Attribut la valeur 16 à la variable TI.
230	Appelle la sous-routine 3000.
240	Appelle le sous programme RBECK.
250	Ferme le relais #6 du 711 et met N égale à 2. Attend 2 secondes.
260	Appelle la sous-routine 3000.
270	Appelle le sous programme RBECK.
280-282	Efface une partie de l'écran et le curseur.
285	Attribut la valeur 0,1 à la variable TI.
290	Efface le sous programme RBECK.
300	Fin du sous-programme.
2030	Désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
2035	Met la valeur de la position en X du curseur dans la variable POSX et la valeur de la position en Y du curseur dans la variable POSY. Met la valeur du drapeau 64 à 1.
2040	Appelle le sous-programme REQUEST.

2050 Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.  
2060 Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.  
2065 Si le drapeau 64 est 1 alors placer le curseur.  
2070 Retour à l'instruction GOSUB.  
3000 Affiche quel essai il fait.  
3020 Retour à l'instruction GOSUB.  
4000 Met la valeur de TIME dans OLDTIME.  
4010 Si N égale 1 alors ferme le relais #6 du 711 et met N égale à 2. Si non allume le relais #6 du 711 et met N égale à 1.  
4020 Retour à l'instruction GOSUB.  
5000-5040 Traite l'erreur no.53 puis retour à l'instruction gosub si non affiche le message d'erreur et son no.



```

10 SUB "response" (S1(),V6(),N)
20 OPTION BASE 1
30 GOSUB 2050
35 ON ERROR GOSUB 5000
40 IMAGE 5X,8A,X,4DER4D,4A
50 ON KEY# 1,"START" GOTO 200
60 KEY LABEL
70 OUTPUT 709 ; "CALL RDCOND"
75 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
76 oldtime=TIME
80 OUTPUT 709 ; "VREAD COND"
90 ENTER 709 ; Z,V6(N,1),V6(N,2),V6(3,N),V6(4,N),V6(5,N),V6(6,N) @ OUTPUT 709 ; "CLROUT"
100 OUTPUT 709 ; "CALL RDCOND"
110 ALPHA 5,1 @ OFF CURSOR
120 IF N-1 THEN DISP USING 40 ; " NO",V6(N,2)," ppm" @ OFF CURSOR
130 IF NOT (N-1) THEN DISP USING 40 ; " NOx",V6(N,2)," ppm" @ OFF CURSOR
140 DISP USING 40 ; " CO2",V6(3,N)," %" @ OFF CURSOR
150 DISP USING 40 ; " CO",V6(4,N)," %" @ OFF CURSOR
160 DISP USING 40 ; " O2",V6(5,N)," %" @ OFF CURSOR
170 DISP USING 40 ; " HC",V6(6,N)," ppm" @ OFF CURSOR
180 IF TIME-oldtime>5 THEN GOSUB 4000
190 GOTO 80
200 OFF KEY# 1 @ KEY LABEL @ OFF INTR 7 @ OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
205 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
210 OUTPUT 711 ; "A6" @ N=1
220 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI 16"
230 GOSUB 3000
240 CALL "/tmp/rbeck" (V6(),N)
250 OUTPUT 711 ; "B6" @ N=2 @ WAIT 2000
260 GOSUB 3000
270 CALL "/tmp/rbeck" (V6(),N)
280 ALPHA 12,1 @ OFF CURSOR @ DISP " " @ OFF CURSOR
282 ALPHA 1,1 @ OFF CURSOR
285 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI .1"
290 SCRATCHSUB "rbeck"
295 CFLAG 64
300 SUBEND
2000 !
2010 !SRQ
2020 !
2030 OFF INTR 7
2035 posx=CURSROW @ posy=CURSCOL @ SFLAG 64
2040 CALL "/tmp/request" (S1())
2050 ON INTR 7 GOSUB 2030
2055 IF FLAG(64) THEN ALPHA posx,posy @ OFF CURSOR
2070 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN
3000 ALPHA 12,5 @ OFF CURSOR @ DISP USING "10A,X,D,X,4A" ; "READING",N,"OF 2" @ OFF CURSOR
3020 RETURN
4000 oldtime=TIME
4010 IF N=1 THEN OUTPUT 711 ; "B6" @ N=2 ELSE OUTPUT 711 ; "A6" @ N=1
4020 RETURN
5000 OFF ERROR
5010 IF ERRN=53 THEN DISP @ RETURN
5020 ERRM
5025 DISP "ERROR#";ERRN;" ON LINE";ERRL
5030 STOP
5040 RETURN

```

## Sous-programme "SENDFACT"

## variables

S1() Echelles des différents appareils de mesure.

#ligne Description

10 Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.

20 Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.

30 Met le pointeur de la variable INDX à 0.

40-50 Ecrit les valeurs de l'état des échelles dans la variable INDX.

55 Appelle le sous-programme SETFACT dans le 3852.

60 Fin du sous-programme.

```
10 SUB "sendfact" (S1())
20 OPTION BASE 1
30 OUTPUT 709 ; "INDEX INDX 0"
40 OUTPUT 709 USING "#,12A,K,X,K,X,K,X,K,X" ; "VWRITE INDX ";9999;S1(2);S1(2);S1(3)+7
50 OUTPUT 709 USING "K,X,K,K,K" ; S1(4)+10;S1(5)+13;S1(6)+16
55 OUTPUT 709 ; "CALL SETFACT"
60 SUBEND
```

## Sous-programme "SETFACT"

variables

#ligne	Description
10	Début du sous-programme.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Ecrit le sous-programme SETFACT dans le 3852.
40	Force le 3852 à effectuer sa tâche au complet avant de continuer autre chose.
50	Met le pointeur de la variable UPPER à 0.
60	Met le pointeur de la variable LOWER à 0.
70-120	Ecrit les valeurs limites inférieures et supérieures correspondantes aux échelles de chaque appareil dans les vecteurs UPPER et LOWER.
250	Réactive les interruptions.
260	Fin du sous-programme du 3852.
270	Fin du sous-programme.

```
10 SUB "setfact"
20 OPTION BASE 1
30 OUTPUT 709 ; "SUB SETFACT"
40 OUTPUT 709 ; "DISABLE EOL SWAP"
50 OUTPUT 709 ; "INDEX UPPER 0"
60 OUTPUT 709 ; "INDEX LOWER 0"
70 OUTPUT 709 ; "VWRITE UPPER,UNO(INDX(2)),UCO2(INDX(3)-7)"
80 OUTPUT 709 ; "VWRITE UPPER,UCO(INDX(4)-10),UO2(INDX(5)-13)"
90 OUTPUT 709 ; "VWRITE UPPER,UHC(INDX(6)-16)"
100 OUTPUT 709 ; "VWRITE LOWER,LNO(INDX(2)),LCO2(INDX(3)-7)"
110 OUTPUT 709 ; "VWRITE LOWER,LCO(INDX(4)-10),LO2(INDX(5)-13)"
120 OUTPUT 709 ; "VWRITE LOWER,LHC(INDX(6)-16)"
250 OUTPUT 709 ; "ENABLE EOL SWAP"
260 OUTPUT 709 ; "SUBEND"
270 SUBEND
```

## Sous-programme "SETGAS"

## variables

A\$	Variable alpha-numérique tampon.
ENDFLAG	Variable tampon
I	Compteur.
Y0	Concentration des gaz.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Met la valeur de la variable ENDFLAG à 0.
40	Ouvre le fichier CALIBGAS.
50	Lit les concentrations de chacun des gaz.
60	Ferme le tampon d'entrée/sortie.
70	Efface l'écran.
80	Affiche à l'écran "CALIBRATION GAS".
90	Appelle le sous-programe CONDDISP.
100	Appelle de la sous-routine qui définit les clés.
140	Si ENDFLAG est 1 continue sinon début de la boucle tant que ENDFLAG est différent de 1.
150	Enlève le curseur.
155	Ouvre le fichier CALIBGAS.
156	Imprime les concentrations de chacun des gaz.
157	Ferme le tampon d'entrée/sortie.
158	Efface le fichier sur la disquette.
159	Copie le fichier du disque dur sur la disquette.
160	Efface le sous-programme CONDDISP.
170	Fin du sous-programme.
210	Définit la fonction de la touche de fonction #1 "NO <sub>x</sub> ".
220	Définit la fonction de la touche de fonction #2 "NO".
230	Définit la fonction de la touche de fonction #3 "CO <sub>2</sub> ".
240	Définit la fonction de la touche de fonction #4 "CO".
250	Définit la fonction de la touche de fonction #5 "O <sub>2</sub> ".
260	Définit la fonction de la touche de fonction #6 "HC".
270	Définit la fonction de la touche de fonction #8 "OK".
280	Affiche les touches de fonction.
290	Retour à l'instruction GOSUB.
310	Enlève les clés. Mettre "NO <sub>x</sub> " sous forme alpha-numérique dans la variable A\$. Mettre la variable I égale à 1. Appele la sous-routine 510.
320	Enlève les clés. Mettre "NO" sous forme alpha-numérique dans la variable A\$. Mettre la variable I égale à 2. Appele la sous-routine 510.
330	Enlève les clés. Mettre "CO <sub>2</sub> " sous forme alpha-numérique dans la variable A\$. Mettre la variable I égale à 3. Appele la sous-routine 510.
340	Enlève les clés. Mettre "CO" sous forme alpha-numérique dans la variable A\$. Mettre la variable I égale à 4. Appele la sous-routine 510.
350	Enlève les clés. Mettre "O <sub>2</sub> " sous forme alpha-numérique dans la variable A\$. Mettre la variable I égale à 5. Appele la sous-routine 510.
360	Enlève les clés. Mettre "HC" sous forme alpha-numérique dans la variable A\$. Mettre la variable I égale à 6. Appele la sous-routine 510.

370 Met la valeur de la variable ENDFLAG à 1. Affiche les clés. Retourne à l'instruction GOSUB.

510 Enlève le curseur

520 Demande à l'utilisateur la concentration du gaz et entre la valeur dans la variable Y.

530 Appele le sous programme CONDDISP.

550-565 Efface une partie de l'écran.

570 Affiche les touches et retourne à l'instruction GOSUB.

600-690 Désactive les touches et retourne à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "setgas" (Y())
20 OPTION BASE 1
30 ENDFLAG=0
40 ASSIGN# 1 TO "/tmp/calibgas"
50 FOR I=1 TO 6 @ READ# 1 ; Y(I) @ NEXT I
60 ASSIGN# 1 TO *
70 ALPHA 1 @ CLEAR @ OFF CURSOR
80 ALPHA 3,12 @ OFF CURSOR @ DISP "CALIBRATION GAS" @ OFF CURSOR
90 CALL "/tmp/conddisp" (1,Y())
100 GOSUB 210
110 !
120 ! WHILE LOOP FOR MENU SELECTION
130 !
140 IF ENDFLAG THEN 150 ELSE GOTO 140
150 ALPHA 1,0 @ OFF CURSOR
155 ASSIGN# 1 TO "/tmp/calibgas"
156 FOR I=1 TO 6 @ PRINT# 1 ; Y(I) @ NEXT I
157 ASSIGN# 1 TO *
158 PURGE "/fix1/beckman/calibgas"
159 COPY "/tmp/calibgas" TO "/fix1/beckman/calibgas"
160 SCRATCHSUB "conddisp"
170 SUBEND
199 !
200 ! MENU CREATION
201 !
210 ON KEY# 1,"NOx" GOSUB 310
220 ON KEY# 2,"NO" GOSUB 320
230 ON KEY# 3,"CO2" GOSUB 330
240 ON KEY# 4,"CO" GOSUB 340
250 ON KEY# 5,"O2" GOSUB 350
260 ON KEY# 6,"HC" GOSUB 360
270 ON KEY# 8,"OK" GOSUB 370
280 KEY LABEL
290 RETURN
299 !
300 ! WHICH KEY AND SUB TO QUESTION
301 !
310 OFF KEY# @ A$="NOx" @ I=1 @ GOSUB 510 @ RETURN
320 OFF KEY# @ A$="NO" @ I=2 @ GOSUB 510 @ RETURN
330 OFF KEY# @ A$="CO2" @ I=3 @ GOSUB 510 @ RETURN
340 OFF KEY# @ A$="CO" @ I=4 @ GOSUB 510 @ RETURN
350 OFF KEY# @ A$="O2" @ I=5 @ GOSUB 510 @ RETURN
360 OFF KEY# @ A$="HC" @ I=6 @ GOSUB 510 @ RETURN
370 ENDFLAG=1 @ GOSUB 600 @ KEY LABEL @ RETURN
499 !
500 ! ENTER CONCENTRATION
501 !
510 ALPHA 11,5 @ OFF CURSOR
520 DISP "What is the concentration of "&A$; @ INPUT Y(I)
530 CALL "/tmp/conddisp" (1,Y())
550 ALPHA 11,5 @ OFF CURSOR
560 DISP " @ OFF CURSOR
565 DISP " @ OFF CURSOR
570 GOSUB 210 @ RETURN
600 ! Menu deletion
601 !
610 OFF KEY# 1
620 OFF KEY# 2
630 OFF KEY# 3
640 OFF KEY# 4
650 OFF KEY# 5
660 OFF KEY# 6
670 OFF KEY# 8
690 RETURN

```



## Sous-programme "SWITCH"

## variables

FNsuffix\$	fonction qui permet de changer la valeur binaire de l'échelle pour le 710
pre	Numéro de la machine à changer l'échelle.
post	l'échelle sur laquelle il faut aller.
prefix	Vecteur des numéro de machine pour le 710.
Switch\$	Valeur de l'appareil et de l'échelle.

#ligne	Description
1	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
5	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
10	Définir des données à lire dans un READ.
20	Définit la fonction calculant le suffix de la commande à envoyer aux actionneurs pour changer d'échelle.
30	Dimensionne la matrice PREFIX.
40	Remplir la matrice PREFIX avec les données.
50	Assemble la commande à envoyer à l'actionneur pour changer l'échelle.
60	Envoie la commande de changement d'échelle à l'actionneur 710.
70	Valide le changement d'échelle du 711 (enable).
90	Remet l'actionneur 711 à l'état initial.
100	Remet l'actionneur 710 à l'état non actif.
110	Fin du sous-programme.

```
1 SUB "switch" (pre,post)
5 OPTION BASE 1
10 DATA 0,13,3,2,23,12,1
20 DEF FNsuffix$(number) = VAL$(400*BIT(number,2)+50*BIT(number,1)+6*BIT(number,0))
30 DIM prefix(7)
40 MAT READ prefix
50 switch$=VAL$(prefix(pre)&FNsuffix$(post))
60 OUTPUT 710 ; "A"&switch$
70 OUTPUT 711 ; "A4"
90 OUTPUT 711 ; "B4"
100 OUTPUT 710 ; "B123456"
110 SUBEND
```

## Sous-programme "TEMPS"

## variables

I	Compteur.
N(27)	Numéro des thermocouples.
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
T()	Températures des thermocouples.
TEMPFLAG	Drapeau pour afficher soit les températures, soit les numéros des thermocouples.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
30	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
40	Dimensionne les matrices.
50	Met la variable TI égale à 0,1.
60	Efface l'écran.
70-80	Définir les données à lire dans READ.
90	Remplir la matrice N avec les données. Mettre TEMPFLAG égale à 1.
110-130	Spécifie la disposition voulu pour l'affichage à l'écran.
150	Efface l'écran.
160	Définit la fonction de la touche de fonction #4 "THER#".
170	Définit la fonction de la touche de fonction #1 "MAINMENU".
180	Affiche les touches de fonction.
190	Efface le curseur.
200	Attribue la valeur 0 à la variable BUGME.
210	Efface les valeurs du tampon de sortie.
220	Appelle le sous programme RDTEMP dans le 3852.
230	Écrit les valeurs de TK dans le tampon du 3852.
240-260	Attribue les valeurs du tampon du 3852 à la variable T.
270	Attribue la valeur 1 à la variable BUGME.
280	Si TEMPFLAG n'est pas 1, alors le vecteur T égale le vecteur N.
290-297	Dit à l'opérateur si il affiche les numéros ou les températures
300-360	Affiche à l'écran les températures ou les numéros des thermocouples.
370	Retourne à 190
390	Efface l'écran.
400	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
410	Fin du sous-programme.
500	Si TEMPFLAG est 1 alors va à la ligne 510 sinon va à la ligne 520.
510	Définit la fonction de la touche de fonction #4 "TEMP". Mettre TEMPFLAG égale à 0. Affiche les touches de fonction.
520	Définit la fonction de la touche de fonction #4 "THER#". Mettre TEMPFLAG égale à 1. Affiche les touches de fonction.
730	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
740	Appelle le sous-programme REQUEST.
750	Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.
760	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB et retour à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "tempa"
20 GOSUB 750
30 OPTION BASE 1
40 DIM T(27),N(27)
50 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI 0.1"
60 ALPHA 1,1 @ CLEAR
70 DATA 317,318,319,400,401,402,403,404,405,406,407,408,409,410
80 DATA 500,501,502,503,504,505,506,507,508,509,510,511,413
90 MAT READ N @ TEMPFLAG=1
110 IMAGE 10X,"Main ",4D," Fuel ",4D
120 IMAGE 10X,"Beckman ",4D
130 IMAGE 10X,7A,X,3DZ,X,3DZ,X,3DZ,X,3DZ,X,3DZ,X,3DZ
150 ALPHA 1,1 @ OFF CURSOR @ CLEAR
160 ALPHA 1,1 @ ON KEY# 4,"THER#" GOSUB 500
170 ON KEY# 1,"MAINMENU" GOTO 390
180 KEY LABEL
190 ALPHA 5,10 @ OFF CURSOR
200 OUTPUT 709 ; "PAUSE 0"
210 OUTPUT 709 ; "CLROUT"
220 OUTPUT 709 ; "CALL RDTEMP"
230 OUTPUT 709 ; "VREAD TK"
240 FOR I=1 TO 27
250 ENTER 709 ; T(I)
260 NEXT I
270 OUTPUT 709 ; "CONT 0"
280 IF NOT TEMPFLAG THEN MAT T=N
290 DISP
295 DISP USING "#,10X,K" ; "Now displaying thermocouple "
296 IF TEMPFLAG THEN DISP "measurements" ELSE DISP "numbers"
297 DISP
300 DISP USING 130 ; "#1 Pri ",T(3),T(7),T(11),T(15),T(19),T(23)
310 DISP USING 130 ; "#2 Pri ",T(4),T(8),T(12),T(16),T(20),T(24)
320 DISP USING 130 ; "Second ",T(5),T(9),T(13),T(17),T(21),T(25)
330 DISP USING 130 ; "Dilut. ",T(6),T(10),T(14),T(18),T(22),T(26)
340 DISP
350 DISP USING 110 ; T(1),T(2)
360 DISP USING 120 ; T(27) @ OFF CURSOR
370 GOTO 190
380 !
390 ALPHA 1,1 @ CLEAR @ OUTPUT 709 ; "CONT 0"
400 OFF INTR 7
410 SUBEND
500 IF TEMPFLAG THEN 510 ELSE 520
510 ON KEY# 4,"TEMP" GOSUB 500 @ TEMPFLAG=0 @ KEY LABEL @ RETURN
520 ON KEY# 4,"THER#" GOSUB 500 @ TEMPFLAG=1 @ KEY LABEL @ RETURN
700 !
710 ! ***** SQR *****
720 !
730 OFF INTR 7
740 CALL "/tmp/request" (S1())
750 ON INTR 7 GOSUB 710
760 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN

```

## Sous-programme "TGA"

## variables

A1()	Matrice Bonnie McBride <1000.
A2()	Matrice Bonnie McBride >1000.
B	Matrice Bonnie McBride.
C()	Contient le nombre de moles résultant de la balance molaire.
E1	Enthalpie des réactifs au complet.
E0	Enthalpie des produits.
F(9)	Vecteur des propriétés des carburants.
HF	Enthalpie du carburant.
H	Variable d'enthalpie des produits pour l'itération.
H1	Enthalpie d'entrée (réactif).
I	Compteur.
L	Compteur
M	Masse moléculaire du carburant.
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
T	Variable pour l'itération de la température.
T2()	Variable pour l'itération de la température.
T3	Variable pour l'itération de la température.
TGA	Température d'analyse de gaz.
V2(9)	Contient le nombre de moles résultant de la balance molaire.
X2	Variable Tampon.

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
15	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
17	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
60-190	Définir les données à lire dans READ.
210	Dimensionne les matrices.
220	Remplir les matrices A1 et A2 avec les données.
230	Calcul de la masse molaire du carburant.
240	Calcul de l'enthalpie du carburant.
250	Remettre la matrice de la balance molaire à 0.
260	Le nombre de moles de $O_2 = \beta$
270	Le nombre de moles de $N_2 = 3 * \beta$
280	Initialise T (première itération).
290	Permet d'aller calculer l'enthalpie.
300	Met H1 égale à l'enthalpie des réactifs
310	Calcul l'enthalpie des réactifs.
320	Initialise les deux valeurs de T (première itération).
330-400	Remplir la matrice avec les résultats de la balance molaire.
410-450	Calcul l'enthalpie des produits aux températures T2(1) et T2(2).
455-530	Fait une itération pour calculer le prochain T2(L).
540	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
550	Fin du sous-programme.
1000-1080	Calcul de l'enthalpie à la température T
2020	Désactive les SRQ venant du 3852 via le HP-IB.
2030	Appelle le sous-programme REQUEST.
2040	Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.

2050

Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB et retour à l'instruction GOSUB.

```

10 SUB "tga" (F(),T3,V2(),TGA,S1())
15 GOSUB 2040
17 OPTION BASE 1
20 ! ***** T from gas analysis *****
30 ! ***** See Bonnie McBride for enthalpy formulae *****
40 ! ***** Order CO,CO2,H2O,NO,NO2,O2,N2 *****
50 ! ***** top <1000 bottom>1000 *****
60 DATA -14356.31,3.7100928,-0.0016190964,3.6923594e-006,-2.0319674e-009,2.3953344e-013
70 DATA -48377.527,2.4007797,0.0087350957,-6.6070878e-006,2.0021861e-009,6.3274039e-016
80 DATA -30289.546,4.1675564,-0.0018106868,5.9450878e-006,-4.8670871e-009,1.5284144e-012
90 DATA 9841.8042,4.2484931,-0.0048661106,1.1634155e-005,-9.9768494e-009,3.0483948e-012
100 DATA 2939.0817,3.5118803,0.0016557143,8.2383959e-006,-1.1381848e-008,4.3480301e-012
110 DATA -1063.8107,3.7837135,-0.0030233634,9.9492751e-006,-9.8189101e-009,3.3031825e-012
120 DATA -1063.9421,3.7034288,-0.0014179405,2.8625094e-006,-1.2018374e-009,-1.3475522e-014
130 DATA -14245.228,2.9840696,0.001489139,-5.7899684e-007,1.0364577e-010,-6.935355e-015
140 DATA -48961.442,4.4608041,0.0030981719,-1.2392571e-006,2.2741325e-010,-1.5525954e-014
150 DATA -29876.258,2.6340654,0.0031121899,-9.0278449e-007,1.2673054e-010,-6.9164732e-015
160 DATA 9961.0628,3.1486543,0.0014151823,-5.7574881e-007,1.0738529e-010,-7.3900199e-015
170 DATA 2435.9585,4.5608469,0.0028067847,-1.2387496e-006,2.631157e-010,-1.9824814e-014
180 DATA -1197.8151,3.6122139,0.00074853166,-1.9820647e-007,3.3749008e-011,-2.3907374e-015
190 DATA -890.20951,2.8536374,0.0016014368,-6.2888336e-007,1.1428932e-010,-7.7953822e-015
210 DIM A1(7,6),A2(7,6),H(7),B(7),C(7),T2(20),E(20)
220 MAT READ A1 @ MAT READ A2
230 M=F(1)*12.011+F(2)*1.0079+F(3)*15.999
240 HP=F(6)*M+(F(1)*-393.522)+(F(2)/2*-241.827)
250 MAT C=ZER
260 C(6)=F(8)
270 C(7)=F(8)*3.76
280 T=T3
290 GOSUB 1000
300 H1=H
310 E1=H1+V2(8)*HP
320 T2(1)=1000 @ T2(2)=2000
330 MAT C=ZER
340 C(1)=V2(1)
350 C(2)=V2(2)
360 C(3)=V2(3)
370 C(4)=V2(5)
380 C(5)=V2(6)
390 C(6)=V2(7)
400 C(7)=V2(9)
410 FOR L=1 TO 2
420 T=T2(L)
430 GOSUB 1000
440 E(L)=H-V2(4)*F(1)/3*F(6)*M
450 NEXT L
455 L=L-1
460 L=L+1 !begin while loop
470 T2(L)=T2(L-2)+(E1-E(L-2))*(T2(L-1)-T2(L-2))/(E(L-1)-E(L-2))
480 T=T2(L)
490 GOSUB 1000
500 E(L)=H
510 IF ABS(E(L)-E1)>0.001 THEN GOTO 460 ! end of while loop
530 TGA=T2(L-1)+(E1-E(L-1))*(T2(L)-T2(L-1))/(E(L)-E(L-1))
540 OFF INTR 7
550 SUBEND
1000 MAT H=ZER
1010 FOR I=1 TO 6
1020 IF T<1000 THEN MAT B=A1(I) ELSE MAT B=A2(I)
1030 X2=T*(I-1)/(I-1+(I<2))
1040 MAT H=(1)*H+(X2)*B
1050 NEXT I
1052 MAT H=(8.31434)*H
1060 MAT H=H.C
1070 H=SUM(H)/1000
1080 RETURN
1990 !
2000 ! ***** SQR *****
2010 !
2020 OFF INTR 7
2030 CALL "/tmp/request" (S1())
2040 ON INTR 7 GOSUB 2000
2050 ENABLE INTR 7 ; 8 @ RETURN

```

## Sous-programme "TMAX"

## variables

C1() Valeurs des conditions initiales (sous-programme CONDINT).  
 S1() Echelles des différents appareils de mesure.  
 P() Pression

#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
30	Affiche les options possible.
100	Fait une boucle infinie en attendant que l'on appuie sur une des touches programmables "k".
300	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
310	Appelle le sous-programme IGNITION.
320	Affiche les options possible.
330	Retour à l'instruction GOSUB.
400	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
410	Appelle le sous-programme DISPLAY.
420	Affiche les options possible.
430	Retour à l'instruction GOSUB.
600	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
610	Fin du sous-programme.
1010	Efface les touches de fonction et désactive les SRQ venant du 3852A via le HP-IB.
1020	Appelle le sous-programme REQUEST.
1030	Indique la tâche à exécuter si il y a un SRQ.
1040	Active l'écoute des SRQ venant du HP-IB.
1050	Efface l'écran.
1060	Définit la fonction de la touche de fonction #1 "IGNITION".
1070	Définit la fonction de la touche de fonction #2 "DISPLAY".
1080	Définit la fonction de la touche de fonction #3 "MAINMENU".
1090	Affiche les touches de fonction.
1100	Fin du sous-programme.



```
10 SUB "tmax" (C1(),S1(),P())
20 OPTION BASE 1
30 GOSUB 1030
100 GOTO 100
300 OFF KEY# 8 OFF INTR 7
310 CALL "/tmp/ignition" (S1())
320 GOSUB 1030
330 RETURN
400 OFF KEY# 8 OFF INTR 7
410 CALL "/tmp/display" (C1(),S1(),P())
420 GOSUB 1030
430 RETURN
600 OFF INTR 7 OFF KEY#
610 SUBEND
1000 ! **** interrupt & menu ****
1010 OFF INTR 7 OFF KEY#
1020 CALL "/tmp/request" (S1())
1030 ON INTR 7 GOSUB 1000
1050 ALPHA 1,1 OFF CLEAR OFF CURSOR
1060 ON KEY# 1,"IGNITION" GOSUB 300
1070 ON KEY# 2,"DISPLAY" GOSUB 400
1080 ON KEY# 8,"MAINMENU" GOTO 600
1090 KEY LABEL
1100 ENABLE INTR 7 ; 8 OFF RETURN
```

## Sous-programme "VAR3852"

## variables

#ligne	Description
10	Début du sous-programme.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
22	Met le nombre de tâche possible ainsi que le nombre de concurrente à deux.
30	Active la capacité du multi-tâche du 3852.
40	Barre le clavier du 3852 (cette instruction est commenté lors du développement ou correction du logiciel pour permettre l'accès au fonction direct du 3852)
50	Annule l'affichage interactif du 3852 (cette instruction est commenté lors du développement ou correction du logiciel pour voir le déroulement de sousprogrammes dans le 3852)
60-70	Déclare les nombres réels.
80	Déclare les nombres intègres.
90-100	Dimensionne les matrices.
200	Met le pointeur du vecteur FAC à 1.
210-240	Remplir le vecteur FAC des différents facteurs d'échelle.
310-400	Remplir les vecteurs des limites inférieures et supérieures.
410	Attribue la valeur 1 à la variable BUGME.
510	Met le pointeur du vecteur B à 1.
520	Remplir le vecteur B des différentes cordonnées à l'origine.
530	Met le pointeur du vecteur M à 1.
540	Remplir le vecteur FAC des différentes pentes.
550	Remplir la variable TI.
560	Fin du sous-programme.

```

f10 SUB "var3852"
20 OPTION BASE 1
22 OUTPUT 709 ; "NTASKS 2,2"
30 OUTPUT 709 ; "ENABLE MULTI"
40 !OUTPUT 709 ; "LOCK ON"
50 !OUTPUT 709 ; "MON OFF"
60 OUTPUT 709 ; "REAL INDX(6),TI,SERVICE,UPPER(4),LOWER(4),TAM2(5),TAM4"
70 OUTPUT 709 ; "REAL COND(10),UPCOOL,LOCOOL,H2O,INSTRU(10),BUFFER"
80 OUTPUT 709 ; "INTEGER NO,K,K2,TAM(5),I,TAM3(0),BUGME,LMTFLAG"
90 OUTPUT 709 ; "DIM TC(26),TK(26),BUFF(10),FAC(24),UNO(7),UCO2(3),UCO(3),UHC(8),B(6),M(6)"
100 OUTPUT 709 ; "DIM LNO(7),LCO2(3),LCO(3),LHC(8),UO2(3),LO2(3)"
200 OUTPUT 709 ; "INDEX FAC 1" ; FACTEUR D'ECHÉLE 3852
210 OUTPUT 709 ; "VWRITE FAC 25,10,2.5,1,.25,.1,.025"
220 OUTPUT 709 ; "VWRITE FAC 1,1,4,1,1,5"
230 OUTPUT 709 ; "VWRITE FAC 1,2,5"
240 OUTPUT 709 ; "VWRITE FAC 100,20,10,2,1,.2,.1,.02"
300 ! LIMITE INFER. & SUPER. DES ECHELES
310 OUTPUT 709 ; "VWRITE UNO,0,4.75,4.75,4.75,4.75,4.75,4.75,4.75,6"
320 OUTPUT 709 ; "VWRITE LNO,0,-99,1.85,1,1.85,1,1.85,1"
330 OUTPUT 709 ; "VWRITE UCO2,0,6,0,4.75"
340 OUTPUT 709 ; "VWRITE LCO2,0,1.1,0,-99"
350 OUTPUT 709 ; "VWRITE UCO,0,6,4.75,4.75"
360 OUTPUT 709 ; "VWRITE LCO,0,3.710,.9,-99"
370 OUTPUT 709 ; "VWRITE UO2,0,4.75,4.75,6"
380 OUTPUT 709 ; "VWRITE LO2,0,-99,2.125,1.80"
390 OUTPUT 709 ; "VWRITE UHC,0,.9,.9,.9,.9,.9,.9,.9,1.5"
400 OUTPUT 709 ; "VWRITE LHC,0,-99,.16,.4,.16,.4,.16,.4,.16"
410 OUTPUT 709 ; "VWRITE BUGME,1"
500 ! FACTEUR DE CALIB. INITIAL
510 OUTPUT 709 ; "INDEX B 1"
520 OUTPUT 709 ; "VWRITE B,0,0,0,0,0,0"
530 OUTPUT 709 ; "INDEX M 1"
540 OUTPUT 709 ; "VWRITE M,1,1,1,1,1,1"
550 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI 0.1"
560 SUBEND

```

## Sous-programme "ZERO"

## variables

B()	Ordonnées à l'origine.
C1()	
FILL\$()	Vecteur alpha numérique pour faciliter l'affichage.
I	Compteur.
M()	Pentes.
P()	Vecteur de pression.
S1()	Echelles des différents appareils de mesure.
V6	Variable tampon pour calculer la pente et l'ordonnée à l'origine.
Y()	Valeur de la bombonne.
Z()	Variable tampon qui contient les nouvelles ordonnées à l'origine.

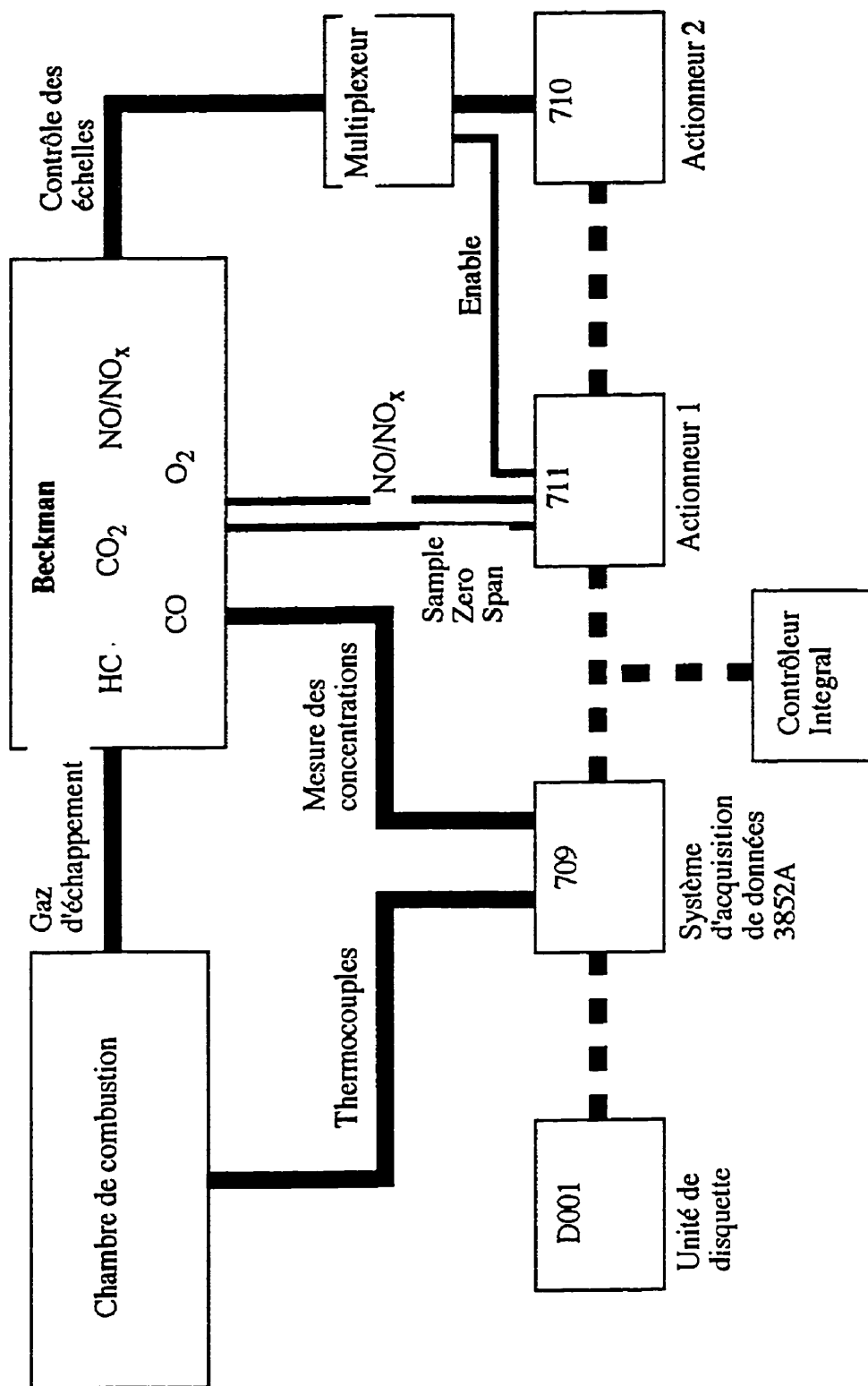
#ligne	Description
10	Début du sous-programme et définition des variables communes avec le programme principale.
20	Définit le premier indice des variables dimensionnées, comme étant 1.
40	Dimensionne les matrices.
50	Définir les données à lire dans READ.
60	Met les données sous forme alphanumérique dans le vecteur FILL\$.
70	Spécifie la disposition voulue pour l'affichage à l'écran.
100	Attribue la valeur 0,1 à la variable TI.
110	Appelle le sous programme SETGAS.
115	Efface le sous programme SETGAS.
120	Efface l'écran.
130	Allume le relais #2 et # 6 du 711 pour passer gaz zero en mode NOx. Met la valeur 1 à la variable N.
140	Place le curseur.
150	Affiche à l'écran "ZERO GAS".
160	Appelle le sous programme RESPONSE.
170	Efface l'écran.
175	Place le curseur.
177	Affiche à l'écran "ZERO GAS".
180-220	Boucle qui mesure les nouvelles ordonnées à l'origine.
270	Appelle le sous programme INISWI.
280	Efface le sous programme INISWI.
290	Fait un délai de 5 secondes.
300	Met la valeur de 0,1 dans la variable TI dans le 3852.
310	Fait passer du gaz de calibration dans le BECKMAN.
320	Fait un délai de 5 secondes.
345	Efface l'écran.
350	Affiche à l'écran "SPAN".
355	Efface le curseur.
360	Appelle le sous programme RESPONSE.
370	Efface l'écran.
372	Efface le curseur.
373	Affiche à l'écran "SLOPE & INTERCEPT".
375	Efface le sous programme RESPONSE.
380-450	Calcul et affiche la pente et la coordonnée à l'origine de chaque gaz.
460	Éteint le relais #3 du 711 pour échantillonner le gaz d'échappement.
470	Affiche à l'écran "PURGING BECKMAN".

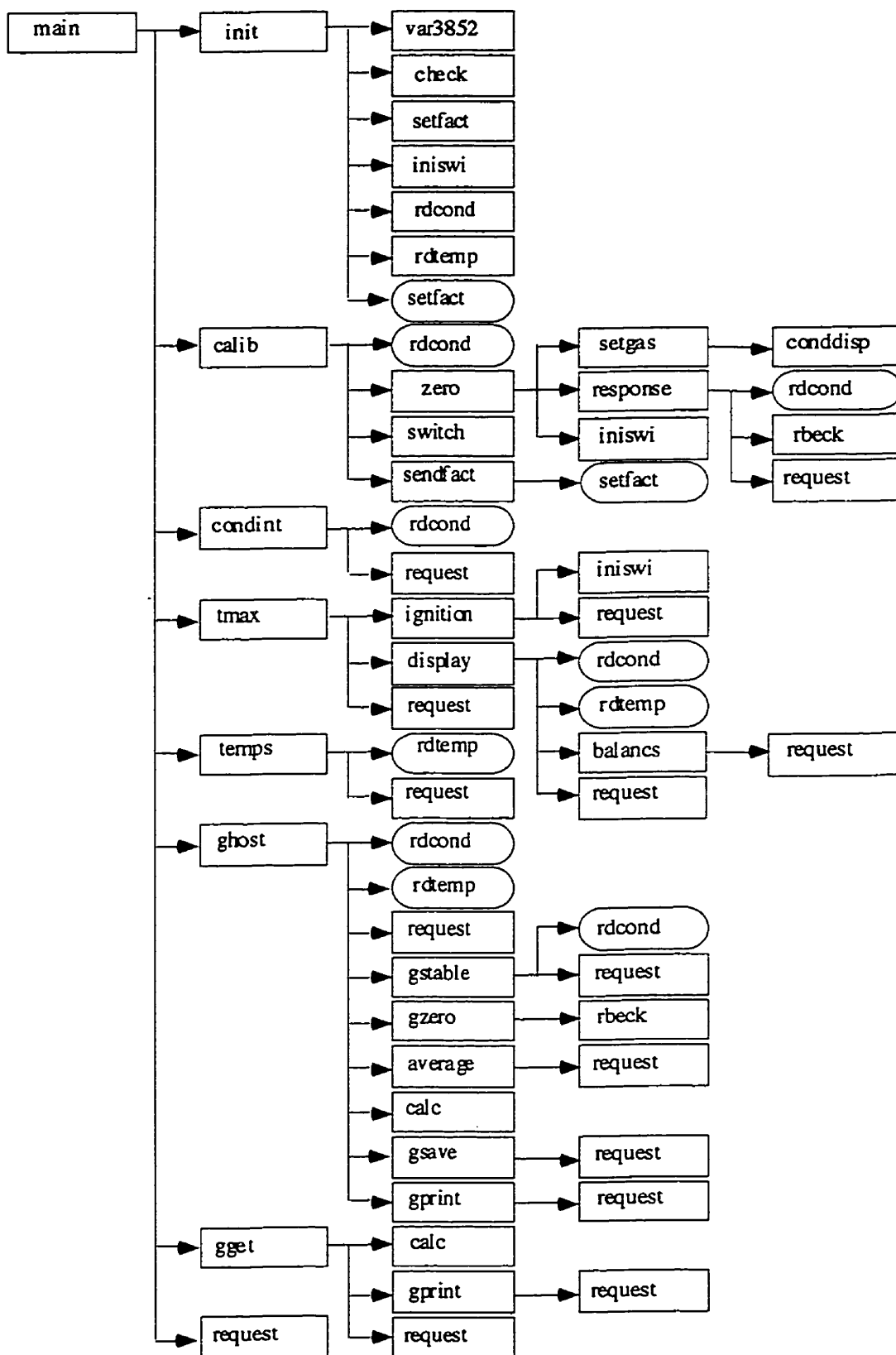
480 Défini la fonction de la touche de fonction #8 "CONTINUE".  
490 Affiche les touches de fonction.  
500 Si N égale 1 alors éteind le 6 du 711 pour le mettre en NO et met N égale à 2. Sinon  
allume le 6 du 711 pour le mettre en NOx. Met la valeur 1 à la variable N.  
510 Fait un délai de 5 secondes.  
520 Retour à la ligne 500  
530 Efface la fonction de la touche de fonction #8 "CONTINUE " et enlève la touche de  
fonction.  
540 Allume le 6 du 711 pour le mettre en NOx. Met la valeur 1 à la variable N.  
590 Met le pointeur du vecteur B à 1.  
600 Écrit dans B les différents B().  
610 Met le pointeur du vecteur M à 1.  
620 Écrit dans M les différents M().  
640-660 Mettre B et M dans le vecteur C1.  
670 Efface l'écran.  
680 Fin du sous-programme.

```

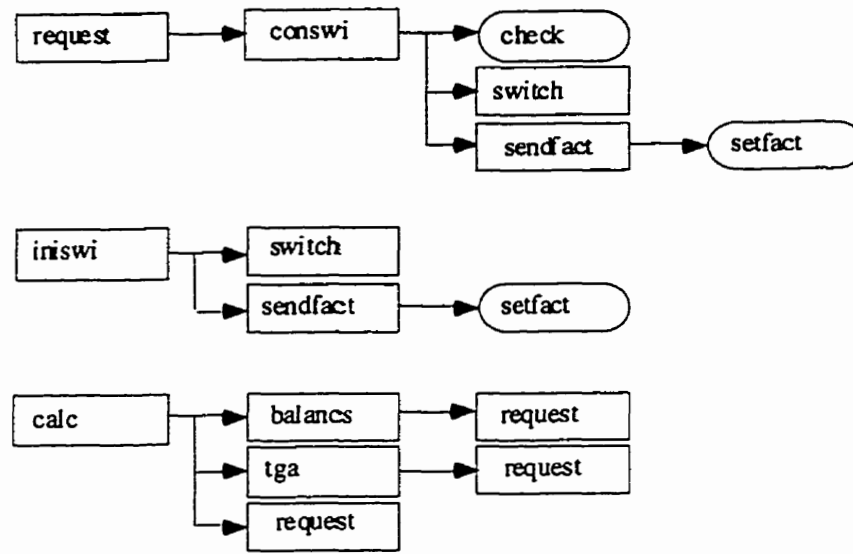
10 SUB "zero" (S1(),C1(),P())
20 OPTION BASE 1
40 DIM Y(6),V6(6,2),B(6),M(6),Z(6),fill$(6)[3]
50 DATA "NOx","NO ","CO2","CO ","O2 ","HC "
60 FOR I=1 TO 6 @ READ fill$(I) @ NEXT I
70 IMAGE 5X,8A,X,4DER4D
100 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI .1"
110 CALL "/tmp/setgas" (Y())
115 SCRATCHSUB "setgas"
120 ALPHA 1 @ CLEAR @ OFF CURSOR
130 OUTPUT 711 ; "A26" @ N=1
140 ALPHA 3,1 @ OFF CURSOR
150 DISP "          ZERO GAS" @ OFF CURSOR
160 CALL "/tmp/response" (S1(),V6(,),N)
170 ALPHA 1 @ CLEAR
175 ALPHA 3,1 @ OFF CURSOR
177 DISP "          ZEROS" @ OFF CURSOR
180 FOR I=1 TO 6
190 Z(I)=(V6(I,1)+V6(I,2))/2
210 DISP USING 70 ; "Z of %fill$(I),Z(I)
220 NEXT I
270 CALL "/tmp/iniswi" (1,S1())
280 SCRATCHSUB "iniswi"
290 WAIT 10000
300 OUTPUT 709 ; "VWRITE TI .1"
310 OUTPUT 711 ; "B2A63" @ N=1
320 WAIT 5000
345 ALPHA 1,1 @ CLEAR @ OFF CURSOR
350 ALPHA 3,1 @ DISP "          SPAN" @ OFF CURSOR
355 ALPHA 4,1 @ OFF CURSOR
360 CALL "/tmp/response" (S1(),V6(,),N)
370 ALPHA 1 @ CLEAR
372 ALPHA 3,1 @ OFF CURSOR
373 DISP "          SLOPE & INTERCEPT" @ OFF CURSOR
375 SCRATCHSUB "response"
380 FOR I=1 TO 6
390 M(I)=Y(I)/((V6(I,1)+V6(I,2))/2-Z(I))
410 B(I)=(-M(I))*Z(I)
430 DISP USING 70 ; "M of %fill$(I),M(I)
440 DISP USING 70 ; "B of %fill$(I),B(I)
450 NEXT I
460 OUTPUT 711 ; "B3"
470 ALPHA 17,1 @ OFF CURSOR @ DISP "          PURGING BECKMAN"
480 ON KEY# 8,"CONTINUE" GOTO 530
490 KEY LABEL
500 IF N=1 THEN OUTPUT 711 ; "B6" @ N=2 ELSE OUTPUT 711 ; "A6" @ N=1
510 WAIT 5000
520 GOTO 500
530 OFF KEY# 8 @ KEY LABEL
540 OUTPUT 711 ; "A6" @ N=1
590 OUTPUT 709 ; "INDEX B 1"
600 OUTPUT 709 ; "VWRITE B ",B(1)," ",B(2)," ",B(3)," ",B(4)," ",B(5)," ",B(6)
610 OUTPUT 709 ; "INDEX M 1"
620 OUTPUT 709 ; "VWRITE M ",M(1)," ",M(2)," ",M(3)," ",M(4)," ",M(5)," ",M(6)
640 FOR I=1 TO 6
650 C1(I+10)=B(I) @ C1(I+16)=M(I)
660 NEXT I
670 ALPHA 1 @ CLEAR @ OFF CURSOR
680 SUBEND

```









# Annexe **B**

Test date : 97/02/18  
Time : 13:00:45

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 1

Fuel Flow	1079,8 cc/min	13,85 g/s at 294 K	Fuel Delta-p	473 kPa
Main Air Pressure	108,3 kPa		Main Air Delta-p	5,6 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	983,7 g/s		Main Air Temp	317,2 K
Mach number:	0,0361		SMD	102,µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	0,007	CO :	34,420E-004	H <sub>2</sub> O :	0,011	O <sub>2</sub> :	12,467
H/C :	1,745E-001	NO :	6,227E-005	NO <sub>2</sub> :	2,549E-005	N <sub>2</sub> :	46,27

PHI = 0,176 A/F = 83,6 f/a = 0,0120 Rig A/F = 71,0 Rig PHI = 0,207

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
24,96 mol in products

Emission indices

CO	4,766 g/kg fuel
H/C	992,464 g/kg fuel
NO	0,142 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NOx	0,200 g/kg fuel

Efficiency : 0,006 Oxygen Efficiency : 0,007

CO <sub>2</sub>	0,012 %		
CO	0,006 %		
H/C	2961 ppm		
O <sub>2</sub>	20,94 %		
NO	1 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,3372%	T chiller	283,44 K
		P chiller	-9,51 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 394,39

Wall Temperatures (K)

First Primary	365	368	380	369	353	361
Second Primary	385	392	400	401	379	384
Secondary	407	446	419	427	456	424
Dilution	426	429	411	417	430	429

Test date : 97/02/18  
Time : 13:07:54

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 2

Fuel Flow	1046,4 cc/min	13,42 g/s at 294 K	Fuel Delta-p	456 kPa
Main Air Pressure	108,3 kPa		Main Air Delta-p	5,6 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	983,9 g/s		Main Air Temp	317,2 K
Mach number:	0,0361		SMD	102 $\mu$ m

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,253	CO :	27,961E-001	H <sub>2</sub> O :	7,058	O <sub>2</sub> :	2,786
H/C :	1,995E-001	NO :	1,242E-003	NO <sub>2</sub> :	3,605E-307	N <sub>2</sub> :	46,27

PHI = 1,059 A/F = 13,9 f/a = 0,0721 Rig A/F = 73,3 Rig PHI = 0,200

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
23,93 mol in products

Emission indices

CO	642,680 g/kg fuel
H/C	188,318 g/kg fuel
NO	0,469 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NOx	0,469 g/kg fuel

Efficiency : 0,661 Oxygen Efficiency : 0,704

CO <sub>2</sub>	7,480 %		
CO	4,917 %		
H/C	3148 ppm		
O <sub>2</sub>	4,90 %		
NO	20 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,3383%	T chiller	283,37 K
		P chiller	-9,99 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1917,93

Wall Temperatures (K)

First Primary	364	369	380	368	351	359
Second Primary	385	392	399	398	377	382
Secondary	407	445	415	423	454	422
Dilution	422	427	407	412	428	425

Test date : 97/02/18  
Time : 13:13:47

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 3

Fuel Flow	1078,7 cc/min	13,84 g/s at 294 K	Fuel Delta-p	459 kPa
Main Air Pressure		108,3 kPa	Main Air Delta-p	5,6 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		984,5 g/s	Main Air Temp	317,3 K
Mach number:		0,0361	SMD	103µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,213	CO :	40,548E-001	H <sub>2</sub> O :	8,278	O <sub>2</sub> :	0,982
H/C :	2,100E-001	NO :	2,542E-003	NO <sub>2</sub> :	3,645E-307	N <sub>2</sub> :	46,27

PHI = 1,218 A/F = 12,1 f/a = 0,0829 Rig A/F = 71,1 Rig PHI = 0,206

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
22,72 mol in products

Emission indices

CO	810,252 g/kg fuel
H/C	172,389 g/kg fuel
NO	0,834 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	0,834 g/kg fuel

Efficiency : 0,638 Oxygen Efficiency : 0,692

CO <sub>2</sub>	7,493 %		
CO	7,212 %		
H/C	3281 ppm		
O <sub>2</sub>	1,75 %		
NO	40 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,2620%	T chiller	282,50 K
		P chiller	-9,81 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2048,99

Wall Temperatures (K)

First Primary	365	371	380	368	351	359
Second Primary	385	395	400	400	377	382
Secondary	406	450	416	423	455	421
Dilution	421	430	408	412	428	426

Test date : 97/02/18  
Time : 13:21:46

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 4

Fuel Flow	1053,9 cc/min	13,52 g/s at 294 K	Fuel Delta-p	464 kPa
Main Air Pressure	108,3 kPa		Main Air Delta-p	5,6 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	985,5 g/s		Main Air Temp	317,0 K
Mach number:	0,0362		SMD	102 $\mu$ m

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	6,013	CO :	26,083E-001	H <sub>2</sub> O :	8,631	O <sub>2</sub> :	1,261
H/C :	1,038E-001	NO :	3,930E-003	NO <sub>2</sub> :	3,651E-307	N <sub>2</sub> :	46,26

PHI = 1,155 A/F = 12,7 f/a = 0,0786 Rig A/F = 72,9 Rig PHI = 0,202

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
25,79 mol in products

Emission indices

CO	549,715 g/kg fuel
H/C	89,832 g/kg fuel
NO	1,361 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,361 g/kg fuel

Efficiency : 0,781 Oxygen Efficiency : 0,818

CO <sub>2</sub>	10,574 %		
CO	4,587 %		
H/C	1599 ppm		
O <sub>2</sub>	2,22 %		
NO	61 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,2602%	T chiller 282,42 K	P chiller -10,12 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2246,87

Wall Temperatures (K)

First Primary	365	372	380	369	352	359
Second Primary	385	396	401	402	378	382
Secondary	406	449	417	425	457	421
Dilution	421	430	408	413	429	410

Test date : 97/02/18  
Time : 13:27:56

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 5

Fuel Flow	1065,5 cc/min	13,67 g/s at 294 K	Fuel Delta-p	466 kPa
Main Air Pressure		108,2 kPa	Main Air Delta-p	5,6 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		983,4 g/s	Main Air Temp	316,9 K
Mach number:		0,0361	SMD	102µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	5,401	CO :	24,691E-002	H <sub>2</sub> O :	5,655	O <sub>2</sub> :	4,169
H/C :	1,556E-002	NO :	3,007E-003	NO <sub>2</sub> :	3,441E-307	N <sub>2</sub> :	46,27

PHI = 0,704 A/F = 20,9 f/a = 0,0479 Rig A/F = 71,9 Rig PHI = 0,204

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
25,04 mol in products

Emission indices

CO	85,344 g/kg fuel
H/C	22,086 g/kg fuel
NO	1,708 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,708 g/kg fuel

Efficiency : 0,958 Oxygen Efficiency : 0,964

CO <sub>2</sub>	9,500 %		
CO	0,434 %		
H/C	252 ppm		
O <sub>2</sub>	7,33 %		
NO	49 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,3577%	T chiller 283,67 K	P chiller -9,50 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1909,29

Wall Temperatures (K)

First Primary	365	373	381	369	353	360
Second Primary	385	396	401	403	378	383
Secondary	409	445	416	426	459	422
Dilution	425	429	410	414	430	417

Test date : 97/02/18

Time : 13:33:38

Fuel Number 1

Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 6

Fuel Flow 1054,1 cc/min 13,52 g/s at 294 K

Main Air Pressure 108,3 kPa

Main Air Mass Flow 981,2 g/s

Mach number: 0,0360

Fuel Delta-p

Main Air Delta-p

Main Air Temp 316,8 K

SMD 102 $\mu$ m

467 kPa

5,6 kPa across orifice.

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 4,683 CO : 13,661E-002 H<sub>2</sub>O : 4,825 O<sub>2</sub> : 5,239

H/C : 1,066E-002 NO : 2,441E-003 NO<sub>2</sub> : 3,407E-307 N<sub>2</sub> : 46,27

PHI = 0,598 A/F = 24,5 f/a = 0,0407 Rig A/F = 72,6 Rig PHI = 0,202

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
24,81 mol in products

Emission indices

CO 55,577 g/kg fuel

H/C 17,813 g/kg fuel

NO 1,631 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>

NO<sub>x</sub> 1,631 g/kg fuel

Efficiency : 0,969 Oxygen Efficiency : 0,973

CO<sub>2</sub> 8,214 %

CO 0,240 %

H/C 174 ppm

O<sub>2</sub> 9,19 %

NO 40 ppm

NO<sub>2</sub> 0 ppm

H<sub>2</sub>O dry 1,2102% T chiller 281,88 K P chiller -9,64 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1740,74

Wall Temperatures (K)

First Primary 366 374 382 370 356 363

Second Primary 386 397 403 403 381 386

Secondary 412 447 415 426 462 425

Dilution 428 431 411 416 430 423



Test date : 97/02/18  
Time : 13:40:51

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 7

Fuel Flow	1074,0 cc/min	13,77 g/s at 294 K	Fuel Delta-p	466 kPa
Main Air Pressure	108,2 kPa		Main Air Delta-p	5,6 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	980,3 g/s		Main Air Temp	316,8 K
Mach number:	0,0360		SMD	102µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	5,327	CO :	25,322E-002	H <sub>2</sub> O :	5,587	O <sub>2</sub> :	4,227
H/C :	1,207E-002	NO :	3,242E-003	NO <sub>2</sub> :	3,436E-307	N <sub>2</sub> :	46,27

PHI = 0,693 A/F = 21,2 f/a = 0,0472 Rig A/F = 71,2 Rig PHI = 0,206

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
24,95 mol in products

Emission indices

CO	89,000 g/kg fuel
H/C	17,423 g/kg fuel
NO	1,872 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NOx	1,872 g/kg fuel

Efficiency : 0,962 Oxygen Efficiency : 0,968

CO <sub>2</sub>	9,381 %		
CO	0,446 %		
H/C	196 ppm		
O <sub>2</sub>	7,44 %		
NO	53 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,2619%	T chiller 282,54 K	P chiller -9,53 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1895,96

Wall Temperatures (K)

First Primary	366	374	381	370	359	368
Second Primary	386	396	401	404	385	395
Secondary	411	449	419	426	469	436
Dilution	435	433	409	415	435	432

Test date : 97/02/18  
Time : 13:47:46

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 8

Fuel Flow	1076,2 cc/min	13,80 g/s at 295 K	Fuel Delta-p	466 kPa
Main Air Pressure	108,2 kPa		Main Air Delta-p	5,6 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	980,7 g/s		Main Air Temp	316,8 K
Mach number:	0,0360		SMD	102µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	5,763	CO :	65,459E-002	H <sub>2</sub> O :	6,426	O <sub>2</sub> :	3,186
H/C :	1,984E-002	NO :	3,771E-003	NO <sub>2</sub> :	3,474E-307	N <sub>2</sub> :	46,26

PHI = 0,802 A/F = 18,3 f/a = 0,0546 Rig A/F = 71,1 Rig PHI = 0,207

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
24,98 mol in products

Emission indices

CO	198,576 g/kg fuel
H/C	24,725 g/kg fuel
NO	1,879 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,879 g/kg fuel

Efficiency : 0,929 Oxygen Efficiency : 0,942

CO <sub>2</sub>	10,175 %		
CO	1,156 %		
H/C	318 ppm		
O <sub>2</sub>	5,62 %		
NO	61 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,3668%	T chiller 283,81 K	P chiller -9,29 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2028,62

Wall Temperatures (K)

First Primary	366	374	381	370	360	365
Second Primary	385	396	400	402	386	387
Secondary	410	449	419	422	464	423
Dilution	437	432	396	413	434	431

Test date : 97/02/18  
Time : 13:54:05

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 9

Fuel Flow	1063,5 cc/min	13,64 g/s at 294 K	Fuel Delta-p	470 kPa
Main Air Pressure		108,2 kPa	Main Air Delta-p	5,5 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		979,2 g/s	Main Air Temp	316,6 K
Mach number:		0,0359	SMD	101µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	5,442	CO :	24,373E-001	H <sub>2</sub> O :	7,889	O <sub>2</sub> :	1,442
H/C :	1,286E-001	NO :	3,665E-003	NO <sub>2</sub> :	3,590E-307	N <sub>2</sub> :	46,26

PHI = 1,089 A/F = 13,5 f/a = 0,0742 Rig A/F = 71,8 Rig PHI = 0,205

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
24,10 mol in products

Emission indices

CO	544,639 g/kg fuel
H/C	118,042 g/kg fuel
NO	1,345 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,345 g/kg fuel

Efficiency : 0,754 Oxygen Efficiency : 0,791

CO <sub>2</sub>	9,687 %		
CO	4,339 %		
H/C	2022 ppm		
O <sub>2</sub>	2,57 %		
NO	58 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,0447%	T chiller 279,68 K	P chiller -9,25 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2137,75

Wall Temperatures (K)

First Primary	367	374	381	371	364	369
Second Primary	386	396	401	404	392	390
Secondary	411	450	421	425	462	426
Dilution	438	434	327	414	431	434

Test date : 97/02/18  
Time : 13:59:59

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 10

Fuel Flow	1087,8 cc/min	13,95 g/s at 295 K	Fuel Delta-p	473 kPa
Main Air Pressure		108,3 kPa	Main Air Delta-p	5,5 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		977,4 g/s	Main Air Temp	316,5 K
Mach number:		0,0358	SMD	102µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,904	CO :	31,347E-001	H <sub>2</sub> O :	8,049	O <sub>2</sub> :	1,271
H/C :	1,670E-001	NO :	3,770E-003	NO <sub>2</sub> :	3,616E-307	N <sub>2</sub> :	46,26

PHI = 1,147 A/F = 12,8 f/a = 0,0781 Rig A/F = 70,1 Rig PHI = 0,210

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
23,54 mol in products

Emission indices

CO	665,137 g/kg fuel
H/C	145,520 g/kg fuel
NO	1,314 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NOx	1,314 g/kg fuel

Efficiency : 0,699 Oxygen Efficiency : 0,743

CO <sub>2</sub>	8,733 %		
CO	5,582 %		
H/C	2617 ppm		
O <sub>2</sub>	2,26 %		
NO	59 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,0418%	T chiller	279,67 K
		P chiller	-9,02 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2095,65

Wall Temperatures (K)

First Primary	366	374	382	372	363	367
Second Primary	386	397	403	405	391	387
Secondary	412	451	420	423	455	422
Dilution	439	434	399	411	431	434

Test date : 97/02/18  
Time : 14:09:30

Fuel Number 1  
Fuel is C 8,20 H 16,42 O 0,00

Run 11

Fuel Flow	1070,0 cc/min	13,72 g/s at 295 K	Fuel Delta-p	471 kPa
Main Air Pressure		108,2 kPa	Main Air Delta-p	5,5 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		979,6 g/s	Main Air Temp	316,5 K
Mach number:		0,0359	SMD	102µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,767	CO :	23,588E-001	H <sub>2</sub> O :	7,134	O <sub>2</sub> :	2,497
H/C :	1,540E-001	NO :	1,690E-003	NO <sub>2</sub> :	3,576E-307	N <sub>2</sub> :	46,27

PHI = 1,023 A/F = 14,4 f/a = 0,0696 Rig A/F = 71,4 Rig PHI = 0,206

Oxygen balance check: 24,61 mol in reagent  
24,02 mol in products

Emission indices

CO	561,334 g/kg fuel
H/C	150,567 g/kg fuel
NO	0,660 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NOx	0,660 g/kg fuel

Efficiency : 0,718 Oxygen Efficiency : 0,756

CO <sub>2</sub>	8,421 %		
CO	4,167 %		
H/C	2438 ppm		
O <sub>2</sub>	4,41 %		
NO	27 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,2696%	T chiller 282,71 K	P chiller -9,05 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1989,00

Wall Temperatures (K)

First Primary	367	374	382	371	365	369
Second Primary	387	396	402	406	392	389
Secondary	411	452	424	426	450	424
Dilution	438	436	413	416	427	434

Test date : 97/03/11

Time : 16:46:14

Fuel Number 35

Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 1

Fuel Flow 1192,5 cc/min 13,66 g/s at 298 K

Fuel Delta-p

622 kPa

Main Air Pressure 108,0 kPa

Main Air Delta-p

5,9 kPa across orifice.

Main Air Mass Flow 1005,7 g/s

Main Air Temp 319,4 K

Mach number: 0,0371

SMD 75 $\mu$ m

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 2,643 CO : 26,593E-001 H<sub>2</sub>O : 5,965 O<sub>2</sub> : 4,685

H/C : 2,694E-001 NO : 8,246E-004 NO<sub>2</sub> : 3,637E-307 N<sub>2</sub> : 47,00

PHI = 0,932 A/F = 16,1 f/a = 0,0620 Rig A/F = 73,6 Rig PHI = 0,204

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent

23,28 mol in products

Emission indices

CO 699,411 g/kg fuel

H/C 288,974 g/kg fuel

NO 0,356 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>

NO<sub>x</sub> 0,356 g/kg fuel

Efficiency : 0,551 Oxygen Efficiency : 0,597

CO<sub>2</sub> 4,583 %

CO 4,611 %

H/C 4261 ppm

O<sub>2</sub> 8,12 %

NO 13 ppm

NO<sub>2</sub> 0 ppm

H<sub>2</sub>O dry 1,1837% T chiller 282,07 K P chiller -5,82 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1568,19

Wall Temperatures (K)

First Primary 320 323 332 322 324 322

Second Primary 371 380 378 394 379 365

Secondary 386 418 405 386 415 389

Dilution 413 418 414 406 417 413

Test date : 97/03/11  
Time : 16:53:06

Fuel Number 35  
Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 2

Fuel Flow	1218,8 cc/min	13,96 g/s at 298 K	Fuel Delta-p	627 kPa
Main Air Pressure	108,0 kPa		Main Air Delta-p	5,9 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	1005,7 g/s		Main Air Temp	319,1 K
Mach number:	0,0371		SMD	75µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,278	CO :	36,599E-001	H <sub>2</sub> O :	8,931	O <sub>2</sub> :	1,252
H/C :	2,228E-001	NO :	2,343E-003	NO <sub>2</sub> :	3,734E-307	N <sub>2</sub> :	47,00

PHI = 1,215 A/F = 12,4 f/a = 0,0809 Rig A/F = 72,1 Rig PHI = 0,209

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent  
23,65 mol in products

Emission indices

CO	738,442 g/kg fuel
H/C	183,380 g/kg fuel
NO	0,777 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	0,777 g/kg fuel

Efficiency : 0,648 Oxygen Efficiency : 0,696

CO <sub>2</sub>	7,528 %		
CO	6,440 %		
H/C	3410 ppm		
O <sub>2</sub>	2,20 %		
NO	36 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,1359%	T chiller 281,42 K	P chiller -5,85 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2054,58

Wall Temperatures (K)

First Primary	320	324	333	322	324	323
Second Primary	372	383	379	395	379	365
Secondary	387	430	405	386	415	389
Dilution	414	426	414	407	417	414

Test date : 97/03/11

Time : 16:59:22

Fuel Number 35

Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 3

Fuel Flow 1231,6 cc/min 14,10 g/s at 299 K

Main Air Pressure 108,0 kPa

Main Air Mass Flow 1005,7 g/s

Mach number: 0,0371

Fuel Delta-p

Main Air Delta-p

Main Air Temp 318,8 K

SMD 75µm

631 kPa

5,9 kPa across orifice.

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 5,335 CO : 28,679E-001 H<sub>2</sub>O : 9,228 O<sub>2</sub> : 0,876

H/C : 1,519E-001 NO : 3,059E-003 NO<sub>2</sub> : 3,709E-307 N<sub>2</sub> : 47,00

PHI = 1,177 A/F = 12,8 f/a = 0,0783 Rig A/F = 71,3 Rig PHI = 0,211

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent  
24,52 mol in products

Emission indices

CO 597,225 g/kg fuel

H/C 129,046 g/kg fuel

NO 1,046 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>

NOx 1,046 g/kg fuel .

Efficiency : 0,734 Oxygen Efficiency : 0,774

CO<sub>2</sub> 9,402 %

CO 5,054 %

H/C 2321 ppm

O<sub>2</sub> 1,54 %

NO 47 ppm

NO<sub>2</sub> 0 ppm

H<sub>2</sub>O dry 1,1722% T chiller 281,78 K P chiller -6,66 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2189,97

Wall Temperatures (K)

First Primary 320 323 334 322 324 322

Second Primary 372 383 379 396 379 366

Secondary 387 427 405 387 417 390

Dilution 413 426 414 407 419 415



Test date : 97/03/11

Time : 17:05:28

Fuel Number 35

Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 4

Fuel Flow 1215,3 cc/min 13,91 g/s at 299 K

Main Air Pressure 108,1 kPa

Main Air Mass Flow 1007,2 g/s

Mach number: 0,0371

Fuel Delta-p

Main Air Delta-p

Main Air Temp 318,2 K

SMD 75µm

635 kPa

5,9 kPa across orifice.

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 6,163 CO : 66,691E-002 H<sub>2</sub>O : 7,684 O<sub>2</sub> : 2,352

H/C : 1,469E-002 NO : 3,003E-003 NO<sub>2</sub> : 2,733E-005 N<sub>2</sub> : 47,00

PHI = 0,868 A/F = 17,3 f/a = 0,0578 Rig A/F = 72,4 Rig PHI = 0,208

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent  
25,38 mol in products

Emission indices

CO 188,272 g/kg fuel

H/C 16,921 g/kg fuel

NO 1,393 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>

NOx 1,405 g/kg fuel

Efficiency : 0,940 Oxygen Efficiency : 0,952

CO<sub>2</sub> 10,808 %

CO 1,170 %

H/C 230 ppm

O<sub>2</sub> 4,12 %

NO 47 ppm

NO<sub>2</sub> 0 ppm

H<sub>2</sub>O dry 1,4778% T chiller 285,41 K P chiller -6,26 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2143,74

Wall Temperatures (K)

First Primary 320 324 334 322 324 322

Second Primary 372 384 379 397 379 366

Secondary 387 428 404 388 417 390

Dilution 413 427 414 408 419 415

Test date : 97/03/11

Time : 17:12:48

Fuel Number 35

Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 5

Fuel Flow 1241,7 cc/min 14,21 g/s at 299 K

Main Air Pressure 108,0 kPa

Main Air Mass Flow 1006,9 g/s

Mach number: 0,0371

Fuel Delta-p

Main Air Delta-p

Main Air Temp 317,9 K

SMD 75 $\mu$ m

637 kPa

5,9 kPa across orifice.

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 5,414 CO : 18,442E-002 H<sub>2</sub>O : 6,299 O<sub>2</sub> : 4,155

H/C : 1,797E-003 NO : 2,481E-003 NO<sub>2</sub> : 3,508E-307 N<sub>2</sub> : 47,00

PHI = 0,702 A/F = 21,4 f/a = 0,0467 Rig A/F = 70,9 Rig PHI = 0,212

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent  
25,62 mol in products

Emission indices

CO 64,440 g/kg fuel

H/C 2,561 g/kg fuel

NO 1,424 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>

NOx 1,424 g/kg fuel

Efficiency : 0,983 Oxygen Efficiency : 0,987

CO<sub>2</sub> 9,429 %

CO 0,321 %

H/C 28 ppm

O<sub>2</sub> 7,24 %

NO 39 ppm

NO<sub>2</sub> 0 ppm

H<sub>2</sub>O dry 1,1710% T chiller 281,49 K P chiller -8,30 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1929,76

Wall Temperatures (K)

First Primary 320 324 333 322 324 322

Second Primary 372 385 378 396 380 366

Secondary 388 430 405 387 416 390

Dilution 414 428 415 408 418 414

Test date : 97/03/11  
Time : 17:17:16

Fuel Number 35  
Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 6

Fuel Flow	1227,0 cc/min	14,04 g/s at 299 K	Fuel Delta-p	639 kPa
Main Air Pressure		108,0 kPa	Main Air Delta-p	5,9 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		1005,8 g/s	Main Air Temp	317,6 K
Mach number:		0,0370	SMD	75µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,784	CO :	80,313E-003	H <sub>2</sub> O :	5,472	O <sub>2</sub> :	5,183
H/C :	4,067E-004	NO :	2,332E-003	NO <sub>2</sub> :	3,478E-307	N <sub>2</sub> :	47,00

PHI = 0,608 A/F = 24,7 f/a = 0,0405 Rig A/F = 71,6 Rig PHI = 0,210

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent  
25,49 mol in products

Emission indices

CO	32,364 g/kg fuel
H/C	0,668 g/kg fuel
NO	1,544 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NOx	1,544 g/kg fuel .

Efficiency : 0,992 Oxygen Efficiency : 0,994

CO <sub>2</sub>	8,285 %		
CO	0,139 %		
H/C	7 ppm		
O <sub>2</sub>	8,98 %		
NO	37 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,1992%	T chiller	282,22 K
		P chiller	-6,07 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1777,51

Wall Temperatures (K)

First Primary	320	325	332	322	325	321
Second Primary	371	385	376	397	381	369
Secondary	388	431	404	388	415	391
Dilution	414	429	416	410	416	414

Test date : 97/03/11

Time : 17:26:39

Fuel Number 35

Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 7

Fuel Flow 1246,4 cc/min 14,26 g/s at 299 K

Main Air Pressure 108,0 kPa

Main Air Mass Flow 1005,9 g/s

Mach number: 0,0370

Fuel Delta-p

Main Air Delta-p

Main Air Temp 317,7 K

SMD 75 $\mu$ m

643 kPa

5,9 kPa across orifice.

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 5,460 CO : 22,758E-002 H<sub>2</sub>O : 6,398 O<sub>2</sub> : 4,032

H/C : 2,592E-003 NO : 2,724E-003 NO<sub>2</sub> : 3,512E-307 N<sub>2</sub> : 47,00

PHI = 0,713 A/F = 21,1 f/a = 0,0475 Rig A/F = 70,5 Rig PHI = 0,213

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent

25,61 mol in products

Emission indices

CO 78,200 g/kg fuel

H/C 3,632 g/kg fuel

NO 1,537 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>

NOx 1,537 g/kg fuel

Efficiency : 0,978 Oxygen Efficiency : 0,984

CO<sub>2</sub> 9,508 %

CO 0,396 %

H/C 41 ppm

O<sub>2</sub> 7,02 %

NO 43 ppm

NO<sub>2</sub> 0 ppm

H<sub>2</sub>O dry 1,2182% T chiller 282,37 K P chiller -6,69 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1939,43

Wall Temperatures (K)

First Primary 321 325 332 322 324 322

Second Primary 373 387 375 397 378 367

Secondary 389 433 402 388 416 390

Dilution 418 430 410 401 419 416

Test date : 97/03/11

Time : 17:30:51

Fuel Number 35

Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 8

Fuel Flow 1250,0 cc/min 14,30 g/s at 299 K

Main Air Pressure 108,1 kPa

Main Air Mass Flow 1004,5 g/s

Mach number: 0,0370

Fuel Delta-p

Main Air Delta-p

Main Air Temp 317,8 K

SMD 75µm

644 kPa

5,9 kPa across orifice.

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 6,034 CO : 11,847E-001 H<sub>2</sub>O : 8,121 O<sub>2</sub> : 2,129

H/C : 3,548E-002 NO : 3,040E-003 NO<sub>2</sub> : 1,175E-004 N<sub>2</sub> : 47,00

PHI = 0,938 A/F = 16,0 f/a = 0,0624 Rig A/F = 70,2 Rig PHI = 0,214

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent  
25,63 mol in products

Emission indices

CO 309,735 g/kg fuel

H/C 37,836 g/kg fuel

NO 1,306 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>

NO<sub>x</sub> 1,356 g/kg fuel

Efficiency : 0,891 Oxygen Efficiency : 0,912

CO<sub>2</sub> 10,593 %

CO 2,080 %

H/C 550 ppm

O<sub>2</sub> 3,74 %

NO 47 ppm

NO<sub>2</sub> 2 ppm

H<sub>2</sub>O dry 1,0721% T chiller 280,47 K P chiller -6,22 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2161,24

Wall Temperatures (K)

First Primary 321 326 331 322 324 322

Second Primary 373 387 374 397 378 366

Secondary 389 436 402 388 418 389

Dilution 417 431 412 404 419 415

Test date : 97/03/11  
Time : 17:40:14

Fuel Number 35  
Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 9

Fuel Flow	1227,3 cc/min	14,03 g/s at 299 K	Fuel Delta-p	645 kPa
Main Air Pressure	108,1 kPa		Main Air Delta-p	5,9 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	1001,0 g/s		Main Air Temp	318,1 K
Mach number:	0,0369		SMD	74µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	5,907	CO :	24,244E-001	H <sub>2</sub> O :	9,372	O <sub>2</sub> :	1,302
H/C :	6,987E-002	NO :	3,488E-003	NO <sub>2</sub> :	3,707E-307	N <sub>2</sub> :	47,00

PHI = 1,111    A/F = 13,5    f/a = 0,0739    Rig A/F = 71,3    Rig PHI = 0,211

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent  
26,22 mol in products

Emission indices

CO	534,873 g/kg fuel
H/C	62,873 g/kg fuel
NO	1,264 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,264 g/kg fuel

Efficiency : 0,815    Oxygen Efficiency : 0,850

CO <sub>2</sub>	10,316 %		
CO	4,234 %		
H/C	1057 ppm		
O <sub>2</sub>	2,27 %		
NO	53 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,0944%	T chiller 280,76 K	P chiller -6,40 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2246,12

Wall Temperatures (K)

First Primary	321	325	332	322	324	322
Second Primary	373	387	375	397	380	366
Secondary	390	435	400	388	419	391
Dilution	418	431	413	403	421	417

Test date : 97/03/11  
Time : 17:47:20

Fuel Number 35  
Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 10

Fuel Flow	1216,7 cc/min	13,91 g/s at 300 K	Fuel Delta-p	646 kPa
Main Air Pressure		108,1 kPa	Main Air Delta-p	5,9 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		1003,3 g/s	Main Air Temp	317,9 K
Mach number:		0,0369	SMD	74µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,329	CO :	37,483E-001	H <sub>2</sub> O :	9,087	O <sub>2</sub> :	1,058
H/C :	2,190E-001	NO :	2,599E-003	NO <sub>2</sub> :	3,738E-307	N <sub>2</sub> :	47,00

PHI = 1,229 A/F = 12,2 f/a = 0,0818 Rig A/F = 72,1 Rig PHI = 0,208

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent  
23,61 mol in products

Emission indices

CO	747,947 g/kg fuel
H/C	178,240 g/kg fuel
NO	0,852 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NOx	0,852 g/kg fuel

Efficiency : 0,651 Oxygen Efficiency : 0,700

CO <sub>2</sub>	7,628 %		
CO	6,605 %		
H/C	3346 ppm		
O <sub>2</sub>	1,86 %		
NO	40 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,0794%	T chiller 280,61 K	P chiller -5,99 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2072,10

Wall Temperatures (K)

First Primary	321	325	331	322	325	322
Second Primary	374	388	374	397	381	366
Secondary	390	435	400	387	418	392
Dilution	419	431	413	402	420	418

Test date : 97/03/11

Time : 17:51:33

Fuel Number 35

Fuel is C 8,00 H 18,00 O 0,00

Run 11

Fuel Flow 1254,4 cc/min 14,34 g/s at 300 K

Main Air Pressure 108,0 kPa

Main Air Mass Flow 1004,2 g/s

Mach number: 0,0370

Fuel Delta-p

Main Air Delta-p

Main Air Temp 317,6 K

SMD 75 $\mu$ m

644 kPa

5,9 kPa across orifice.

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 3,360 CO : 29,298E-001 H<sub>2</sub>O : 7,076 O<sub>2</sub> : 3,404H/C : 2,551E-001 NO : 1,155E-003 NO<sub>2</sub> : 3,675E-307 N<sub>2</sub> : 47,00

PHI = 1,041 A/F = 14,4 f/a = 0,0693 Rig A/F = 70,0 Rig PHI = 0,215

Oxygen balance check: 25,00 mol in reagent  
23,54 mol in products

Emission indices

CO 689,764 g/kg fuel

H/C 244,974 g/kg fuel

NO 0,447 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>NO<sub>x</sub> 0,447 g/kg fuel

Efficiency : 0,597 Oxygen Efficiency : 0,642

CO<sub>2</sub> 5,862 %

CO 5,111 %

H/C 3984 ppm

O<sub>2</sub> 5,94 %

NO 18 ppm

NO<sub>2</sub> 0 ppmH<sub>2</sub>O dry 1,0970% T chiller 280,40 K P chiller -8,77 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1767,61

Wall Temperatures (K)

First Primary 321 325 332 322 324 323

Second Primary 373 387 375 396 381 367

Secondary 390 436 401 386 411 391

Dilution 419 432 415 403 411 417



Test date : 97/03/13

Time : 16:53:35

Fuel Number 75

Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 1

Fuel Flow	1133,6 cc/min	13,63 g/s at 297 K	Fuel Delta-p	582 kPa
Main Air Pressure		108,3 kPa	Main Air Delta-p	5,8 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		1012,6 g/s	Main Air Temp	309,1 K
Mach number:		0,0367	SMD	80,µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	2,489	CO :	26,452E-001	H <sub>2</sub> O :	4,949	O <sub>2</sub> :	3,781
H/C :	2,406E-001	NO :	1,069E-003	NO <sub>2</sub> :	3,151E-307	N <sub>2</sub> :	41,07

PHI = 0,937 A/F = 15,6 f/a = 0,0643 Rig A/F = 74,3 Rig PHI = 0,196

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent  
20,14 mol in products

Emission indices

CO	768,561 g/kg fuel
H/C	256,726 g/kg fuel
NO	0,510 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NOx	0,510 g/kg fuel

Efficiency : 0,565 Oxygen Efficiency : 0,614

CO <sub>2</sub>	4,926 %		
CO	5,235 %		
H/C	4361 ppm		
O <sub>2</sub>	7,48 %		
NO	19 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,0721%	T chiller 280,54 K	P chiller -6,46 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1629,86

Wall Temperatures (K)

First Primary	316	319	330	321	322	324
Second Primary	369	386	407	414	381	370
Secondary	375	411	400	386	409	383
Dilution	398	403	399	402	399	402

Test date : 97/03/13  
Time : 17:00:43

Fuel Number 75  
Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 2

Fuel Flow	1139,3 cc/min	13,70 g/s at 297 K	Fuel Delta-p	581 kPa
Main Air Pressure	108,4 kPa		Main Air Delta-p	5,8 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	1010,7 g/s		Main Air Temp	309,1 K
Mach number:	0,0366		SMD	80µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	3,074	CO :	31,869E-001	H <sub>2</sub> O :	6,036	O <sub>2</sub> :	2,470
H/C :	2,217E-001	NO :	1,232E-003	NO <sub>2</sub> :	3,194E-307	N <sub>2</sub> :	41,07

PHI = 1,071 A/F = 13,6 f/a = 0,0734 Rig A/F = 73,8 Rig PHI = 0,198

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent  
20,31 mol in products

Emission indices

CO	810,188 g/kg fuel
H/C	206,941 g/kg fuel
NO	0,515 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	0,515 g/kg fuel

Efficiency : 0,605 Oxygen Efficiency : 0,657

CO <sub>2</sub>	6,104 %		
CO	6,329 %		
H/C	3954 ppm		
O <sub>2</sub>	4,90 %		
NO	22 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,1080%	T chiller 280,46 K	P chiller -9,99 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1848,90

Wall Temperatures (K)

First Primary	315	318	331	321	322	325
Second Primary	367	379	408	416	380	368
Secondary	374	411	398	387	409	383
Dilution	398	405	399	401	400	402

Test date : 97/03/13  
Time : 17:05:03

Fuel Number 75  
Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 3

Fuel Flow	1152,5 cc/min	13,85 g/s at 297 K	Fuel Delta-p	583 kPa
Main Air Pressure	108,4 kPa		Main Air Delta-p	5,8 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	1009,2 g/s		Main Air Temp	309,0 K
Mach number:	0,0365		SMD	80,µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,190	CO :	29,607E-001	H <sub>2</sub> O :	6,894	O <sub>2</sub> :	1,193
H/C :	1,908E-001	NO :	2,318E-003	NO <sub>2</sub> :	1,123E-004	N <sub>2</sub> :	41,07

PHI = 1,161 A/F = 12,6 f/a = 0,0796 Rig A/F = 72,9 Rig PHI = 0,200

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent  
20,62 mol in products

Emission indices

CO	694,379 g/kg fuel
H/C	164,360 g/kg fuel
NO	0,893 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	0,936 g/kg fuel

Efficiency : 0,674 Oxygen Efficiency : 0,719

CO <sub>2</sub>	8,392 %		
CO	5,930 %		
H/C	3378 ppm		
O <sub>2</sub>	2,39 %		
NO	41 ppm		
NO <sub>2</sub>	2 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,0394%	T chiller 279,92 K	P chiller -7,28 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2091,24

Wall Temperatures (K)

First Primary	315	318	332	322	322	324
Second Primary	367	381	408	420	380	369
Secondary	374	412	399	389	411	384
Dilution	398	407	400	402	401	403

Test date : 97/03/13

Time : 17:10:13

Fuel Number 75

Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 4

Fuel Flow 1131,7 cc/min 13,60 g/s at 297 K

Main Air Pressure 108,4 kPa

Main Air Mass Flow 1009,4 g/s

Mach number: 0,0365

Fuel Delta-p

Main Air Delta-p

Main Air Temp 308,7 K

SMD 79 $\mu$ m

588 kPa

5,8 kPa across orifice.

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 5,484 CO : 84,086E-002 H<sub>2</sub>O : 6,097 O<sub>2</sub> : 1,993

H/C : 2,320E-002 NO : 2,750E-003 NO<sub>2</sub> : 3,096E-307 N<sub>2</sub> : 41,07

PHI = 0,881 A/F = 16,5  $\lambda/a$  = 0,0604 Rig A/F = 74,2 Rig PHI = 0,196

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent

21,89 mol in products

Emission indices

CO 259,812 g/kg fuel

H/C 26,321 g/kg fuel

NO 1,396 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>

NO<sub>x</sub> 1,396 g/kg fuel

Efficiency : 0,913 Oxygen Efficiency : 0,930

CO<sub>2</sub> 10,989 %

CO 1,685 %

H/C 418 ppm

O<sub>2</sub> 3,99 %

NO 50 ppm

NO<sub>2</sub> 0 ppm

H<sub>2</sub>O dry 1,03748 T chiller 279,92 K P chiller -7,11 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2152,30

Wall Temperatures (K)

First Primary 316 319 333 322 323 324

Second Primary 368 384 408 421 381 370

Secondary 375 413 399 389 411 384

Dilution 399 407 400 402 401 402

Test date : 97/03/13  
Time : 17:15:40

Fuel Number 75  
Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 5

Fuel Flow	1135,0 cc/min	13,63 g/s at 298 K	Fuel Delta-p	590 kPa
Main Air Pressure	108,4 kPa		Main Air Delta-p	5,7 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	1006,9 g/s		Main Air Temp	309,1 K
Mach number:	0,0364		SMD	79 $\mu$ m

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,795	CO :	21,029E-002	H <sub>2</sub> O :	4,825	O <sub>2</sub> :	3,711
H/C :	2,543E-003	NO :	2,435E-003	NO <sub>2</sub> :	3,039E-307	N <sub>2</sub> :	41,07

PHI = 0,682 A/F = 21,4 f/a = 0,0467 Rig A/F = 73,9 Rig PHI = 0,197

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent  
22,05 mol in products

Emission indices

CO	84,007 g/kg fuel
H/C	3,730 g/kg fuel
NO	1,598 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,598 g/kg fuel

Efficiency : 0,977 Oxygen Efficiency : 0,982

CO <sub>2</sub>	9,524 %		
CO	0,418 %		
H/C	47 ppm		
O <sub>2</sub>	7,37 %		
NO	45 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,1165%	T chiller 281,09 K	P chiller -6,92 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1913,35

Wall Temperatures (K)

First Primary	316	320	332	322	324	325
Second Primary	370	388	407	421	383	372
Secondary	377	414	400	390	411	385
Dilution	401	408	401	404	401	403

Test date : 97/03/13  
Time : 17:20:54

Fuel Number 75  
Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 6

Fuel Flow	1147,0 cc/min	13,77 g/s at 298 K	Fuel Delta-p	591 kPa
Main Air Pressure		108,4 kPa	Main Air Delta-p	5,7 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		1007,0 g/s	Main Air Temp	308,5 K
Mach number:		0,0364	SMD	79µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,385	CO :	10,788E-002	H <sub>2</sub> O :	4,331	O <sub>2</sub> :	4,412
H/C :	7,144E-004	NO :	2,374E-003	NO <sub>2</sub> :	3,021E-307	N <sub>2</sub> :	41,07

PHI = 0,610 A/F = 23,9 f/a = 0,0418 Rig A/F = 73,1 Rig PHI = 0,199

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent  
22,03 mol in products

Emission indices

CO	48,137 g/kg fuel
H/C	1,171 g/kg fuel
NO	1,740 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,740 g/kg fuel

Efficiency : 0,988 Oxygen Efficiency : 0,991

CO <sub>2</sub>	8,673 %		
CO	0,213 %		
H/C	13 ppm		
O <sub>2</sub>	8,73 %		
NO	44 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,1579%	T chiller 281,65 K	P chiller -6,90 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1799,15

Wall Temperatures (K)

First Primary	318	321	331	322	324	325
Second Primary	373	389	405	421	388	377
Secondary	379	416	400	392	410	387
Dilution	403	410	402	407	398	401

Test date : 97/03/13  
Time : 17:28:06

Fuel Number 75  
Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 7

Fuel Flow	1138,4 cc/min	13,66 g/s at 298 K	Fuel Delta-p	591 kPa
Main Air Pressure	108,4 kPa		Main Air Delta-p	5,7 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	1005,8 g/s		Main Air Temp	308,4 K
Mach number:	0,0364		SMD	79µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	4,870	CO :	27,972E-002	H <sub>2</sub> O :	4,965	O <sub>2</sub> :	3,537
H/C :	4,552E-003	NO :	2,823E-003	NO <sub>2</sub> :	3,046E-307	N <sub>2</sub> :	41,07

PHI = 0,703 A/F = 20,7 f/a = 0,0482 Rig A/F = 73,6 Rig PHI = 0,198

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent  
22,06 mol in products

Emission indices

CO	108,298 g/kg fuel
H/C	6,472 g/kg fuel
NO	1,795 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,795 g/kg fuel

Efficiency : 0,968 Oxygen Efficiency : 0,975

CO <sub>2</sub>	9,677 %		
CO	0,556 %		
H/C	83 ppm		
O <sub>2</sub>	7,03 %		
NO	52 ppm		
NO <sub>2</sub>	0 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,1416%	T chiller	281,62 K
		P chiller	-5,75 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1935,85

Wall Temperatures (K)

First Primary	317	321	333	322	324	325
Second Primary	372	390	406	421	384	374
Secondary	379	416	399	389	412	386
Dilution	406	409	397	397	401	404

Test date : 97/03/13  
Time : 17:33:36

Fuel Number 75  
Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 8

Fuel Flow	1141,4 cc/min	13,70 g/s at 299 K	Fuel Delta-p	592 kPa
Main Air Pressure		108,4 kPa	Main Air Delta-p	5,7 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow		1006,8 g/s	Main Air Temp	308,7 K
Mach number:		0,0364	SMD	79µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	5,368	CO :	15,002E-001	H <sub>2</sub> O :	6,621	O <sub>2</sub> :	1,610
H/C :	5,505E-002	NO :	2,869E-003	NO <sub>2</sub> :	8,185E-005	N <sub>2</sub> :	41,07

PHI = 0,987 A/F = 14,8 f/a = 0,0677 Rig A/F = 73,5 Rig PHI = 0,198

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent  
22,08 mol in products

Emission indices

CO	413,931 g/kg fuel
H/C	55,775 g/kg fuel
NO	1,301 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,338 g/kg fuel

Efficiency : 0,848 Oxygen Efficiency : 0,875

CO <sub>2</sub>	10,715 %		
CO	2,995 %		
H/C	979 ppm		
O <sub>2</sub>	3,21 %		
NO	51 ppm		
NO <sub>2</sub>	1 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,0994%	T chiller 281,01 K	P chiller -5,91 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2191,26

Wall Temperatures (K)

First Primary	318	320	325	320	326	324
Second Primary	368	386	396	412	387	378
Secondary	378	417	396	387	408	388
Dilution	406	411	399	400	399	405



Test date : 97/03/13

Time : 17:38:55

Fuel Number 75

Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 9

Fuel Flow 1148,9 cc/min 13,78 g/s at 299 K

Main Air Pressure 108,5 kPa

Main Air Mass Flow 1005,0 g/s

Mach number: 0,0363

Fuel Delta-p

Main Air Delta-p

Main Air Temp 309,0 K

SMD 79 $\mu$ m

594 kPa

5,7 kPa across orifice.

Moles in balance:

CO<sub>2</sub> : 4,993 CO : 22,263E-001 H<sub>2</sub>O : 6,960 O<sub>2</sub> : 1,061

H/C : 1,130E-001 NO : 3,365E-003 NO<sub>2</sub> : 3,177E-307 N<sub>2</sub> : 41,07

PHI = 1,093 A/F = 13,3 f/a = 0,0749 Rig A/F = 72,9 Rig PHI = 0,200

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent  
21,30 mol in products

Emission indices

CO 554,874 g/kg fuel

H/C 103,460 g/kg fuel

NO 1,378 g/kg fuel as NO<sub>2</sub>

NOx 1,378 g/kg fuel

Efficiency : 0,768 Oxygen Efficiency : 0,803

CO<sub>2</sub> 10,016 %

CO 4,466 %

H/C 2003 ppm

O<sub>2</sub> 2,13 %

NO 60 ppm

NO<sub>2</sub> 0 ppm

H<sub>2</sub>O dry 1,0073% T chiller 279,49 K P chiller -6,99 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 2190,36

Wall Temperatures (K)

First Primary 318 321 329 322 326 325

Second Primary 371 389 403 417 387 377

Secondary 380 417 399 388 411 390

Dilution 407 411 400 399 402 409

Test date : 97/03/13  
Time : 17:45:21

Fuel Number 75  
Fuel is C 7,37 H 14,21 O 0,00

Run 10

Fuel Flow	698,2 cc/min	8,38 g/s at 299 K	Fuel Delta-p	325 kPa
Main Air Pressure	108,2 kPa		Main Air Delta-p	6,0 kPa across orifice.
Main Air Mass Flow	1026,8 g/s		Main Air Temp	309,0 K
Mach number:	0,0372		SMD	93µm

Moles in balance:

CO <sub>2</sub> :	3,042	CO :	26,190E-001	H <sub>2</sub> O :	5,458	O <sub>2</sub> :	2,848
H/C :	1,245E-001	NO :	8,312E-004	NO <sub>2</sub> :	1,338E-003	N <sub>2</sub> :	41,07

PHI = 0,893 A/F = 16,3 f/a = 0,0612 Rig A/F = 122,6 Rig PHI = 0,119

Oxygen balance check: 21,84 mol in reagent  
19,86 mol in products

Emission indices

CO	798,891 g/kg fuel
H/C	139,516 g/kg fuel
NO	0,417 g/kg fuel as NO <sub>2</sub>
NO <sub>x</sub>	1,087 g/kg fuel

Efficiency : 0,675 Oxygen Efficiency : 0,726

CO <sub>2</sub>	6,068 %		
CO	5,223 %		
H/C	2258 ppm		
O <sub>2</sub>	5,68 %		
NO	15 ppm		
NO <sub>2</sub>	24 ppm		
H <sub>2</sub> O dry	1,1255%	T chiller 280,39 K	P chiller -11,81 kPa g

Gas Analysis Calculated Temperature (K) 1742,50

Wall Temperatures (K)

First Primary	317	318	320	317	319	318
Second Primary	346	354	360	367	350	345
Secondary	352	370	359	350	356	351
Dilution	365	366	358	346	347	359

# Annexe C

Un pyromètre monochromatique à fil chaud compare la luminance provenant d'un corps chaud à celui d'un filament de tungstène. Ce dernier étant calibré avec un corps noir, le pyromètre nous donne la température à laquelle un corps noir émet une luminance équivalente. Ceci assure que la luminance monochromatique est la même et on a:

$$L_{\lambda}(T_{\lambda}) = \varepsilon'_{\lambda} L_{\lambda}(T_f)$$

En utilisant la formule de Wien pour les luminances:

$$\frac{\frac{c_1}{\pi}}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_{\lambda}}\right)} = \frac{\varepsilon_{\lambda} \frac{c_1}{\pi}}{\lambda^5 \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_f}\right)}$$

où  $T_{\lambda}$  est la température de luminance monochromatique. L'équation précédente se simplifie à:

$$\frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_{\lambda}}\right)} = \frac{\varepsilon_{\lambda}}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_f}\right)}$$

en prenant les logarithmes naturels:

$$-\frac{c_2}{\lambda T_{\lambda}} = -\frac{c_2}{\lambda T_f} + \ln(\varepsilon_{\lambda})$$

$$-\left(\frac{c_2}{\lambda T_{\lambda}} - \frac{c_2}{\lambda T_f}\right) = \ln(\varepsilon_{\lambda})$$

$$\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_{\lambda}}\right) = \ln(\varepsilon_{\lambda})$$

$$\left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_{\lambda}}\right) = \frac{\lambda}{c_2} \ln(\varepsilon_{\lambda})$$

Il reste donc à trouver l'émissivité. Puisque nous avons affaire à un gaz on sait que l'émissivité suivra la loi de Beer pour les milieux absorbants.

Hottel & Broughton (1932) décrivent une méthode qui ne requiert pas la connaissance de l'émissivité. Les auteurs établissent une relation empirique pour l'émissivité monochromatique. Cette dernière dépend de la longueur d'onde et de la longueur du parcours optique dans le gaz.

$$\varepsilon_{\lambda} = 1 - \exp\left(\frac{-ks}{\lambda^{\nu}}\right)$$

Donc en substituant dans l'équation précédente on obtient:

$$\left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_{\lambda}}\right) = \frac{\lambda}{c_2} \ln\left(1 - \exp\left(\frac{-ks}{\lambda^{\nu}}\right)\right)$$

Hottel & Broughton suggère  $\nu = 1.39$  dans le visible, ce qui nous donne une équation et deux inconnues ( $ks$  et  $T_f$ ). Par contre, si deux mesures sont prises avec des filtres de couleurs différentes notre système devient défini.

$$\left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_V}\right) = \frac{\lambda_V}{c_2} \ln\left(1 - \exp\left(\frac{-ks}{\lambda_V^{\nu}}\right)\right)$$

$$\left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_R}\right) = \frac{\lambda_R}{c_2} \ln\left(1 - \exp\left(\frac{-ks}{\lambda_R^{\nu}}\right)\right)$$

où les indices R et V représentent les couleurs rouge et verte respectivement.

#### Références

Hottel H. C. & Broughton F. P., *Determination of True Temperature and Total Radiation from Luminous Gas Flames*, **Industrial Engineering Chemistry, Analytical Edition**, **4**, 166-175, 1932.

# Annexe **D**

Cet annexe traite de comment calculer le coefficient d'absorption de l'équation proposé par Hottel & Broughton. En combinant les équation 2-22, 2-23 et 2-35 on obtient:

$$\varepsilon_{\lambda} = 1 - \exp\left(-s \frac{k}{\lambda^{\nu}}\right)$$

$$\ln(1 - \varepsilon_{\lambda}) = -s \frac{k}{\lambda^{\nu}}$$

$$\ln(1 - \varepsilon_{\lambda}) = -\frac{k s}{\lambda^{\nu}}$$

$$\ln\{\ln(1 - \varepsilon_{\lambda})\} = -\nu \ln(\lambda) + \ln(k s)$$

Cette dernière équation permet d'évaluer la constante  $\nu$ , peu importe la valeur de  $k s$ , si on trace un graphe du coté gauche de l'équation en fonction du logarithme naturel de la longueur d'onde. Nous ne sommes pas obligés de connaître l'épaisseur  $s$  mais si différentes épaisseur sont utilisées cette forme permet aussi de les comparer. Ceci fut fait pour trois séries de mesures d'absorption fait par Ångström (1889), Becker (1909) et Stark (1897). Notez que les mesures sont en réalité des mesures de transmission avec la supposition que la diffusion est négligeable. Une méthode de moindres carrés a été utilisée sur leurs données pour obtenir les valeurs citées dans le chapitre 4. Cette méthode permet de comparer la dépendance de l'émissivité avec la longueur d'onde indépendamment de l'épaisseur de flamme. Elle fut suggérée par Hottel & Broughton (1932). La constante  $k$  représente la concentration de suie. Les tableaux qui suivent donnent les mesurent et le résultats des calculs pour les trois auteurs.

$s$ [mm]	0.009		0.023		0.038	
$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\tau$ [-]	$\alpha$ [-]	$\tau$ [-]	$\alpha$ [-]	$\tau$ [-]	$\alpha$ [-]
0.69	11.7	88.3				
0.9	19.1	80.9	3.1	96.9		
1.7	44.3	55.7	16.8	83.2	3.9	96.1
4	64.4	35.6	34.5	65.5	17.4	82.6
6.5	68.8	31.2	42.5	57.5	26.2	73.8
8.9	67.9	32.1	44	56	32	68
$\nu$	0.7057		0.6267		0.6357	
	$\nu$ moyen			0.6560		

Tableau D-1 Les données de Ångström.

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	700	678	659	629	603	581	562	543	528	514	500
essai	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]
2		15.5	16.2	16.9	18.0	18.6	19.3	20.3	19.9	20.5	21.3
3	14.1		15.6	15.5	17.6	19	19.2	19.4	21.5	21.8	22.3
4		13.5	14.8	14.5	17.4	17.2	18.8	19.0	19.9	21.6	21.8
5			15.2		15.0		17.3		19.8		
6	13.3	13.8	14.4	14.5		15.9		18.2		20.2	
7		14.0		14.9	16.9	16.2	17		19.3	20.2	
8		14.4		16.4		18.4			20.5		21.1
moy.	13.7	14.3	15.1	15.4	16.6	17.3	18.1	19.1	19.9	20.8	21.6
$\nu$						1.486					

Tableau D-2 Les données de Becker.

$s$ [mm]	1.00	1.07	1.14	1.16	1.27	1.54	1.58	1.60
$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]	$\alpha$ [-]
703	0.0396	0.0359	0.0276	0.0294	0.0198	0.0079	0.0073	0.0080
633.8	0.0376	0.0344	0.0269	0.0287	0.0174	0.0063	0.0064	0.0070
576.5	0.0351	0.0302	0.0238	0.0228	0.0155	0.0052	0.0057	0.0061
526.9	0.0257	0.0215	0.0165	0.0169	0.0120	0.0035	0.0036	0.0041
496.8	0.0219	0.0173	0.0117	0.0123	0.0090	0.0031	0.0031	0.0029
458.8	0.0143	0.0105	0.0074	0.0070	0.0071	0.0015	0.0016	0.0014
$\nu$	0.6324	0.7331	0.7465	0.8014	0.5562	0.6570	0.6118	0.6890
$\nu$ moyen						0.6784		

Tableau D-3 Les données de Stark.



## Références

- Ångström K., Beobachtungen über die Durchstahlung von Wärme verschiedener Wellenlänge durch trübe Medien, **Annalen der Physik**, **36**, pp 715-724, 1889.
- Becker A., *Über die Strahlung und Temperatur der Hefnerlampe*, **Annalen der Physik**, **4. Folge** Band 28, No.5, 1017-1031, 1909.
- Hottel H. C. & Broughton F. P., *Determination of True Temperature and Total Radiation from Luminous Gas Flames*, **Industrial Engineering Chemistry, Analytical Edition**, **4**, 166-175, 1932.
- Stark J., *Untersuchungen über Russ*, **Annalen der Physik und Chemie**, **9. Band 62** no. 10, 353-367, 1897.

# Annexe **E**

Ce qui suit est une traduction (libérale) des parties pertinentes de la publication de Ladenburg. Ce dernier, comme tout auteur, suppose quelques connaissances de ses lecteurs et de ce fait quelques idées ou objets ne sont pas très bien expliqués. Les textes en italique entre parenthèse sont des ajout par le présent auteur pour éclaircir le texte. Les figures originales ont été digitalisées et sont reproduites dans cet annexe.

## SUR LA TEMPÉRATURE DES PARTICULES DE SUIE DANS LES FLAMMES LUMINEUSES.

Quand on fait la mesure de l'absorption, il est inévitable de faire l'erreur de mesurer en même temps la réflexion et la diffraction dans la flamme. Afin de déterminer la quantité de lumière réfléchi de la première flamme celle d'amylacétate ou Hefner, on a concentré la lumière d'une lampe à arc sur une lampe de Hefner. On a comparé le rayonnement réfléchi, mesuré à l'aide d'un thermocouple avec la réflexion diffuse d'un corps blanc de la forme de la flamme (fabriqué de craie de magnésie ou plâtre de paris). La mesure donnait pour la réflexion d'une flamme environ 1%. Le même ordre de grandeur que Kurlbaum a trouvé pour sa bougie de stéarine. Puisque la valeur était petite on n'a pu déterminer la variation avec la longueur d'onde . Par contre, si la réflexion n'a pas la même dépendance que l'absorption totale, si la vraie absorption n'est pas proportionnelle à l'absorption totale, il s'en suit que quand on divise l'émission par absorption on ne pourrait pas trouver la courbe énergétique du corps noir.

D'abord on a mesuré la courbe d'émission de la flamme avec un spectrographe composé d'un miroir et d'un prisme de quartz de 60° et un galvanomètre et on a réduit les résultats d'une façon connue (*L'auteur parle ici de sa calibration de la réponse de son système de mesure*). L'image de la flamme était produite avec un miroir concave sur la fente pour assurer que la partie connue de la flamme soit sur la fente.

(*Ce paragraphe décrit le montage. Le lecteur se référera à la fig. E-1*). Afin de déterminer l'absorption de la flamme on a mis le rayonnement d'une lampe de Nernst (*La lampe de Nernst est une lampe électrique*) avec un miroir concave  $H_1$  sur une fente de 1 mm de largeur et 5 mm de hauteur ( $S_1$ ). On a projeté l'image de cette fente avec un deuxième miroir  $H_2$  sur la fente du spectromètre. La flamme était juste an amont de  $S_1$ . On a mesuré entre 0.7 et 3.1  $\mu\text{m}$ : l'énergie de la flamme (0.5 à 9 de lecture), l'énergie de la lampe de Nernst (200 à 400) en variant la largeur de la fente de 0.1 à 1 mm et l'énergie de la lampe de Nernst et de la flamme. La précision de mesure hors tout est de 0.5%.

En plus, on prit des mesures avec une lampe à acétylène. Les résultats sont dans les figures (*E-2*) et (*E-3*). La distribution d'énergie de la lampe de Hefner a déjà été regardée par Ångström quand il a mesuré son spectre du

visible. Ces mesures sont les cercles de la figure (E-4). L'émission de la flamme d'acétylène a déjà été fait par Steward mais en utilisant un prisme de fluorine. Mais la dispersion du fluorine proche du maximum de la flamme d'acétylène est tellement drastique que la comparaison est impossible. Dans la gamme des longueurs d'onde regardée (0.7 à 3 ou 2.5  $\mu\text{m}$  respectivement) il y a juste les bandes d'absorption plus faibles de  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$ . En passant par dessus ces bandes de façons connues (lignes pointillées) on élimine en même temps l'émission du  $\text{CO}_2$  et du  $\text{H}_2\text{O}$  dans la flamme.

Les absorptions (réflexion incluse) de flammes, mesurées à l'aide de beaucoup d'observation et d'une série d'expérience, sont données par les courbes III et VI (voir fig. E-3 et E-5). Elles montrent le comportement sélectif attendu, la lampe de Hefner absorbe à 0,7 $\mu\text{m}$  10,5% , à 2,5 $\mu\text{m}$  3.6%. pour l'acétylène à 0.7  $\mu\text{m}$  6% et à 3 $\mu\text{m}$  3%. Notez que pour l'acétylène la réflectivité était trop petite pour la mesurer et on néglige l'influence du  $\text{CO}_2$  et du  $\text{H}_2\text{O}$  dans l'atmosphère.

On divise la courbe pointillée par celle d'absorption. Ceci donne la courbe équivalente de corps noir. La courbe pointillée au dessus des courbes II et V (voir fig. E-2 et E-4) sont les courbes calculées pour le corps noirs. La température a été mesurée en sachant le maximum des courbes II et V. (Lot de Wien)

#### Références

Ladenburg R., *Über die Temperatur des glühenden Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen*, **Physikalische Zeitschrift**, 7. Jahrgang N<sup>o</sup> 20, pp 697-700, 1906.

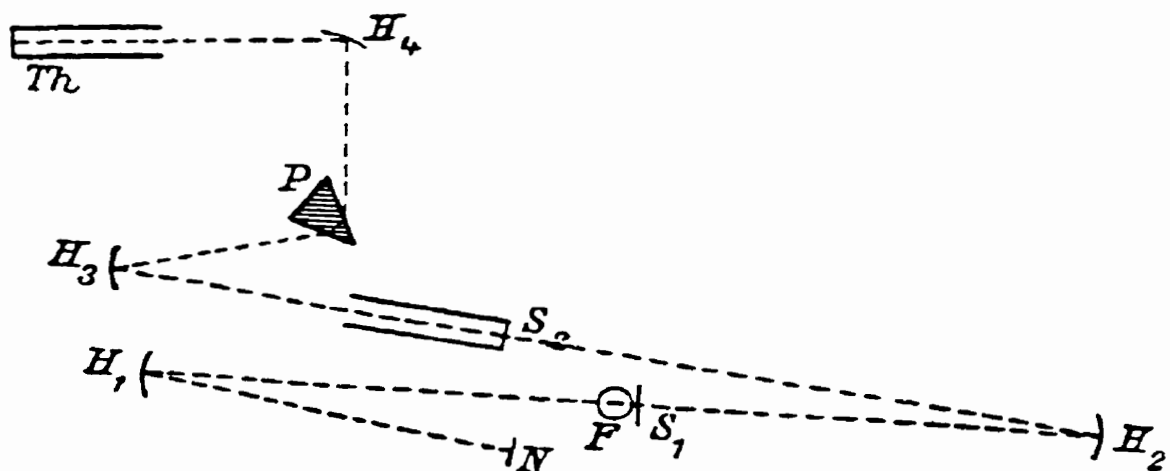


Fig. E-1 Montage spectrographique de Ladenburg

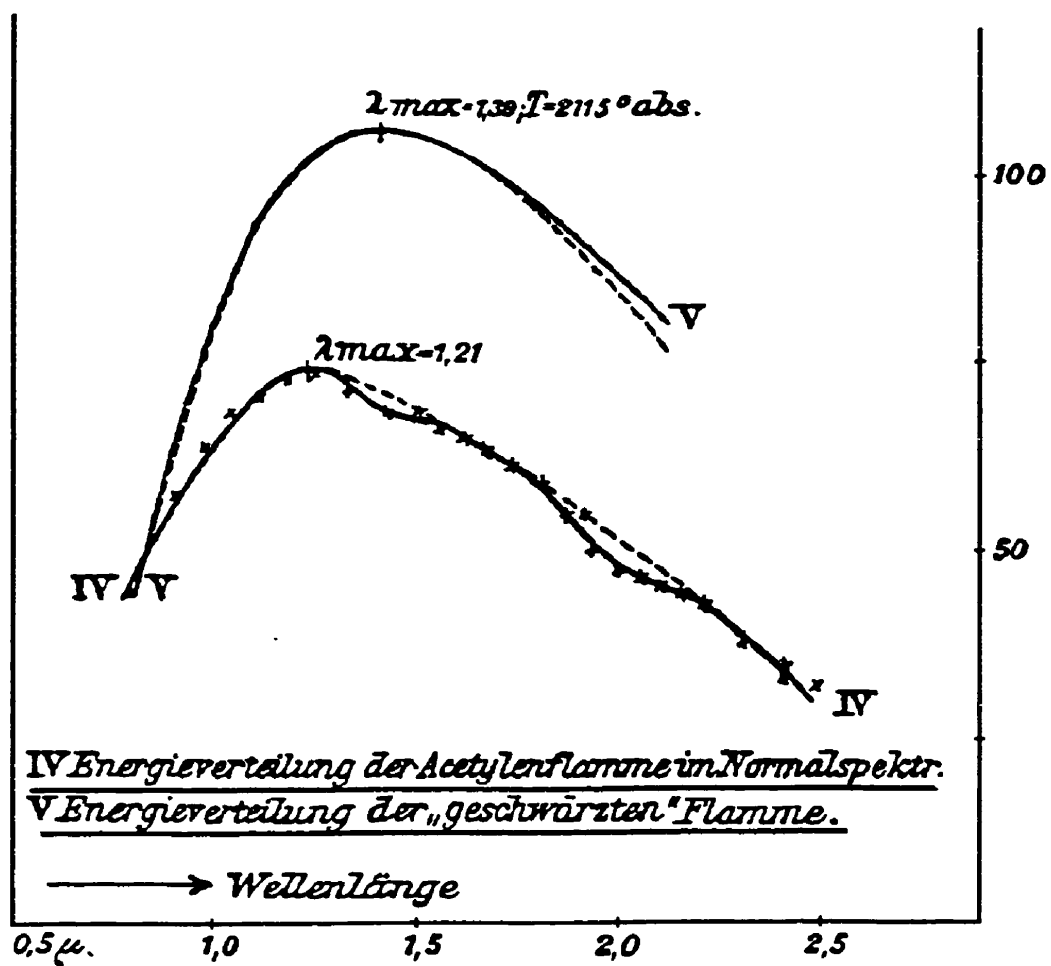


Fig. E-2 Emission de la flamme d'acétylène

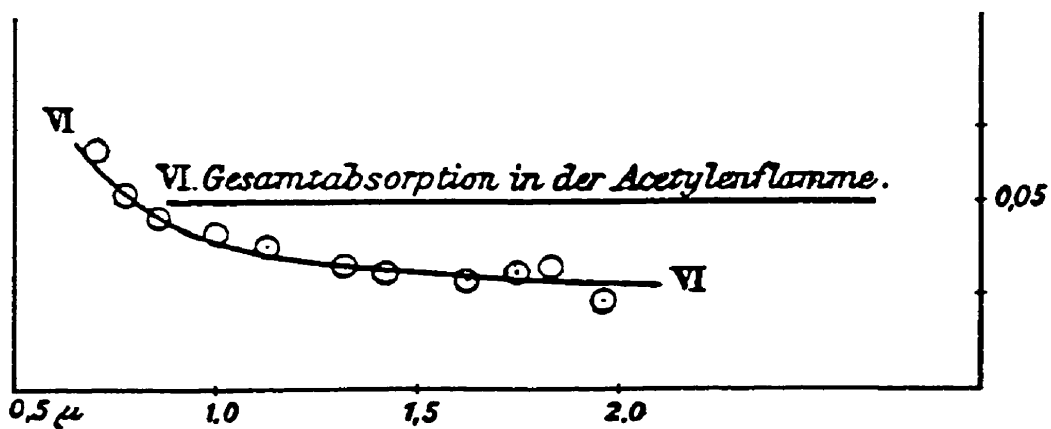


Fig E-3 Absorption de la flamme d'acétylène

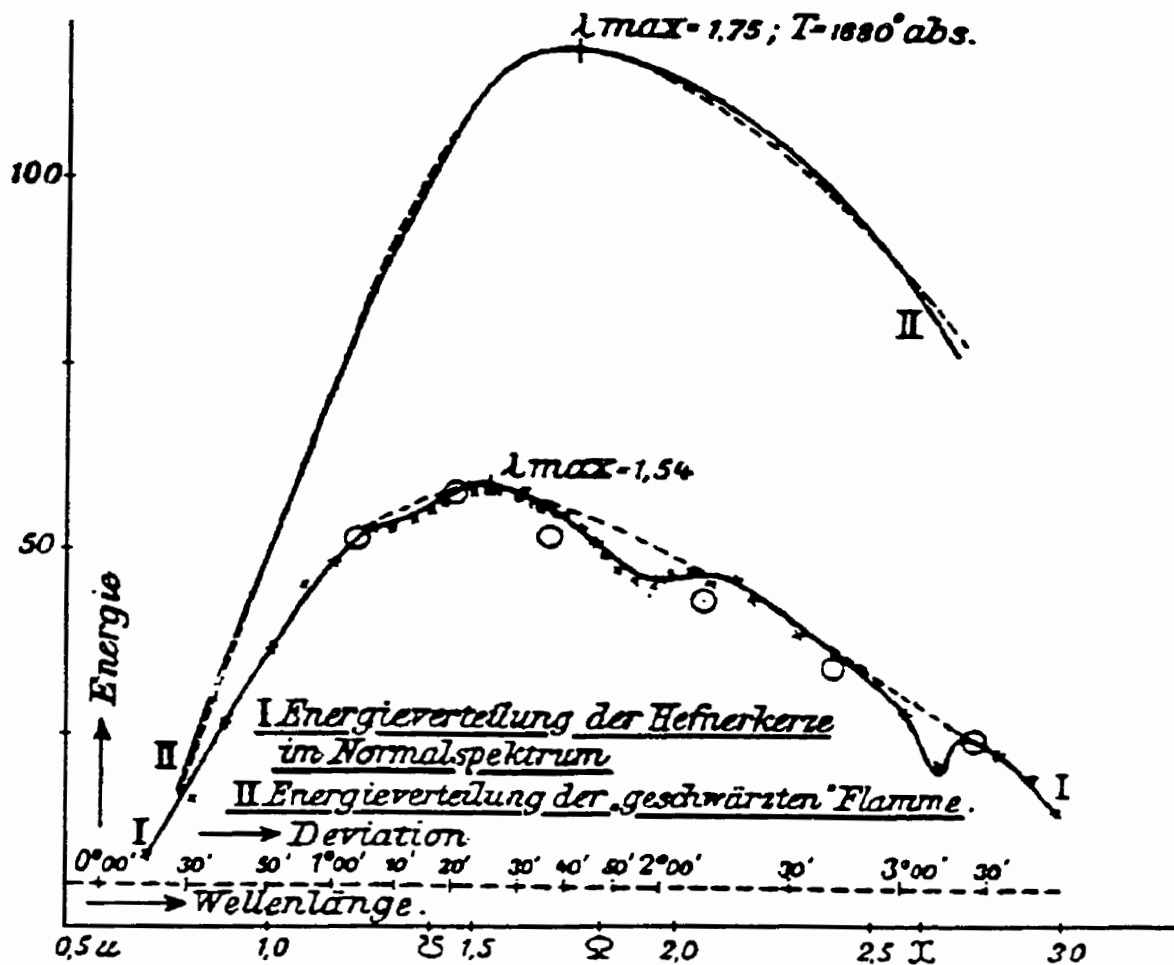


Fig. E-4 Emission de la flamme d'amylacétate (lampe de Hefner).

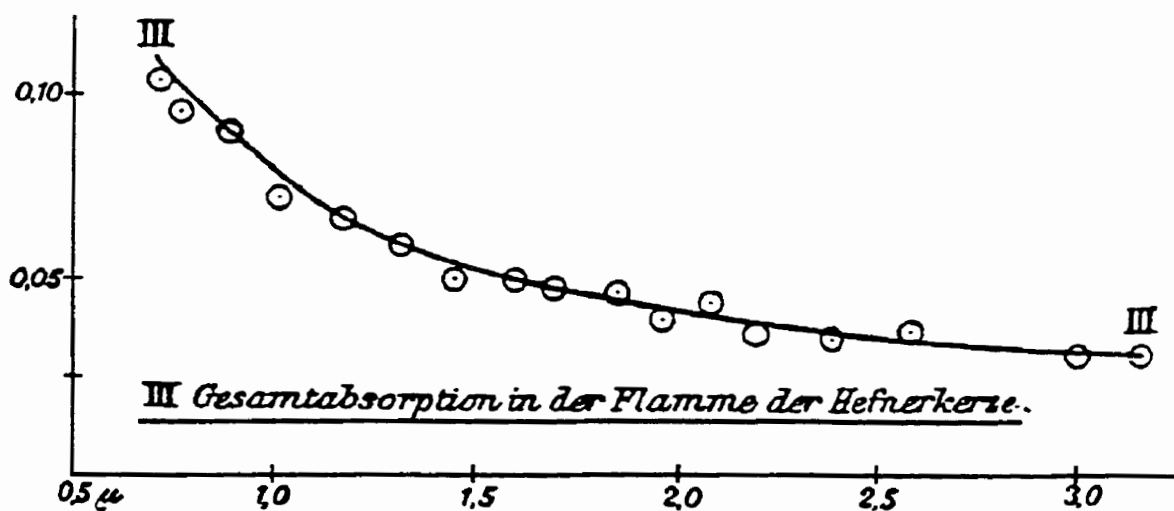


Fig E-5 Absorption de la flamme d'amylacétate (lampe de Hefner).

# Annexe **F**

Cet annexe contient tous les graphes des spectres d'intensité relative des flammes. Les données brutes contiennent 3456 points par spectre et il y a trois spectres par graphe. Imprimer ces données ne serait d'aucune utilité au lecteur donnant plus de 80,000 points qu'il devra retraité à la main pour les rendre de nouveau sous format informatisé. Si le lecteur est intéressé à avoir les données brutes, il pourra contacté le laboratoire de combustion de l'université Laval qui en gardera une archive informatisée.



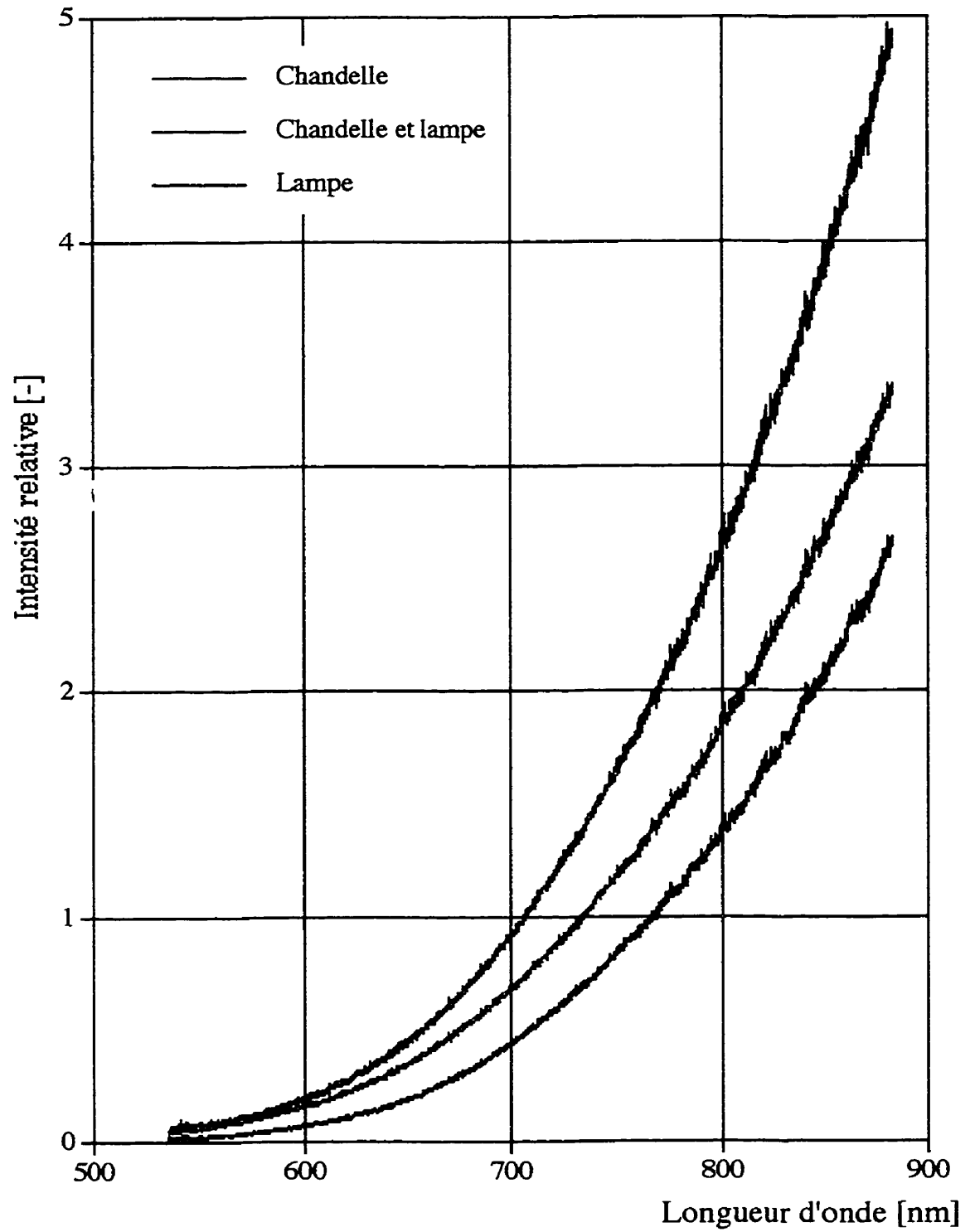


Fig. F.1 Spectres d'une chandelle de paraffine.

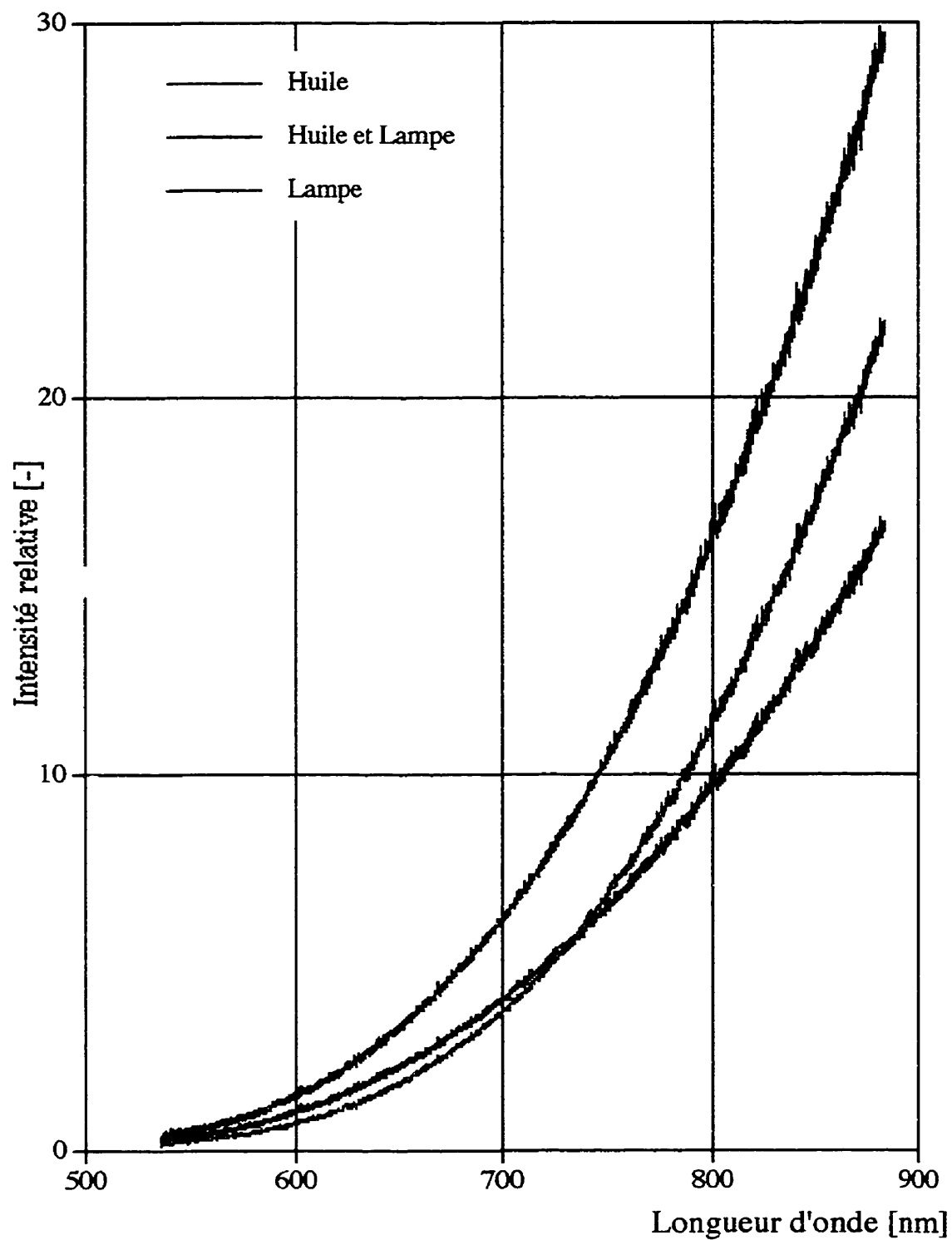


Fig. F.2 Spectres d'une lampe à l'huile à mèche plate vu à travers le côté le plus épais.

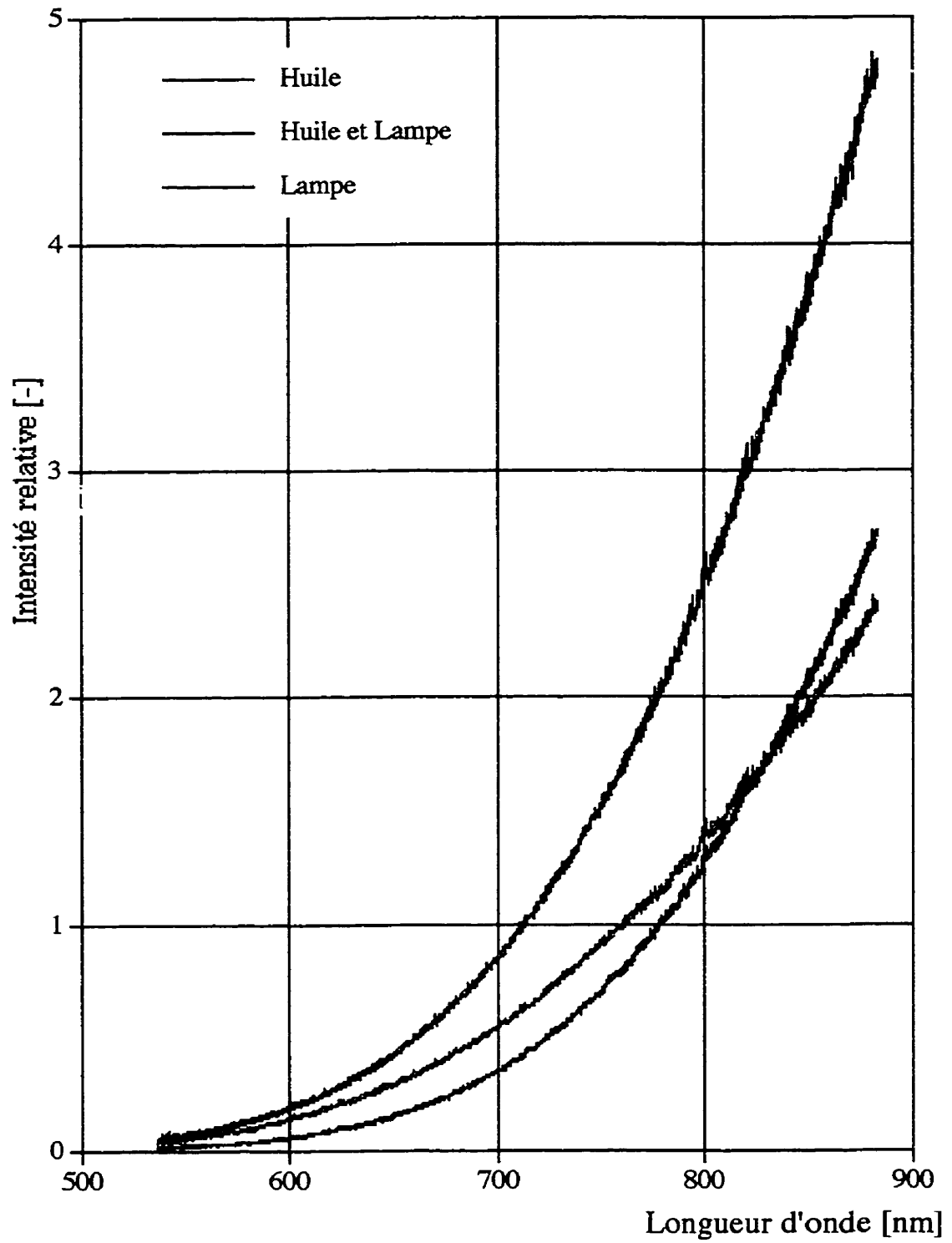


Fig. F.3 Spectres d'une lampe à l'huile à mèche plate vu à travers le côté le plus mince.

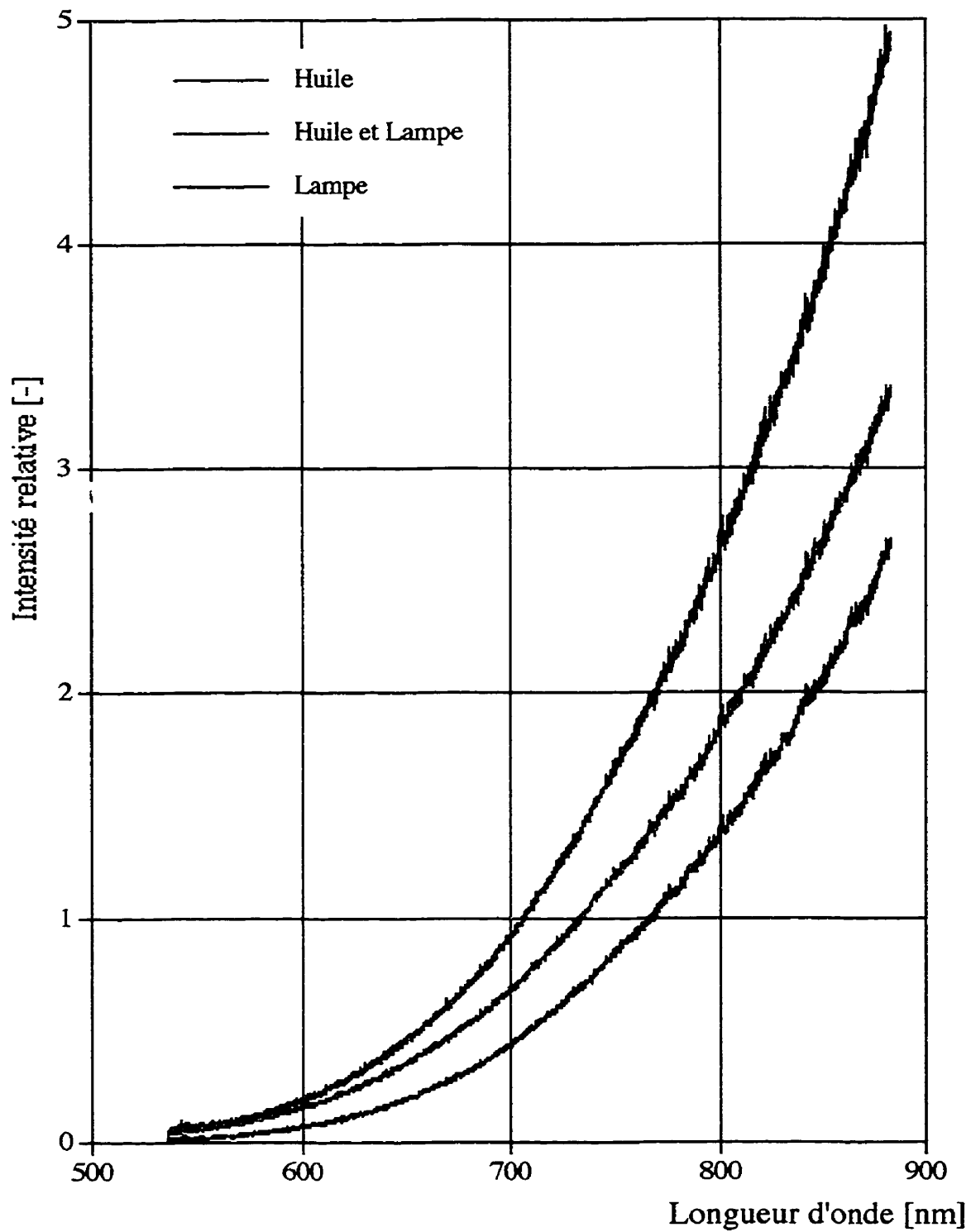


Fig. F.4 Spectres d'une lampe à l'huile à mèche plate vu à travers la partie la plus lumineuse.

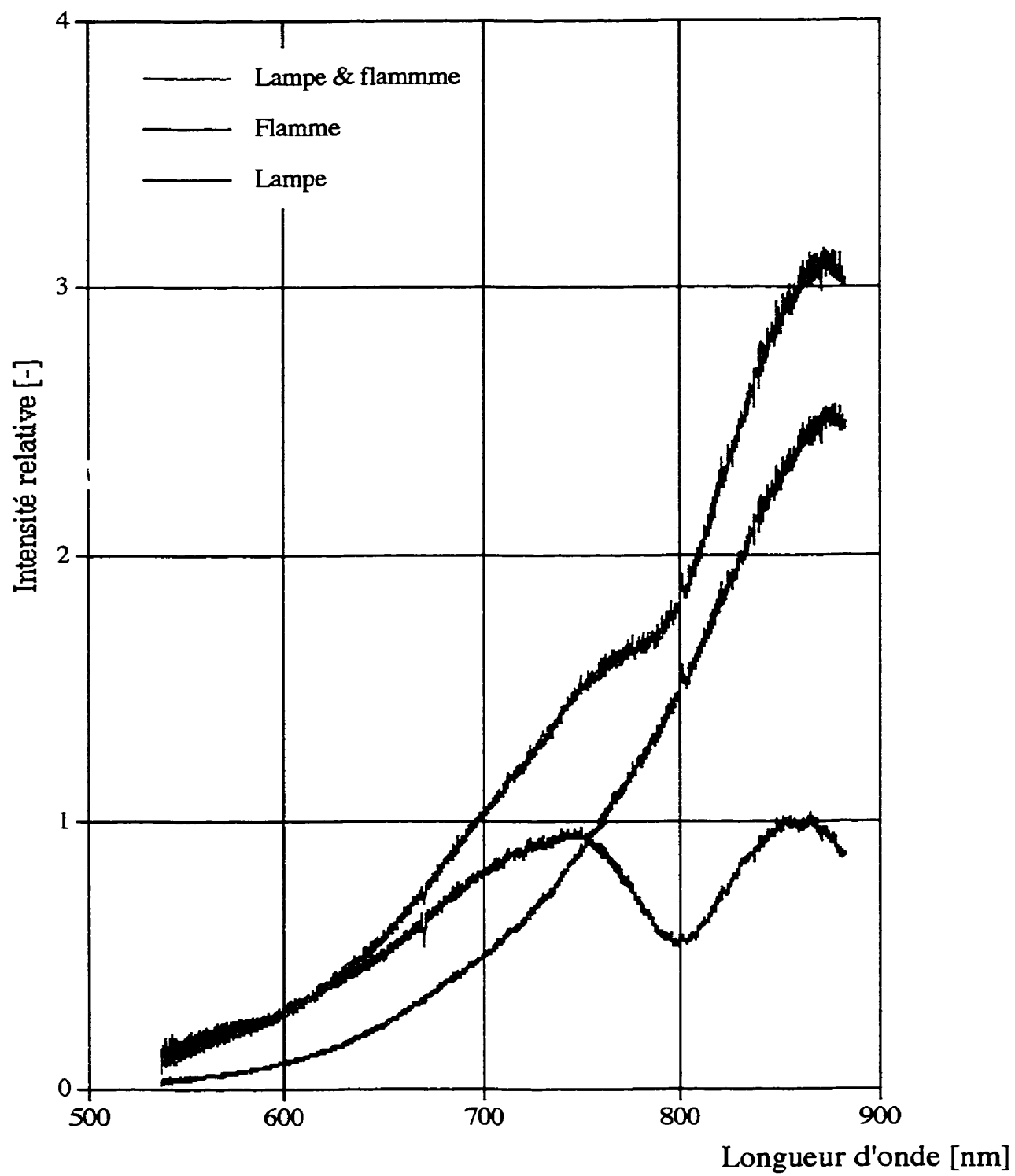


Fig. F.5 Spectres de la flamme de JP-4.

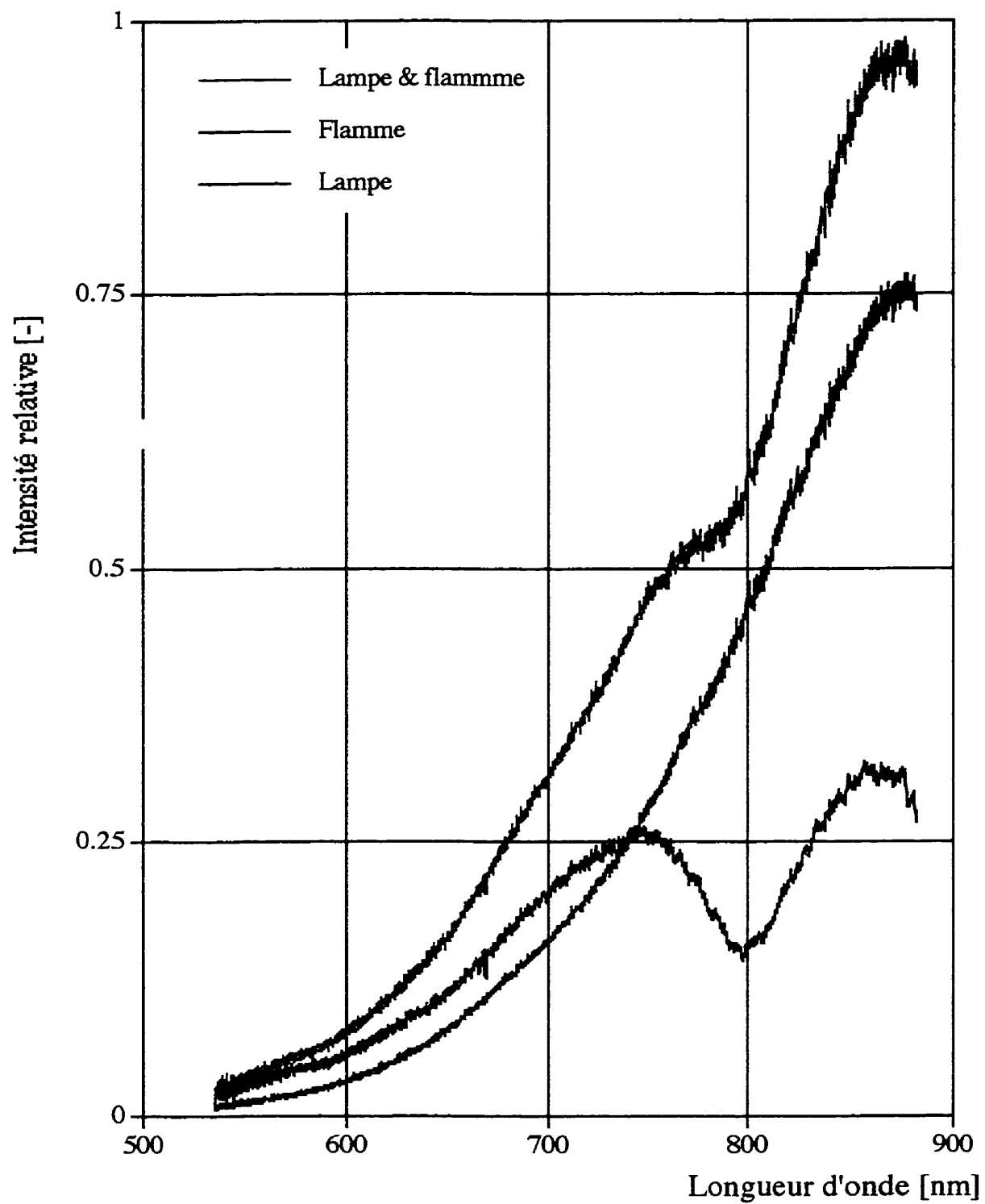


Fig. F.6 Spectres de la flamme d'iso-octane.

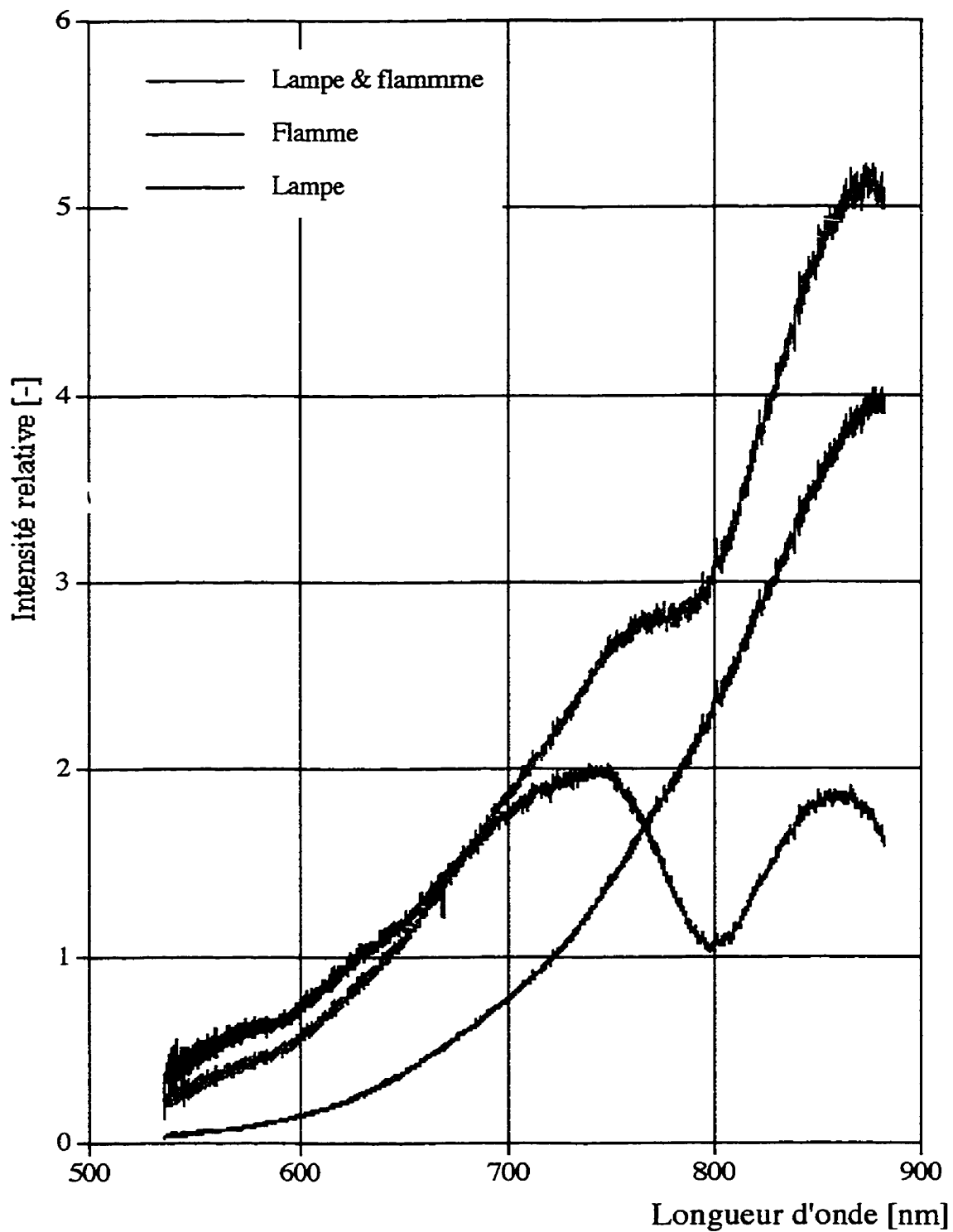
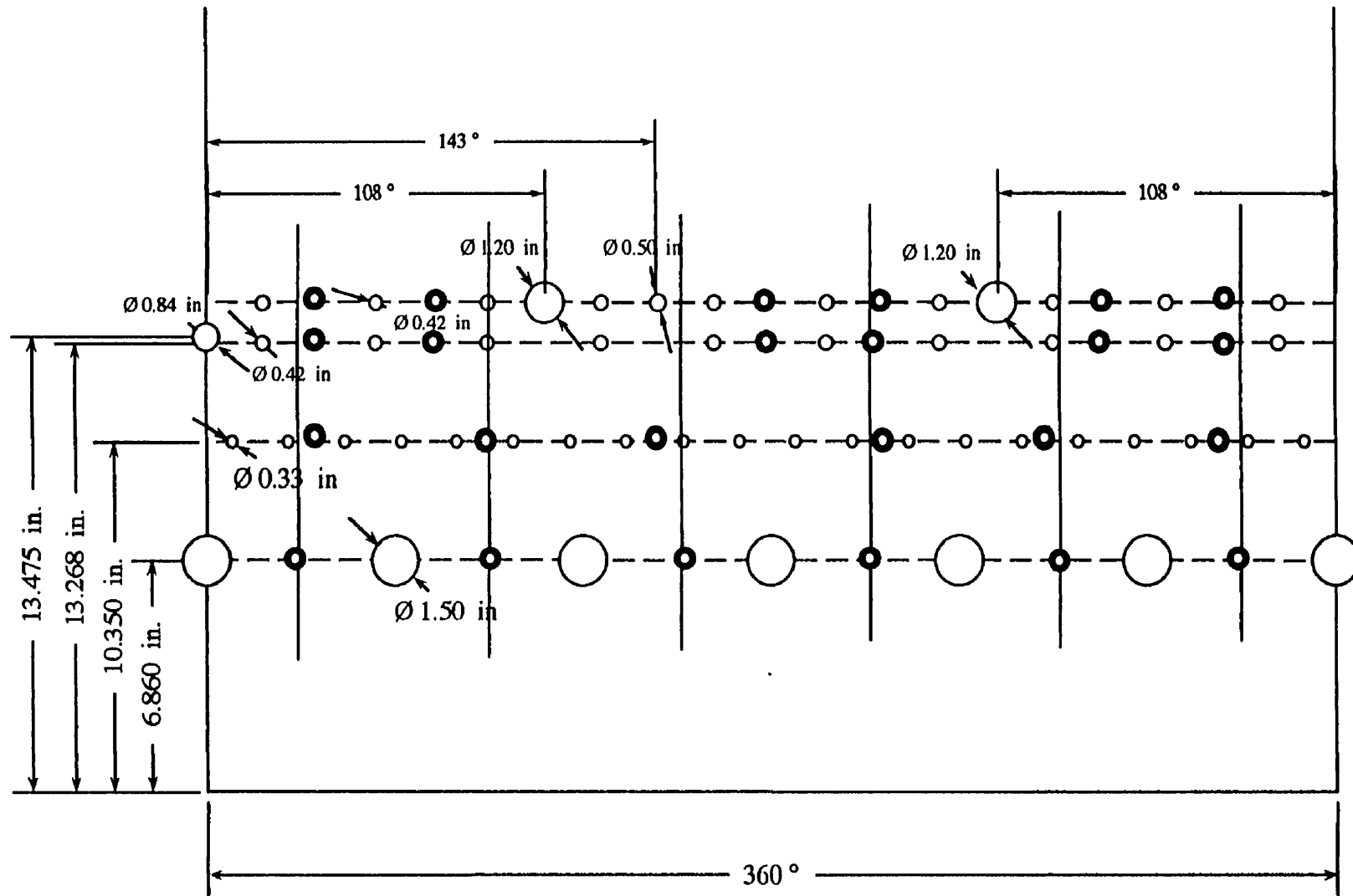


Fig. F.7 Spectres de la flamme de 80% iso-octane 20% benzène.

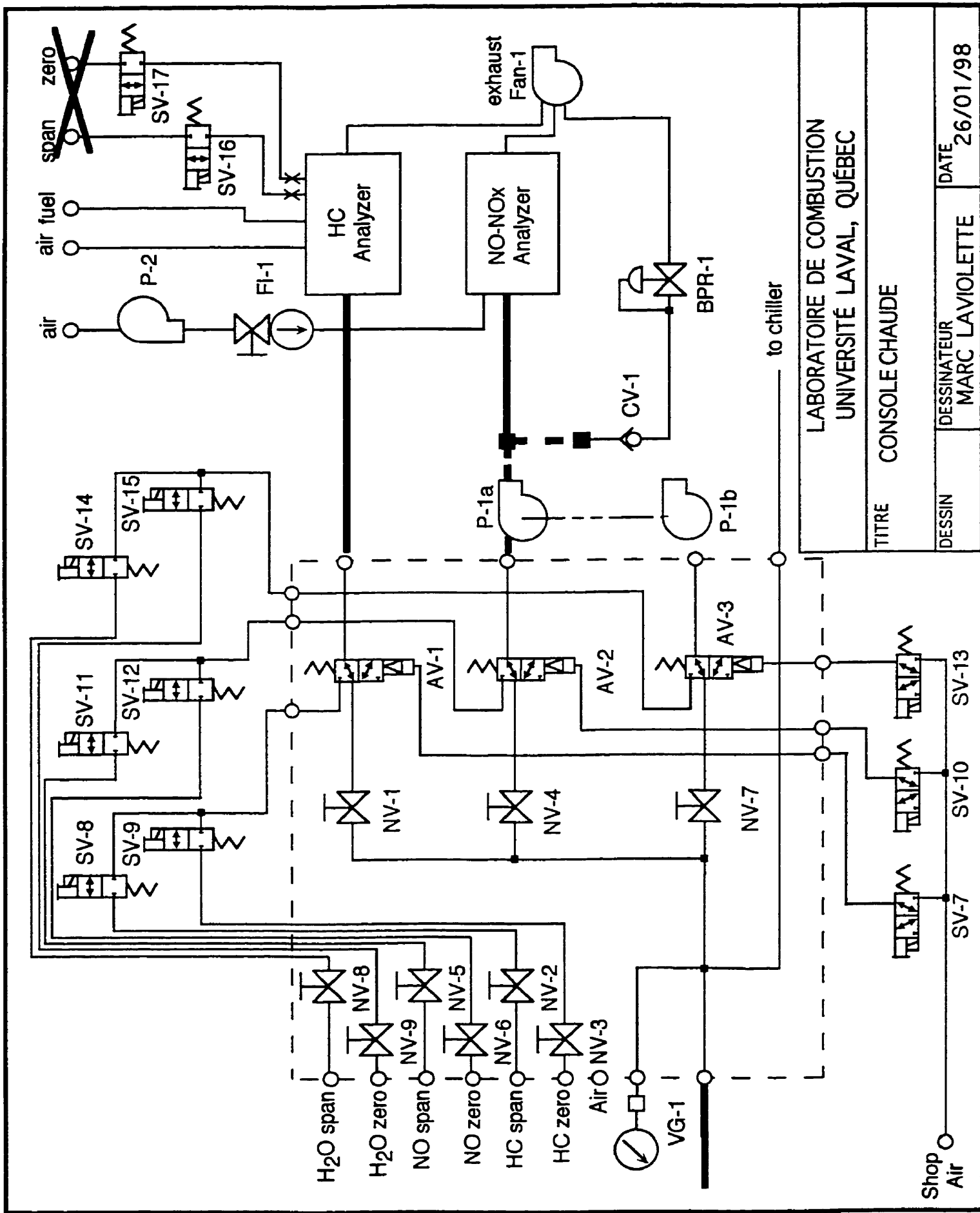
# Annexe **G**





Note: Chaque petit cercle gras ●  
représente l'emplacement  
d'un thermocouple

LABORATOIRE DE COMBUSTION UNIVERSITÉ LAVAL, QUÉBEC		
TITRE CROQUIS DU GHOST DÉROULER		
DESSIN	DESSINATEUR MARC LAVIOLETTE	DATE 26/01/98



LABORATOIRE DE COMBUSTION  
UNIVERSITÉ LAVAL, QUÉBEC

TITRE CONSOLE CHAUDE

DESSIN

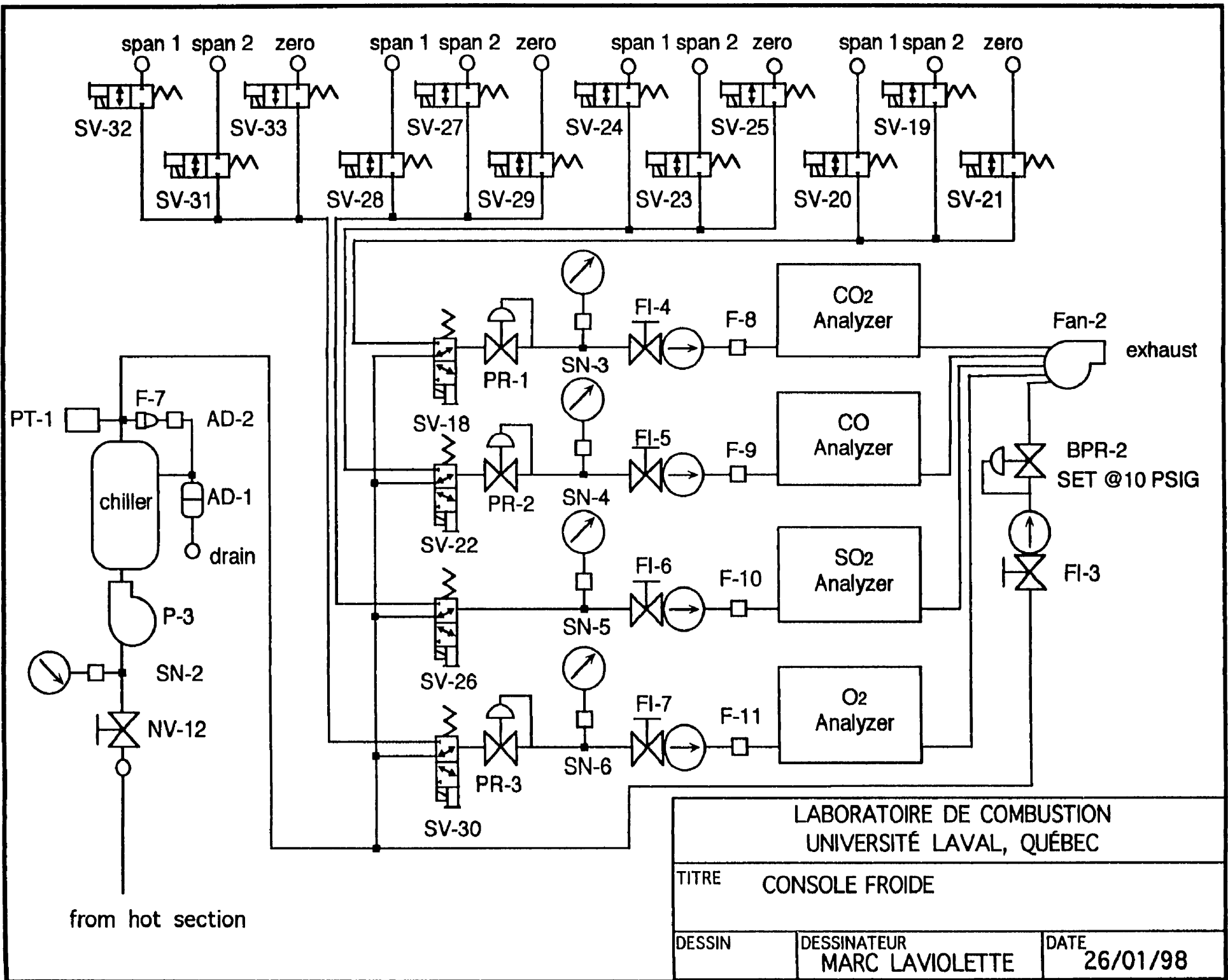
DESSINATEUR  
MARC LAVIOLETTE

DATE  
26/01/98

Shop Air

SV-7 SV-10 SV-13

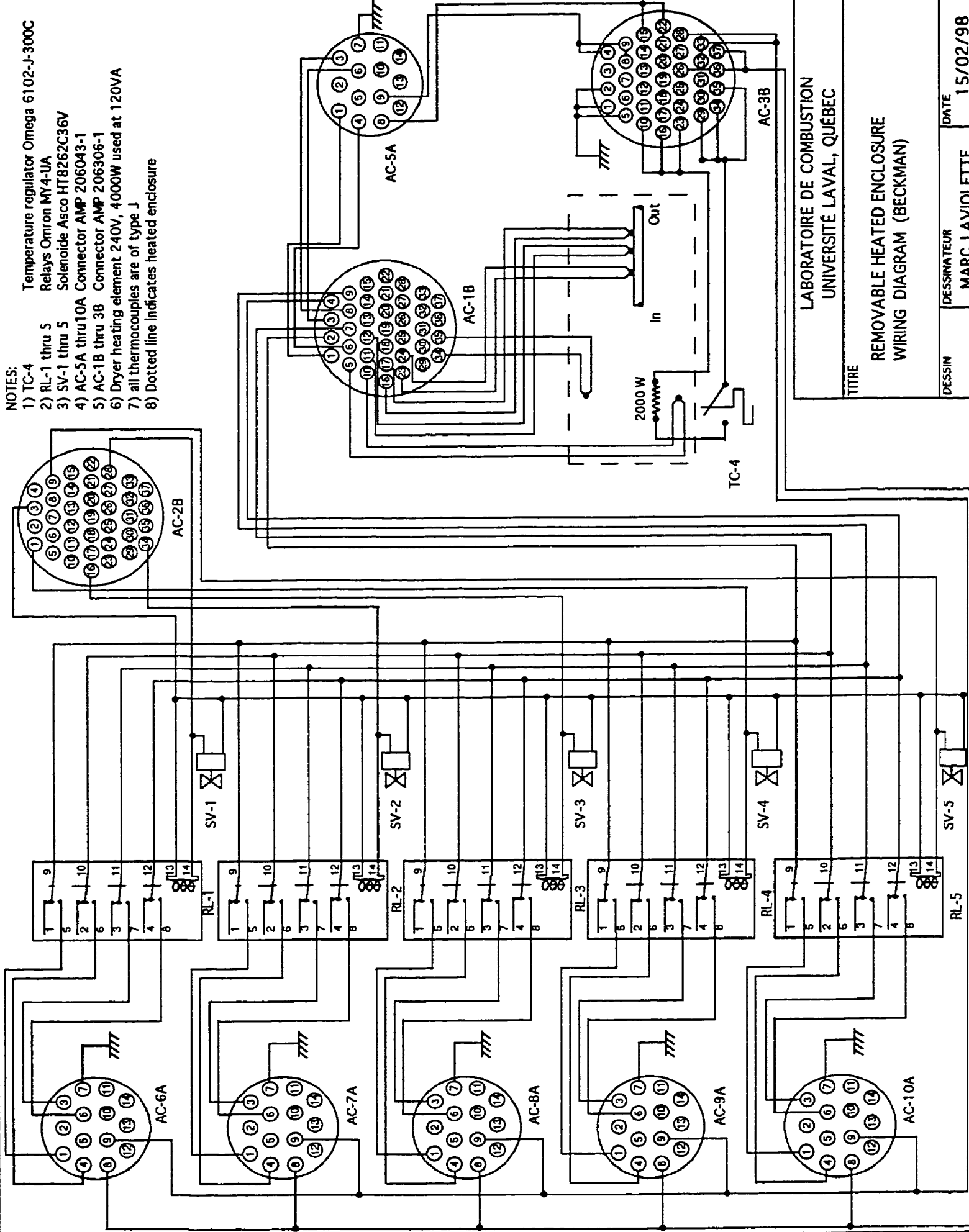
to chiller



LABORATOIRE DE COMBUSTION UNIVERSITÉ LAVAL, QUÉBEC		
TITRE	CONSOLE FROIDE	
DESSIN	DESSINATEUR MARC LAVIOLETTE	DATE 26/01/98

NOTES:

- 1) TC-4 Temperature regulator Omega 6102-J-300C
- 2) RL-1 thru 5 Relays Omron MY4-UA
- 3) SV-1 thru 5 Solenoide Asco HT8262C36V
- 4) AC-5A thru 10A Connector AMP 206043-1
- 5) AC-1B thru 3B Connector AMP 206306-1
- 6) Dryer heating element 240V, 4000W used at 120VA
- 7) all thermocouples are of type J
- 8) Dotted line indicates heated enclosure



LABORATOIRE DE COMBUSTION  
UNIVERSITÉ LAVAL, QUÉBEC

TITRE

REMOVABLE HEATED ENCLOSURE  
WIRING DIAGRAM (BECKMAN)

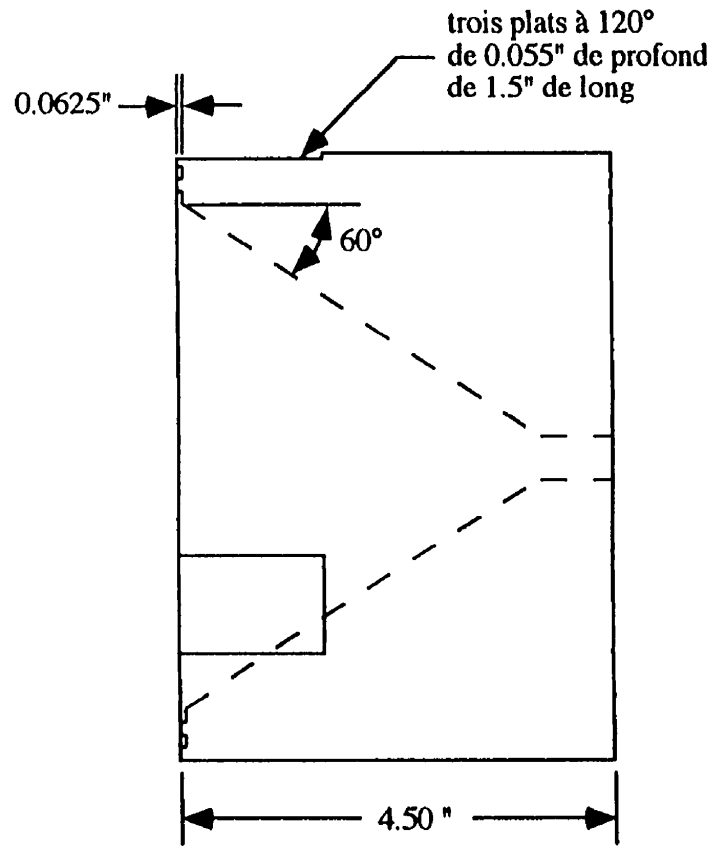
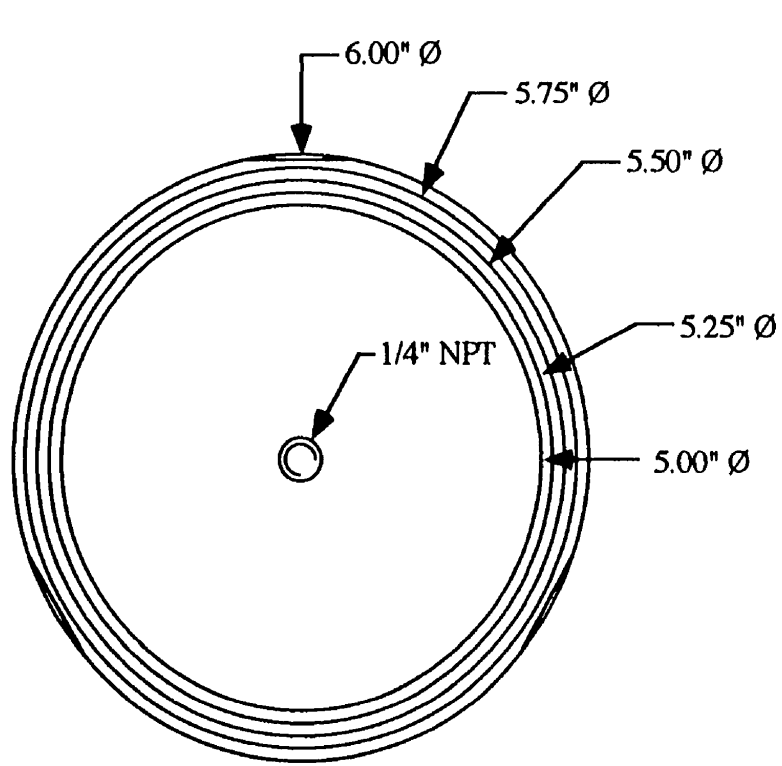
DESSIN

DESSINATEUR

MARC LAVIOLETTE

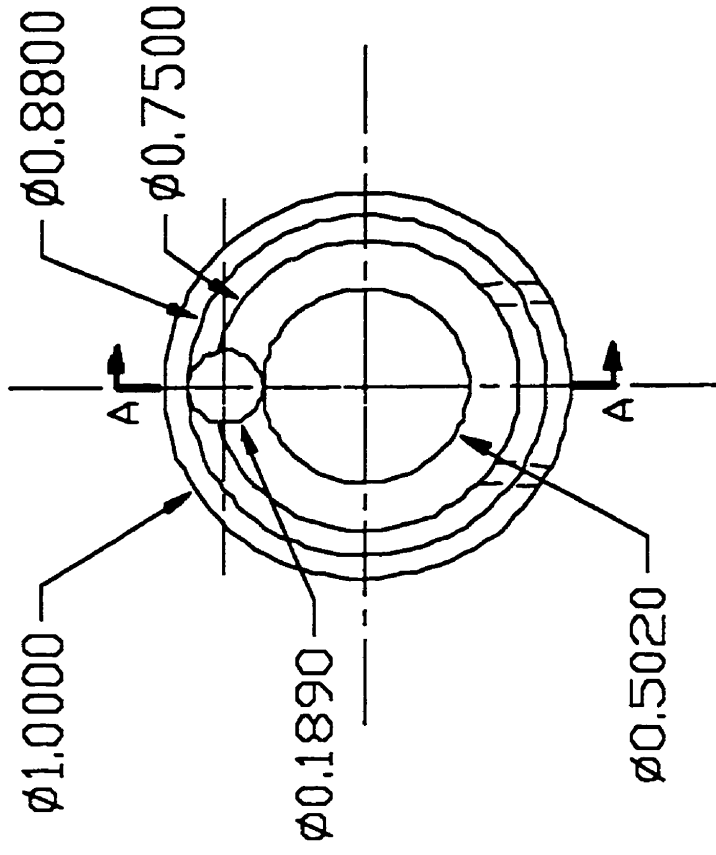
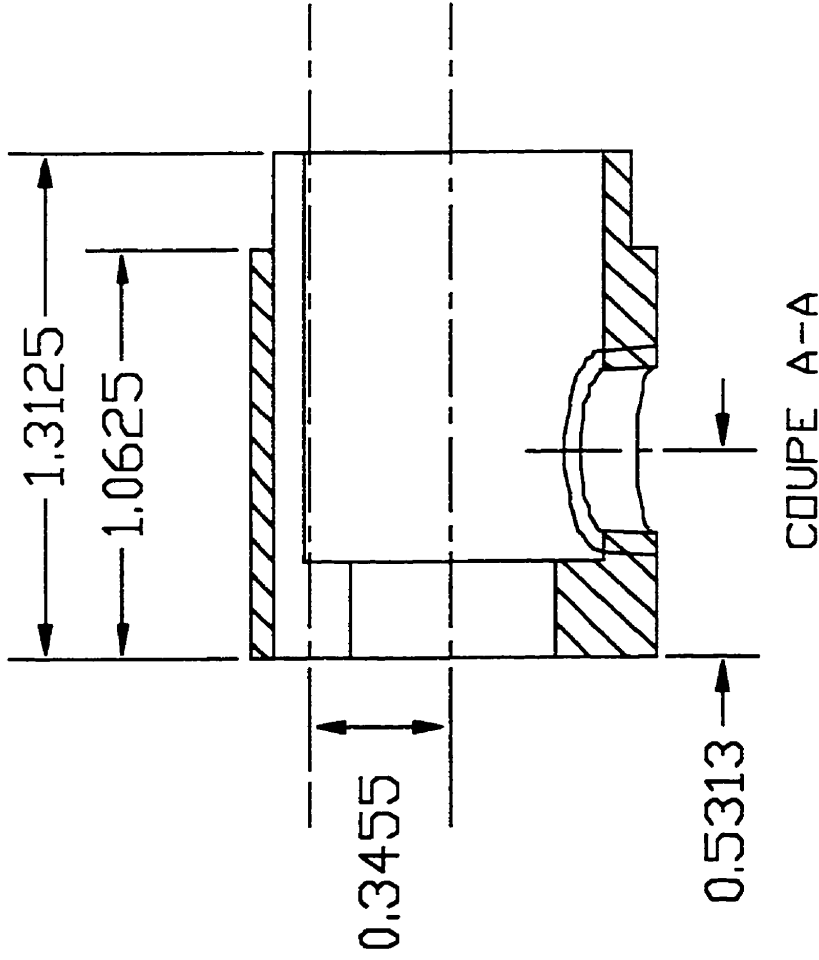
DATE

15/02/98

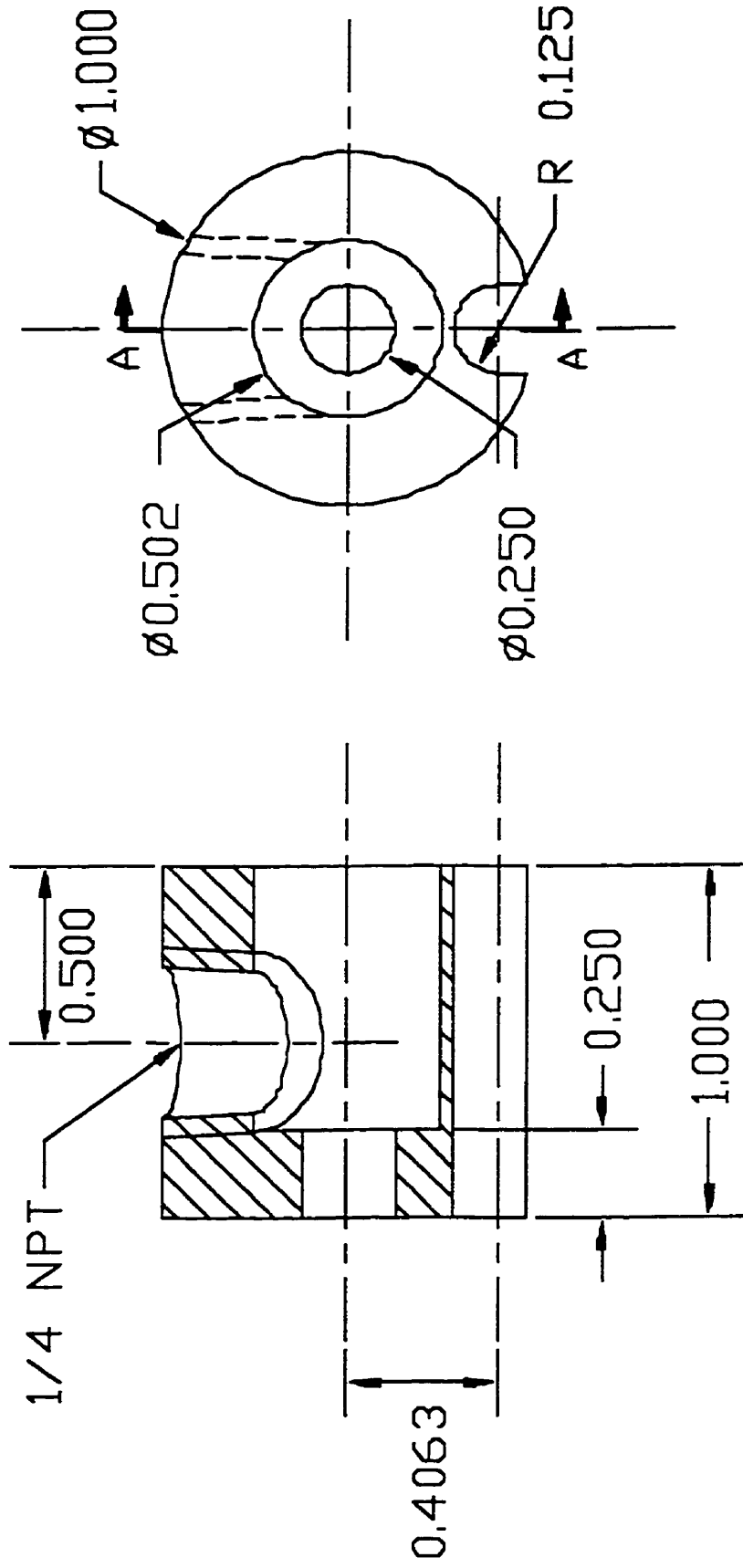


Note : Machiner deux pièces identiques  
 en aluminium

LABORATOIRE DE COMBUSTION UNIVERSITÉ LAVAL, QUÉBEC		
TITRE	CONSOLE CHAUDE	ECHELLE 1:2
DESSIN	DESSINATEUR MARC LAVIOLETTE	DATE 26/01/98

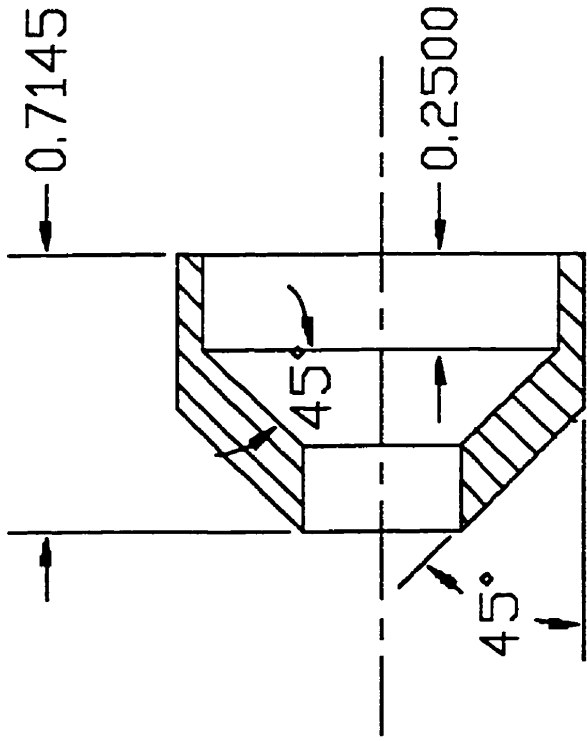


UNIVERSITE LAVAL	
Departement de Genie Mecanique	
NOM: BENOIT GILBERT	TITRE:
VERIF.:	ECH.: 2/1
TOLER.:	UNITES: POUCES
TOLER. ANG.:	No. DESSIN: SONDE 1

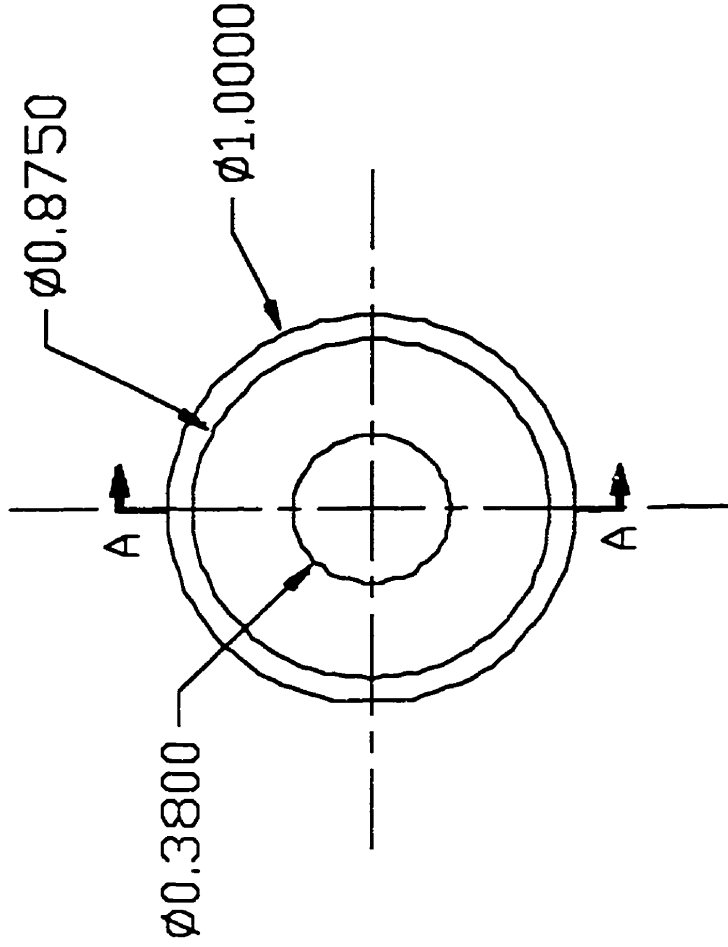


COUPE A-A

UNIVERSITE LAVAL	
Departement de Genie Mecanique	
NOM: BENOIT GILBERT	TITRE:
VERIF: :	
TOLER: :	ECH.: 2/1
TOLER, ANG: :	UNITES: POUCES
	No. DESSIN: SONDE 2

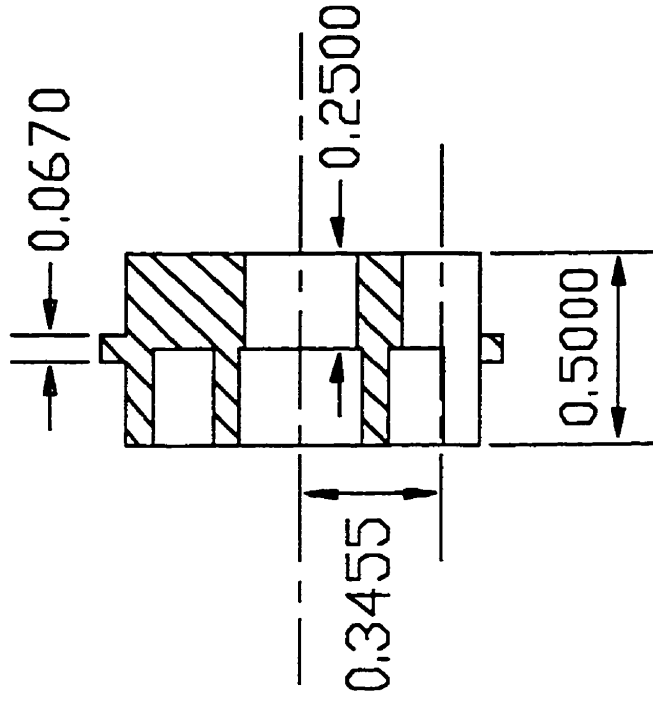
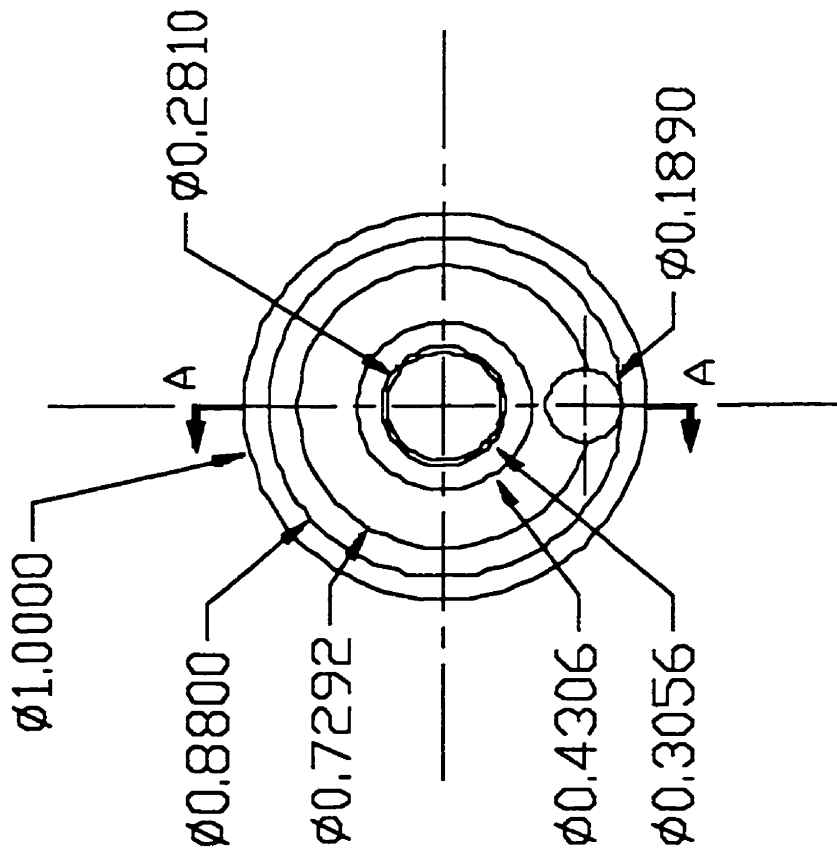


COUPE A-A



UNIVERSITE LAVAL	
Departement de Genie Mecanique	
NOM: BENOIT GILBERT	TITRE:
VERIF.:	ECH.: 2/1
TOLER.:	UNITES: POUCES
TOLER. ANG.:	No. DESSIN: SONDE 3

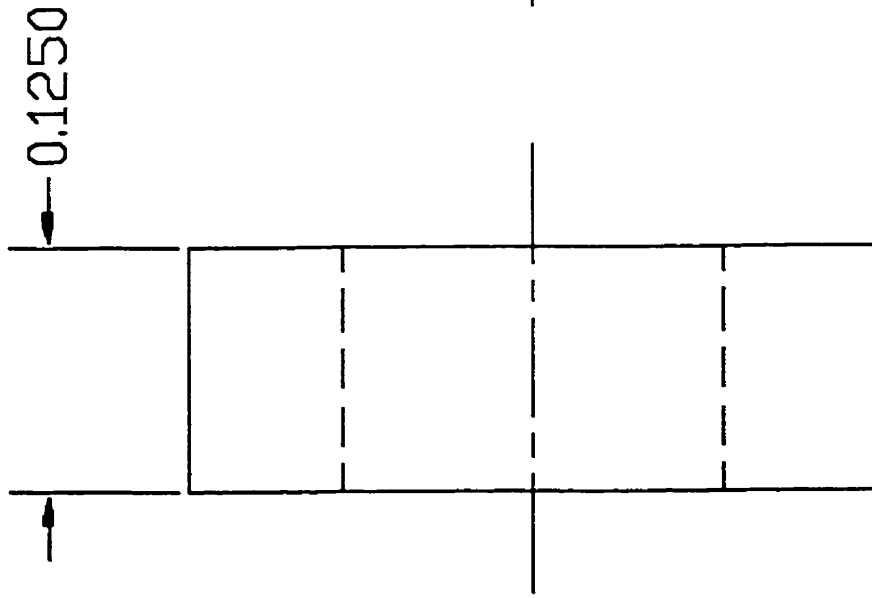




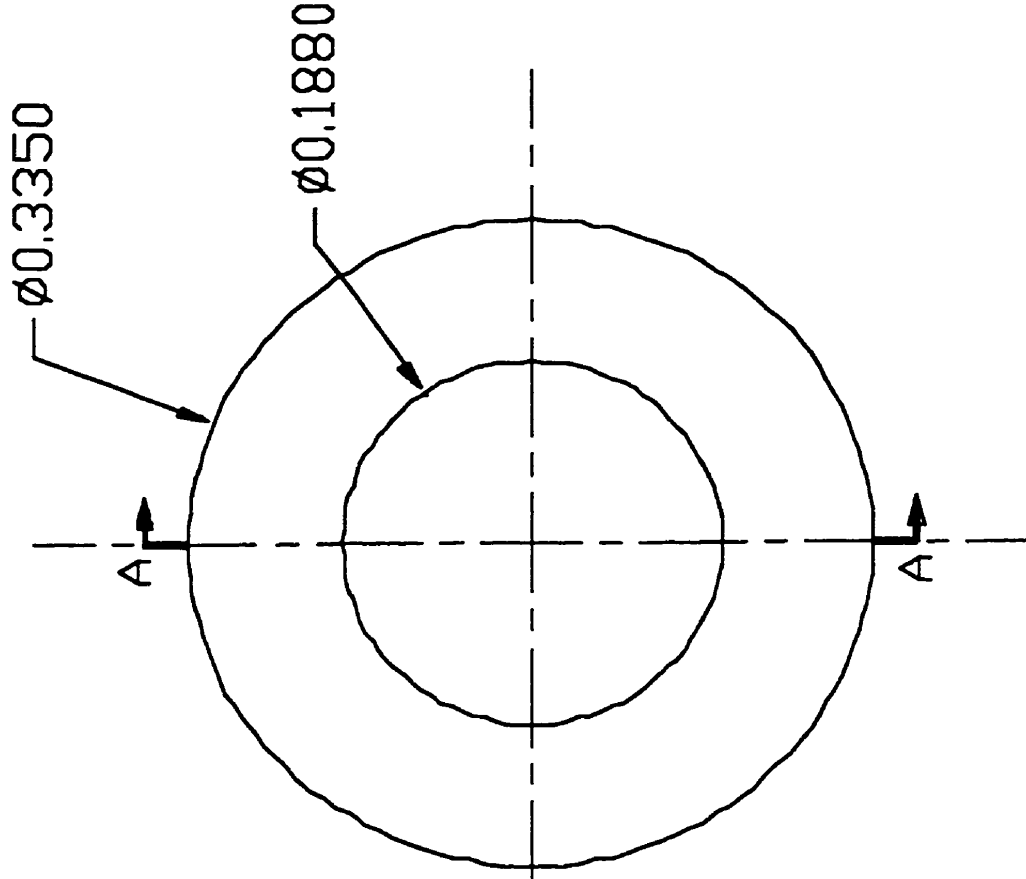
COUPE A-A

UNIVERSITE LAVAL  
 Departement de Genie Mecanique

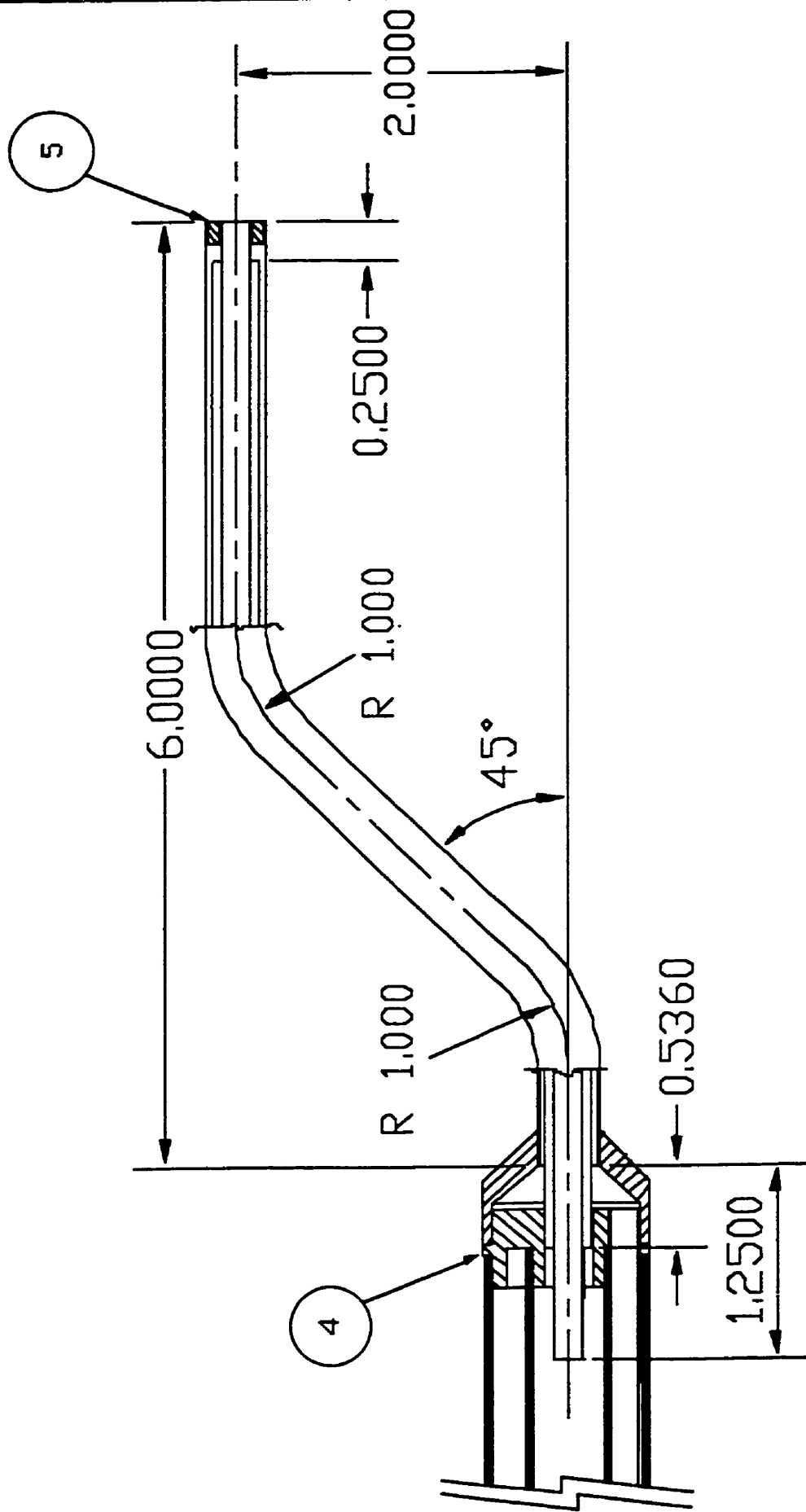
TITRE:	
NOM: BENOIT GILBERT	
VERIF: :	
TOLER: :	ECH.: 2/1
TOLER. ANG: :	UNITES: POUCES
	No. DESSIN: SONDE 4



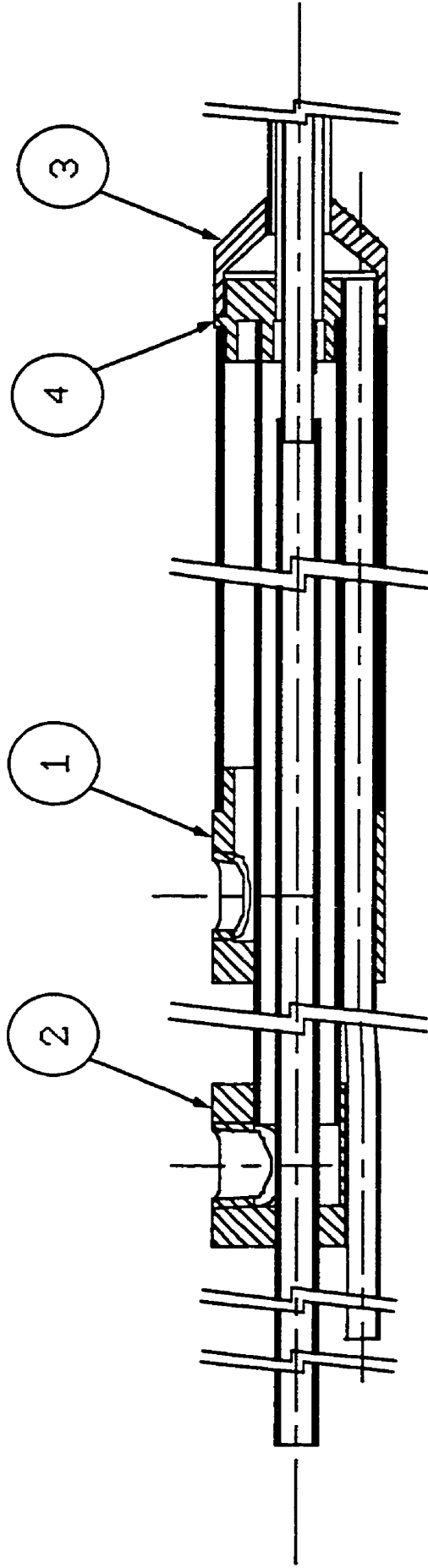
COUPE A-A



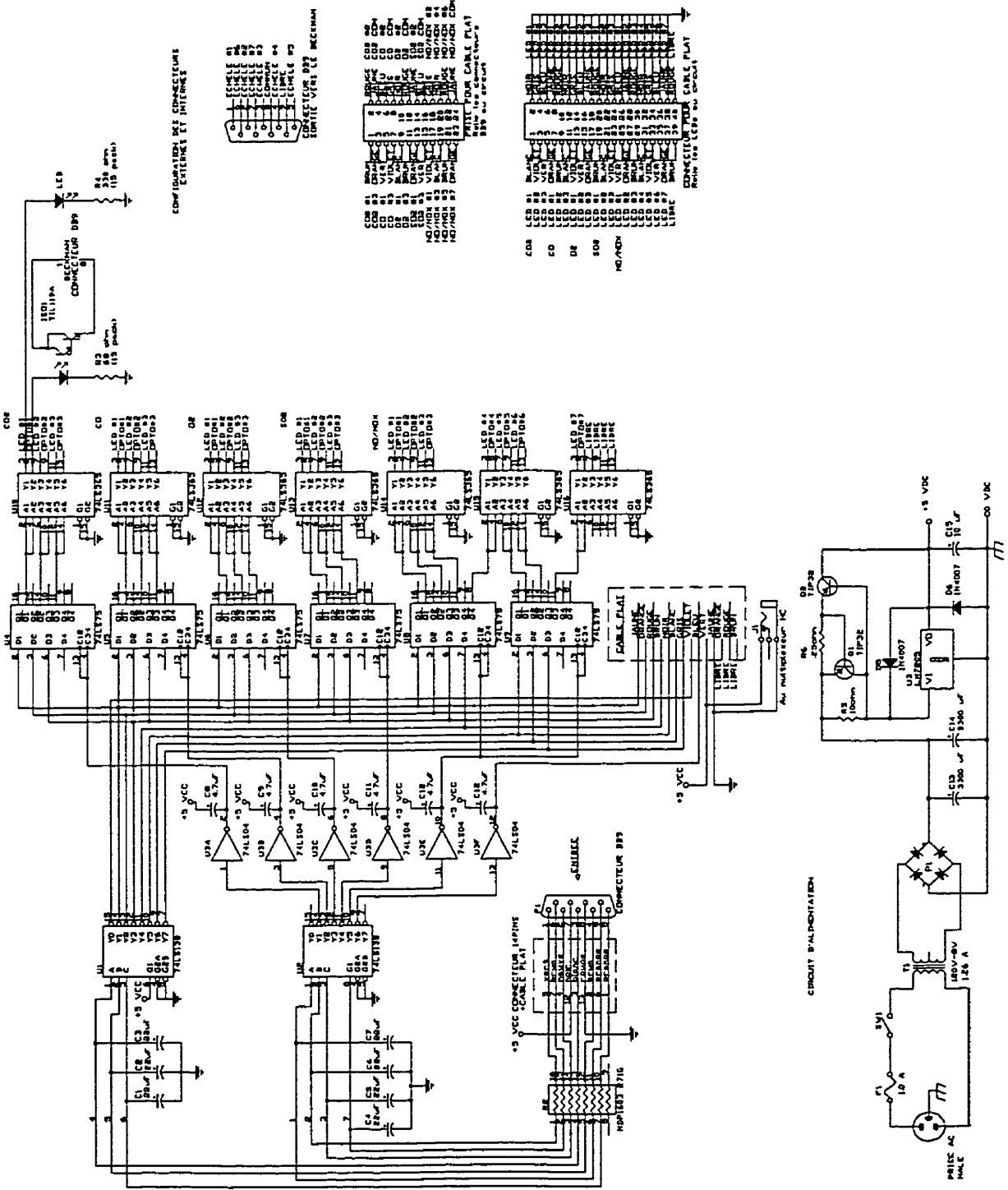
UNIVERSITE LAVAL	
Departement de Genie Mecanique	
NOM: BENOIT GILBERT	TITRE:
VERIF.:	
TOLER.:	ECH.: 10:1
TOLER. ANG.:	UNITES: POUCES
	No. DESSIN: SONDE 5



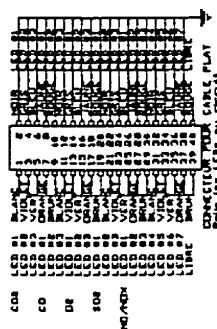
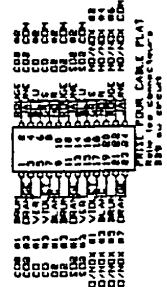
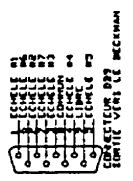
UNIVERSITE LAVAL	
Departement de Genie Mecanique	
NOM: BENDIT GILBERT	TITRE:
VERIF.:	
TOLER.:	ECH.: 21 UNITES: POUCES
TOLER. ANG.:	No. DESSIN: SONDE 6



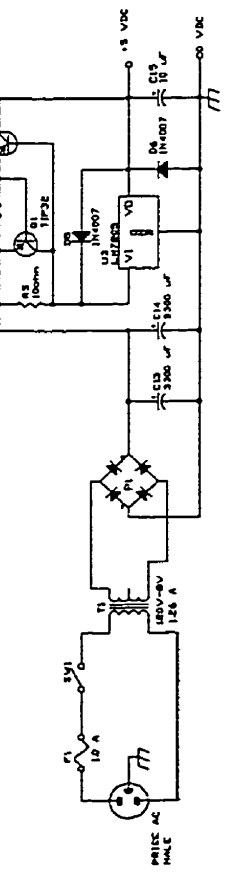
UNIVERSITE LAVAL	
Departement de Genie Mecanique	
NOM: BENOIT GILBERT	TITRE:
VERIF.:	
TOLER.:	ECH.: 1:1
TOLER. ANG.:	UNITES: POUCES
	No. DESSIN: 5
	Sonde Assemblage



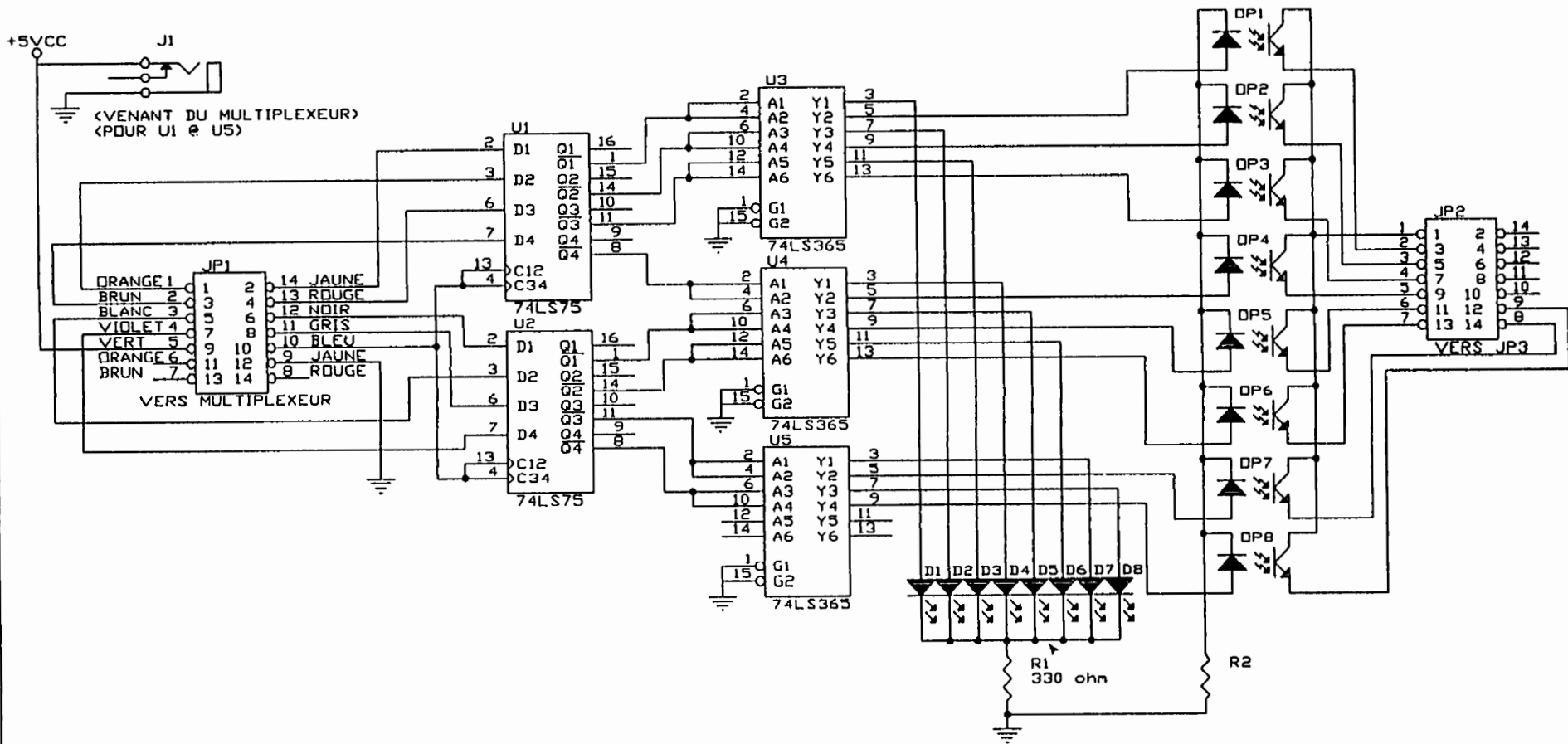
CONFIGURATION DES CONNECTEURS  
 EXTERNES ET INTERNES



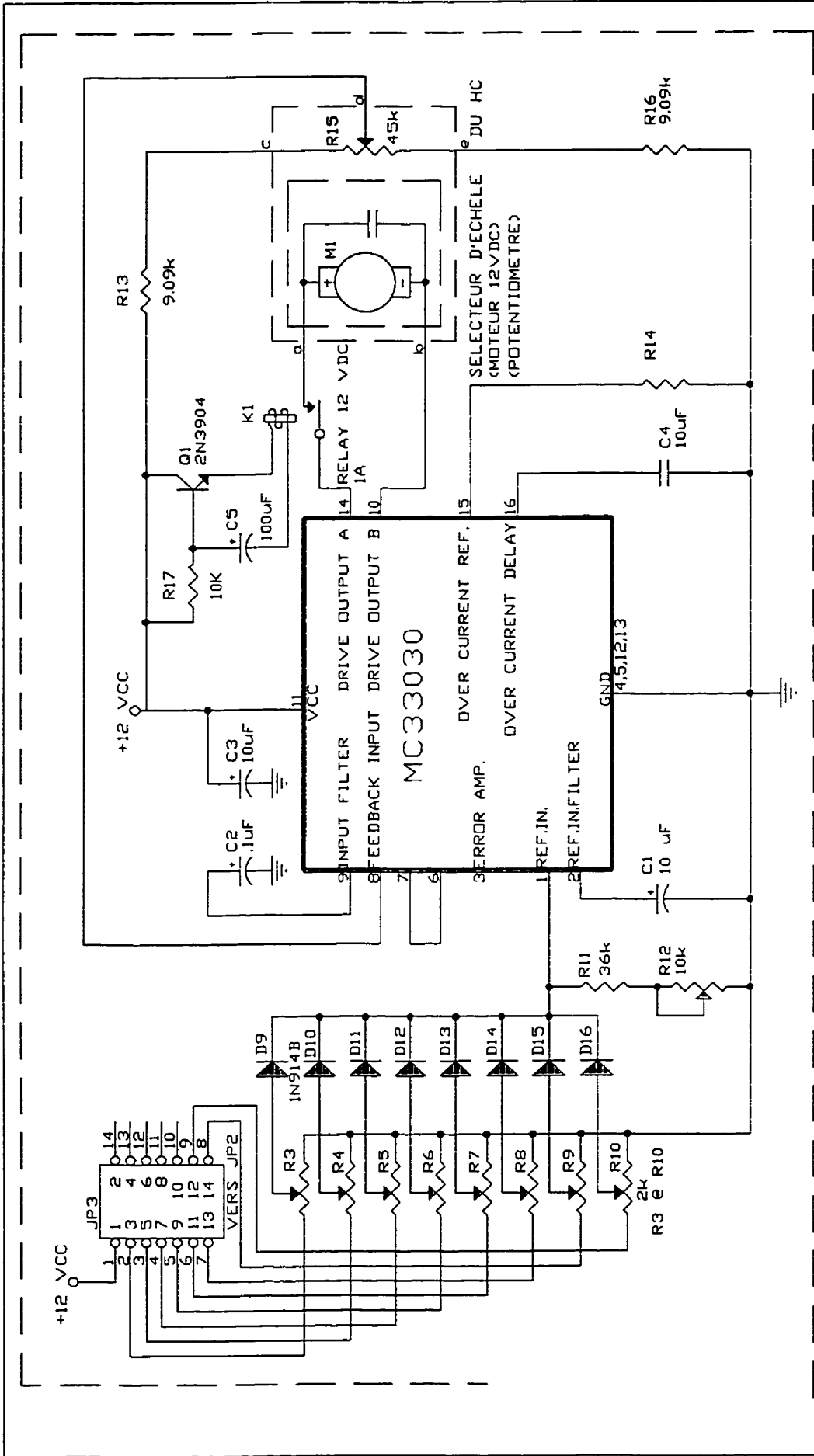
CIRCUIT D'ALIMENTATION



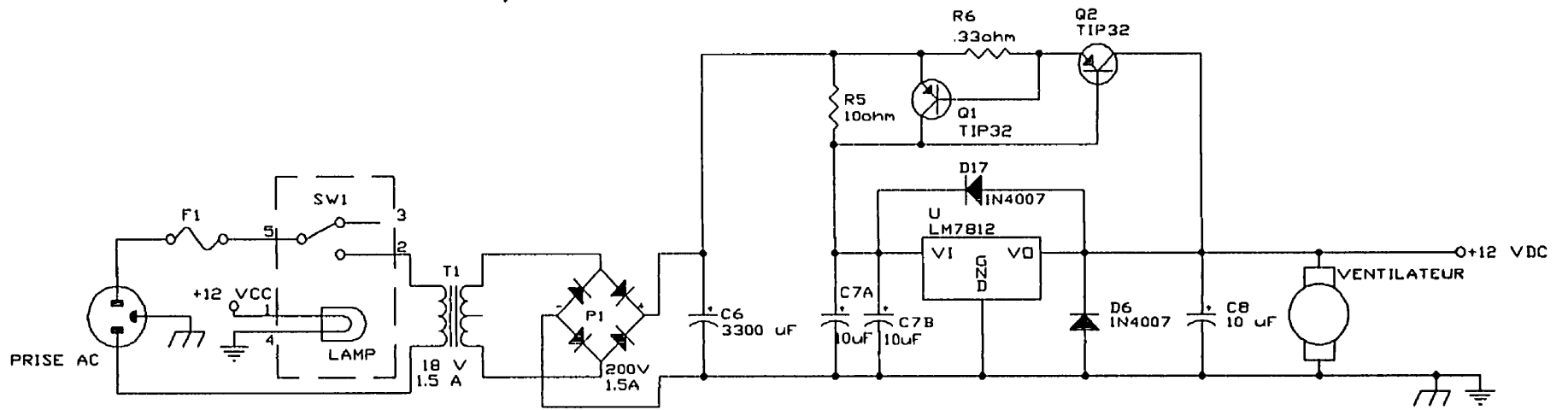
PRISE AC MALE



LABORATOIRE DE COMBUSTION		
UNIVERSITE LAVAL		
LOCAL 0316		
Title		
CONTROLEUR D'ECHALE POUR HC		
Size	Document Number	REV
A		
Date:	March 7, 1994	Sheet 1 of 3

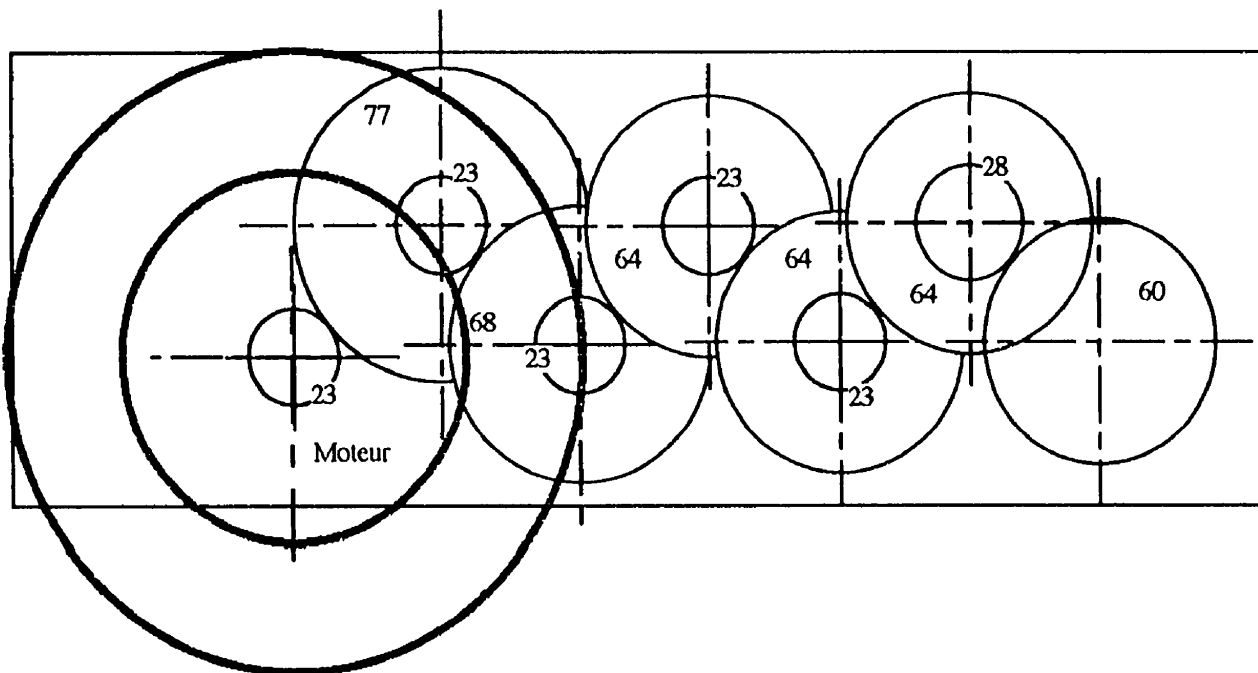


LABORATOIRE DE COMBUSTION UNIVERSITE LAVAL LOCAL 0316	
Title	CONTROLEUR D'ECHÉLE POUR HC
Size	Document Number
A	REV
Date	March 7, 1994 Sheet 2 of 3



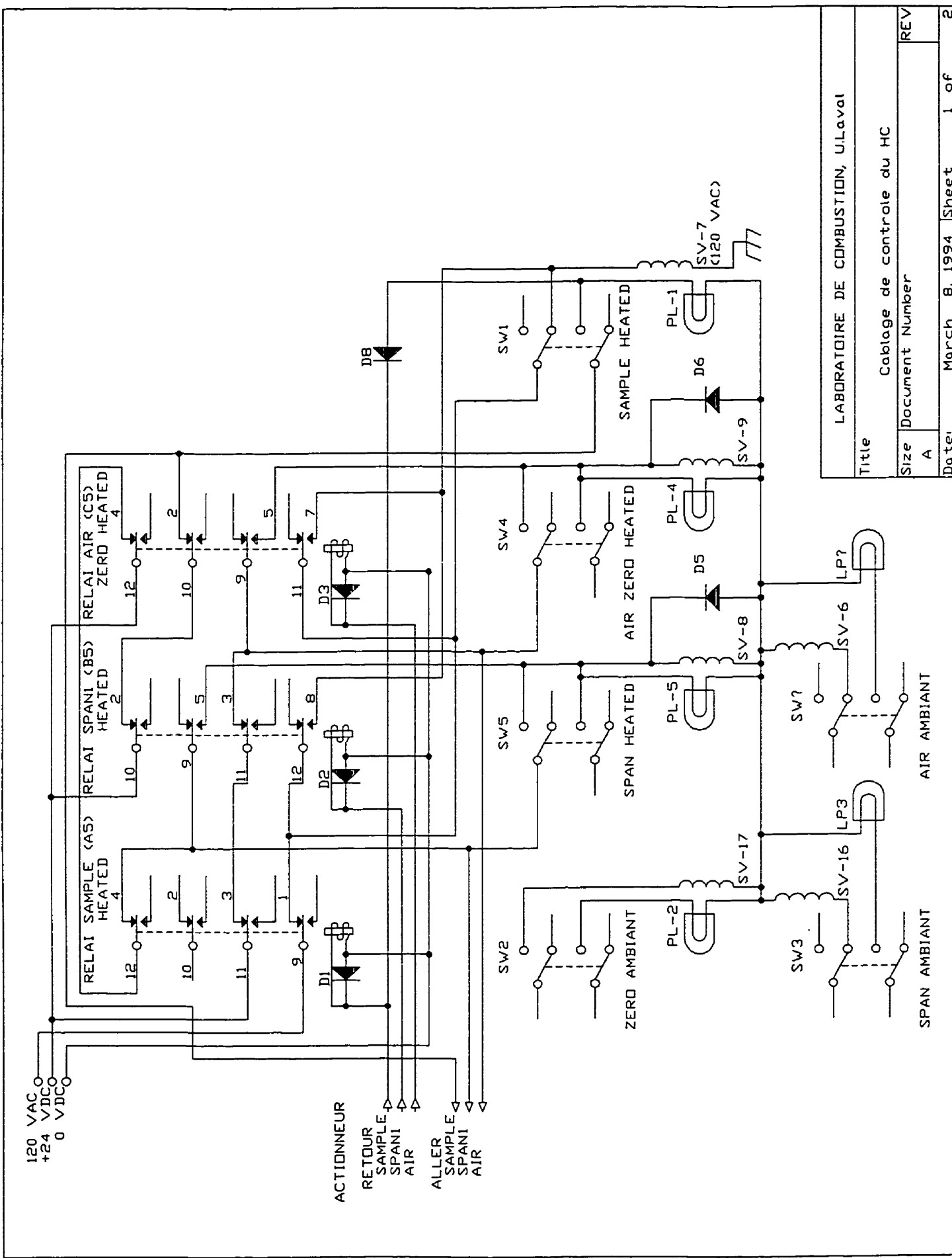
LABORATOIRE DE COMBUSTION		
UNIVERSITE LAVAL		
LOCAL 0316		
Title		
CONTROLEUR D'ECHALE POUR HC		
Size	Document Number	REV
A		
Date:	March 7, 1994	Sheet 3 of 3



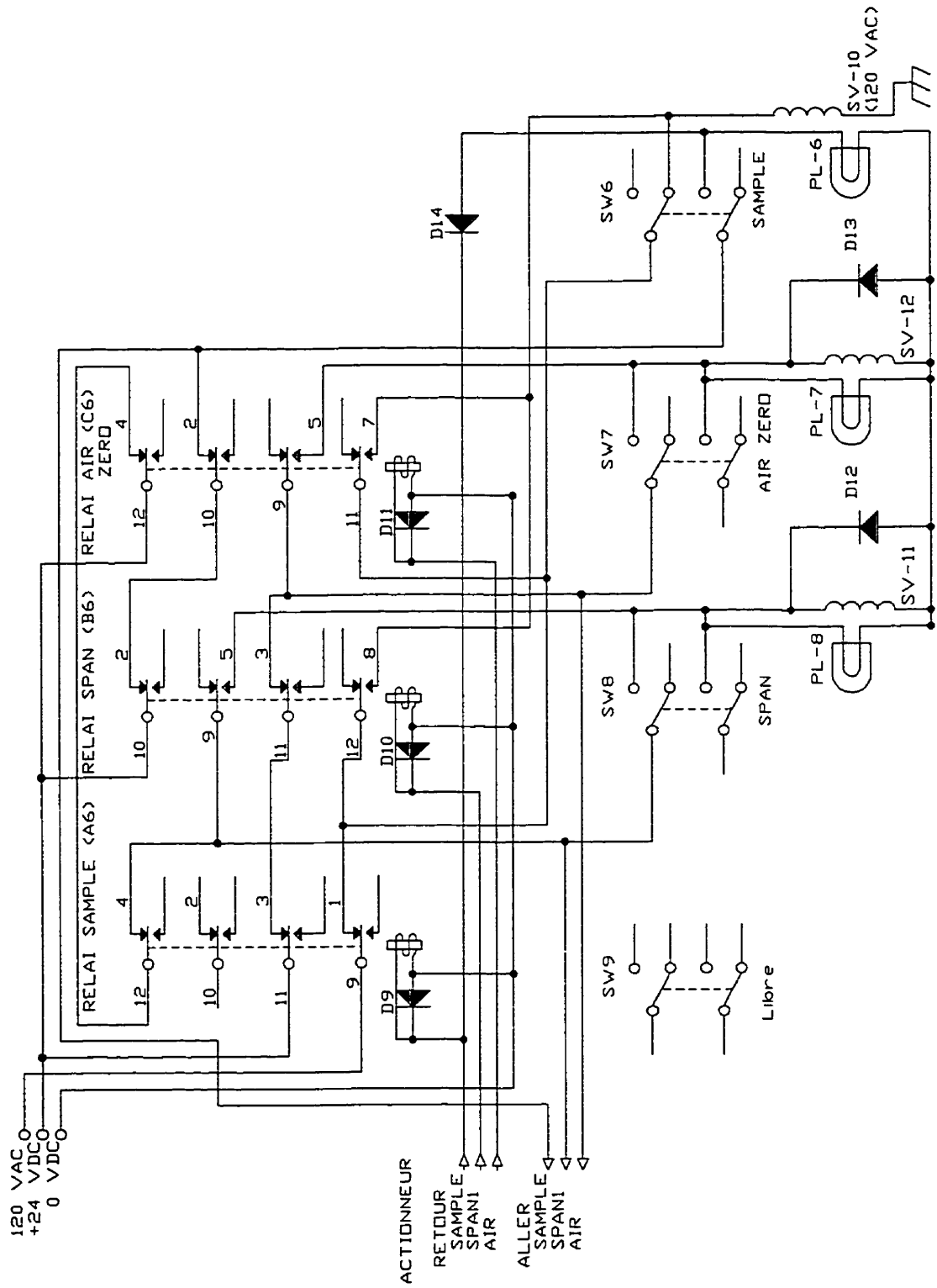


Note: Les numeros représente le nombre de dent par engrenage. Le rapport total est de 457 à 1.

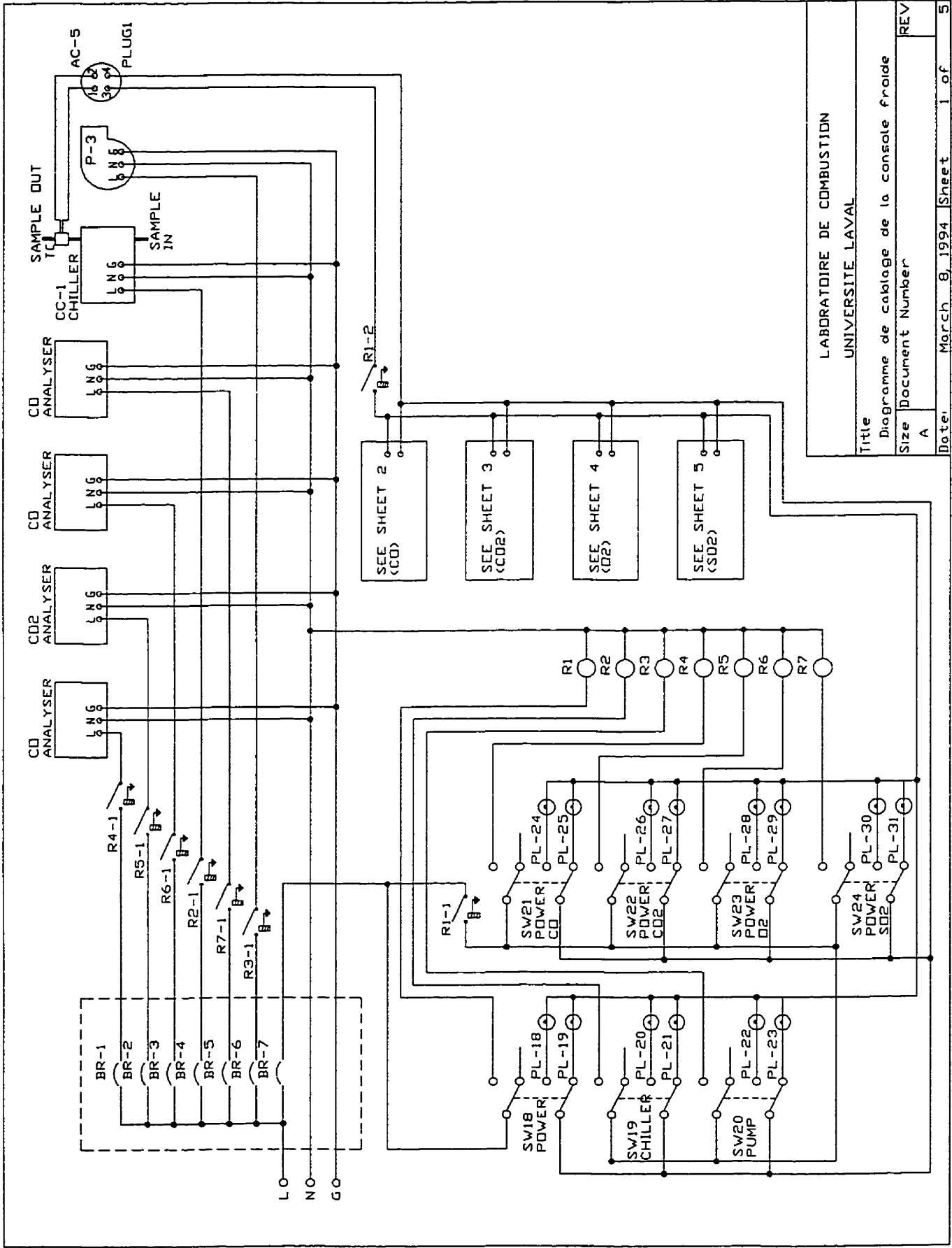
LABORATOIRE DE COMBUSTION UNIVERSITÉ LAVAL, QUÉBEC		
TITRE CROQUIS D'ASSEMBLAGE D'ENGRENAGES POUR CONTROLLEUR HC		
DESSIN	DESSINATEUR MARC LAVIOLETTE	DATE 26/01/98



LABORATOIRE DE COMBUSTION, ULaval	
Title Cablage de controle du HC	
Size A	Document Number REV
Date: March 8, 1994	Sheet 1 of 2

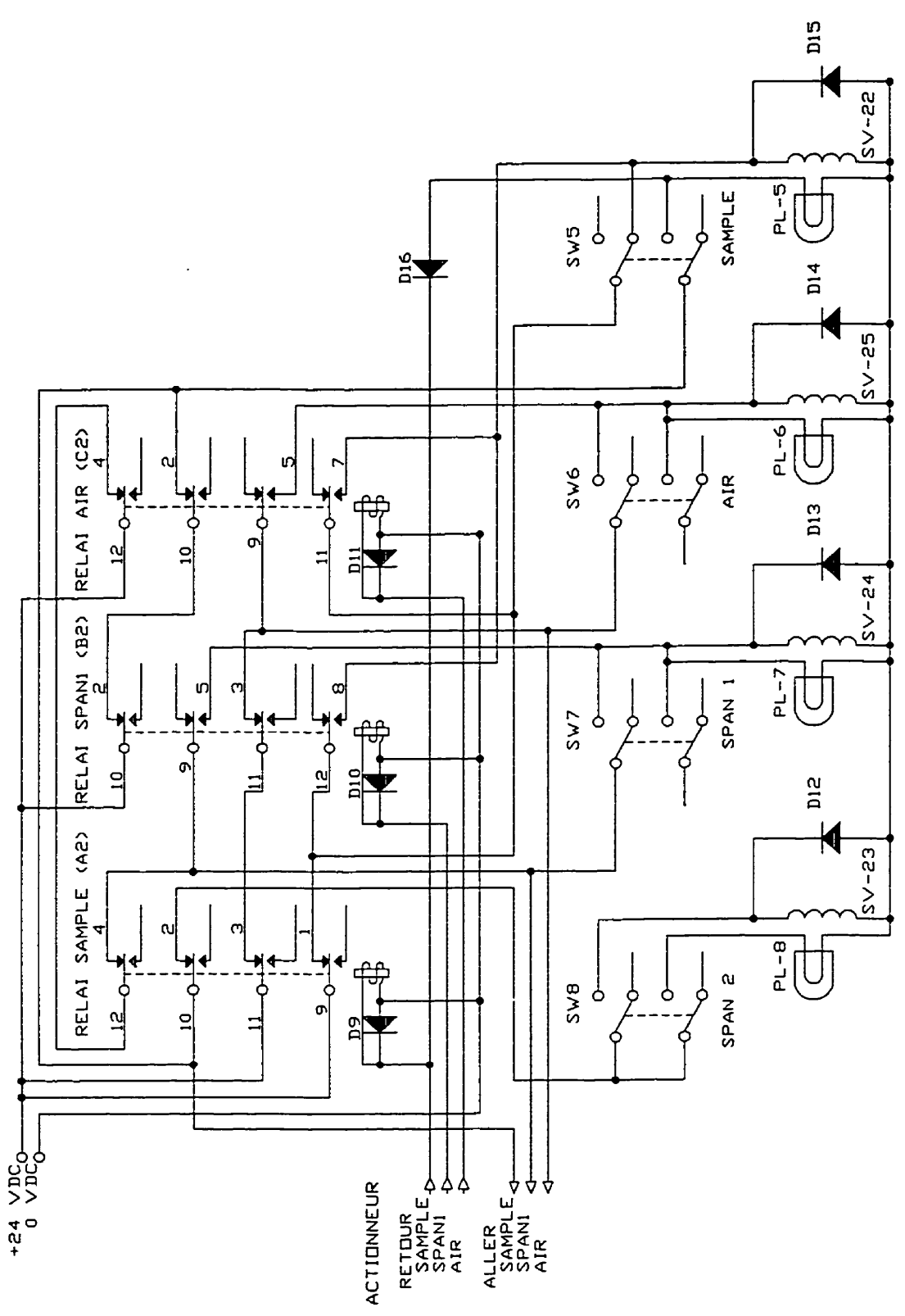


LABORATOIRE DE COMBUSTION, U.Laval	
Title Cablage de controle du NO/NOx	
Size A	Document Number REV
Date March 8, 1974	Sheet 2 of 2



LABORATOIRE DE COMBUSTION  
UNIVERSITE LAVAL

Title	Diagramme de cablage de la console froide
Size	Document Number
REV	
Date:	March 8, 1994
Sheet	1 of 5



Title

Cablage de controle du CD

Size Document Number

A

REV

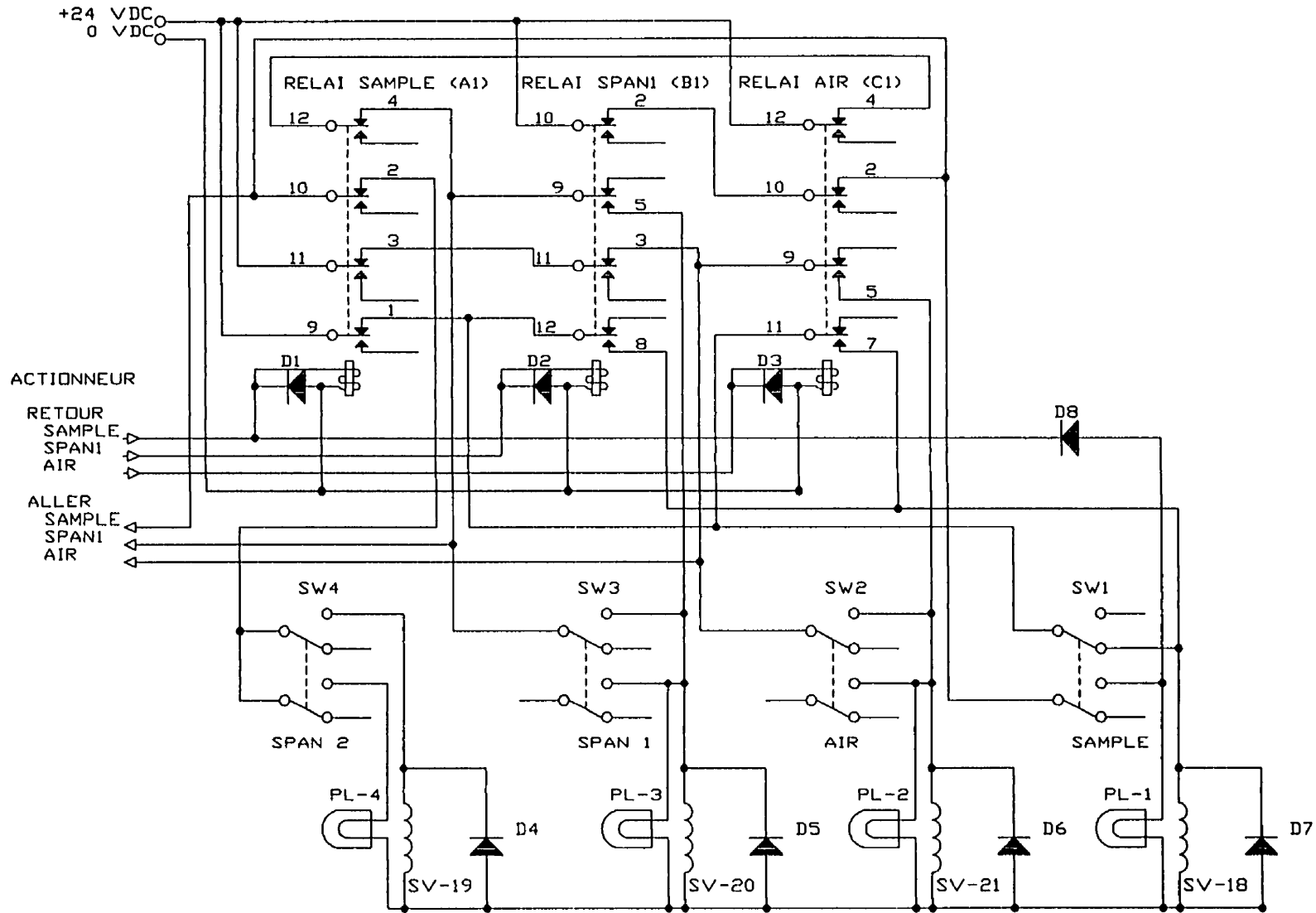
Date:

March B, 1994

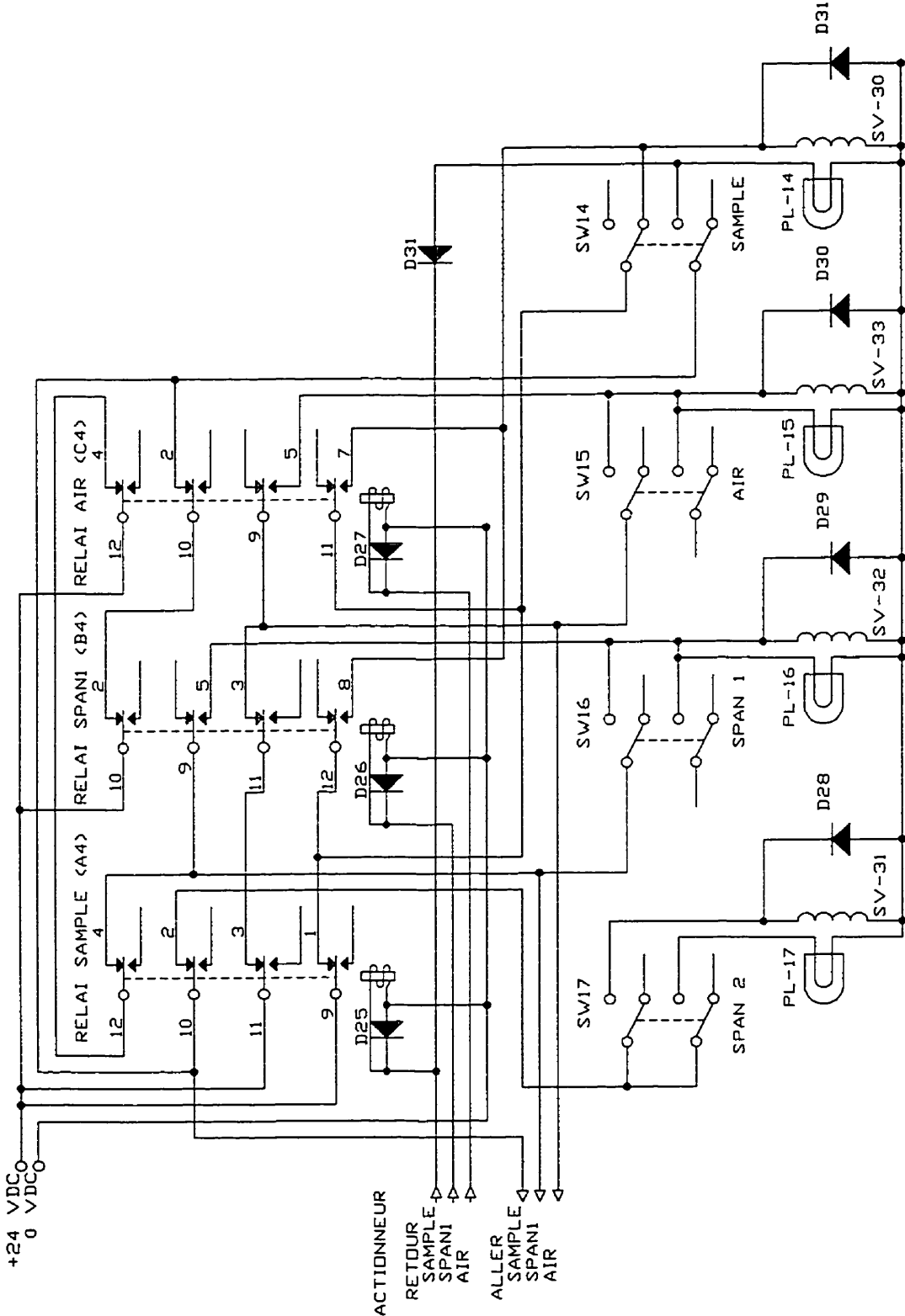
Sheet

2 of

5



Title		
Cablage de controle du CO2		
Size	Document Number	REV
A		
Date:	March 8, 1994	Sheet 3 of 5



Title

Cablage de controle du D2

Size Document Number

A

REV

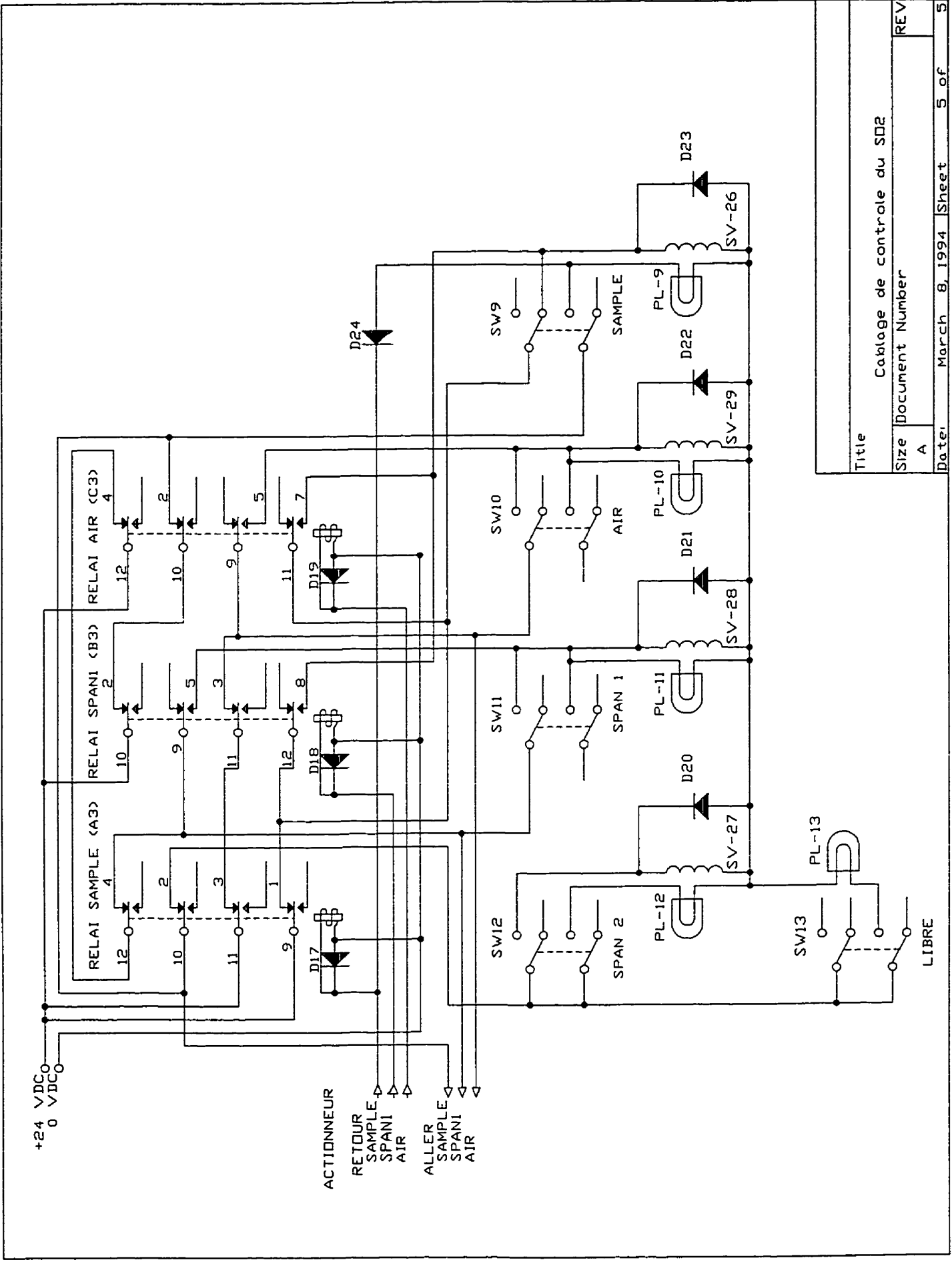
Date:

March 8, 1994

Sheet

5

4 of



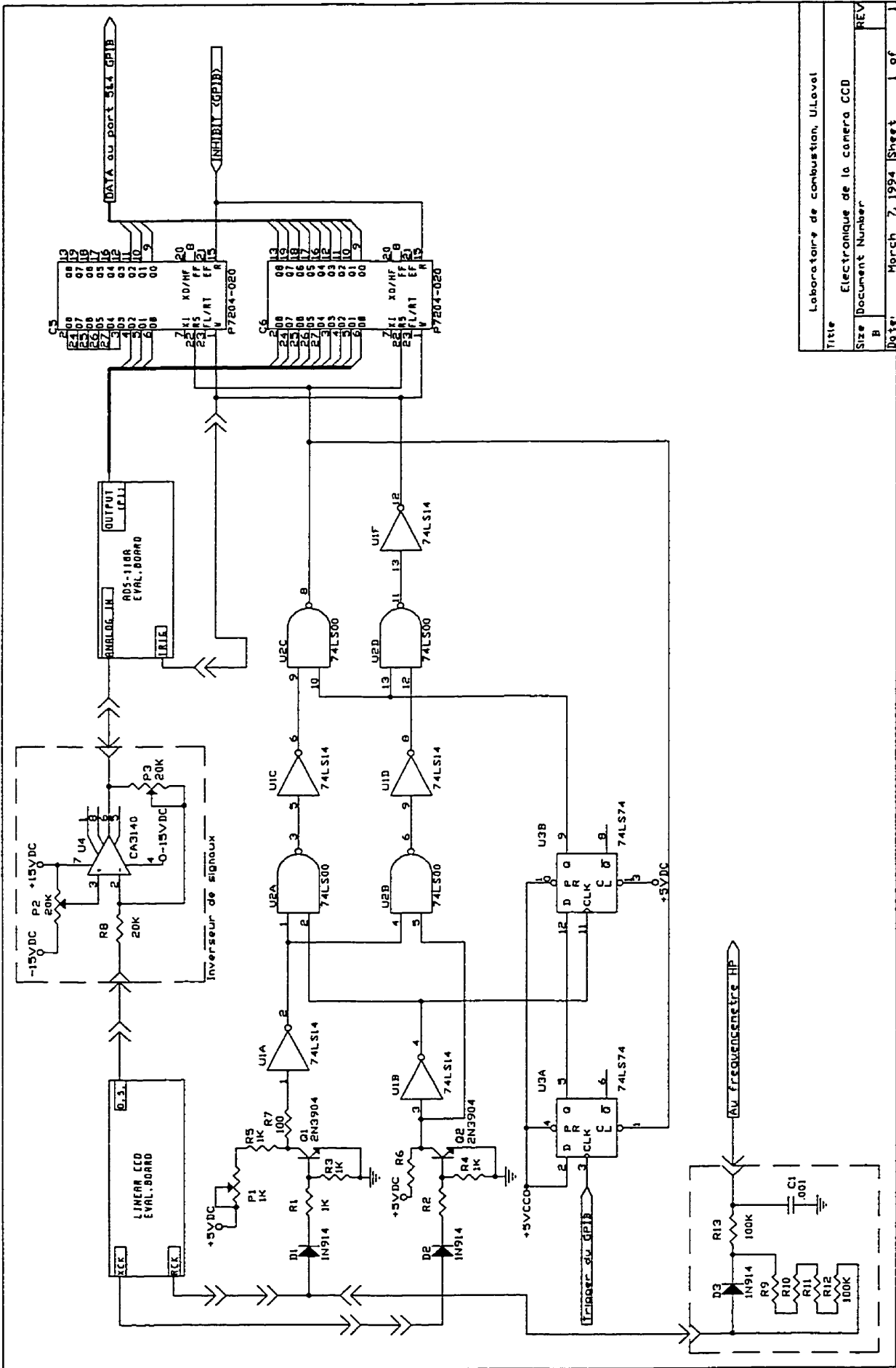
+24 VDC  
 0 VDC

ACTIONNEUR  
 RETOUR  
 SAMPLE  
 SPANI  
 AIR  
 ALLER  
 SAMPLE  
 SPANI  
 AIR

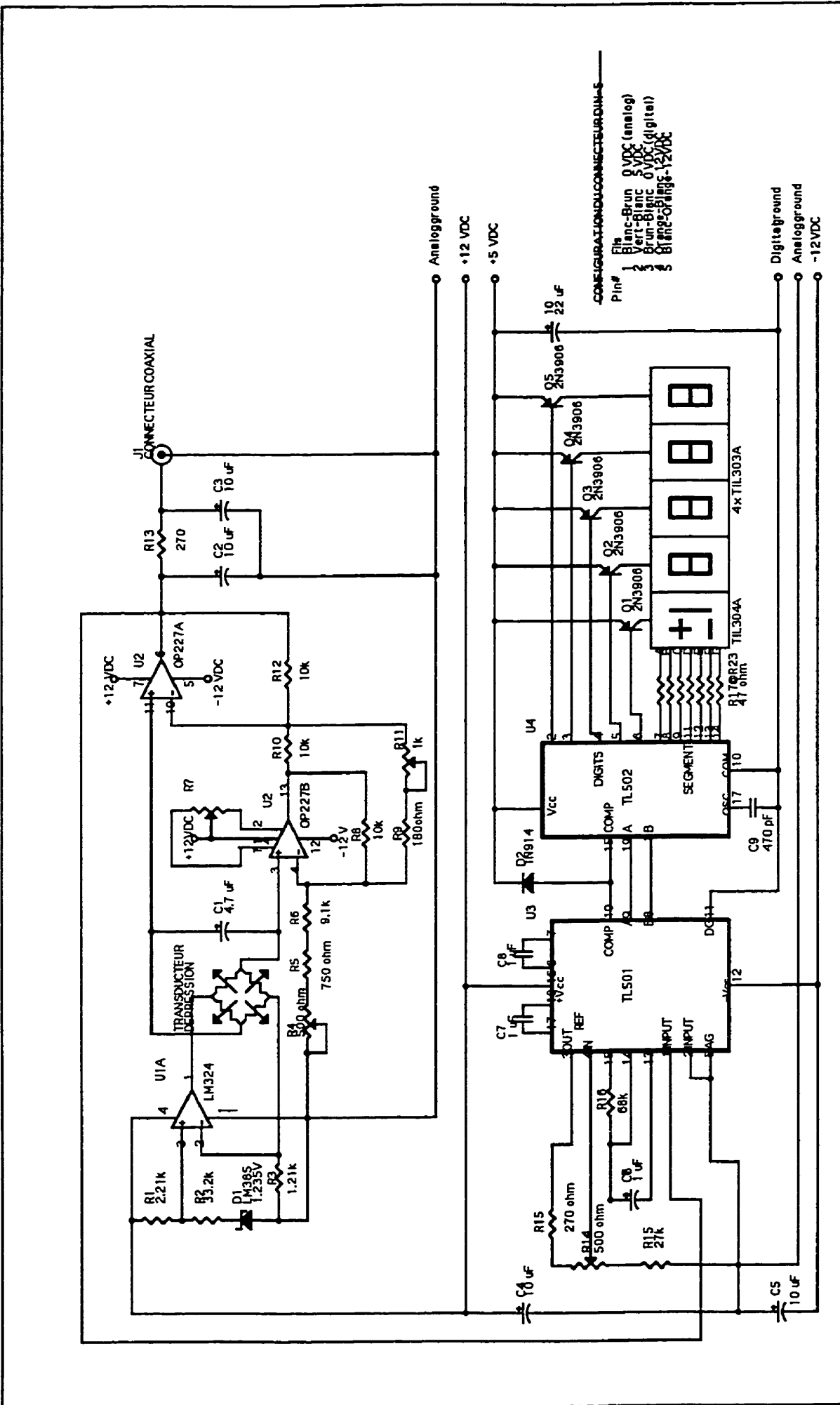
Title Cablage de controle du SD2  
 Size Document Number A  
 Date: March 8, 1994 Sheet 5 of 5







Laboratoire de combustion, ULevel	
Titre	
Electronique de la camera CCD	
Size	Document Number
B	
Date:	March 7, 1994 Sheet 1 of 1
REV	



CONFIGURATION DU CONNECTEUR DUN-5  
 Pin#  
 1 Blanc-Brun 0 VDC (analog)  
 2 Vert-Blanc 5VDC  
 3 Brun-Blanc 0 VDC (digital)  
 4 Blanc-Orange 12VDC

Title		TRANSMETTEUR DE PRESSION ET VOLTMETRE
Size	Document Number	REV
B		
Date	May 31 1992	Sheet 1 of 1